

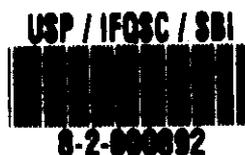
**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS**

"Um Novo Arranjo para Determinar os Coeficientes de Emissão e a Distribuição de Energia dos Elétrons Secundários emitidos por Sólidos".

CARLOS ALBERTO FONZAR PINTÃO

Tese apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Doutor em Ciências "Física Aplicada".

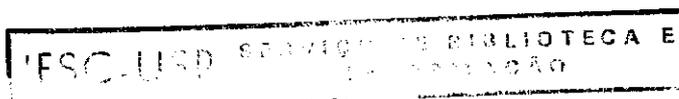
Orientador: Prof.Dr. Bernhard Gross
Co-orientador: Prof.Dr.Roberto Hessel



SÃO CARLOS

SÃO PAULO

1996



539.72112
P726u

PINTÃO, Carlos Alberto Fonzar

Um novo arranjo para determinar os coeficientes de emissão e a distribuição de energia dos elétrons secundários emitidos por sólidos. / Carlos Alberto Fonzar Pintão. -- São Carlos : IFQSC, USP, 1996.
183p.

Tese (doutorado). Instituto de Física e Química de São Carlos. / USP.

1. Coeficientes de emissão. 2. Distribuição de energia dos secundários. 3. Emissão de Elétrons. I. Título.



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **CARLOS ALBERTO FONZAR PINTÃO** APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 19/07/1996.

COMISSÃO JULGADORA:

Bernhard Gross

Prof. Dr. Bernhard Gross/IFSC-USP

Guilherme Fontes Leal Ferreira

Prof. Dr. Guilherme Fontes Leal Ferreira/IFSC-USP

Luiz Nunes de Oliveira

Prof. Dr. Luiz Nunes de Oliveira/IFSC-USP

Renê Armando Moreno Alfaro

Prof. Dr. Renê Armando Moreno Alfaro/UNESPRC

Rinaldo Gregório Filho

Prof. Dr. Rinaldo Gregório Filho/UFSCar

- AGRADECIMENTOS -

Lembrar de todas as pessoas que de uma forma ou outra participaram desse trabalho no decorrer destes anos, quer sob um aspecto específico ou mais geral, é uma tarefa difícil e que exige uma boa memória. Para não correr o risco de esquecer algum desses nomes, gostaria de mencionar apenas aquelas que agora me lembro.

- Ao Prof. Bernhard Gross pelo privilégio de ter trabalhado sob sua orientação. Com ele aprendi, entre outras coisas, a simplicidade, pois o modo que encaminha os problemas sérios, da forma mais simples possível, é a razão de alcançar a verdade dos fatos.
- Ao Prof. Guilherme F. Leal Ferreira por ter acompanhado de perto este trabalho e sugerir uma medida ou outra sempre que possível, contribuiu no desenvolvimento do modelo das duas camadas e da correção de segunda ordem desenvolvida no apêndice 2.
- Ao Prof. Roberto Hessel por ter coorientado e ter participado ativamente nesta tese em todos os momentos cruciais, sem o qual dificilmente teria realizado este trabalho. A sua amizade, carinho e compreensão que certamente acabaram tendo influência no meu modo de ser.
- À Prof. Mariangela T. Figueiredo que ajudou-me na parte computacional, estudando, discutindo e sugerindo como melhor proceder na solução dos problemas.
- Ao Prof. José A. Giacometti por ter sido um grande incentivador na realização das medidas e ter ajudado na calibração do sistema de medida do potencial de superfície, medida extremamente delicada.
- Ao Prof. Roberto M. Faria por ter cedido a amostra de PVDF- α e sugerido uma maneira de obter o PVDF- β a partir dela. Aos demais professores do Grupo de polímeros, Milton S. Campos e Osvaldo ("Chu") pelo carinho e atenção que sempre me dispensaram.
- Ao Dante L. Chinaglia por ter participado das mudanças introduzidas no acelerador de elétron e compartilhado durante todos estes anos com sugestões e incentivos nas medidas realizadas neste trabalho.
- Ao Prof. José Armando Xavier do departamento de Física de Bauru que, além do incentivo, ajudou-me nos desenhos deste texto.
- A todos os professores do departamento de Física de Bauru pelo incentivo e compreensão.
- Aos técnicos do Grupo de polímeros, Ademir Soares, José R. Bertho, Níbio J. Mangerona e Luiz H. C. Mattoso pela dedicação e empenho demonstrados ao resolverem os diversos problemas que lhes foram apresentados.

- Ao Wilson Bertachini Volpe por ter realizado o trabalho de digitação, sem a sua ajuda não teria terminado a redação final deste trabalho.
- Aos colegas de pós graduação Ailton, Francisco Malmonge e outros pelas visitas periódicas no meu laboratório, que sempre acabaram por enriquecer o meu relacionamento pessoal.
- Aos senhores membros do conselho de pós graduação por terem atendido aos pedidos de prorrogação de prazo para a entrega da tese.
- Aos meus antigos professores de graduação e pós graduação do Instituto de Física de São Carlos por terem contribuído na minha formação.

Finalmente resta dizer que este trabalho pôde ser feito graças

- Ao apôio prestado pela Oficina Mecânica do Instituto de Física de São Carlos.
- Ao afastamento parcial concedido pela UNESP de Bauru.
- Ao auxílio concedido pela CAPES(PICD).

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	i
LISTA DE TABELAS	vii
LISTA DE QUADROS	viii
LISTA DE SIMBOLOS	ix
LISTA DE ABREVIATURAS	xii
LISTA DE MATERIAIS	xiii
RESUMO	xiv
ABSTRACT	xv

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

1.1. Considerações Gerais.....	01
1.2. A emissão secundária.....	02
1.3. O espectro de energia dos emitidos.....	06
1.3.1. O material em estudo.....	06
1.3.2. A seção da curva em estudo.....	08
1.3.2.1. A seção relativa aos secundários.....	08
1.3.2.2. A seção relativa aos retroespalhados.....	12
1.4. Os arranjos tradicionais e o arranjo Hessel-Gross para o estudo da emissão secundária.....	13
1.5. Objetivos do trabalho.....	16

CAPÍTULO II - EMISSÃO SECUNDÁRIA

2.1. Introdução.....	18
2.2. Teoria.....	19
2.2.1. A teoria fenomenológica elementar.....	19
2.2.1.1. A versão baseada na “lei da potência” e a expressão do rendimento reduzido δ / δ_M	20
2.2.1.2. A versão baseada na “perda constante” e a expressão do rendimento reduzido δ / δ_M	22
2.2.1.3. As versões “lei da potência” e “perda constante” adaptadas para o espalhamento dos secundários de forma tridimensional.....	24
2.2.1.4. As teorias que levam em conta os elétrons retroespalhados.....	26

2.2.2. Relações derivadas da versão “perda constante” unidimensional	29
2.2.2.1. Energia do primário correspondente ao rendimento máximo	29
2.2.2.2. Máximo rendimento δ_M	30
2.2.2.3. Energias relacionadas aos pontos de cruzamento E_I e E_{II}	30
2.2.2.4. Quadro geral destas expressões adaptadas aos metais, óxidos metálicos e polímeros	31
2.2.3. Cálculo dos parâmetros semi-empíricos B , ϵ , α_p e α_s	32
2.2.3.1. O coeficiente de absorção dos elétrons primários α_p	33
2.2.3.2. O coeficiente de absorção dos elétrons secundários α_s e a relação ϵ / B ..	33
2.2.4. O modelo das duas camadas baseado na versão “perda constante”	34

CAPÍTULO III - O ACELERADOR DE ELÉTRONS

3.1. Introdução	37
3.2. O acelerador de elétrons	38
3.2.1. Fonte de elétrons	38
3.2.2. O sistema ótico eletrônico	39
3.2.3. O sistema de medidas	41
3.2.4. O sistema de vácuo	46

CAPÍTULO IV - MÉTODOS DE MEDIDA

4.1. A determinação da distribuição de energia dos elétrons emitidos	48
4.1.1. Determinação de $g(E')$ para metais	55
4.1.2. Determinação de $g(E')$ para polímeros	57
4.2. O mecanismo de auto-regulação (M.A)	59
4.3. A determinação dos coeficientes de emissão σ , η e δ para o método do pulso	61
4.4. O método da medida dinâmica aplicada aos metais	62
4.5. Medida do potencial de superfície dos polímeros e a ddp de contato dos metais	65
4.5.1. Introdução	65
4.5.2. A técnica do capacitor vibrante na determinação de V_S e a ddp de contato	66
4.5.2.1. Medida de $V_S(t)$	66
4.5.2.2. Medida da ddp de contato	69

CAPÍTULO V - ESCOLHA DAS MONTAGENS MAIS ADEQUADAS PARA CADA TIPO DE MEDIDA

5.1. A escolha do arranjo de medida	71
---	----

5.1.1. Estudo de um novo arranjo para determinar $g(E')$	71
5.1.2. Estudo de um novo arranjo para determinar η	86
5.1.3. Influência da limpeza da amostra nos valores dos coeficientes de emissão em função de E	93

CAPÍTULO VI - O ESPECTRO DE ENERGIA DOS ELÉTRONS SECUNDÁRIOS EMITIDOS

6.1. O espectro de energia dos elétrons secundários emitidos pelos metais	97
6.1.1. Medidas com a platina (Método do Pulso)	97
6.1.1.1. As curvas de corrente, suas derivadas e o espectro de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle	97
6.1.1.2. A ddp de contato entre a grade de aço-inox e a superfície de irradiação da amostra metálica.....	101
6.2. O espectro de energia dos elétrons secundários emitidos pelos Polímeros.....	102
6.2.1. Medidas com o Teflon-FEP (Método do Pulso)	102
6.2.1.1. As curvas de corrente, suas derivadas e o espectro de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle	102
6.2.1.2. O potencial de superfície do Teflon-FEP logo após atuar o M.A	106
6.2.2. Medidas com Mylar	111
6.2.2.1. As curvas de corrente e os espectros de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle	111
6.2.3. Medidas com o PVDF- α ou PVDF- β	113
6.2.3.1. As curvas de corrente e os espectros de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle	113
6.2.4. Medidas com o polímero condutor.....	116
6.2.4.1. As curvas de corrente e os espectros de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle	116

CAPÍTULO VII - OS COEFICIENTES DE EMISSÃO

7.1. Método do pulso para metais	120
7.1.1. Medidas com a platina.....	120
7.1.1.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função da energia	120
7.1.1.2. As curvas de rendimento δ / δ_M em função de E / E_M para alguns valores de polarizações.....	122
7.1.1.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos da curva de emissão. platina.....	124

7.1.2. Medidas com o ouro	125
7.1.2.1. As curvas do coeficiente de emissão em função da energia	125
7.1.2.2. A curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M	126
7.1.2.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos da curva de emissão. Ouro	127
7.2. Método do pulso para Polímeros.....	127
7.2.1. Medidas com o Teflon-FEP	127
7.2.1.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função da energia	127
7.2.1.2. As curvas de rendimento δ / δ_M em função de E / E_M para alguns valores de polarizações.....	131
7.2.1.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos da curva de emissão. Teflon-FEP (50 μ m).....	133
7.2.2. Medidas com o Mylar	133
7.2.2.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função da energia	133
7.2.2.2. As curvas de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M	134
7.2.2.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos da curva de emissão. Mylar (36 μ m)	134
7.2.3. Medidas com o polímero condutor	135
7.2.3.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função de E	135
7.2.3.2. As curvas de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M	136
7.2.3.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidas das curvas de emissão. Polímero condutor (~60 μ m).....	136
7.2.4. Medidas com o PVDF- α e PVDF- β	137
7.2.4.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função de E	137
7.2.4.2. As curvas de rendimento δ / δ_M em função de E / E_M	138
7.2.4.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos das curvas de emissão PVDF- α e PVDF- β	139
7.3. As curvas de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para os metais e polímeros.....	140
7.4. Comparação dos valores E_I e E_{II} determinados experimentalmente com aqueles calculados do Quadro 1	140

CAPÍTULO VIII - RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS PELO MÉTODO DINÂMICO

8.1. O método dinâmico aplicado aos polímeros.....	142
8.2. O método dinâmico aplicado aos metais.....	143
8.2.1. Disco de alumínio	144

8.2.2. Disco de platina	145
8.2.3. Disco de aço-inox	146
8.3. O método dinâmico aplicado ao polímero condutor.....	147
8.4. Aplicação do modelo das duas camadas baseado na versão “perda constante”	148

CAPÍTULO IX - CONSIDERAÇÕES FINAIS, CONCLUSÕES E SUGESTÕES

9.1. Considerações finais.....	157
9.2. Conclusão.....	158
9.2.1. A escolha do arranjo mais adequado para cada tipo	158
9.2.1.1. O arranjo para determinar o espectro de energia dos secundários emitidos	158
9.2.1.2. O arranjo para determinar η	160
9.2.2. O espectro de energia dos elétrons secundários emitidos pelos sólidos.....	161
9.2.2.1. O espectro de energia dos elétrons secundários emitidos pela platina	161
9.2.2.2. O espectro de energia dos secundários emitidos pelos polímeros	162
9.2.2.2.1. Teflon-FEP.....	162
9.2.2.2.2. Mylar	164
9.2.2.2.3. PVDF- α e PVDF- β	165
9.2.2.2.4. Polímero condutor.....	166
9.2.3. Os coeficientes de emissão	167
9.2.4. Resultados experimentais obtidos pelo método dinâmico.....	170
9.3. Sugestões para trabalhos futuros.....	171

APÊNDICE 1	173
-------------------------	-----

APÊNDICE 2	175
-------------------------	-----

APÊNDICE 3	178
-------------------------	-----

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	181
---	-----

LISTA DE FIGURAS

Fig. 1 - A distribuição ou espectro de energia dos secundários emitidos pela prata (ver ref. 40)	3
Fig. 2 - Coeficiente de emissão secundária em função da energia dos primários	4
Fig. 3 - O coeficiente de retroespalhamento, η , em função da energia dos primários para vários materiais. As medidas foram tiradas dos trabalhos de Sternglass ⁽⁴⁵⁾ e Palluel ⁽³⁸⁾	5
Fig. 4 - Diagrama esquemático dos circuitos de medida convencionais para determinar a emissão dos secundários e retroespalhados	9
Fig. 5 - Diagrama esquemático de uma montagem para medida de emissão secundária pelo método do pulso (ver ref. 49)	11
Fig. 6 - Diagrama esquemático dos circuitos de medida do arranjo Hessel-Gross, para determinar a emissão de elétrons (ref. 25 e 8)	14
Fig. 7 - Curvas de rendimento reduzido obtidos a partir de diferentes modelos. Os pontos experimentais foram incluídos para comparação (ver ref. 15, p.266)	24
Fig. 8 - Curvas de rendimento reduzido calculado segundo versão "Lei da Potência" para $n=1,35, 1,66$ e $2,00$ (ver ref. 17)	25
Fig. 9 - Curvas de rendimento reduzido calculado segundo versão "Perda Constante" para $n=1,35, 1,66$ e $2,00$ (ver ref. 17)	26
Fig. 10 - Curvas de rendimento reduzido obtidas por Kanawa e Kawakatsu, levando em conta a contribuição de retroespalhados para a geração de secundários. Pontos experimentais de diferentes fontes são fornecidas para comparação (ver ref. 29)	28
Fig. 11 - Curvas de rendimento reduzido para o Ni, Mo, Ge e MgO. A curva A representa a equação 18 para $n = 2$. A curva B representa a equação 30 para $n = 1,35$ (ref. 15)	29
Fig. 12 - Diagrama esquemático das correntes envolvidas no modelo das duas camadas	35
Fig. 13 - Esquema do acelerador de elétrons atualizado (vista frontal, ref. 8)	37
Fig. 14 - Base experimental original (ref. 25)	42
Fig. 15 - Suporte de amostra original (ref. 25)	43
Fig. 16 - Suporte de amostra modificado	44
Fig. 17 - Esquema das ligações elétricas entre os vários equipamentos utilizados no sistema de medidas (ref. 25)	45
Fig. 18 - Esquema mostrando o sistema de bombeamento e o acelerador de elétrons (vista lateral, ref. 8)	47
Fig. 19 - Desenho esquemático da montagem experimental	49
Fig. 20 - A função distribuição de energia, normalizada, dos elétrons secundários emitidos mais os retroespalhados	53
Fig. 21 - Curvas das correntes em função das polarizações da grade 1	56
Fig. 22 - Função distribuição de energia $g(E')$, normalizada, dos elétrons emitidos em função da energia	56

Fig. 23 - Curva de corrente e sua derivada em função da polarização da grade 1. I'_m e $g'(E')$ em função de V_1	58
Fig. 24 - Curva de corrente e sua derivada em função da polarização da grade 1. I'_m e $g'(E')$ em função de V_1	59
Fig. 25 - Função distribuição de energia $g(E')$, normalizada, dos elétrons emitidos em função da energia	59
Fig. 26 - Configuração para aplicar o método dinâmico para os metais	63
Fig. 27 - Seção entre E_I e E_{II} da curva de emissão total	64
Fig. 28 - Seções acima de E_{II} e abaixo de E_I da curva de emissão total	65
Fig. 29 - Configuração do sistema de medida de V_s	67
Fig. 30 - Curva característica na determinação de V_s , logo após o mecanismo de auto-regulação atuar com $k\omega$ fixo	69
Fig. 31 - Esquema do arranjo simplificado de medida original (A.S.M.O.)	72
Fig. 32 - Montagem do A.S.M.O. com polarização da Grade 1. Arranjo A_1	73
Fig. 33 - Montagem do A.S.M.O. com polarização do E.S.A. Arranjo A_2	73
Fig. 34 - Fração de elétrons emitidos (σ' / σ) em função das polarizações aplicadas na grade ($-V_1$) ou no suporte de amostra (V_2). Amostra de alumínio. $E_p = 4000$ eV e $I_p = 3,0$ nA	74
Fig. 35 - Possíveis linhas de campo elétrico para os arranjos A_1 e A_2	75
Fig. 36 - Diagrama de correntes	76
Fig. 37 - Curvas de corrente em função das várias polarizações da tampa. Amostra de Alumínio. $I_p = 3,0$ nA e $E_p = 4000$ eV	77
Fig. 38 - A fração de elétrons emitidos (σ' / σ) em função da polarização da grade 1, usando o arranjo A_1 (Fig. 32). $I_p = 3,0$ nA e $E_p = 4000$ eV . Amostra de Alumínio	78
Fig. 39 - Curvas da fração de elétrons emitidos (σ' / σ) em função das polarizações aplicadas a grade 1 ($-V_1$) ou a superfície da amostra (V_2) para valores de d_i diferentes	79
Fig. 40 - Suporte de amostra modificado (1a. versão)	80
Fig. 41 - Esquema do arranjo simplificado de medida com suporte de amostra modificado (A.S.M.M.)	81
Fig. 42 - Esquema da montagem do A.S.M.M. com polarização da Grade. Arranjo A_{11}	82
Fig. 43 - Esquema da montagem do A.S.M.M. com polarização do E.S.A.M. Arranjo A_{22}	82
Fig. 44 - Curvas da fração de elétrons (σ' / σ) versus polarizações aplicadas ($-V_1$) ou V_2 com $d_i = 4$ mm	82
Fig. 45 - Curvas de corrente em função de V_1 ou ($-V_2$). Amostra de aço-inox. $E_p = 4000$ eV e $I_p = 3,0$ nA	84
Fig. 46 - Curva da derivada da corrente ($g'(E')$) em função de $-V_1$. Amostra de aço-inox	85
Fig. 47 - Esquema da montagem do arranjo simplificado com base polarizada	86

Fig. 48 - Esquema da montagem do arranjo simplificado com base aterrada	86
Fig. 49 - Curvas de σ versus E. Amostra de ouro	87
Fig. 50 - Curvas de η versus E. Amostra de ouro	88
Fig. 51 - Curvas de η versus E. Amostra de ouro	89
Fig. 52 - Esquema do arranjo simplificado com base polarizada e nova grade	90
Fig. 53 - Curva de η versus E. Amostra de ouro	90
Fig. 54 - Curva de η versus E. Amostra de ouro	91
Fig. 55 - Esquema da montagem de arranjo simplificado com grades na tampa	94
Fig. 56 - Curvas de σ versus E. Amostra de platina	95
Fig. 57 - Curvas de η versus E. Amostra de platina	96
Fig. 58 - Curvas de corrente de emissão (I) em função da polarização da grade 1. Amostra de platina "prensada"	98
Fig. 59 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E'. Amostra de platina "prensada" $E_p = 300$ eV	99
Fig. 60 - Esboço de $g(E')$ versus $-\Delta V$ representando os parâmetros da Tabela 3	100
Fig. 61 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Teflon-FEP	103
Fig. 62 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E'. Amostra de Teflon-FEP. $E_{cf} = E_p = 1000$ eV e $I_p = 2,25$ nA	104
Fig. 63 - Curvas de corrente e sua derivada em função de ΔV . Amostra de Teflon- FEP. $E_{cf} = E_p = 2500$ eV e $I_p = 2,25$ nA	105
Fig. 64 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E'. Amostra de Teflon-FEP. $E_{cf} = E_p = 2500$ eV e $I_p = 2,25$ nA	105
Fig. 65 - Curvas de corrente em função da diferença de potencial de controle. Amostra de Teflon-FEP	106
Fig. 66 - Potencial de superfície em função da energia	107
Fig. 67 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra Teflon-FEP, $E_p = 600$ eV, $I_p = 2,25$ nA	109
Fig. 68 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra Teflon-FEP, $E_p = 1500$ eV, $I_p = 2,25$ nA	109
Fig. 69 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra Teflon-FEP, $E_p = 2500$ eV, $I_p = 2,25$ nA	110
Fig. 70 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Mylar (36 μ m). $I_p = 2,25$ nA	111
Fig. 71 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E'. Amostra de Mylar. $E_{cf} = E_p = 1200$ eV, $I_p = 2,25$ nA	112
Fig. 72 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E'. Amostra de Mylar. $E_{cf} = E_p = 1400$ eV, $I_p = 2,25$ nA	112
Fig. 73 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de PVDF- α (50 μ m). $I_p = 2,25$ nA	113

Fig. 74 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de PVDF- β . (espessura não determinada). $I_p = 2,25$ nA	114
Fig. 75 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de PVDF- α . $E_{cf} = E_p = 2500$ eV	114
Fig. 76 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de PVDF- β . $E_{cf} = E_p = 2500$ eV.....	115
Fig. 77 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de polímero condutor (~ 60 μm), $I_p = 2,25$ nA	116
Fig. 78 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de polímero condutor, $E_{cf} = 200$ eV, $I_p = 2,25$ nA.....	117
Fig. 79 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de polímero condutor, $E_{cf} = E_p = 1400$ eV, $I_p = 2,25$ nA	118
Fig. 80 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de polímero condutor, $E_{cf} = E_p = 2500$ eV, $I_p = 2,25$ nA	118
Fig. 81 - Curva dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de platina "virgem"	121
Fig. 82 - Curva dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de platina "prensada"	121
Fig. 83 - Curvas de σ' versus E para alguns valores de polarização V_1 com a base da amostra aterrada. Platina "prensada"	122
Fig. 84 - Curvas de δ' versus E para alguns valores da polarização V_1 com a base da amostra aterrada. Platina "prensada"	123
Fig. 85 - Curvas de rendimento reduzido δ' / δ_M versus E / E_M para alguns valores da polarizações V_1 com a base da amostra aterrada. Platina "prensada".....	123
Fig. 86 - As curvas de emissão em função da energia. Amostra de ouro.	126
Fig. 87 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M versus E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_s] = +10V$ e $V_2 = 0$	127
Fig. 88 - Curvas de σ versus E com a base polarizada negativamente ou aterrada. Amostra de Teflon-FEP	129
Fig. 89 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de Teflon-FEP (50 μm).....	130
Fig. 90 - Curvas de σ' versus E para alguns valores de polarização V_1 com a base da amostra aterrada. Teflon-FEP (50 μm).....	131
Fig. 91 - Curvas de δ' versus E para alguns valores de polarização V_1 com a base da amostra aterrada. Teflon-FEP (50 μm).....	132
Fig. 92 - Curvas de rendimento reduzido δ' / δ_M versus E / E_M para alguns valores de polarização V_1 com a base da amostra aterrada. Teflon-FEP	132
Fig. 93 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de Mylar (36 μm)	133
Fig. 94 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_s] = +10V$ e $V_2 = 0$. Amostra de Mylar (36 μm) _i	134

Fig. 95 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de polímero condutor ($\sim 60 \mu\text{m}$).....	135
Fig. 96 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_S] = +10V$ e $V_2 = 0$. Amostra de polímero condutor ($\sim 60 \mu\text{m}$).....	136
Fig. 97 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de PVDF- α ($50 \mu\text{m}$)	137
Fig. 98 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de PVDF- β (espessura não determinada).....	138
Fig. 99 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_S] = +10V$ e $V_2 = 0$. Amostra de PVDF- α	138
Fig. 100 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_S] = +10V$ e $V_2 = 0$. Amostra de PVDF- β	139
Fig. 101 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M versus E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_S] = +10V$ e $V_2 = 0$	140
Fig. 102 - Curvas de σ versus E . Amostra de Teflon - FEP ($50 \mu\text{m}$).....	143
Fig. 103 - Curvas de σ versus E . Amostra de alumínio	144
Fig. 104 - Curvas de σ versus E . Amostra de platina.	145
Fig. 105 - Curvas de σ versus E com montagens diferentes. Amostra de platina	146
Fig. 106 - Curvas de σ versus E . Amostra de aço-inox.....	146
Fig. 107 - Curvas de σ versus E . Amostra de polímero condutor.....	147
Fig. 108 - Curvas de σ versus E com montagens diferentes. Amostra de polímero condutor.....	148
Fig. 109 - Curvas de σ versus E . Amostras de Teflon-FEP (50nm) e Teflon-FEP com camadas de ouro depositado de $2,5\text{nm}$, 10nm e 50nm de espessura.....	149
Fig. 110 - Curvas de σ , η e δ em função de E . Amostra de Teflon-FEP com camada de ouro de 50 nm	151
Fig. 111 - Curvas de σ , η e δ em função de E . Amostra de Teflon-FEP com camada de ouro de $2,5 \text{ nm}$	151
Fig. 112 - Curvas de σ , η e δ em função de E . Amostra de Teflon-FEP com camada de ouro de $2,5$ e 50 nm	152
Fig. 113 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Teflon-FEP com camadas de ouro de $2,5\text{nm}$ e 50nm . $E_p = 400 \text{ eV}$ e $I_p = 2,25 \text{ nA}$	153
Fig. 114 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Teflon-FEP com camadas de ouro de $2,5\text{nm}$ e 50nm . $E_p = 2000 \text{ eV}$ e $I_p = 2,25 \text{ nA}$	153
Fig. 115 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Teflon-FEP com camadas de ouro de $2,5\text{nm}$ e 50nm . $E_p = 3500 \text{ eV}$ e $I_p = 2,25 \text{ nA}$	154
Fig. 116 - Curvas de σ versus E . Modelo das duas camadas.....	156
Fig. 117 - Esquema da influência do campo magnético terrestre sobre os secundários emitidos perpendicularmente a superfície	173

Fig. 118 - Esquema da montagem do arranjo simplificado para a medida da ddp entre A e B ou $V_1 - V_2$	178
Fig. 119 - Desenho esquemático do circuito para a medida da ddp entre A e B ou $V_1 - V_2$	179

LISTA DE TABELAS

Tabela 01 - Parâmetros do espectro de energia para Platina “prensada”	100
Tabela 02 - Parâmetros do espectro de energia para o Teflon-FEP	106
Tabela 03 - Parâmetros do espectro de energia para o Mylar	113
Tabela 04 - Parâmetros do espectro de energia para o PVDF- α	115
Tabela 05 - Parâmetros do espectro de energia para o PVDF- β	115
Tabela 06 - Parâmetros do espectro de energia para polímero condutor.....	119
Tabela 07 - Parâmetros da curva σ versus E - platina	124
Tabela 08 - Parâmetros da curva δ versus E - platina.....	124
Tabela 09 - Parâmetros da curva σ versus E - ouro	127
Tabela 10 - Parâmetros da curva δ versus E - ouro.....	127
Tabela 11 - Parâmetros da curva σ versus E - Teflon-FEP.....	133
Tabela 12 - Parâmetros da curva δ versus E - Teflon-FEP	133
Tabela 13 - Parâmetros da curva σ versus E - Mylar	134
Tabela 14 - Parâmetros da curva δ versus E - Mylar.....	134
Tabela 15 - Parâmetros da curva σ versus E - polímero condutor	136
Tabela 16 - Parâmetros da curva δ versus E - polímero condutor	136
Tabela 17 - Parâmetros da curva σ versus E - PVDF- α e PVDF- β	139
Tabela 18 - Parâmetros da curva δ versus E - PVDF- α e PVDF- β	139
Tabela 19 - Valores de E_I e E_{II} experimentais e calculados das expressões do Quadro 1	141
Tabela 20 - Teflon-FEP com camada de ouro 50 nm	155
Tabela 21 - Teflon-FEP puro	155
Tabela 22 - Valores de $V_1 - V_2$ medido com o eletrômetro ($R_i = 10^{14}\Omega$).....	180
Tabela 23 - Valores de $V_1 - V_2$ medido com o voltímetro comum ($R_i = 10^7\Omega$).....	180

LISTA DE QUADROS

Quadro 01 - Parâmetros relativos a emissão secundária.....	32
--	----

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição	Unidade
E , E_0 e E_p	Energia dos elétrons primários incidentes	eV, keV
E'	Energia dos elétrons emitidos	eV, keV
δ	Coefficiente (ou rendimento) de emissão secundária de elétrons	Adimensional
η	Coefficiente (ou rendimento) de retroespalhamento	Adimensional
σ	Coefficiente (ou rendimento) de emissão total	Adimensional
E_M	Energia associada ao máximo rendimento de emissão	eV, keV
δ_M , σ_M	Rendimento de emissão máximo	Adimensional
E_I , E_{II}	Energia associadas ao rendimento de emissão unitário, também denominado de energias do primeiro e segundo pontos de cruzamento, respectivamente	eV, keV
Z	Número atômico	Adimensional
Z_{EF}	Número atômico efetivo	Adimensional
$n(x, E_0)$	Número médio de secundários produzidos por unidade de comprimento	m^{-1}
ε	Energia média requerida para produzir um secundário dentro do sólido	eV, keV
$\frac{dE}{dx}$	Energia média perdida por unidade de comprimento	eV/m, keV/m
B	Probabilidade de escape	Adimensional
β	Constante que leva em conta de forma implícita Z_{EF}	Adimensional
ρ	Densidade	g / cm^3
α_S	Coefficiente de absorção do elétron secundário	m^{-1}
α_P	“Coefficiente de absorção” dos elétrons primários	$J^n m^{-1}$
n	Expoente maior que 1	Adimensional
x_{dM} , x_d	Máxima profundidade alcançada pelo elétron primário	m, cm
x	Profundidade que o elétron é gerado	m
λ_M	Profundidade média de escape	m
K	Média fracional de energia dos elétrons retroespalhados relativos à energia primária inicial E_0	Adimensional
V_S	Potencial de superfície	V
V_{SF}	Potencial de superfície logo após atuar o mecanismo auto-regulação	V
V_{SR}	Potencial de superfície residual	V

Símbolo	Descrição	Unidade
V_1	Potencial de polarização da grade 1	V
V_2	Potencial de polarização do eletrodo suporte de amostra	V
V_T	Polarização da tampa	V
I_p	Corrente dos elétrons primários incidentes	A
I_σ	Corrente dos elétrons emitidas	A
R	Resistência elétrica	Ω
I_{re}	Corrente dos elétrons emitidos recapturados	A
I_m, I'_m	Corrente medida	A
d	Espessura da amostra	m
D	Distância da amostra na grade 1	m
V_F	Potencial de polarização do filamento	V
E_{ef}	Energia efetiva	eV, keV
$g(E')$	Função distribuição de energia, normalizada, dos elétrons secundários emitidos mais os retroespalhados	Adimensional
e	Carga elementar do elétron	C
C	Capacitância da amostra	F
Q	Carga que o dielétrico adquire durante a irradiação	C
$V_{s,i}$	Potencial de superfície inicial	V
$E_{ef,i}$	Energia efetiva inicial	eV
E_2	Campo elétrico entre a grade 1 e a superfície da amostra	V / m
Δ	Amplitude de deslocamento	m
d_i, D_0	Distância entre a grade 1 e a superfície da amostra sem aplicar vibrações de amplitude Δ	m
A	Área da superfície da amostra	m^2
ϵ_0	Permissividade do vácuo	Adimensional
ϵ	Permissividade do dielétrico	Adimensional
ω	Velocidade angular	rad / s
ϕ	Potencial relativo a função do trabalho	V
x_M	Energia dos elétrons secundários emitidos relacionada ao valor máximo da função $g(E')$	eV
Δx	Largura da banda relativa a metade do valor máximo de $g(E')$ dos elétrons secundários emitidos	eV
y_M	Máximo valor de $g(E')$ para os secundários	Adimensional
R_E	Resistência do eletrômetro	Ω

Símbolo	Descrição	Unidade
R_i	Resistência interna do eletrômetro ou do Voltímetro digital	Ω
S	Fator que indica o ganho do eletrômetro	Adimensional
\int	Notação de integral	
B_T	Intensidade do campo magnético terrestre	w/m^2
m_e	Massa da carga elementar	kg
v	Vetor velocidade do elétron emitido	m/s
F_m	Força magnética devido à ação do campo B_T	N
ΔV	Diferença de potencial de controle entre grade 1 e a superfície da amostra ou diferença de potencial de controle	V

LISTA DE ABREVIATURAS

Abreviatura	Descrição
ER	Elétrons retroespalhados
ES	Elétrons Secundários
Nº ES	Número de elétrons secundários
Nº ER	Número de elétrons retroespalhados
Nº EP	Número de elétrons primários
M.A.	Mecanismo de auto-regulação
E.S.A.	Eletrodo suporte de amostra
A.S.M.O.	Arranjo simplificado de medida original
E.S.A.M.	Eletrodo suporte de amostra modificado
A.S.M.M.	Arranjo simplificado de medida com suporte de amostra modificado
M.P.	Método do pulso
M.D.	Método dinâmico
M	Eletrômetro
T	Tampa do eletrodo suporte da amostra
UNESP	Universidade Estadual Paulista
CAPES	Coordenação de aperfeiçoamento de pessoal de nível superior
FAPESP	Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo
IFQSC	Instituto de Física e Química de São Carlos
USP	Universidade de São Paulo

LISTA DE MATERIAIS

Símbolo	Nome e Descrição
PVDF- α ou PVDF- β	Polifluoreto de vinilideno
Teflon-FEP	Politetrafluoretileno
Mylar	Politeraftalato de etileno
Blenda: PVDF / POMA (95/5)	Polímero Condutor - trata-se de uma blenda de PVDF / POMA (95/5) com um valor da condutividade elétrica de 10^{-4} S/m
Pt	Platina
Au	Ouro
Al	Alumínio

- RESUMO -

Neste trabalho estudou-se um novo arranjo de medida para se obter a distribuição de energia dos elétrons secundários emitidos e os coeficientes de emissão por um sólido.

Pelo fato deste arranjo permitir a medida direta do potencial de superfície no caso dos polímeros e da ddp de contato no caso dos metais, foi possível aplicar e descrever teoricamente o método de medida empregado para determinar o espectro energético dos secundários para a platina, Teflon-FEP, Mylar, PVDF- α , PVDF- β e polímero condutor. As cargas acumuladas durante a irradiação dos polímeros foram compensadas através do próprio feixe eletrônico. Este procedimento não é muito usual em relação àqueles aplicados na literatura e mostrou-se bastante eficaz.

Pela primeira vez empregou-se o método dinâmico para determinar o coeficiente de emissão total em função da energia dos elétrons incidentes nos metais e verificou-se que estes resultados são idênticos àqueles obtidos pelo método do pulso. Um desdobramento natural ao aplicar o método dinâmico aos metais foram as medidas realizadas para camadas de ouro com espessura de 50 nm, 10 nm e 2,5 nm depositada sobre o Teflon-FEP, que deram origem ao modelo das duas camadas na interpretação dos resultados experimentais.

- ABSTRACT -

A new arrangement of measure was developed in this study, in order to obtain the energy distribution from the emitted secondaries and the emission yields by a solid.

Because this arrangement allowed the direct measurement of the surface potential, in the case of metals, it was possible to apply and describe theoretically the mensuration method employed, to determine the energy distribution of the secondaries to platinum, Teflon-FEP, Mylar, PVDF- α , PVDF- β and the conducting polymer. The charges accumulated during the polymers irradiation were compensated through the electronic beam itself. This proceeding is not very usual, as referring to the ones applied in literature, and it proved to be very efficacious.

The dynamic method was employed for the first time to metals in order to determine the total emission yield in function of the energy of the inciding electrons and it was found out that these results were identical to the ones obtained through the pulse method. As a natural development, by applying the dynamic method to metals, the measurements achieved were also applied to golden layers 50 nm, 10 nm and 2,5 nm wide deposited on Teflon-FEP, and they gave birth to the two layers, in the interpretation of the experimental results.

- CAPÍTULO I -

INTRODUÇÃO

1.1. Considerações Gerais

Segundo Gross⁽²¹⁾, o carregamento de dielétricos com feixes de elétrons monoenergéticos de baixa energia, em substituição àqueles de alta energia já existentes, foi relatado por Sessler e West em 1970. Esta técnica provou ser não só um bom meio para depositar cargas em amostras de eletretos, mas também uma poderosa ferramenta para estudar armazenagem e transporte de cargas em dielétricos.

A iniciativa de implantar esta técnica no Grupo de Eletretos coube ao Prof. Gross, que já vinha trabalhando em pesquisas sobre filmes finos de polímeros nos "AT & T Bell Laboratories" em Murray Hill, New Jersey, onde fazia visitas periódicas a convite da empresa desde 1972⁽²⁰⁾.

O primeiro acelerador de elétrons no grupo foi projetado e construído por Gilberto M. Sandonato⁽⁴³⁾, que realizou seu mestrado sob orientação do Prof. Gross. Este acelerador, no entanto, apresentava certas limitações⁽²⁵⁾, que o impediam de ser utilizado de uma maneira mais abrangente.

Em vista disso, planejou-se implantar um novo acelerador de elétrons no Grupo. O projeto, a construção e a utilização desse acelerador constituíram a tese de Hessel⁽²⁵⁾, que, também trabalhando sob orientação do prof. Gross, estudou questões relacionadas com métodos de medida de emissão secundária em polímeros. Em particular, com o sistema de medidas desenvolvido para ser usado em conjunto com o acelerador, foi possível discutir a viabilidade de um novo método de medida de emissão secundária dinâmica, proposto por Von Seggern⁽⁴⁸⁾ em 1985, e, posteriormente, mostrar que o segundo ponto de cruzamento na curva de emissão de polímeros se deslocava lentamente com o tempo de exposição à irradiação eletrônica⁽⁸⁾.

Com relação à perspectiva de novos estudos, que utilizam como ferramenta um feixe de elétrons monoenergético de baixa energia, a implantação desse acelerador de elétrons continua sendo importantíssima. A este fato devemos acrescentar a perseverança e a experiência do Prof. Gross que, juntamente com a colaboração do Prof. Guilherme F. Leal Ferreira e seus colaboradores, empreendeu vários trabalhos que possibilitaram a realização desta tese.

1.2. A emissão secundária

Austin e Starke em 1902, segundo Dekker⁽¹⁶⁾, ao estudarem a reflexão de elétrons nos metais, observaram que, sob certas circunstâncias, os elétrons refletidos eram em maior número que os incidentes. Esse fato era um indicio de que os elétrons do feixe(primários) ao atingirem o alvo estavam liberando elétrons do metal; isto é, elétrons secundários estavam sendo emitidos pela superfície. Desde então o assunto tem sido objeto de numerosas investigações teóricas e experimentais, como podemos notar observando as referências citadas em alguns trabalhos de revisão mais recentes e representativos^(31,44,50).

Segundo Dekker⁽¹⁶⁾, o fenômeno da emissão secundária pode ser pensado como ocorrendo da seguinte forma:

Quando um elétron primário atinge a superfície de um sólido, podem acontecer duas coisas, ou é absorvido pelo sólido ou sofre uma reflexão elástica ou inelástica. Um elétron primário que consegue penetrar no alvo perde energia através de colisões com elétrons ligados ao material, produzindo secundários no seu interior. Estes últimos, por sua vez, difundem-se através do sólido, perdendo energia por meio de mecanismos inelásticos múltiplos. Alguns dirigem-se para a superfície e, se tiverem energia suficiente, dela podem emergir como elétrons emitidos denominados de secundários, enquanto os outros são termalizados no interior do material e não conseguem escapar. Se o primário que penetrou no alvo perder apenas parte de sua energia, pode retornar e escapar da superfície como resultado de um espalhamento de Rutherford. Tais elétrons são os primários refletidos inelasticamente.

Embora fosse comum empregar o termo elétrons secundários para todos os elétrons emitidos pela superfície, as considerações feitas acima nos mostram que é possível separar os elétrons que deixam a superfície, segundo a sua energia, em três categorias:

- a) primários refletidos elasticamente
- b) primários refletidos inelasticamente
- c) Secundários.

Por convenção, os elétrons secundários (ES) são todos aqueles emitidos com energia menor que 50eV e os primários refletidos elástica ou inelasticamente (também denominados retroespalhados(ER)), são todos aqueles com energia entre 50eV e a energia dos primários (E).

A figura abaixo, que dá a distribuição de energia dos elétrons emitidos pela prata, quando é atingida por primários com energia de 155eV, mostra que a maioria dos emitidos tem energia abaixo de 50eV^(40,41).

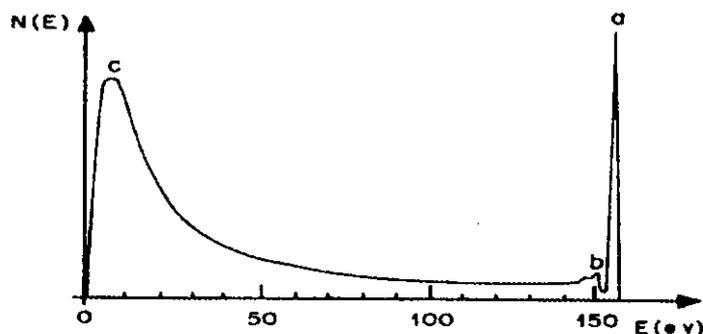


Fig. 1 - A distribuição ou espectro de energia dos secundários emitidos pela prata (ver ref. 40)

Para se estudar quantitativamente a emissão secundária, é preciso definir os seguintes coeficientes:

Coeficiente (ou rendimento) de emissão secundária de elétrons (δ):

$$\delta = N^{\circ} ES / N^{\circ} EP$$

Coeficiente de retro-espalhamento (η):

$$\eta = N^{\circ} ER / N^{\circ} EP$$

Coeficiente de emissão total (σ):

$$\sigma = (N^{\circ} ER + N^{\circ} ES) / N^{\circ} EP = \delta + \eta$$

onde:

$N^{\circ} ES$ = número de elétrons secundários emitidos

$N^{\circ} ER$ = número de elétrons retroespalhados

$N^{\circ} EP$ = número de elétrons primários.

Ao determinar dois destes coeficientes em função da energia dos primários (E), o terceiro pode ser obtido de forma indireta através da relação $\sigma = \delta + \eta$.

O valor de σ , segundo definição, expressa todos os elétrons emitidos do sólido, enquanto η reflete somente os retroespalhados e δ somente os secundários emitidos.

A emissão, de um modo geral, desempenha um importante papel nos processos de carregamento de um dielétrico por feixe eletrônico. Por isso, é fundamental conhecer as curvas de emissão eletrônica do material.

As curvas para σ e δ em função da energia dos primários (E) têm a forma correspondente abaixo:

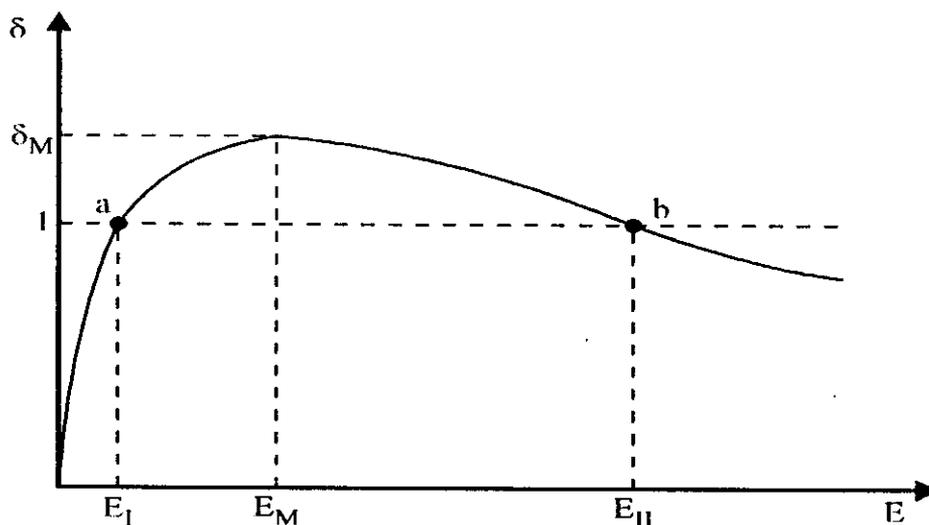


Fig. 2 - Coeficiente de emissão secundária em função da energia dos primários

O coeficiente δ em função da energia dos primários cresce até um valor máximo δ_M para $E = E_M$ e, a partir desta, decresce. Quando $\delta_M > 1,0$ existem duas energias E_I e E_{II} , uma abaixo e outra acima de E_M , para as quais a quantidade de elétrons secundários emitidos é igual àquela dos primários, ou seja $\delta = 1,0$. Estas energias estão associadas ao 1º e ao 2º ponto de cruzamento, que são respectivamente os pontos a e b indicados na Fig. 2.

Segundo Seiler⁽⁴⁴⁾ e Dekker⁽¹⁵⁾ os polímeros, em geral, apresentam valores de rendimento máximo ($1,0 \leq \delta_M \leq 10$) maiores que os apresentados pelos metais ($0,35 \leq \delta_M \leq 1,6$).

Os óxidos metálicos podem suplantiar os valores apontados. O monocristal de $MgO^{(50)}$, por exemplo, possui δ_M na faixa de 20 a 25, valor excessivamente alto.

Nota-se que, para estes materiais apresentados, sempre é possível encontrar $\delta_M > 1,0$, e portanto E_I e E_{II} distintos. Este fato nos permite concluir, através de uma montagem conveniente, que durante a irradiação pode-se carregar positiva ou negativamente o material (ver ref. 22).

O coeficiente de retroespalhamento (η) para metais e óxidos metálicos tem sido bastante estudado. A Fig. 3 mostra algumas curvas de η versus E para os metais construídas por Dekker⁽¹⁵⁾, a partir de medidas feitas por Sternglass⁽⁴⁶⁾ e Palluel⁽³⁸⁾.

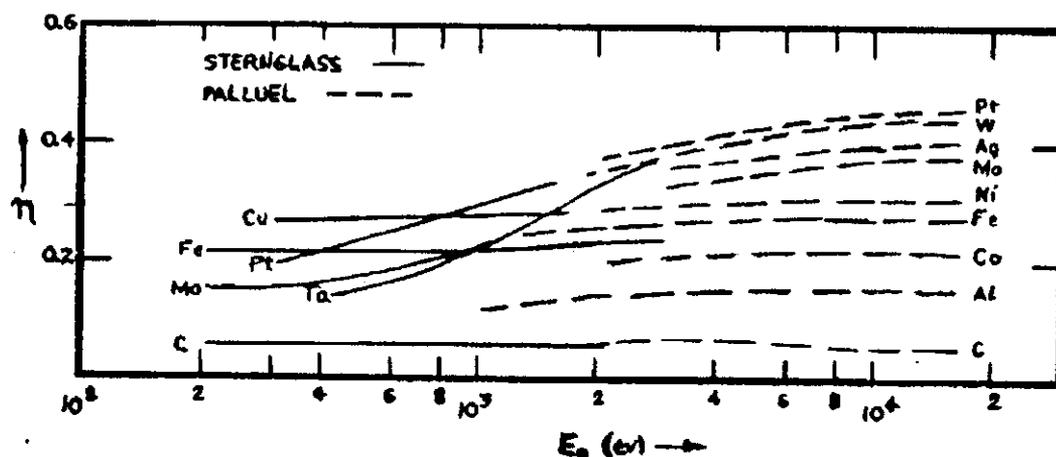


Fig. 3 - O coeficiente de retroespalhamento, η , em função da energia dos primários para vários materiais. As medidas foram tiradas dos trabalhos de Sternglass⁽⁴⁵⁾ e Palluel⁽³⁸⁾

No caso específico dos metais, conclui-se dos dados disponíveis que:

- acima de 2 keV, η cresce com o número atômico Z
- para elementos com $Z \leq 30$, η é aproximadamente independente da energia primária
- para elementos com $Z \geq 30$, η cresce com a energia crescente dos primários, particularmente para valores abaixo e a poucos keV.

Com relação aos polímeros, os dados são escassos. Um dos trabalhos mais citados na literatura tem sido o de Matskevich⁽³⁴⁾, que apresenta as curvas η versus E , com $0,2 \text{ keV} \leq E \leq 2,0 \text{ keV}$ para oito polímeros.

Burke⁽⁶⁾, ao analisar dados sobre coeficientes de emissão para polímeros numa tentativa de identificar aspectos comuns entre os metais e os polímeros, chega a relações que possibilitam estimar valores dos coeficientes de emissão. Para isto utiliza os modelos semi-empíricos de emissão secundária que serão abordados no Capítulo II. Além disso, apresenta uma relação empírica para determinar η que é válida para polímeros contendo H, C, N e O, como Nylon e Kapton por exemplo. Esta relação é dada por $\eta = 0,115 E^{-0,223}$, onde E é dado em keV.

O intervalo em que esta relação pode ser empregada não é estabelecido por Burke. Por este motivo, deve ser utilizada como uma estimativa. O ideal é determinar η experimentalmente sempre que possível.

Do exposto, é imprescindível determinar no mínimo dois dos coeficientes de emissão para que o terceiro possa ser avaliado. Um grande interesse nestas curvas dos coeficientes de emissão está na curva de rendimento reduzido ($\delta / \delta_M \times E / E_M$), que poderá ser obtida de $\delta \times E$, e possibilita estudar os modelos teóricos envolvidos e a possível existência de uma curva universal que represente classes de materiais.

Hessel⁽²⁵⁾, no seu trabalho de doutorado, desenvolveu um arranjo para determinar $\sigma \times E$ para polímeros, utilizando o método sugerido por Von Seggern⁽⁴⁸⁾. Apesar das vantagens desse arranjo, quando comparado com as montagens convencionais, ele não permitia determinar η . Para avaliar η era preciso recorrer à expressão anterior ou aos escassos dados disponíveis na literatura. Por outro lado, também existem algumas lacunas na literatura no caso dos metais. A energia correspondente ao segundo ponto de cruzamento para o ouro, por exemplo, não está bem definida; sabe-se apenas que é maior que $2000eV^{(44)}$. E, da mesma forma, η é conhecido somente para $E > 10keV$.

1.3. O espectro de energia dos emitidos

Ao se estudar o fenômeno da emissão secundária, não é somente importante conhecer os coeficientes de emissão σ , η e δ , mas também como se distribui a energia dos elétrons emitidos. A determinação destas curvas não é uma tarefa experimental fácil.

Para tornar claro a origem das dificuldades experimentais, dividiremos o problema segundo o material e segundo a natureza dos elétrons que deixam a superfície, isto é, elétrons secundários ou retroespalhados.

1.3.1. O Material em Estudo

Conforme apontado no item 1.2, é possível que os materiais, quando irradiados, se carreguem positiva ou negativamente, dependendo da energia dos primários. Assim, entre uma medida e outra da emissão secundária seria necessário descarregar a amostra. Neste caso,

as maiores dificuldades se encontram ao se estudarem os isolantes, uma vez que os metais são facilmente descarregados por uma simples ligação à terra. Portanto, a pergunta fundamental é: como descarregar a superfície da amostra de forma a restabelecer o potencial de superfície inicial e da maneira mais uniforme possível?

Whetten⁽⁴⁹⁾ descreve alguns dos procedimentos utilizados para restabelecer o potencial de superfície:

- 1) Através de correntes de fuga ou ruptura, é possível manter o potencial próximo àquele do substrato. Este procedimento é utilizado quando o isolante é um filme fino depositado sobre um substrato condutor. A limitação deste método pode ser a não uniformidade da carga resultante.
- 2) Alguns isolantes podem ser aquecidos adequadamente entre as medidas de modo a alterar a condutibilidade e restabelecer o potencial inicial. Os inconvenientes são o tempo envolvido no processo de aquecimento e resfriamento e a incerteza de que a estrutura do material não foi modificada.
- 3) Um filamento próximo à amostra, através de emissão termoiônica, é capaz de injetar elétrons na amostra e restabelecer o seu potencial. Este processo só é possível se o potencial do filamento for menor que o do isolante, o que corresponde à situação em que a amostra se encontra carregada positivamente.
- 4) A própria emissão de elétrons secundários pode ser usada para restabelecer o potencial de superfície. Isto é conseguido quando a energia dos elétrons primários é fixada entre o 1º e o 2º ponto de cruzamento, de forma a carregar o isolante positivamente em direção ao potencial do coletor. Quando o isolante está levemente positivo em relação ao coletor, alguns dos secundários retornarão para o isolante. Desta forma um potencial de equilíbrio é estabelecido quando a taxa daqueles elétrons que chegam à amostra é igual à daqueles que a deixam. Esse processo, segundo Whetten, pode conduzir a um potencial de superfície não uniforme, que pode perturbar a distribuição de energia dos emitidos.

Das descrições acima conclui-se que é desejável que se minimize ao máximo a carga acumulada e que o potencial seja o mais uniforme possível. De acordo com o mesmo autor, o segundo método é o menos equivocado dos quatro e, pelo fato das medidas da distribuição de energia serem sensíveis ao potencial de superfície, resultados obtidos pelos métodos (2) e (3) podem apresentar diferenças apreciáveis.

Gross e colaboradores⁽²²⁾ discutem o descarregamento de uma amostra ao irradiarem isolantes com elétrons de energia entre E_I e E_{II} , quando o potencial final se

estabiliza num valor um pouco acima de zero volts, às custas de um processo que designaram de mecanismo de auto-regulação (ver Capítulo IV). Esses autores mostraram que, ao contrário do que afirma Whethen, o potencial de superfície fica absolutamente uniforme quando se usa este mecanismo para descarregar a amostra de polímero.

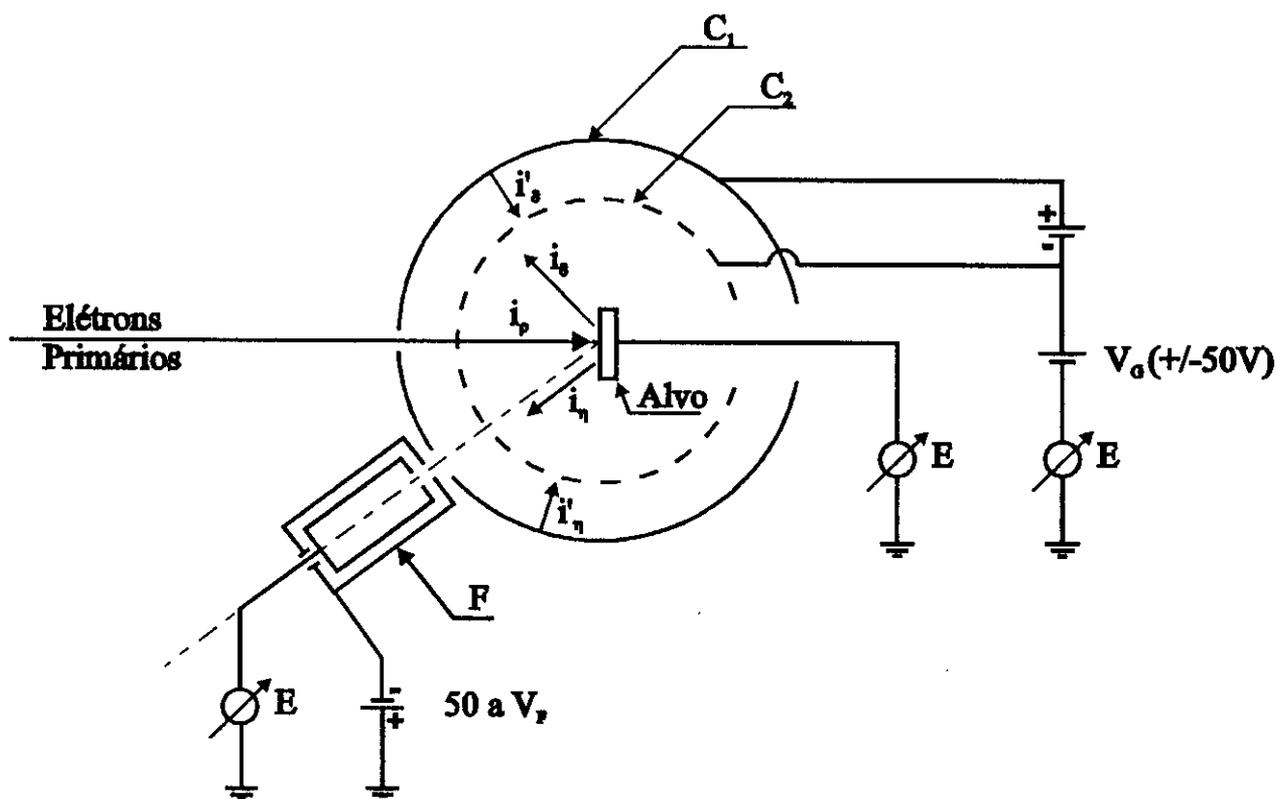
Uma alternativa também é usar várias amostras descarregadas colocadas sobre um suporte em forma de carrossel. Para cada medida seleciona-se uma nova amostra.

1.3.2. A seção da curva em estudo

Ao irradiar um sólido com elétrons monoenergéticos de energias superiores a 100 eV, é possível tratar os elétrons emitidos em dois grupos distintos, os de energia abaixo de 50 eV e os acima. O interesse prático dessa distinção está em obter as seções da curva relativas para cada grupo em separado, e uni-las no final para a obtenção do espectro global.

1.3.2.1. A seção relativa aos secundários

A Fig. 4 mostra esquematicamente a montagem utilizada por Sternglass⁽⁴⁶⁾ para obter a distribuição de energia dos elétrons secundários e dos retroespalhados. O circuito na parte superior direita nesta figura permite obter o espectro de energia dos secundários com a técnica do potencial retardador.



Legenda:

- C₁ - Coletor esférico externo
- C₂ - Grade supressora esférica interna
- F - Copo de Faraday
- E - Medidores
- V_f - Potencial do filamento emissor
- V_G - Potencial da grade C₂
- Elétrons Primários - Feixe Colimado.

Fig. 4 - Diagrama esquemático dos circuitos de medida convencionais para determinar a emissão dos secundários e retroespalhados

Os secundários e retroespalhados que saem do alvo, quando este é irradiado por um feixe eletrônico, atingem a grade C₂ ou coletor C₁, gerando novos secundários e retroespalhados (denominados terciários) que são indesejáveis nas medidas.

Com relação àqueles de maior energia (i'_r), pode-se reduzir a sua quantidade cobrindo a superfície do coletor (C₁) e grade supressora (C₂) com grafite, que possui um valor de coeficiente de retroespalhamento baixo, $\eta = 0,07$. Alguns desses elétrons ainda podem atingir o alvo, e neste caso a geometria esférica do coletor-alvo é importante, pois a maior parte acaba por retornar ao coletor.

Apesar de recobrir o coletor e a grade com um material com η pequeno, reduzindo assim a criação de elétrons terciários de alta energia, sobram aqueles de baixa energia, que são em quantidade apreciável.

Os terciários de baixa energia, gerados no coletor (C_1), podem ser impedidos de chegar ao alvo, usando a grade supressora (C_2). Para isso, C_1 e C_2 devem ser polarizados convenientemente. Já os gerados na grade (C_2) não podem ser impedidos de atingir o alvo, portanto é necessário corrigir este efeito, usando uma correção que é apresentada no apêndice do artigo de Sternglass⁽⁴⁶⁾.

Na obtenção do espectro de energia dos secundários verdadeiros, aplicam-se polarizações na grade supressora (V_G) de 0 a -50 V, medindo a corrente no coletor e no alvo.

A corrente no coletor (i_c) expressa a quantidade de secundários verdadeiros (i_s), suprimindo aqueles de energia menor que V_G e adicionando os retroespalhados (i_r).

Para determinar a parte relativa aos retroespalhados, polariza-se V_G com -50 V determinando no coletor somente i_r . Em seguida pode-se determinar de forma indireta, a corrente em função apenas dos secundários verdadeiros realmente emitidos (i_s). Com os valores de cada corrente (i_s) em função das várias contrapolarizações V_G , é possível obter a curva da corrente dos secundários emitidos. Agora a distribuição de energia é obtida derivando a curva da corrente integral (i_s em função de V_G) em relação a V_G (ver Capítulo IV).

A corrente dos elétrons primários, no caso dos metais, é obtida ao medir a corrente no alvo (i) e subtrair daquela medida no coletor ($i_r + i_s$). No caso dos isolantes é preferível medi-la diretamente, uma vez que então a amostra pode carregar-se.

Um método bastante versátil para obter esta parte do espectro de energia em isolantes é o do pulso, usado pela primeira vez por Salow⁽⁴²⁾. A Fig. 5 mostra esquematicamente o arranjo utilizado por ele. Observe-se que a grade supressora é eliminada, deixando-se somente o coletor que passa a atuar como um elemento bloqueador dos elétrons que não possuem energia para alcançá-lo.

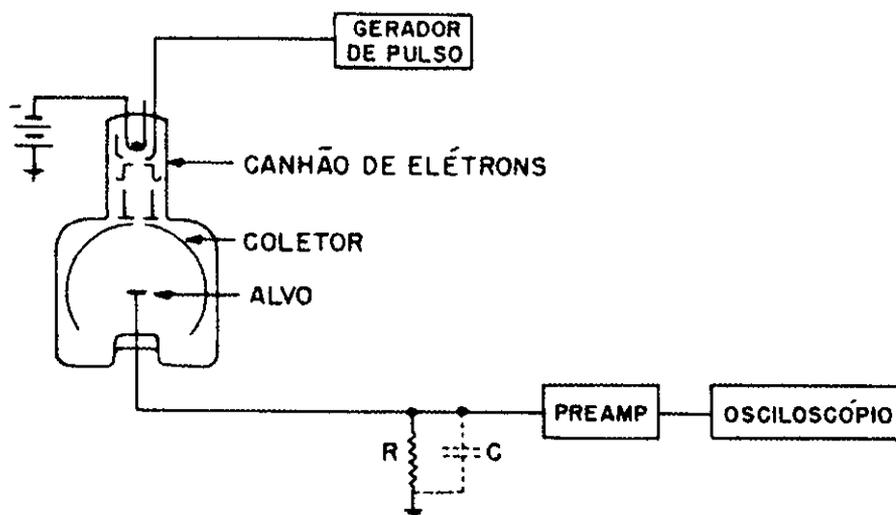


Fig. 5 - Diagrama esquemático de uma montagem para medida de emissão secundária pelo método do pulso (ver ref. 49)

A corrente neste caso é retirada somente da parte traseira do alvo e o sinal resultante é amplificado e memorizado no osciloscópio, onde pode ser fotografado.

Para minimizar o efeito dos retroespalhados gerados no coletor, recobre-se o mesmo com grafite ($\eta = 0,07$). Como os terciários de baixa energia são gerados no coletor, eles devem ser extraídos pela própria polarização do coletor, que deve estar mais positiva que o alvo.

Ao variar as polarizações (V_c) de +50 a -50 em relação ao alvo, é possível determinar a taxa de secundários emitidos em função de V_c . Para isso é necessário registrar a resposta no osciloscópio, para os pulsos de elétrons que incidem no alvo em duas situações distintas.

A primeira, quando fixo $V_c \neq -50$ V e a segunda, $V_c = +50$ V em relação ao alvo. A taxa de secundários emitidos é obtida pela razão entre a primeira resposta e a segunda.

Entre uma medida e a seguinte, deve-se ter o cuidado de descarregar e restabelecer o potencial da superfície, sendo conveniente que a amostra tenha uma capacitância alta (na prática a espessura é pequena e a área grande), para minimizar seu carregamento⁽²⁷⁾.

É possível, através da curva da taxa de secundários emitidos em função de V_c , calcular a primeira derivada e obter o espectro da energia (ver seção 4.1.1 e 4.1.2). Deve-se tomar cuidado em corrigir a ddp de contato entre os materiais do alvo e do coletor,

na interpretação final do espectro de energia. Para isso, recorre-se a medidas de potencial de superfície, através de um outro sistema independente. No Capítulo IV é mostrado como obter as curvas de distribuição de energia, e como corrigi-las, levando-se em conta a ddp de contato no caso dos metais, ou do potencial de superfície no caso dos isolantes.

Uma consequência natural destas medidas é determinar os coeficientes de emissão σ , η e δ , definidos em 2, os quais são expressos em termos de corrente como:

$$\sigma = \left| \frac{i_{\delta} + i_{\eta}}{i_0} \right|, \quad \eta = \left| \frac{i_{\eta}}{i_0} \right| \quad e \quad \delta = \left| \frac{i_{\delta}}{i_0} \right|$$

1.3.2.2. A seção relativa aos retroespalhados

O circuito relativo a medidas do espectro dos retroespalhados é mostrado na Fig. 4, na parte inferior esquerda.

Na determinação desta seção da curva, só o arranjo esférico na determinação desse trecho da curva não é adequado, devido à ação desfocalizadora sobre os primários causada pela abertura (que funciona como uma lente eletrostática), quando se aplicam potenciais retardadores elevados.

A maneira de contornar este problema é deixar a região em frente ao alvo livre de campos elétricos elevados, e utilizar um copo de Faraday, segundo uma direção fixa⁽⁴⁶⁾, como mostrado na Fig. 4.

As medidas de corrente relativas a esta seção da curva são determinadas por um medidor de corrente adequado e acoplado à traseira do copo de Faraday. As contrapolarizações são aplicadas em F no copo de Faraday e variam de -50 até o potencial de filamento (V_F).

A primeira derivada da curva da corrente dos retroespalhados, em função dessas contrapolarizações, fornece a parte da curva em estudo (ver seção 4.1.1 e 4.1.2). Um cuidado adicional deve ser lembrado quanto à dependência deste espectro em relação à direção em que o copo de Faraday é fixado⁽¹⁾, e ao ângulo de incidência dos primários⁽²⁸⁾.

1.4. Os arranjos tradicionais e o arranjo Hessel-Gross para o estudo da Emissão Secundária

Alguns trabalhos de revisão^(31,35,49) descrevem as montagens tradicionais utilizadas por diversos autores para estudar a emissão secundária.

Quando as amostras são carregadas durante o processo de irradiação devem ser descarregadas de forma a restabelecer o seu potencial de superfície inicial, para novamente ser irradiada. O arranjo mais utilizado neste caso é aquele com um filamento de aquecimento na parte traseira do eletrodo que contém a amostra. Desta maneira, com o aumento da temperatura, a condutividade da amostra aumenta, e assim é possível retirar as cargas em excesso. Isto demanda tempo entre uma medida e a seguinte, o que torna este processo demorado. Os materiais que não estão carregados após a irradiação dispensam este tipo de montagem.

Em geral, o que existe de comum nas montagens normalmente utilizadas para se estudar a distribuição de energia dos secundários emitidos ou para se levantar as curvas relativas aos coeficientes σ , η e δ em função da energia do elétron incidente são

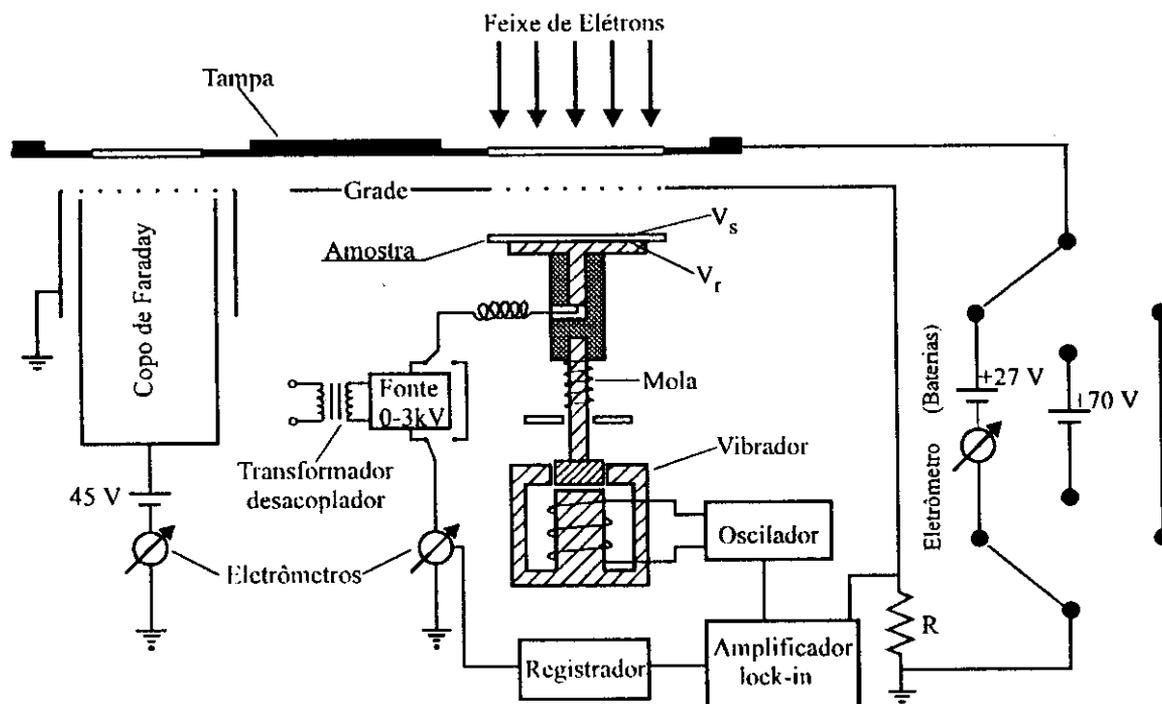
- a) um feixe de elétrons primários
- b) coletor e grade supressora com geometria hemisférica que são polarizadas adequadamente
- c) copo de Faraday.

Nas montagens convencionais trabalha-se com feixe eletrônico monoenergético e colimado de modo que os elétrons do feixe possam atingir o alvo atravessando o orifício do coletor hemisférico externo sem com ele colidir. A energia com que atingirão o alvo é fixada através da diferença de potencial entre o filamento emissor e o eletrodo suporte da amostra, admitindo-se que a amostra esteja inicialmente no mesmo potencial do eletrodo.

As medidas das diversas correntes são feitas através de medidores ligados ao coletor ou à grade supressora ou ao eletrodo suporte de amostra(ver Fig. 4). Isto é válido no estudo da seção referente à distribuição de elétrons secundários. No caso da seção relativa aos retroespalhados utiliza-se o copo de Faraday. Para a medida destas correntes deve-se polarizar convenientemente os elementos que são envolvidos em sua determinação.

O arranjo desenvolvido por Hessel para estudar o método de medida dinâmica, descrito por Von Seggern em 1985, difere dos convencionais(confrontar Fig. 4 com Fig. 6). Como neste método a própria evolução temporal da carga acumulada na amostra isolante e o seu potencial de superfície são utilizados para determinar σ em função de E , foi preciso construir um sistema que permitisse não só medir a corrente através da amostra como também o potencial

na superfície de incidência. Por outro lado, para descarregar a amostra, decidiu-se usar o próprio feixe eletrônico, lançando mão do mecanismo de auto-regulação.



Legenda:

V_s - Potencial de superfície

V_r - Potencial de polarização.

Fig. 6 - Diagrama esquemático dos circuitos de medida do arranjo Hessel-Gross, para determinar a emissão de elétrons (ref. 25 e 8)

Constatou-se que os valores de σ , obtidos para os polímeros através do método "dinâmico", diferiam daqueles obtidos pelo método do pulso tradicional, pelo fato das cargas acumuladas interferirem no processo de emissão⁽²⁶⁾. Todavia, Hessel⁽²⁵⁾, mostrou que, com a mesma montagem, era possível obter resultados idênticos àqueles obtidos pelos métodos convencionais se fosse usado pulsos de corrente ao invés de irradiação contínua.

Gross et al⁽²²⁾ apontaram para a possibilidade de usar o método de medida dinâmica para amostras metálicas, bastando para isso metalizar a superfície superior de uma película isolante com o metal em vista e medir o potencial de superfície com um divisor capacitivo. Nesse caso a superfície irradiada será sempre uma equipotencial, independente do feixe depositar ou não carga na superfície de uma maneira uniforme.

Em uma conversa informal com o Prof. Guilherme F. Leal Ferreira, ele acabou reforçando a mesma idéia já apontada por Gross da possibilidade de estender nossas medidas para os metais. Neste caso as cargas eventualmente acumuladas se moveriam para a interface

metal-dielétrico que seriam compensadas rapidamente, deixando de interferir no processo de emissão (Nos dielétricos a carga acumulada interfere na emissão⁽²⁶⁾). Restava agora aplicar estas idéias na prática.

As diferenças básicas entre este arranjo e os convencionais são:

- 1) O uso de um feixe de elétrons varrendo uma área maior que o diâmetro da amostra em lugar de um feixe colimado e/ou focalizado.
- 2) A geometria da grade-alvo é plana, sua transparência é da ordem de aproximadamente 80% e inexistente coletor.
- 3) A corrente medida é sempre obtida por um medidor na parte traseira do eletrodo suporte da amostra alvo. Este pode ser polarizado positivamente, negativamente ou aterrado, através de um sistema de chaves com facas.
- 4) A amostra é depositada sobre um eletrodo que pode vibrar com oscilações de pequena amplitude, de modo que a técnica do capacitor vibrante pode ser utilizada na determinação do potencial de superfície (V_s).
- 5) O descarregamento da amostra é feito utilizando o próprio feixe de elétrons e em condições que permitem a atuação do “mecanismo de auto-regulação” (ver seção 4.2).
- 6) A corrente primária é medida diretamente de um copo de Faraday.
- 7) A uniformidade do potencial de superfície, depois de descarregar a amostra, é garantido pelo “mecanismo de auto-regulação”.
- 8) Os terciários gerados são removidos, polarizando convenientemente a tampa com abertura que fica acima da amostra.
- 9) A função da grade neste arranjo é uniformizar o campo elétrico entre a grade e a superfície da amostra e evitar a ação desfocalizadora da abertura da tampa sobre a amostra.

As diferenças aqui apontadas entre este arranjo e os convencionais nos mostram que o primeiro pode ser utilizado com vantagem para determinar o espectro de energia dos secundários emitidos, pois, procedendo como indicado no item 5, o potencial de superfície que é bastante crítico nessas medidas fica absolutamente uniformizado.

A montagem descrita acima também pode ser utilizada para estudar a distribuição de energia dos secundários emitidos, aplicando-se o método do potencial retardador. Para isso é preciso introduzir uma modificação que permita polarizar convenientemente a grade, como veremos no Capítulo IV.

1.5. Objetivos do trabalho

Em função dos diversos problemas levantados foram estabelecidos como metas deste trabalho:

- 1) **Estudar um novo arranjo para determinar o espectro de energia dos elétrons secundários emitidos por um sólido.**
- 2) **Estudar e determinar as curvas dos coeficientes de emissão total (σ), retroespalhados (η) e dos secundários “verdadeiros” (δ) em função da energia do feixe de elétrons incidentes para os metais e os polímeros. Nestes casos também deve ser dado destaque às curvas de rendimento reduzido, segundo ponto de cruzamento do ouro, e às curvas de emissão do polímero condutor.**
- 3) **Aplicar o “método dinâmico” utilizado nos polímeros para os metais, em substituição ao método tradicional, e estabelecer os limites deste método.**

Neste trabalho, iniciamos o Capítulo II com uma pequena revisão teórica da emissão secundária por um sólido, quando é irradiado por um feixe eletrônico. Apresentamos a teoria fenomenológica elementar, que tenta explicar a emissão secundária através das versões da “Lei da Potência” ou “Perda Constante” unidimensional, e comentamos a existência de outras versões baseadas nesta teoria, que levam em conta o espalhamento dos secundários de forma tridimensional ou o efeito dos retroespalhados. Neste mesmo Capítulo aproveitamos para introduzir um quadro geral para se estimar os parâmetros relacionados às curvas de emissão para os metais, óxidos metálicos e os polímeros. Aproveitamos também para apresentar pela primeira vez o modelo da dupla camada. Este foi desenvolvido para explicar os resultados das curvas σ versus E para camadas de Ouro com espessura de 2,5nm, 10nm e 50nm sobre a superfície de uma amostra de Teflon-FEP de 50 μ m de espessura. Para desenvolvê-lo baseamo-nos na versão “Perda Constante” unidimensional.

No Capítulo III, tratamos o acelerador de elétrons, analisando as partes em separado, para melhor tratar das mudanças introduzidas e das características peculiares que possui.

No Capítulo IV, estudamos e discutimos o método de medida empregado para determinar a distribuição de energia dos secundários emitidos por um metal ou um

polímero, e desenvolvemos formalmente expressões, que descrevem os resultados esperados para os dois tipos de materiais. Além disso, discutimos o método dinâmico que será utilizado para determinar o coeficiente de emissão total nos metais pela primeira vez, e o mecanismo de auto-regulação, que desempenha um importante papel, quando se descarrega uma amostra usando um feixe eletrônico. Por fim, introduzimos o método de medida utilizado na determinação do potencial de superfície ou a ddp de contato baseado na técnica do capacitor vibrante.

A partir do Capítulo V, entramos na parte relativa aos resultados. O Capítulo V, trata, especificamente, da definição do melhor arranjo para se medir o espectro de energia dos secundários emitidos e do coeficiente de retroespalhamento. No capítulo VI, que trata do assunto que é o tema central do trabalho, apresentamos e discutimos os resultados relativos ao espectro de energia dos secundários emitidos pelos metais ou pelos polímeros. No Capítulo VII, apresentamos e discutimos os resultados relativos às curvas dos coeficientes de emissão e do rendimento reduzido em função da energia. No Capítulo VIII, apresentamos e discutimos os resultados obtidos pelo método dinâmico quando aplicado a amostras metálicas. Aproveitamos também para testar o modelo das duas camadas na interpretação dos resultados para o ouro depositado sobre o Teflon-FEP.

Finalmente, no Capítulo IX fazemos uma breve consideração do trabalho desenvolvido e passamos a conclusão do mesmo, encerrando com algumas sugestões ou propostas para trabalhos futuros.

- CAPÍTULO II -

EMISSÃO SECUNDÁRIA

2.1. Introdução

Segundo Dekker^(15,16), a teoria fenomenológica da emissão de elétrons secundários foi desenvolvida por Salow e Bruinning, que definiram uma expressão para o rendimento (δ), válida para um feixe monoenergético de elétrons incidentes sobre um sólido. As hipóteses básicas envolvidas são:

- a) considerar a existência de um mecanismo de escape independente da produção durante o fenômeno de emissão
- b) ignorar a distribuição de energia dos elétrons secundários dentro do material por não ser considerada relevante
- c) expressar o mecanismo de escape através de uma função exponencial.

Os parâmetros utilizados na expressão de δ estão relacionados com as propriedades de superfície e volume do emissor, que por sua vez, estão relacionadas aos mecanismos citados.

Baroody⁽²⁾ mostrou que a relação δ / δ_M versus E / E_M independia desses parâmetros e introduziu a idéia da possível existência de uma curva universal válida para todos os materiais. Infelizmente, ao comparar os dados experimentais com a expressão teórica, o ajuste se mostrou ruim para as energias do feixe acima de E_M .

Para tentar obter expressões que melhor se adequassem aos resultados, novas versões foram desenvolvidas, tais como a "Lei da Potência" e "Perda Constante". O ajuste obtido para as novas versões funciona relativamente bem para valores $E / E_M \leq 4$. Para valores maiores que 4, as curvas teóricas diferem bastante dos resultados experimentais disponíveis.

Dionne⁽¹⁷⁾ utilizou estas versões e adicionou a hipótese de os elétrons secundários serem espalhados dentro do material não de forma unidimensional, como se supunha anteriormente, mas de forma espacial. Em seu estudo Dionne mostrou que o modelo unidimensional é uma excelente aproximação para o cálculo da curva de rendimento reduzido, portanto deve ser razoável para curvas de rendimento individuais.

A versão da “Perda Constante” unidimensional apresenta algumas vantagens quando comparada à “Lei da Potência”, pois:

- a) trata-se de um modelo que se ajusta melhor aos dados experimentais
- b) conduz a uma expressão matemática para o rendimento da emissão dos secundários, a partir da qual é possível determinar relações entre os parâmetros semi-empíricos utilizados e grandezas facilmente obtidas experimentalmente, tais como energias relacionadas ao 1º e ao 2º ponto de cruzamento, rendimento máximo de emissão (δ_M) e a correspondente energia (E_M). Um esforço grande nesta direção tem sido feito a partir do estudo de filmes de óxidos metálicos^(9-14,39).

Com base na teoria fenomenológica, também foram desenvolvidos alguns modelos que levam em conta o efeito dos elétrons retroespalhados na geração de secundários e, portanto, para contribuição nos rendimentos de emissão dos secundários δ e δ / δ_M em função de E . Quando isto é feito, as equações ajustam melhor aos resultados experimentais, mas são mais complexa, como se pode notar no modelo de Sternglass^(45,47), que será apresentado de maneira sucinta neste trabalho, e o modelo de Kanaya e Kawakatsu⁽²⁹⁾ será apenas comentado.

2.2. Teoria

2.2.1. A teoria fenomenológica elementar

O coeficiente de emissão secundária é expresso como:

$$\delta = \int n(x, E_0) f(x) dx \quad (1)$$

A função $n(x, E_0)$, relacionada ao mecanismo de geração de elétrons, representa o número médio de secundários produzidos por unidade de comprimento a uma distância x abaixo da superfície por primário incidente. $f(x)$ representa a probabilidade de um secundário migrar e escapar da superfície, estando relacionada ao mecanismo de escape.

A função $n(x, E_0)$ depende da profundidade (x) em que o secundário é criado e da energia E_0 dos elétrons primários. Assume-se que:

$$n(x, E_0) = -\frac{1}{\epsilon} \frac{dE}{dx} \quad (2)$$

onde ε representa a energia média requerida para produzir um secundário dentro do sólido e dE/dx a energia média perdida por unidade de comprimento.

Em geral $f(x)$ é expressa como:

$$f(x) = Be^{-\alpha_s x} \quad (3)$$

onde B é a probabilidade de escape e α_s o coeficiente de absorção do elétron secundário.

Desta forma a equação 1 pode ser reescrita como:

$$\delta = -\left(\frac{B}{\varepsilon}\right) \int \left(\frac{dE}{dx}\right) e^{-\alpha_s x} dx. \quad (4)$$

2.2.1.1. A versão baseada na "Lei da Potência" e a expressão do rendimento reduzido δ / δ_M

Na "Lei da Potência", assume-se que a perda de energia dos primários é dada por:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{\alpha_p}{E^{n-1}}, \quad (5)$$

onde α_p é o "coeficiente de absorção" dos elétrons primários e n é um expoente maior que 1. Para $n = 2$, a equação 5 corresponde a lei de Whiddington usada por Salow⁽⁴²⁾, Bruinning⁽⁵⁾ e outros.

De acordo com a equação 5 pode-se escrever:

$$E^n(x) = E_0^n - \alpha_p n x \quad (6)$$

Para expressar a máxima profundidade alcançada pelo elétron primário x_d , impõe-se que $E^n(x_d) = 0$, logo da equação 6 vem:

$$x_d = \frac{E_0^n}{\alpha_p n}. \quad (7)$$

Usando a equação 7 em 6, tem-se:

$$E^n(x) = \alpha_p n (x_d - x). \quad (8)$$

Considere-se agora a variável y , definida como:

$$y^n = \alpha_s(x_d - x) \quad (9)$$

onde $y_M^n = \alpha_s x_d$.

A partir desta definição e das equações 4, 5 e 8, pode-se chegar a:

$$\delta = \left(\frac{B}{\varepsilon}\right) \left(\alpha_p \frac{n}{\alpha_s}\right)^{\frac{1}{n}} \exp(-\alpha_s x_d) \int_0^{y_M^n} \exp(y^n) dy \quad (10)$$

Se houver interesse na dependência de δ com a energia do primário (E_0), é conveniente introduzir a quantidade r definida por:

$$r^n = \alpha_s x_d = \alpha_s \frac{E_0^n}{\alpha_p n} \quad (11)$$

Rescrevendo a equação 10 em termos da equação 11 tem-se:

$$\delta = \left(\frac{B}{\varepsilon}\right) \left(\alpha_p \frac{n}{\alpha_s}\right)^{\frac{1}{n}} \exp(-r^n) \int_0^r \exp(y^n) dy \quad (12)$$

ou

$$\delta = \left(\frac{B}{\varepsilon}\right) \left(\alpha_p \frac{n}{\alpha_s}\right)^{\frac{1}{n}} G_n(r), \quad (13)$$

onde

$$G_n(r) = \exp(-r^n) \int_0^r \exp(y^n) dy \quad (14)$$

Se r_M representa r para o qual δ atinge seu valor máximo δ_M , pode-se mostrar a partir da equação 13 e impondo que $dG_n(r)/dr = 0$, que:

$$G_n(r_M) = \frac{1}{n(r_M)^{n-1}}. \quad (15)$$

e

$$\delta_M = \left(\frac{B}{\varepsilon}\right) \left(\alpha_p \frac{n}{\alpha_s}\right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{1}{nr_M^{n-1}}\right) = \left(\frac{B}{\varepsilon}\right) \left(\alpha_p \frac{n}{\alpha_s}\right)^{\frac{1}{n}} G_n(r_M). \quad (16)$$

Portanto o rendimento reduzido (δ / δ_M) pode ser escrito como:

$$\frac{\delta}{\delta_M} = n r_M^{n-1} G_n(r_M E_0 / E_M) = \frac{G_n(r_M E_0 / E_M)}{G_n(r_M)} \quad (17)$$

Como vemos, as constantes características do material α_p , α_s , ϵ e B desaparecem.

Para $n = 2$ (lei de Whiddington), $r_M = 0,92$ e a expressão do rendimento reduzido torna-se:

$$\frac{\delta}{\delta_M} = 1,85 G_2(0,92 \frac{E_0}{E_M}), \quad (18)$$

que é a fórmula derivada por Baroody .

2.2.1.2. A versão baseada na "Perda Constante" e a expressão do rendimento reduzido δ / δ_M

A perda de energia dos primários é assumida como:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{-E_0}{x_d} \quad (19)$$

Introduzindo a equação 19 em 4 vem:

$$\delta = -\frac{B}{\epsilon} \int \frac{E_0}{x_d} e^{-\alpha_s x} dx, \quad (20)$$

Integrando-se a equação 20, de 0 a x_d e usando x_d (equação 7) da "Lei da Potência", resulta:

$$\delta = \frac{B}{\epsilon} \left(\frac{\alpha_p n}{\alpha_s} \right)^{\frac{1}{n}} (\alpha_s x_d)^{\frac{1-n}{n}} (1 - e^{-\alpha_s x_d}) \quad (21)$$

Introduzindo a variável $z^n = \alpha_s x_d$ na equação 21, tem-se:

$$\delta = \frac{B}{\epsilon} \left(\frac{\alpha_p n}{\alpha_s} \right)^{\frac{1}{n}} \frac{[1 - e^{-z^n}]}{z^{n-1}} \quad (22)$$

Definindo $g_n(z)$ como:

$$g_n(z) = \frac{1 - \exp(-z^n)}{z^{n-1}}, \quad (23)$$

a expressão 22 reduz-se a:

$$\delta = \frac{B}{\varepsilon} \left(\frac{\alpha_p n}{\alpha_s} \right)^{1/n} g_n(z) \quad (24)$$

Derivando esta expressão em relação a z e igualando a derivada a zero, pode-se determinar o valor $\delta = \delta_M$ dado abaixo, para o qual a emissão é máxima.

$$\delta_M = \frac{B}{\varepsilon} \left(\frac{\alpha_p n}{\alpha_s} \right)^{1/n} g_n(z_M). \quad (25)$$

A curva de rendimento reduzido fica:

$$\frac{\delta}{\delta_M} = \frac{g_n(z)}{g_n(z_M)}. \quad (26)$$

Como:

$$z^n = \alpha_s x_d = \alpha_s \frac{E_0^n}{\alpha_p n}, \quad (27)$$

$$z_M^n = \alpha_s \frac{E_M^n}{\alpha_p n} \quad (28)$$

Dividindo 27 por 28 chega-se a:

$$z = z_M \frac{E_0}{E_M}, \quad (29)$$

logo

$$\frac{\delta}{\delta_M} = \frac{g_n\left(\frac{z_M E_0}{E_M}\right)}{g_n(z_M)}. \quad (30)$$

Quando os valores $n = 1,35$, $z_M = 1,843$ e $g_{n-1,35}(1,843) = 0,725$ são introduzidos na equação 30, obtém-se uma curva que se ajusta bem aos pontos experimentais, para $E/E_M \leq 4$.

Dekker⁽¹⁵⁾ compara as curvas de rendimento reduzido com os pontos experimentais, para diferentes modelos baseados nas versões “Lei da Potência” e “Perda Constante” discutidas anteriormente, e que pode ser apreciada na Fig. 7.

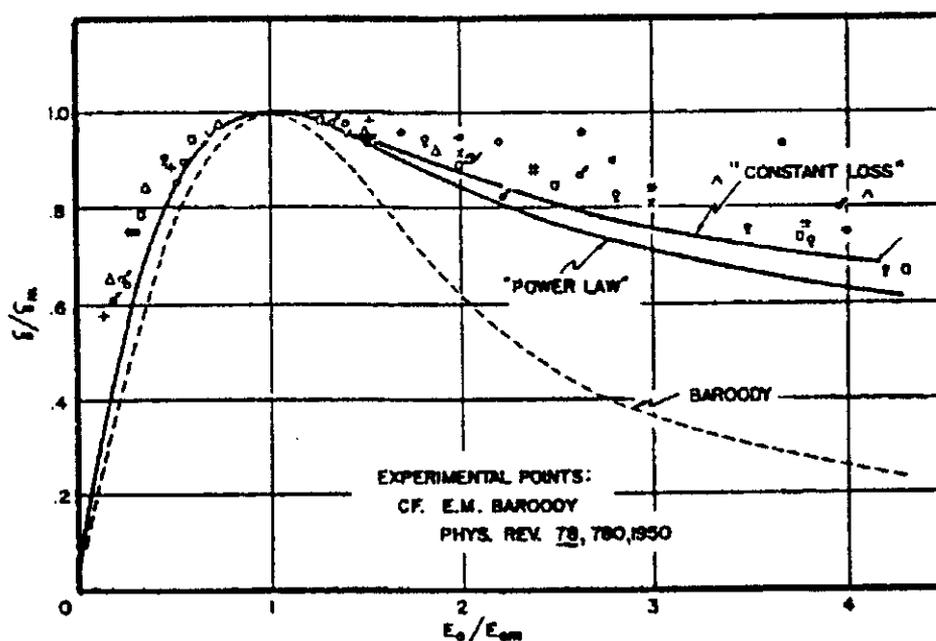


Fig. 7 - Curvas de rendimento reduzido obtidos a partir de diferentes modelos. Os pontos experimentais foram incluídos para comparação(ver ref. 15, p.266).

As curvas representadas como modelo “Lei da Potência” e “Perda Constante” na Fig. 7 foram obtidas das equações 17 e 30, respectivamente, considerando $n = 1,35$. A curva do modelo de Boroody foi obtida da equação 18 com $n = 2$, e é baseada na versão “Lei da Potência”.

2.2.1.3. As versões “Lei da Potência” e “Perda Constante” adaptadas para o espalhamento de secundários de forma tridimensional

Segundo Dekker⁽¹⁶⁾ e Dionne⁽¹⁷⁾, a diferença básica entre estas versões no caso unidimensional, que levam em conta o espalhamento dos elétrons primários, consiste em:

- 1) Na versão “Lei da Potência” a maior quantidade dos elétrons secundários são produzidos a uma profundidade x_d
- 2) Na versão “Perda Constante” os elétrons secundários são produzidos uniformemente até atingirem a penetração x_d

Apesar de a segunda versão se ajustar melhor aos dados experimentais que a primeira, nenhuma das duas aborda o espalhamento dos secundários de forma tridimensional. Dionne⁽¹⁷⁾ propõe uma mudança em $f(x)$, considerando esse fato, e calcula para cada versão expressões de rendimento reduzido para $n = 2,0$ (Lei de Whiddington), $n = 1,35$ [Young^(51,52)] e $n = 1,66$ [Lane-Zaffarano⁽³²⁾]. Compara para cada n fixo os casos de espalhamento dos secundários unidimensional e tridimensional relativo a cada versão com os resultados experimentais. As figuras 8 e 9 mostram os resultados.

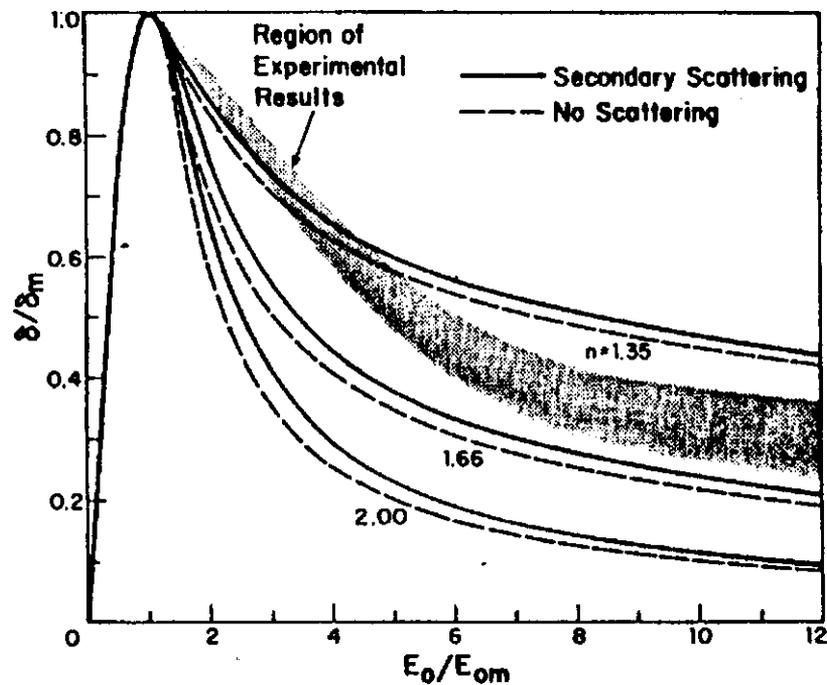


Fig. 8 - Curvas de rendimento reduzido calculado segundo versão “Lei da Potência” para $n=1,35$, $1,66$ e $2,00$ (ver ref. 17)

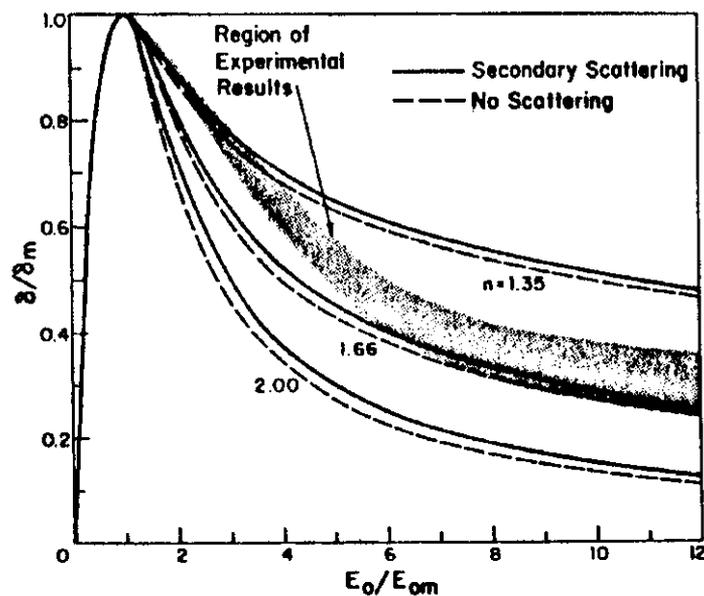


Fig. 9 - Curvas de rendimento reduzido calculado segundo versão "Perda Constante" para $n=1,35, 1,66$ e $2,00$ (ver ref. 17)

Estes resultados comprovam que o modelo unidimensional é uma boa aproximação para o cálculo da curva de rendimento reduzido, para valores $E/E_M \leq 4$.

2.2.1.4. As teorias que levam em conta os elétrons retroespalhados

Na teoria fenomenológica abordada até este ponto, não se mencionou a possibilidade de os elétrons retroespalhados contribuírem para a geração dos secundários. Como foi descrito no item 1.2. do capítulo I, o coeficiente η , que expressa quantitativamente os retroespalhados, depende da energia dos elétrons incidentes e do número atômico (Z) dos átomos que compõem o alvo. Segundo Dekker⁽¹⁵⁾, se os primários que incidem no alvo fossem retroespalhados provenientes principalmente de espalhamento elástico por um campo coulombiano devido a um núcleo, seria de esperar, com base na teoria de espalhamento elástico, que η aumentasse com Z crescente. A Fig. 3 do capítulo I mostra que na prática isto não é verdade, para a faixa de energia abaixo de 2 keV. A Platina com $Z = 78$, para energias abaixo de 2 keV, possui η menor que o Ferro, que possui $Z = 26$.

Os desvios apontados evidenciam que o mecanismo inelástico pode estar predominando nesta faixa de energia. Isto é possível, com base na teoria do espalhamento

inelástico de Bohr⁽⁴⁾ e Bethe⁽³⁾, se um elemento com Z alto tem um número menor de elétrons participando do espalhamento inelástico, quando comparado àqueles elementos com baixo Z.

Em outras palavras o elétron incidente enxerga um número atômico efetivo (Z_{IF}) diferente de Z. Um modelo que tente explicar a emissão secundária não deve ignorar este fato.

Sternglass desenvolve uma teoria que leva em conta os retroespalhados na contribuição da criação de secundários, e usa a equação 4 para o rendimento de emissão dos secundários como ponto de partida.

Sua teoria assume uma profundidade média característica (λ_M), que é essencialmente o livre caminho médio onde ocorre a perda de momento, e é uma função da energia primária.

Para simplificar o problema, considera-se que todos os secundários são produzidos à profundidade média λ_M , tal que $f(x)$ na equação 4 torna-se $B \exp(-\alpha_s \lambda_M)$ e, portanto, pode sair fora do integrando. A parcela relativa a $\frac{dE}{dx}$ é definida como $E_0 (1 - \eta K)$ e a expressão para o rendimento secundário fica:

$$\delta = \left(\frac{B}{\varepsilon}\right) (1 - \eta K) E_0 e^{-\alpha_s \lambda_M} \quad (31)$$

onde:

η é o coeficiente de retroespalhamento para determinada energia do primário e

K representa a média fracional de energia dos elétrons retroespalhados relativos à energia primária inicial E_0 .

Para estabelecer a dependência de λ_M com a energia dos primários, Sternglass⁽⁴⁶⁾ utiliza a expressão de Bethe⁽³⁾, fazendo uso de relações de aproximação, e chega a $\alpha_s \lambda_M = \beta E^{1/2}$, onde β é uma constante que leva em conta de forma implícita Z_{IF} .

Se utilizar esta dependência na equação 31, chega-se a:

$$\delta = \left(\frac{B}{\varepsilon}\right) (1 - \eta K) E_0 e^{-\beta E^{1/2}} \quad (32)$$

Se se considerar $\left(\frac{B}{\varepsilon}\right) (1 - \eta K)$ e β independentes de E, o que é razoável para certos elementos no intervalo de energia limitada, é possível deduzir uma expressão para o

rendimento reduzido. Para isto, basta derivar a expressão 32 em relação à energia e igualar a zero para determinar E_M . Procedendo assim, é possível mostrar que:

$$\frac{\delta}{\delta_M} = \left(\frac{E}{E_M} \right) \exp \left[2 \left(1 - \frac{E}{E_M} \right)^2 \right] \quad (33)$$

De acordo com Sternglass, a concordância entre a equação 33 e os pontos experimentais é muito satisfatória, se as curvas de η versus E na Fig. 3, Capítulo I, são levadas em conta.

Kanaya e Kawakatsu⁽²⁹⁾, estudando a contribuição dos elétrons retroespalhados na geração de secundários, conseguem derivar nova expressão para as curvas de rendimento reduzido, levando em conta mecanismos de geração e escape mais detalhados e sofisticados.

A Fig. 10 mostra curvas ajustadas a pontos experimentais obtidas por eles.

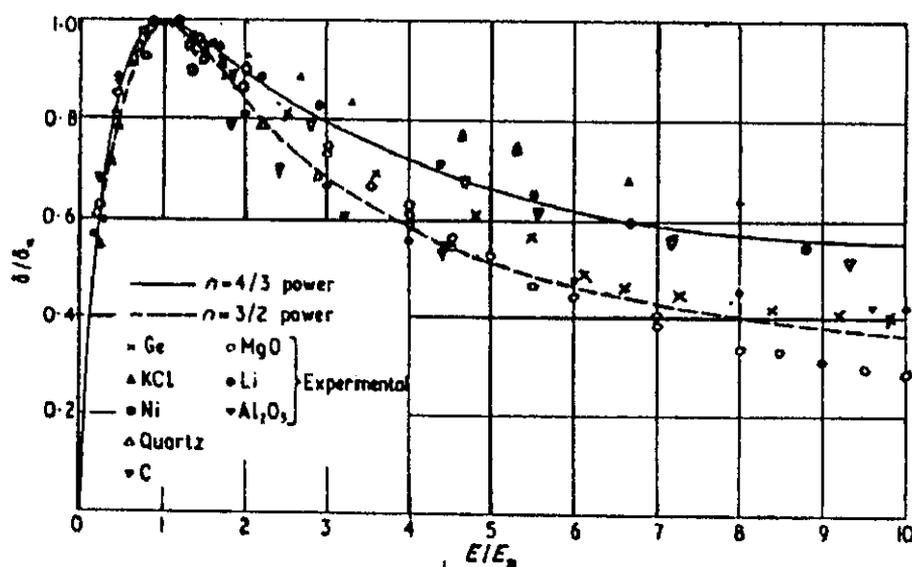


Fig. 10 - Curvas de rendimento reduzido obtidas por Kanawa e Kawakatsu, levando em conta a contribuição de retroespalhados para a geração de secundários. Pontos experimentais de diferentes fontes são fornecidas para comparação (ver ref. 29).

Se fixarmos nossa atenção, principalmente nos pontos relativos ao Ni, MgO e Ge, que são comuns as figuras 10 e 11, notaremos que as curvas da Fig. 10 se ajustam melhor aos pontos experimentais que aquelas da Fig. 11, que foram obtidas sem levar em conta a contribuição dos retroespalhados.

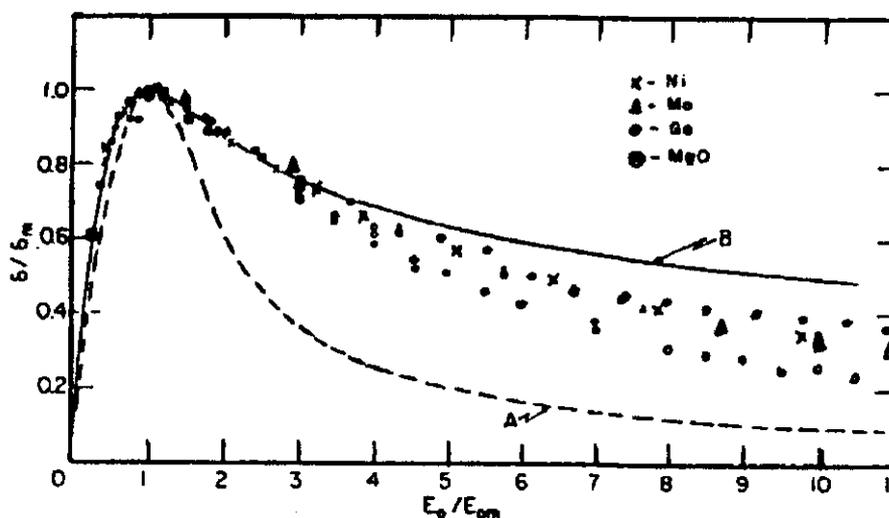


Fig. 11 - Curvas de rendimento reduzido para o Ni, Mo, Ge e MgO. A curva A representa a equação 18 para $n = 2$. A curva B representa a equação 30 para $n = 1,35$ (ref. 15).

2.2.2. Relações derivadas da versão "Perda Constante" unidimensional

2.2.2.1. Energia do primário correspondente ao rendimento máximo

Derivando a equação 21 em relação a $\alpha_s x_d$, tem-se:

$$\frac{d\delta}{d(\alpha_s x_d)} = \frac{B}{\varepsilon} \left(\frac{\alpha_p n}{\alpha_s} \right)^{\frac{1}{n}} \left[\left(\frac{1}{n} - 1 \right) (\alpha_s x_d)^{\frac{1}{n}-2} (1 - e^{-\alpha_s x_d}) + (\alpha_s x_d)^{\frac{1}{n}-1} e^{-\alpha_s x_d} \right] \quad (34)$$

Fazendo $\frac{d\delta}{d(\alpha_s x_d)} = 0$, pode-se mostrar facilmente que:

$$\alpha_s x_{dM} = \left(1 - \frac{1}{n} \right) (e^{\alpha_s x_{dM}} - 1). \quad (35)$$

Como n pode ser determinado experimentalmente através das curvas de emissão (δ versus E) ou dos resultados obtidos por Young⁽⁵²⁾ para filmes finos de Alumínio, fica fácil calcular o produto $\alpha_s x_{dM}$. Com este valor e a equação 7, é possível derivar uma relação para energia máxima dos primários (E_M), correspondente ao rendimento máximo (δ_M).

De forma geral, tem-se:

$$E_M = (\alpha_s x_{dM}) \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (36)$$

2.2.2.2. Máximo rendimento δ_M

Fazendo uso da equação 21, da equação 7 e da condição de máximo da equação 35, obtém-se de forma geral:

$$\delta_M = \left(\frac{B}{\varepsilon} \right) \frac{(1 - e^{-\alpha_s x_{dM}})}{\alpha_s x_{dM}} E_M \quad (37)$$

2.2.2.3. Energias relacionadas aos pontos de cruzamento E_I e E_{II}

Fazendo $\delta = 1$, na equação 21, obtém-se:

$$\frac{B}{\varepsilon} \left(\alpha_p \frac{n}{\alpha_s} \right)^{\frac{1}{n}} (\alpha_s x_d)^{\frac{1-n}{n}} (1 - e^{-\alpha_s x_d}) = 1 \quad (38)$$

Supondo que $\alpha_s x_d^I \ll 1$, para E_I e $\alpha_s x_d^{II} \gg 1$, para E_{II} , e sabendo que estas desigualdades são obtidas⁽¹⁷⁾ para $\delta_M > 2,5$ no caso de E_I e $\delta_M > 1,2$ no caso de E_{II} , pode-se deduzir relações para E_I e E_{II} como segue:

Se $\alpha_s x_d^I \ll 1$ implica $1 - \exp(-\alpha_s x_d^I) \cong \alpha_s x_d^I$, logo a equação 38 reduz-se a:

$$\frac{B}{\varepsilon} \left(\alpha_p \frac{n}{\alpha_s} \right)^{\frac{1}{n}} (\alpha_s x_d^I)^{\frac{1-n}{n}} (\alpha_s x_d^I) = 1 \quad (39)$$

Fazendo uso da equação 7 na equação 39, chega-se a:

$$E_I = \frac{\varepsilon}{B} \quad \text{para } \delta_M > 2,5 \quad (40)$$

Se $\alpha_s x_d^{II} \gg 1$, implica $\exp(-\alpha_s x_d^{II}) \cong 0$ e a equação 38 fica:

$$\frac{B}{\varepsilon} \left(\alpha_p \frac{n}{\alpha_s} \right)^n (\alpha_s x_d^n)^{1-n} = 1. \quad (41)$$

Substituindo a equação 7 na equação 41, chega-se a:

$$E_{II} = n^{n-1} \left[\left(\frac{B}{\varepsilon} \right) \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right) \right]^{1/n}. \quad (42)$$

De forma geral, mostra-se que E_I e E_{II} poderiam ser expressos em termos dos valores δ_M e E_M , que são fáceis de obter experimentalmente. E_I é obtido combinando as equações 37 e 40, enquanto E_{II} é obtida combinando as equações 42, 40 e 36. Procedendo desta forma, obtém-se:

$$E_I = \frac{(1 - e^{-\alpha_s x_{dM}}) E_M}{\alpha_s x_{dM} \delta_M}. \quad (43)$$

$$E_{II} = \left[\frac{1}{1 - \exp(-\alpha_s x_{dM})} \right]^{1/n-1} \delta_M^{1/n-1} E_M \quad (44)$$

2.2.2.4. Quadro geral destas expressões adaptadas aos metais, óxidos metálicos e polímeros

Young⁽⁵²⁾, ao estudar a transmissão de elétrons em filmes de óxido de alumínio, utilizando elétrons monoenergéticos para energias bem maiores que E_M , concluiu que o alcance x_d destes é proporcional a $E_0^{1,35}$. E a partir daí outros autores passaram a utilizar $n = 1,35$ como um valor adequado na análise das curvas de rendimentos dos metais e óxidos metálicos.

Burke⁽⁶⁾ analisou dados disponíveis na literatura sobre dez polímeros, e pôde concluir que n entre 1,70 e 1,75 fornece um ajuste satisfatório para as curvas de rendimento. Ao resolver a equação 35, com $n = 1,35$ e $n = 1,74$, obtém-se, respectivamente, que $\alpha_s x_{dM} = 2,28$ e 1,52, que podem ser levado para as equações 36, 37, 42, 43 e 44.

O quadro a seguir mostra estas relações assim obtidas.

Quadro 1- Parâmetros relativos a emissão secundária

Metais e Óxidos Metálicos	Polímeros
$E_M = 2,3 \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right)^{0,74}$ (36)	$E_M = 1,75 \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right)^{0,575}$ (36)'
$\delta_M = 0,9 \left(\frac{B}{\epsilon} \right) \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right)^{0,74}$ (37)	$\delta_M = 0,9 \left(\frac{B}{\epsilon} \right) \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right)^{0,575}$ (37)'
$E_{II} = 2,36 \left[\left(\frac{B}{\epsilon} \right) \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right) \right]^{2,86}$ (42)	$E_{II} = 2,1 \left[\left(\frac{B}{\epsilon} \right) \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right) \right]^{1,35}$ (42)'
$E_I = 0,39 \frac{E_M}{\delta_M}$ (43)	$E_I = 0,514 \frac{E_M}{\delta_M}$ (43)'
$E_{II} = 1,39 \delta_M^{2,86} \cdot E_M$ (44)	$E_{II} = 1,39 \delta_M^{1,35} \cdot E_M$ (44)'

2.2.3. Cálculo dos parâmetros semi-empíricos B, ϵ , α_p e α_s

Com base nos modelos fenomenológicos abordados nos itens anteriores, pode-se chegar a expressões de rendimento reduzido que independem dos parâmetros semi-empíricos. Embora isto seja possível para aqueles modelos, nenhuma das equações de rendimento reduzido é universal ao ponto de representar todos os materiais. Nesse sentido, o estudo das expressões δ em função de E_0 , que consideram estes parâmetros, permite interpretar as diferenças encontradas para diversos materiais.

Existem alguns modelos que utilizam outros parâmetros além de B, ϵ , α_p e α_s , mas não serão considerados neste trabalho.

Os cálculos dos parâmetros citados podem ser realizados da maneira que se descreve a seguir.

2.2.3.1. O coeficiente de absorção dos elétrons primários α_p

Se a profundidade máxima (x_d) e energia (E_0) são obtidas experimentalmente para um determinado material, é possível obter α_p a partir da equação 7, uma vez conhecido n.

Young⁽⁵²⁾ utilizou uma técnica de medida que permitiu observar o número e a energia dos elétrons ao ultrapassarem um filme fino de alumínio. Destes resultados, chegou-se a uma relação entre penetração e energia que pode ser utilizada para outros materiais. Para que isso seja possível, basta substituir o valor correspondente da densidade do material que se deseja estudar na relação:

$$x_d = \frac{(0,0115) 10^{-3} E_0^{1,35}}{\rho} \quad (45)$$

onde x_d é expresso em cm, E_0 em keV, ρ em g/cm^3 e a constante em $\text{g/cm}^2(\text{keV})^{-1,35}$.

Como a equação 45 foi obtida de estudos dentro de uma faixa com energias de 0,5 a 11 keV para o alumínio, é necessário verificar a sua validade ou não em outros materiais e energias fora deste intervalo.

Comparando a equação 45 com a equação 7 e conhecendo o valor de n , é possível determinar α_p diretamente.

2.2.3.2. O coeficiente de absorção dos elétrons secundários α_s e a relação ε / B nos metais

Com base no valor n e segundo as versões da “Lei da Potência” e “Perda Constante”, é possível calcular α_s e ε / B como segue.

Primeiro, ao considerar a “Lei da Potência”, conhecendo-se n e utilizando a equação 15, calcula-se r_M . Agora, com base nas equações 11 e 45, chega-se a:

$$\frac{1}{\alpha_s} = \frac{11,5 \cdot 10^{-6} E_M^{1,35}}{(r_M)^{1,35} \rho} \quad (46)$$

onde, $1 / \alpha_s$ é expresso em cm, E_M em keV e ρ em g/cm^3 .

Ainda com base nesta versão, através das equações 16 e 11, obtém-se ε / B , cuja equação geral é:

$$\frac{\varepsilon}{B} = \left(\frac{E_M}{r_M \delta_M} \right) G_n(r_M) \quad (47)$$

Ao substituir $n = 1,35$, para o qual $r_M = 1,543$ e $G_{1,35}(1,543) = 0,636$ na equação 47, chega-se a:

$$\frac{\varepsilon}{B} = 0,412 \frac{E_M}{\delta_M} \quad (48)$$

Agora, para a versão da “Perda Constante”, com um valor conhecido de n e a equação 35, calcula-se z_M . Em seguida, com base nas equações 28 e 45, chega-se a:

$$\frac{1}{\alpha_s} = \frac{11,5 \cdot 10^{-6} E_M^{1,35}}{(z_M)^{1,35} \rho} \quad (49)$$

onde $1 / \alpha_s$ é expresso em cm, ρ em g/cm^3 e E_M em keV.

De forma análoga à versão anterior, com as equações 25 e 28, obtém-se ε / B , cuja equação geral é:

$$\frac{\varepsilon}{B} = \left(\frac{E_M}{z_M \delta_M} \right) g_n(z_M) \quad (50)$$

Ao substituir $n = 1,35$ para o qual $z_M = 1,84$ e $g_{n=1,35}(1,84) = 0,725$ na equação 50, obtém-se:

$$\frac{\varepsilon}{B} = 0,39 \frac{E_M}{\delta_M} \quad (51)$$

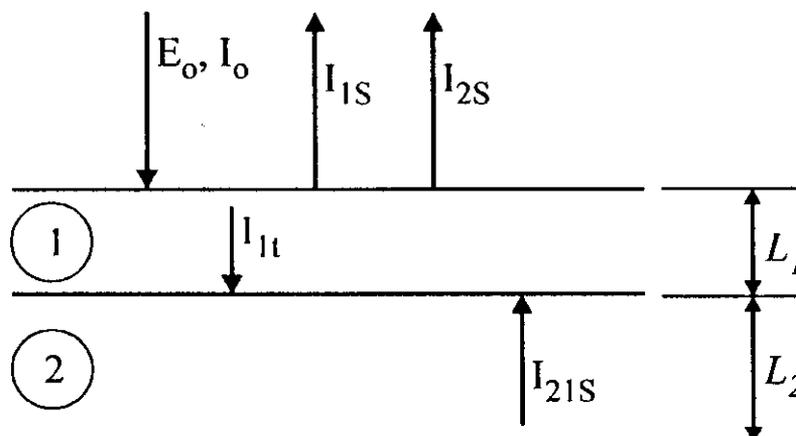
Observe-se que não é possível obter ε e B isoladamente, mas somente a relação ε / B . Como os parâmetros analisados dependem de E_M e δ_M , para avaliá-los é necessário recorrer às curvas de emissão δ , em função da energia dos primários.

Das curvas de emissão também é possível determinar o expoente n , com base nos modelos “Lei da Potência” e “Perda Constante”. Os parâmetros característicos extraídos desta curva (E_I , E_{II} , E_M e δ_M) permitem calcular as relações α_p / α_s e ε / B . Neste cálculo podem-se empregar as equações 36, 37 e 42 ou 36’, 37’ e 42’, apresentadas no quadro geral do item 2.2.4.

2.2.4. O modelo das duas camadas baseada na versão “Perda Constante”

Uma nova expressão para rendimento de emissão δ é obtida ao considerar um alvo formado de duas camadas com materiais distintos, de espessura L_1 e L_2 e utilizar a versão “Perda Constante” (ver Fig. 12).

A Fig. 12 representa de maneira esquemática as correntes envolvidas no processo de emissão.



Legenda:

- I_0 : corrente eletrônica incidente perpendicular à superfície de emissão com energia fixa E_0
- I_{1S} : corrente secundária emitida e gerada no meio 1
- I_{1i} : corrente incidente na interface dos meios 1 e 2
- I_{21S} : corrente secundária na interface dos meios 1 e 2
- I_{2S} : corrente secundária emitida e gerada no meio 2 que atravessa 1
- I_S : corrente secundária total ($I_{1S} + I_{2S}$)
- ϵ_i : energia média requerida para produzir um secundário no meio i
- B_i : probabilidade de escape do meio i
- α_{Si} : coeficiente de absorção dos secundários no meio i
- x_{di} : profundidade máxima supondo a existência só do meio i .

Fig. 12 - Diagrama esquemático das correntes envolvidas no modelo das duas camadas

A equação 20 do item 2.1.2., expressa o valor de δ para uma corrente eletrônica incidente em um único meio. Quando adaptada ao nosso modelo das duas camadas, é válida para correntes que penetram a uma profundidade $x_d \leq L_1$. Se o alcance é maior que L_1 , deve-se readaptá-lo considerando a existência do meio 2. Integrando a equação 20 de 0 a x_d , considerando que E_0 / x_d é constante, tem-se:

$$\delta = -\frac{I_{1S}}{I_0} = -\frac{B}{\epsilon} \frac{E_0}{x_d} \frac{1}{\alpha_s} (1 - e^{-\alpha_s x_d}) \quad (52)$$

O sinal menos indica que o sentido de I_{1S} é contrário ao de I_0 .

Quando a corrente incidente penetra x_d , com $L_1 \leq x_d \leq L_1 + L_2$, tratando-se do caso de interesse, é preciso calcular as correntes de emissão de forma distinta.

Cálculo de I_{1S} :

$$I_{1s} = -I_0 \frac{B_1 E_0}{\varepsilon_1 x_{d1} \alpha_{s1}} \frac{1}{\alpha_{s1}} (1 - e^{-\alpha_{s1} l_1}) \quad (53)$$

Cálculo de I_{1t} :

$$I_{1t} = I_0 \left(1 - \frac{L_1}{x_{d1}} \right) \quad (54)$$

Cálculo de I_{21s} :

Usa-se 53 com I_0 substituído por I_{1t} e índices referentes ao meio 2, isto é:

$$I_{21s} = -I_0 \left(1 - \frac{L_1}{x_{d1}} \right) \frac{B_2 E_0}{\varepsilon_2 x_{d2} \alpha_{s2}} \frac{1}{\alpha_{s2}} (1 - e^{-\alpha_{s2} x_{d2}}) \quad (55)$$

Cálculo de I_{2s} :

Admitindo-se uma probabilidade de escape dos elétrons secundários provenientes do meio 2, passando pelo meio 1 e sendo emitidos pela superfície, de $e^{-\alpha_{s1} l_1}$, calcula-se:

$$I_{2s} = e^{-\alpha_{s1} l_1} I_{21s} \quad (56)$$

A corrente secundária total emitida I_s :

$$I_s = I_{1s} + I_{2s} \quad (57)$$

ou

$$I_s = -I_0 \frac{B_1 E_0}{\varepsilon_1 x_{d1} \alpha_{s1}} \frac{1}{\alpha_{s1}} (1 - e^{-\alpha_{s1} l_1}) - I_0 \frac{B_2 E_0}{\varepsilon_2 x_{d2} \alpha_{s2}} \frac{1}{\alpha_{s2}} (1 - e^{-\alpha_{s2} x_{d2}}) e^{-\alpha_{s1} l_1} \left(1 - \frac{L_1}{x_{d1}} \right) \quad (58)$$

Esta expressão será utilizada e comparada aos resultados experimentais no capítulo VIII.

- CAPÍTULO III -

O ACELERADOR DE ELÉTRONS

3.1. Introdução

A Fig. 13 representa de maneira esquemática o acelerador de elétrons atualizado, isto é, com as modificações introduzidas. Falar de cada parte deste sistema em separado é insistir no que já foi realizado, pois Hessel⁽²⁵⁾ o fez de uma maneira clara e sistemática em sua tese de doutorado. A seguir, Chinaglia⁽⁸⁾ introduziu algumas modificações, quando realizou sua dissertação de mestrado. Chinaglia fez o mestrado no mesmo período em que as medidas desta tese foram realizadas, acabando por também participar dessas mudanças. No que segue, vamos nos limitar a descrever somente as modificações que foram feitas posteriormente.

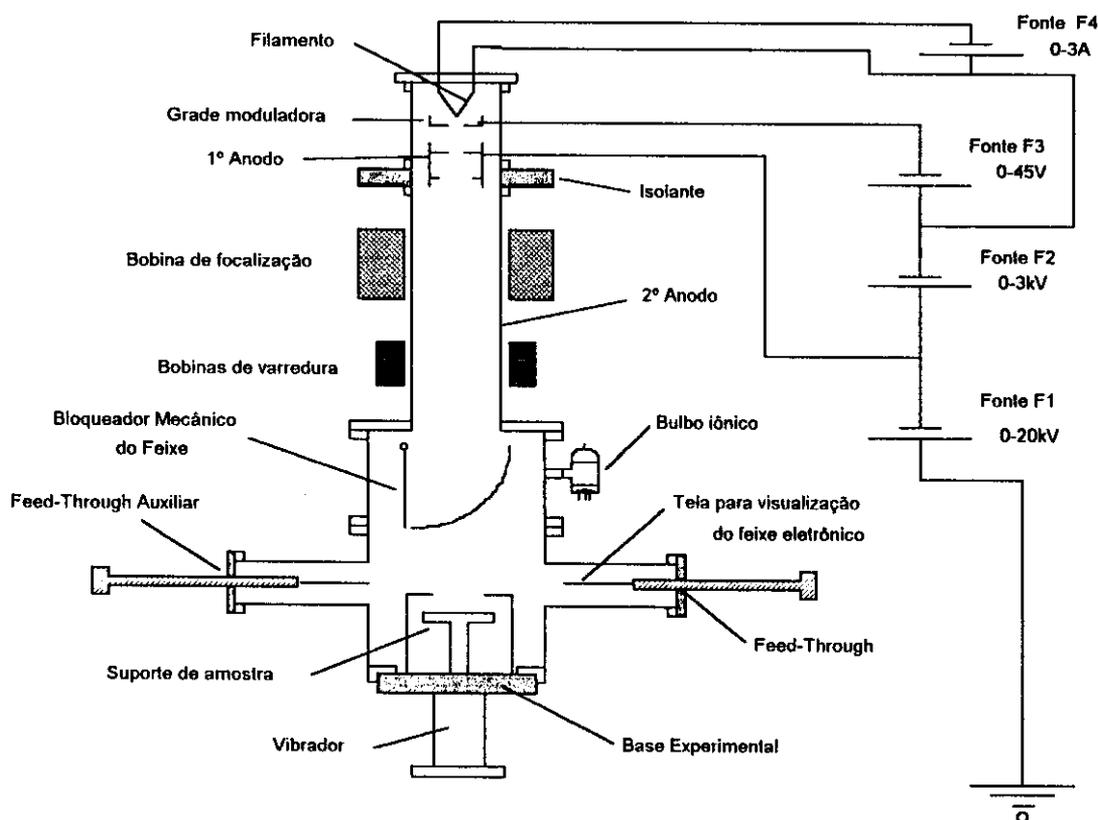


Fig. 13 - Esquema do acelerador de elétrons atualizado (vista frontal, ref. 8)

3.2. O Acelerador de Elétrons

O sistema como um todo pode ser pensado como sendo constituído de uma fonte de elétrons (parte superior da Fig. 13), sistema ótico eletrônico (parte superior e intermediária da Fig. 13) e o sistema de medida ou base experimental (parte inferior da Fig. 13). Estas três partes estão montadas em tubos cilíndricos concêntricos de aço inox 304, pouco magnetizável, sustentados por um corpo rígido de aço inox, que possibilita movimentá-los na vertical e girá-los no sentido horário ou anti-horário. Estes movimentos facilitam o acesso para a manipulação do sistema, no caso de reparos e/ou acidentes. Um sistema de vácuo opera no acelerador para manter a sua pressão interna inferior a 10^{-6} torr, Isso exige cuidados especiais quanto à vedação das partes que o compõem, principalmente pelo fato de termos um grande volume a ser evacuado, inclusive com partes mecânicas removíveis, que podem se movimentar sem que ocorram variações de pressão.

3.2.1. Fonte de elétrons

Um filamento de tungstênio (não toriado em forma de "hairpin"), de 0,1mm de diâmetro e comprimento útil aproximado de 8mm, é montado em dois capilares de aço inox, isolados das outras partes do sistema através de uma base cerâmica. Os capilares e o filamento fazem parte de um circuito elétrico, cuja fonte de alimentação (Fonte F4, Fig. 13) de 0-30 volts DC, 0-3A (3.1/2 dígitos) opera em modo corrente. Uma vez fixada a corrente, esta se mantém constante mesmo que a resistência do filamento varie. A vantagem em operar neste modo é manter a temperatura do filamento a mais estável possível, sem que ocorram grandes variações no número de elétrons disponíveis, provenientes do processo de termo-emissão. O filamento está com um potencial negativo elevado em relação ao terra, como mostra a Fig. 13, a sua alimentação deve ser desacoplada da rede elétrica, por meio de um transformador de alta isolamento (maior que 20kV), e do resto do acelerador por um isolante em forma de disco em acrílico. Para minimizar o risco de acidente, uma vez que a cabeça do acelerador trabalha em altas voltagens (máximo de 20kV), foi construída uma campânula de metal, que deve ser aterrada, cobrindo toda a área de risco. Dessa forma, quem opera o sistema não pode entrar em contato com esta região de alta voltagem.

Uma vez tendo disponíveis elétrons provenientes do processo de termo-emissão no filamento, é preciso controlá-los e acelerá-los em direção ao alvo que se queira estudar. Isto é realizado através do sistema ótico-eletrônico.

3.2.2. O sistema ótico eletrônico

Trata-se de um sistema conhecido como tetrodo (cátodo, grade moduladora, primeiro e segundo ânodo) em associação com bobinas de focalização e varredura.

O filamento de tungstênio usado como emissor de elétrons(cátodo) opera, no nosso sistema, a uma temperatura relativamente baixa quando comparadas com aqueles utilizados em microscópios eletrônicos, e por isto tem uma vida útil maior, cerca de 500 horas. Isto nos permite realizar experiências de longa duração.

A grade moduladora é o elemento responsável por limitar ou bloquear a quantidade de elétrons que formará a corrente primária. O potencial em que se encontra, em relação à terra, é devido às três fontes em série F1, F2 e F3, tendo a última a função de controle. Esta fonte F3 é composta de baterias ligadas convenientemente, e fornece uma tensão de saída entre 0 e 45V, permitindo variações discretas de 1,5V. Considerando os outros elementos, este é o que tem um potencial mais negativo, em relação ao terra do sistema.

O primeiro ânodo atua na focalização e extração dos elétrons do filamento. Como a grade moduladora e o segundo ânodo, este elemento é construído de aço inox e é polarizado pela fonte F2, que está isolada da rede por meio de um transformador desacoplador (isolação superior a 20kV). A grade e o primeiro ânodo estão presos, sob pressão, em três hastes isolantes (Alumina), fixas na tampa que recobre a cabeça do acelerador de elétrons.

As fontes F2, F3 e F4 têm todos os seus controles (botões e chaves) conectados a materiais com alta isolamento, possibilitando ao operador fazer ajustes, mesmo com o sistema em funcionamento.

O segundo ânodo é responsável pela aceleração dos elétrons que passam através da grade moduladora, pois ele está aterrado. Trata-se do tubo externo (Fig. 13), no qual estão montadas as bobinas que permitem focalizar e defletir os elétrons primários.

A configuração tetrodo permite trabalhar com uma corrente que é praticamente independente da diferença de potencial entre o filamento e o segundo ânodo, uma vez que o campo elétrico nas vizinhanças do filamento provém do primeiro ânodo.

Como a energia do feixe eletrônico é estabelecida pela diferença de potencial entre o filamento e o segundo ânodo (aterrado), e as linhas do campo de extração são provenientes do primeiro ânodo, se não for alterada a diferença de potencial entre o filamento e primeiro ânodo, praticamente não se altera a corrente dos elétrons primários ao se fixar uma voltagem de aceleração ou energia para os elétrons. Este fato faz a configuração tetrodo vantajosa em relação ao triodo, pois experimentos que necessitam trabalhar com energias diferentes e correntes primárias iguais são mais fáceis de estabelecer.

A bobina de focalização, como o próprio nome indica, é responsável pela focalização e centralização dos elétrons primários. Ela é confeccionada com 1600 espiras de fio nº 18, enrolados em um carretel de PVC, cujo diâmetro interno é cerca de cinco milímetros maior que o diâmetro do segundo ânodo (Fig. 13). Esta folga permite que a centralização do feixe de elétrons na tela de visualização seja realizada através de parafusos para ajuste e inclinação da bobina. A alimentação desta bobina é feita por uma fonte DC de 0-30V e 0-3A (2.1/2 dígitos), que opera no modo corrente. Variando-se a corrente, pode-se focalizar o feixe de elétrons.

A bobina para deflexão do feixe é utilizada para que ele varra a amostra e seja desviado para o copo de Faraday, que se encontra na base experimental. Esta é composta de dois pares de bobinas, retangulares e chatas, montadas na parte externa do segundo ânodo, de forma que cada elemento do par seja contraposto. A densidade de espiras enroladas começa mínima no centro e aumenta segundo uma lei em cosseno, para possibilitar campo magnético uniforme dentro de um pequeno volume na região central, entre as duas bobinas do mesmo par. Cada par é alimentado por meio de um gerador de tensões triangulares. O campo magnético gerado permite realizar a varredura do feixe sobre toda a amostra. Neste aparelho podem-se obter dois sinais independentes, sendo um numa faixa de frequência entre 10-40 hertz e o outro entre 800-2500 hertz. Detalhes sobre este circuito se encontram no apêndice I da dissertação de mestrado de Chinaglia⁽⁸⁾.

Além do bloqueio do feixe de elétrons pela polarização da grade moduladora com -30 volts, é possível bloqueá-lo através do bloqueador mecânico (Fig. 13). Ele garante que a corrente do feixe assuma o seu verdadeiro valor imediatamente após o desbloqueio. Com isso evitam-se efeitos capacitivos, que podem interferir no valor inicial da corrente.

A visualização do feixe de elétrons com corrente primária, que incidirá sobre a amostra, é muito importante, pois é a única certeza visual que se tem de que os elétrons incidirão no local desejado. Para isso é utilizada a tela de visualização de formato circular, presa a uma

das extremidades do “feed-through” (Fig. 13) e coberta com material catodo-luminescente, que se torna verde quando irradiado, facilitando a visualização dos elétrons incidentes de forma indireta.

Através dos elementos descritos nos dois subitens anteriores, é possível ter disponível um feixe de elétrons monoenergético na faixa de 0,2 a 20keV, quando se trabalha com um feixe difuso, ou na faixa de 0,2 a 12keV, quando se trabalha fazendo um feixe focalizado varrer periodicamente a amostra.

É possível controlar a intensidade da corrente do feixe de elétrons dentro da faixa de 10^{-6} A a 10^{-10} A, variando a corrente no filamento emissor. Quanto menor o valor desta corrente, mais difícil se torna a visualização do feixe incidente sobre a tela, para energias menores que 0,5keV, o que o torna limitante em alguns experimentos.

3.2.3. O sistema de medidas

Trata-se do conjunto de elementos (Copo de Faraday, Suporte de amostra, Vibrador e Conectores para contatos elétricos) instalado sobre uma base experimental removível, situada na parte inferior da Fig. 13. Dependendo das necessidades de uma ou mais experiências, pode-se alterar a sua configuração ou eventualmente construir uma nova base.

A Fig. 14 mostra em detalhes a base experimental original, utilizada por Hessel⁽²⁵⁾. Neste trabalho, ela sofreu algumas alterações para que se pudesse determinar o espectro de energia dos secundários e o coeficiente de emissão dos elétrons retroespalhados.

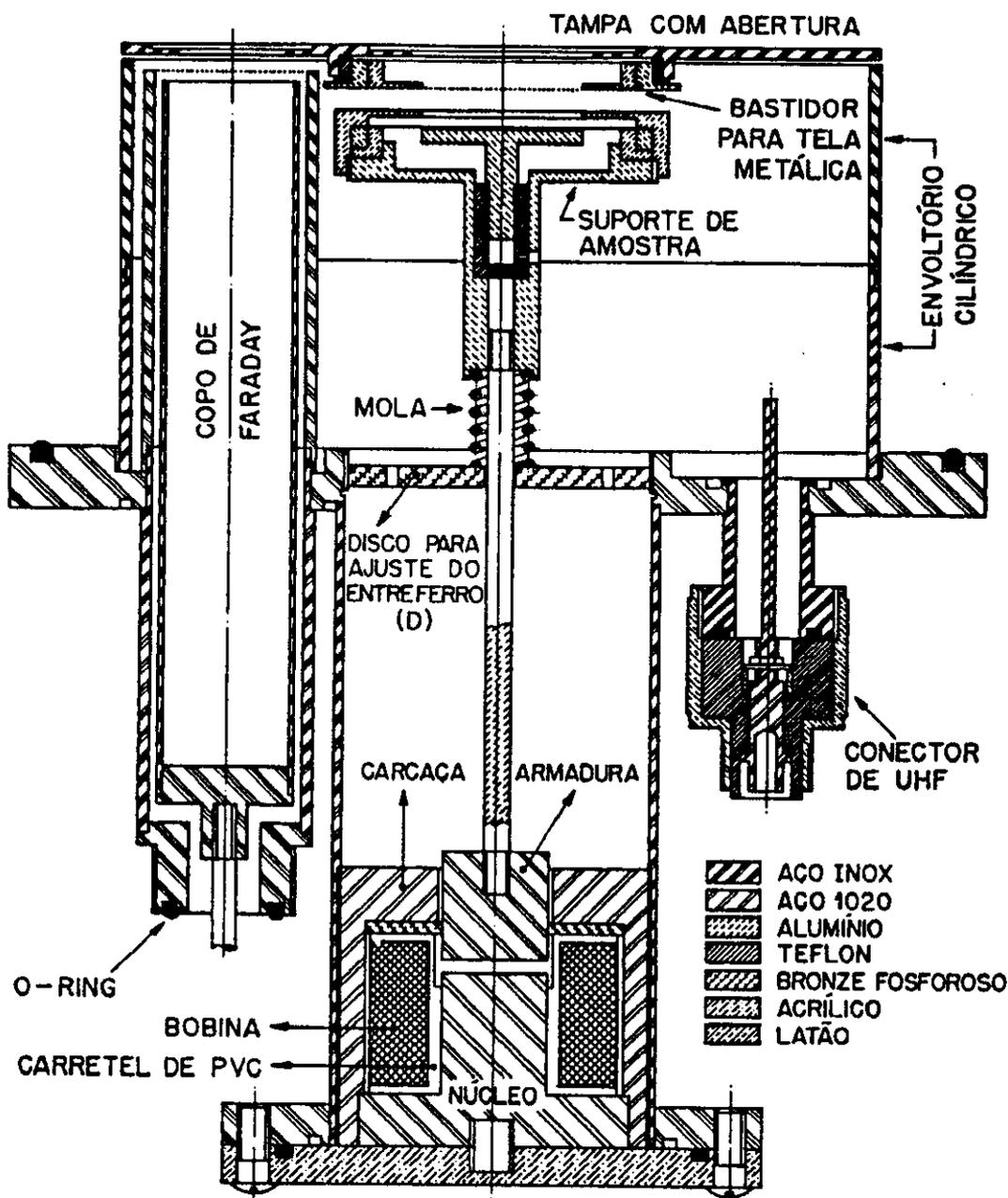


Fig. 14 - Base experimental original (ref. 25)

As mudanças básicas ocorreram no suporte de amostra, como é possível se observar comparando as figuras 15 e 16, e na tampa com aberturas, onde se introduziram grades de aço-inox. Na tampa com aberturas introduzimos telas de aço-inox idênticas aquelas do bastidor e copo de Faraday que não representamos nos desenhos que seguem por conveniência.

No suporte original (Fig. 15), existe uma tampa com rosca utilizada para fixar o bastidor com amostra na base e para limitar a área irradiada à região central. Este suporte pode vibrar em frente à grade metálica, possibilitando com isso a medida do potencial de superfície,

mesmo enquanto a amostra está sendo irradiada pelos primários. Esta configuração para o suporte de amostra se faz necessária quando se aplica o método dinâmico (ver ref. 25). Nós também a utilizamos quando aplicamos o método dinâmico para levantar a curva de σ versus E para metais(ver Capítulo IV e VI), o que até onde é de nosso conhecimento, ainda não havia sido feito.

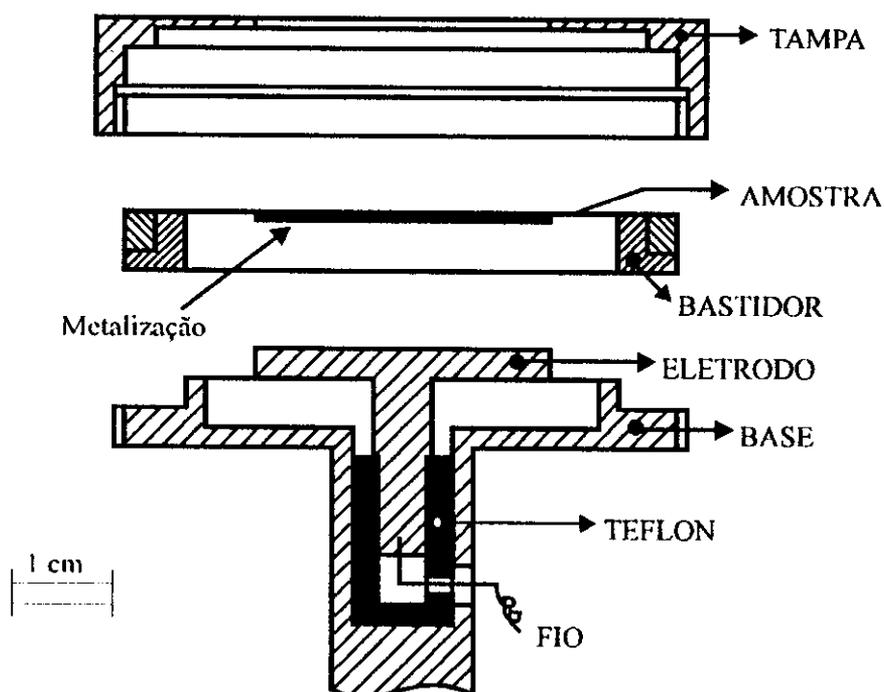


Fig. 15 - Suporte de amostra original (ref. 25)

A Fig. 16 representa o novo suporte de amostra utilizado na determinação do espectro de energia dos elétrons secundários e o coeficiente de emissão dos retroespalhados (η). A opção por esta configuração, que originalmente, foi decidida depois dos estudos e medidas apresentados no Capítulo V.

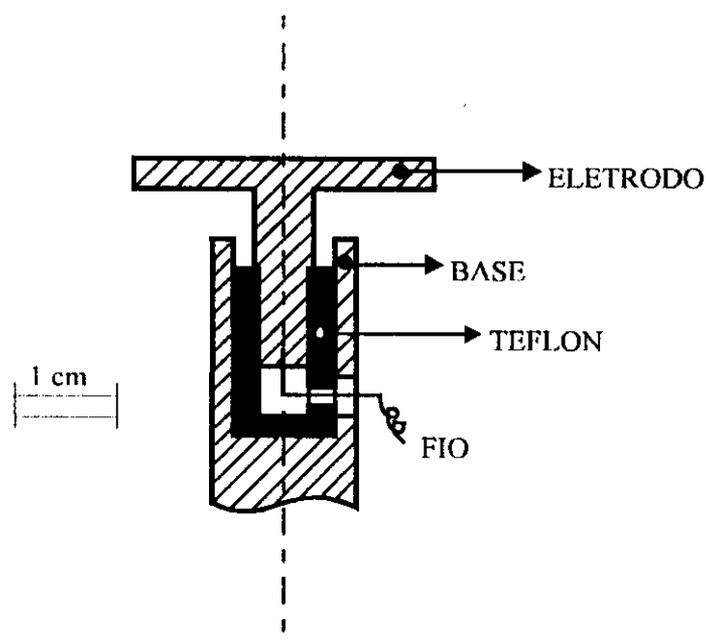


Fig. 16 - Suporte de amostra modificado

O suporte de amostra está solidário a uma haste, presa à armadura de um eletroímã (ver Fig. 14). Este conjunto pode oscilar verticalmente sob a ação de um campo magnético criado por uma bobina, enquanto uma mola de aço garante a força restauradora do sistema oscilante.

Toda vez que um pulso de corrente atravessa a bobina, a armadura, solidária à haste, é atraída pelo núcleo da bobina, fazendo com que a distância entre o eletrodo e a grade metálica seja alterada.

Como a grade metálica se encontra acima do eletrodo onde vai a amostra e está presa e isolada (com Teflon) da tampa com abertura (Fig. 14), que recobre todo o sistema de medida, acaba fazendo o papel de uma das placas de um capacitor vibrante.

Quando a amostra é posta a vibrar continuamente, a variação do campo elétrico existente entre a grade metálica e a amostra, induz uma corrente elétrica alternada no resistor R ligado a grade metálica e aterrado (Fig. 17). Como consequência aparece uma ddp alternada no resistor, cujo valor eficaz, pode ser medido por meio de um amplificador lock-in, sintonizado em frequência com o oscilador que alimenta a bobina do eletroímã.

A calibração do sistema é feita previamente, aplicando-se potenciais conhecidos na traseira de uma amostra. Esta técnica permite medir a evolução do potencial de superfície na amostra e pode ser acompanhada facilmente, ligando-se a saída do amplificador lock-in a um

3.2.4. O sistema de vácuo

Uma bomba rotativa, adquirida com recursos da FAPESP e fabricada pela Edwards do Brasil, com velocidade de bombeamento de 25 m³/hora e pressão final de aproximadamente 10⁻³ torr, é responsável pelo baixo vácuo no sistema acelerador (ver Fig. 18).

Através das válvulas 1, 2 e borboleta se estabelece a linha ativa de baixo vácuo. Inicialmente são mantidas a válvula 2 e a borboleta fechadas, o que possibilita pré-vácuo em toda a câmara do acelerador.

Em seguida se fecha a válvula 1 e se abre a 2, para que a bomba difusora, o Baffle e o Trap de nitrogênio atinjam um pré-vácuo da ordem de 10⁻² a 10⁻³. (~ 5 a 10 minutos). Então se liga a bomba difusora por apenas 20 minutos e se abre a válvula borboleta.

Com este procedimento se consegue a um vácuo inferior a 10⁻⁶ torr na parte interna do acelerador.

A baixa pressão é monitorada na saída da bomba mecânica (sensor de baixo vácuo 2), e da câmara (sensor de baixo vácuo 1), enquanto o alto vácuo é controlado por um sensor tipo bulbo iônico (Varian, modelo 843) para medidas entre 10⁻⁴ e 10⁻⁸ torr (alto vácuo).

Um Trap de nitrogênio líquido e um Baffle (tipo Chevron com disco central bloqueante), logo acima da bomba difusora, são responsáveis pelo bloqueio do vapor de óleo proveniente desta, o que garante um vácuo limpo sem contaminar a amostra.

Em nossas medidas introduzimos uma bomba turbomolecular modelo V-450SN80015, também adquirida com recursos da FAPESP, em substituição à bomba difusora, ao Baffle e ao Trap de nitrogênio, o que possibilitou um vácuo mais limpo e agora sem risco de contaminação da amostra.

A maior parte das medidas finais do trabalho foram realizadas com esta última modificação. Infelizmente quando estávamos terminando as medidas, tivemos problemas com a bomba turbomolecular e precisamos retornar ao sistema antigo, que utilizava uma bomba difusora como mostrado na Fig. 18.

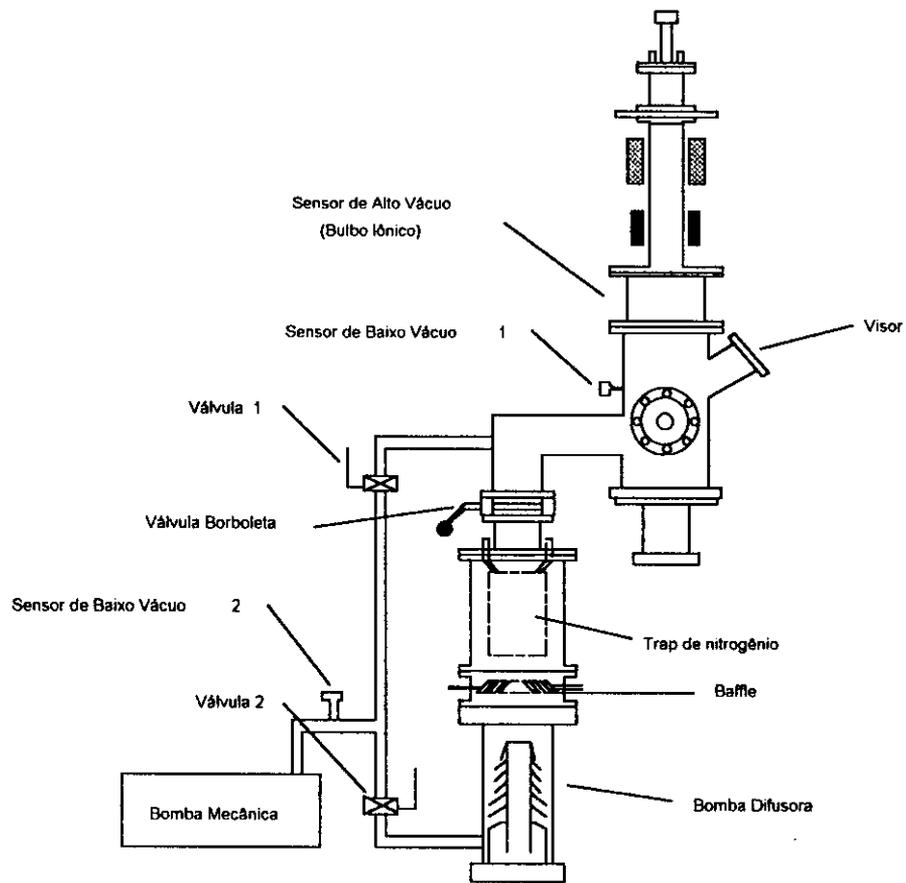


Fig. 18 - Esquema mostrando o sistema de bombeamento e o acelerador de elétrons (vista lateral, ref. 8)

- CAPÍTULO IV -

MÉTODOS DE MEDIDAS

4.1. A determinação da distribuição de energia dos elétrons emitidos

A Fig. 19, a seguir, representa esquematicamente a montagem experimental utilizada para determinar a distribuição de energia dos elétrons emitidos, $g(E')$. Trata-se essencialmente da mesma montagem usada por Hessel⁽²⁵⁾.

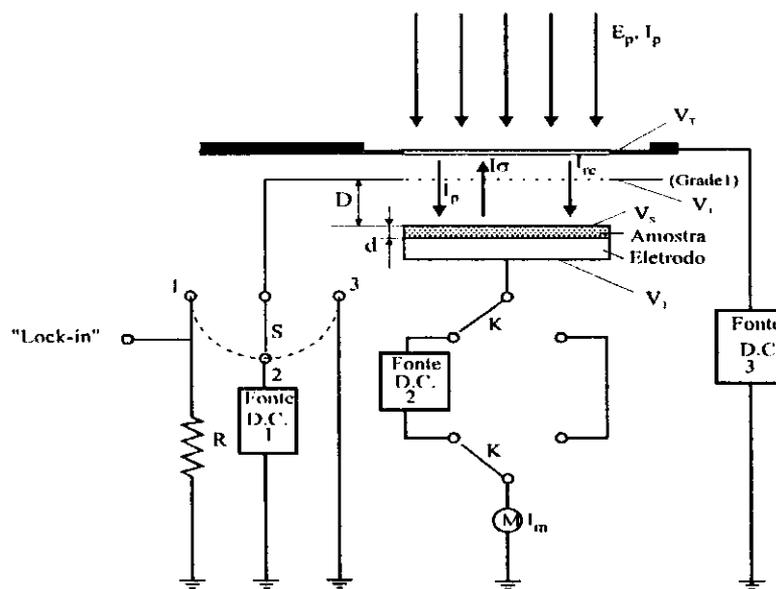
O feixe incidente é focalizado e varre periodicamente a amostra à razão de 40 quadros/segundo (ref. 25, seção VI.5.3). Antes que estes elétrons atinjam a amostra, atravessam a grade 1, cuja transparência é da ordem de 80%. Os elétrons secundários e/ou terciários, gerados na tampa com abertura e na grade, são recolhidos polarizando positivamente a tampa. Em geral, uma polarização de 50 volts positiva é suficiente para recolher todos os secundários como mostram as medidas no Capítulo V. Para medir a corrente do feixe (I_p), desloca-se convenientemente o feixe eletrônico sobre o copo de Faraday, não representado no esquema (ver ref. 25, seção VII.2.2).

As chaves de polarizações S e K têm papéis importantes na determinação de $g(E')$. Com a chave S na posição 1 é possível medir, com o auxílio de um lock-in, o sinal AC induzido no resistor R, quando a amostra é posta a vibrar. Isto nos permite medir o potencial de superfície da amostra. Os detalhes sobre essa medida se encontram na seção 4.5 deste Capítulo. Quando S é posicionada em 2 ou 3, admitindo-se que a amostra esteja inicialmente descarregada e aterrada, podem ocorrer três situações:

- 1) Quando S está na posição 2 e V_1 é maior que zero, as linhas do campo elétrico, saindo da grade 1 e chegando à amostra, favorecem a extração dos emitidos. Todos os emitidos deixam a superfície da amostra. Esta situação é equivalente a aterrar a grade 1 e polarizar a amostra com $V_2 = -V_1 < 0$.
- 2) Quando S está na posição 2 e V_1 é menor que zero, a existência de linhas do campo elétrico é de tal modo que os elétrons, deixando a amostra com energia menor que $E' = -eV_1 > 0$, acabam retornando para a sua superfície. Esta situação é equivalente a aterrar a grade 1 e polarizar a amostra com $V_2 = -V_1 > 0$.

3) Quando S está na posição 3, não existem linhas do campo elétrico entre a grade 1 e a superfície da amostra, portanto não há controle sobre a emissão.

Na Fig. 19, a fonte que polariza a amostra, colocada acima do eletrômetro, acaba introduzindo ruídos na corrente I_m , particularmente quando se pretende levantar o espectro de energia dos emitidos. Em vista disto, optamos por polarizar a grade 1 e aterrar a amostra ao fazer este tipo de medida.



Legenda:

V_S : Potencial de Superfície

V_1 : Potencial de polarização da grade 1

V_2 : Potencial de polarização do eletrodo

I_p : Corrente dos elétrons primários incidentes

$I_σ$: Corrente dos elétrons emitidos

E_p : Energia dos primários

R : Resistência elétrica

I_{re} : Corrente dos elétrons emitidos recapturados

I_m : Corrente medida

d : Espessura da amostra

D : Distância da amostra a grade 1 $\gg d$

M : Eletrômetro

V_T : Polarização da Tampa

Fig. 19 - Desenho esquemático da montagem experimental

Antes de tratarmos diretamente do método para determinar o espectro de energia dos elétrons emitidos para os metais ou polímeros, convém discutir o método dinâmico aplicado por Hessel⁽²⁵⁾ na determinação do coeficiente de emissão total (σ) para os polímeros, que servirá como ponto de partida para este método. O método dinâmico, descrito por Von Seggern⁽⁴⁸⁾, teve origem no trabalho de Gross et al⁽²²⁾ de 1984. Originalmente este método foi discutido e desenvolvido apenas para situações em que o coeficiente de retroespalhamento (η) era muito menor do que o coeficiente de emissão secundária (δ), de modo que δ (dado por $\delta = \sigma - \eta$) pôde ser considerado praticamente igual a σ . Hessel⁽²⁵⁾ mostrou que, quando a condição $\eta \ll 1$ não

for cumprida, a expressão para corrente (I_m) desenvolvida por Von Seggern⁽⁴⁸⁾ deve ser modificada. Com base nas correntes indicadas na Fig. 19, propôs, então a expressão:

$$I_m = I_p + I_\sigma + I_{re} \quad (59)$$

onde:

I_m : corrente através da amostra

I_p : corrente do feixe

I_σ : corrente associada à totalidade dos emitidos

I_{re} : corrente associada aos emitidos que retornam para a superfície da amostra, quando esta estiver mais positiva que a grade 1.

Se I_δ e I_η forem, respectivamente, as correntes associadas aos secundários emitidos e aos retroespalhados, então $I_\sigma = I_\delta + I_\eta$.

Em termos dessas correntes, os coeficientes de emissão total (σ), de retroespalhamento (η) e de emissão secundária (δ) podem ser redefinidos como segue:

$$\sigma = -\frac{I_\sigma}{I_p}, \quad \eta = -\frac{I_\eta}{I_p}, \quad \delta = -\frac{I_\delta}{I_p} \quad (60)$$

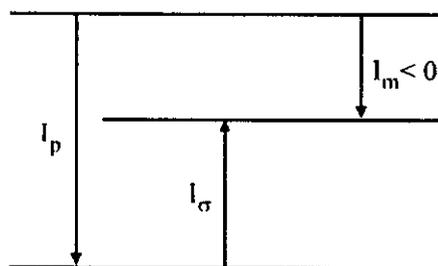
Como estes coeficientes são todos positivos, foi preciso introduzir o sinal negativo em cada uma das expressões acima, pois as correntes I_σ , I_δ e I_η tem sentido contrário ao da corrente I_p .

Através de dois destes coeficientes, pode-se obter o terceiro a partir da relação:

$$\sigma = \delta + \eta \quad (61)$$

A curva σ versus E , semelhante àquela δ versus E (Capítulo I), apresenta três regiões distintas:

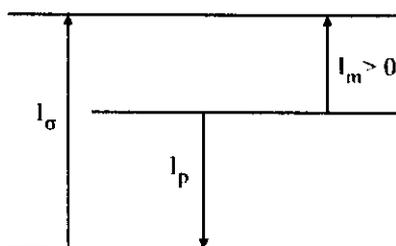
- 1) Quando os elétrons primários têm uma energia $E < E_1$, as correntes envolvidas no processo de emissão podem ser representadas pelo diagrama abaixo:



Nesse caso a corrente I_m é negativa, segundo convenção adotada, logo tem o mesmo sentido da corrente de elétrons primários.

Se estivermos irradiando uma amostra metálica aterrada (Fig. 19), a corrente I_m é negativa e não se altera ao longo do tempo de irradiação. Por outro lado, se estivermos irradiando um dielétrico inicialmente descarregado e aterrado (Fig. 19), mede-se, no instante inicial, uma corrente negativa, mas se modificará durante a irradiação. O potencial de superfície vai ficando cada vez mais negativo até que $V_s = V_F$ (V_F é o potencial de filamento), quando $I_m = 0$. Na prática a condição $E < E_I$ é difícil de ser cumprida, utilizando o nosso acelerador, pois ele opera bem somente acima de 400eV e E_I , em geral esta abaixo deste valor (ver ref. 25).

2) O diagrama a seguir representa as correntes envolvidas no processo de emissão para o caso em que a energia dos elétrons incidentes se encontra no intervalo $E_I < E < E_{II}$.



Neste caso, a corrente I_m é positiva, com sentido contrário ao dos elétrons primários.

Se estivermos irradiando uma amostra metálica e aterrada (Fig. 19), a corrente I_m é positiva e não se altera com o tempo de exposição à irradiação, desde que a corrente do feixe permaneça constante. Por outro lado, se estivermos irradiando um dielétrico, inicialmente descarregado e aterrado, o valor inicial de I_m é positivo, mas se modifica com o tempo de exposição à irradiação. Quando o mecanismo de auto-regulação atuar (ver seção 4.2 deste Capítulo), I_m será zero e V_s aproximadamente igual a zero e positivo ($V_s = 0^+$).

3) Quando cada elétron do feixe incidente tem uma energia $E > E_{II}$, o diagrama de correntes é semelhante ao caso em que $E < E_I$.

Se estivermos irradiando uma amostra metálica aterrada, registramos I_m negativo, cujo valor independe do tempo de irradiação. Por outro lado, se estivermos irradiando um dielétrico, inicialmente descarregado e aterrado, o valor inicial de I_m é negativo, mas se modifica ao longo do tempo de irradiação. O potencial de superfície fica cada vez mais negativo e a energia efetiva, dada por ($E_{ef} = E_p + eV_s$), se reduz até alcançar o valor de E_{II} , quando $I_m = 0$ (Na realidade, não se espera que a corrente I_m se anule; em geral costuma-se interromper a irradiação quando a corrente I_m ficar mil vezes menor que o seu valor inicial. Se a irradiação se prolongar indefinidamente, o segundo ponto de cruzamento na curva de emissão pode se deslocar⁽⁸⁾).

Em resumo, quando uma amostra é irradiada com elétrons de energia E , é possível concluir que:

- a) para os dielétricos, o potencial de superfície pode se modificar com o tempo de irradiação, enquanto que nos metais o mesmo não ocorre, se estes estiverem aterrados.
- b) para um dielétrico, inicialmente descarregado e aterrado, $V_s > 0$ quando este é irradiado com uma energia $E_I < E < E_{II}$ e $V_s \leq 0$ quando é irradiado com uma energia $E < E_I$ ou $E > E_{II}$.

Com base nas informações anteriores, vamos analisar como fica a equação 59 para as duas situações a seguir:

1º Caso: Potencial de superfície V_s negativo e grade 1 aterrada ($V_1 = 0$)

Nesta situação a equação 59 fica:

$$I_m = I_p + I_\sigma, \quad \text{pois } I_{re} = 0 \quad (62)$$

Isso implica que todos os elétrons secundários e retroespalhados que conseguem escapar da superfície da amostra podem alcançar a grade 1.

Lembrando (equação 60) que:

$$\sigma = -\frac{I_\sigma}{I_p} \quad \text{ou} \quad I_\sigma = -\sigma I_p \quad (63)$$

chega-se a:

$$\sigma = 1 - \frac{I_m}{I_p} \quad (64)$$

O coeficiente σ é função da energia dos elétrons incidentes, que é dada por $E_{ef} = E_p + eV_s$. Nesta expressão, E_{ef} é a energia efetiva do incidente, ou seja, a energia com que realmente atinge a superfície da amostra. E_p é a energia do elétron primário obtida às custas da ddp entre o filamento e a terra. O coeficiente σ em função de E_{ef} pode ser obtido irradiando-se continuamente a amostra ou usando pulsos de corrente.

No primeiro caso, que constitui o método dinâmico (ver ref. 25, Capítulo IV), σ é obtido a partir da evolução temporal da corrente I_m e do potencial de superfície V_s . Para isso I_m e V_s devem ser registrados simultaneamente num registrador XT.

No segundo caso, conhecido como método do pulso (ver ref. 25, Capítulo V), registra-se apenas o valor inicial da corrente I_m , correspondente a uma energia efetiva previamente fixada. A partir desses dois valores e da equação 64 obtém-se σ .

2º Caso: Potencial de superfície V_s positivo e a grade 1 aterrada ($V_1 = 0$).

Neste caso, ao contrário do anterior, nem todos os elétrons secundários e retroespalhados que conseguem escapar da superfície da amostra podem alcançar a grade 1. Para determinar a fração dos elétrons que conseguem escapar da amostra e chegar à grade 1, é preciso conhecer a função distribuição de energia $g(E')$ dos elétrons deixando a superfície da amostra, que será utilizada nas próximas considerações. Observe-se que a Fig. 20 tem a mesma forma da Fig. 1 (Capítulo I), com a presença dos dois picos característicos, os secundários e os refletidos elasticamente.

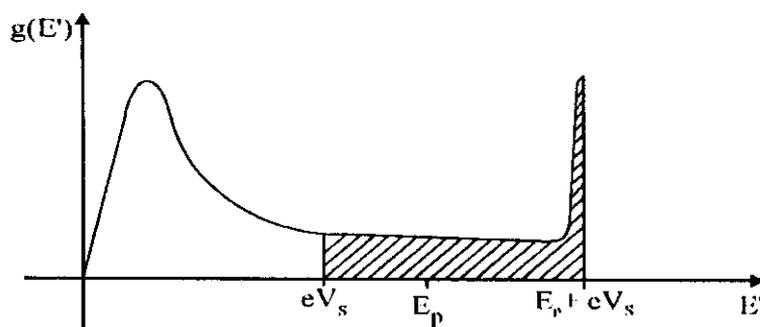


Fig. 20 - A função distribuição de energia, normalizada, dos elétrons secundários emitidos mais os retroespalhados

A área hachurada representa a fração de elétrons emitidos da superfície da amostra, com energia maior que eV_s , que podem alcançar a grade 1.

Define-se $g(E')$ como:

$$g(E') = \frac{N(E')}{\int_0^{E_{ef}} N(E') dE'} \quad (65)$$

onde: $N(E')dE'$ - densidade de elétrons secundários (ES) mais os retroespalhados (ER) que saem da superfície com energia entre E' e $E'+dE'$

$g(E')dE'$ - fração da densidade de elétrons emitidos com energia entre $E' + dE'$

Da condição de normalização, tem-se:

$$\int_0^{E_{ef}} g(E') dE' = 1 \quad (66)$$

A equação 66 pode ser arranjada como:

$$I_\sigma = I_\sigma \int_0^{E_{ef}} g(E') dE' = I_\sigma \int_0^{eV_s} g(E') dE' + I_\sigma \int_{eV_s}^{E_{ef}} g(E') dE' \quad (67)$$

A fração $\int_0^{eV_s} g(E') dE'$ corresponde aos ES + ER que não conseguem chegar à grade 1, pois não têm energia suficiente para vencer a diferença de potencial entre a grade 1 e a superfície da amostra V_s . A fração $\int_{eV_s}^{E_{ef}} g(E') dE'$ corresponde aos elétrons que têm energia maior que eV_s , podendo portanto chegar à grade 1.

Assim sendo, a equação 67, pode ser escrita como:

$$I_\sigma = -I_{re} + I_\sigma \int_{eV_s}^{E_{ef}} g(E') dE' \quad (68)$$

Combinando as equações 59, 63 e 68 resulta:

$$I'_m = I_p + [(-I_{re} + I_\sigma \int_{eV_s}^{E_{ef}} g(E') dE')] + I_{re}$$

$$I'_m = I_p \{1 - \sigma [F_{ef}] \int_{eV_s}^{E_{ef}} g(E') dE'\} \quad (69)$$

$$\int_{eV_s}^{E_{ef}} g(E') dE' = \frac{\sigma'}{\sigma} \quad (70)$$

onde $\sigma' = I - I'_m / I_p$.

A equação 70 pode ser expressa também em termos de corrente:

$$\int_{eV_s}^{E_p} g(E') dE' = \frac{1}{(I_p - I'_m)} [I_p - I'_m] \quad (71)$$

onde I_m corresponde à situação em que $I_{re} = 0$ e I'_m àquela em que $I_{re} \neq 0$.

Mantendo I_p constante e variando V_s , as equações 70 e 71 passam a ser uma função de V_s . Na prática é possível variar V_s às custas de V_2 (ver Fig. 19). Se a amostra for metálica, V_s coincide com V_2 ; se for um dielétrico e estiver inicialmente descarregado, também poderá ser considerado praticamente igual a V_2 , pois $D \gg d$ (Fig. 19). Assim, variando-se V_2 (positivo), varia-se V_s . Para cada polarização V_2 teremos uma fração diferente de elétrons, com energia maior que eV_2 , capaz de alcançar a grade 1. Uma situação equivalente é manter $V_s = V_2 = 0$ e polarizar a grade 1 com $V_1 < 0$. Esse realmente é o procedimento que adotaremos, como será visto mais adiante.

Ao derivar a equação 71 em relação a $E' = eV_s > 0$, obtém-se:

$$g(E') = \frac{1}{I_p - I'_m} \frac{dI'_m}{d(eV_s)} \quad (72)$$

Experimentalmente, se se obtiver I'_m em função de V_s , pode-se obter $g(E')$.

4.1.1. Determinação de $g(E')$ para metais

Para levantar experimentalmente o espectro de energia dos emitidos, é interessante (ver Capítulo V) polarizar negativamente a grade 1 (Fig. 19), ou seja, fazer $V_1 < 0$ e aterrar a amostra ($V_s = V_2 = 0$). Neste caso somente os elétrons com energia superior a E' conseguirão chegar a grade.

A fração dos elétrons que saem da amostra e conseguem alcançar a grade 1 é:

$$\int_{-eV_1}^{E_p} g(E') dE' = \frac{1}{I_p - I'_m} [I_p - I'_m], \quad (73)$$

onde I_m é a corrente correspondente à situação em que $I_{re} = 0$ e I'_m aquela em que $I_{re} \neq 0$.

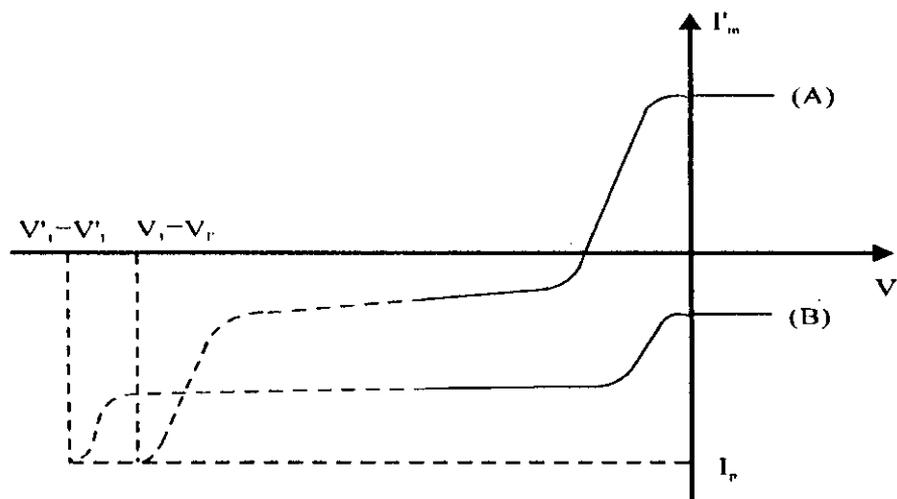
Derivando a equação 73 em relação a $E' = -eV_1$, obtemos:

$$g(E') = \frac{1}{I_p - I_m} \frac{d I'_m(V_1)}{d(eV_1)}, \quad (74)$$

ou

$$\frac{d I'_m(V_1)}{d(eV_1)} = [I_p - I_m] g(E') = g'(E'). \quad (75)$$

Teoricamente, basta obter I'_m versus V_1 para se conseguir $g(E')$. As curvas de I'_m versus V_1 devem ter a forma mostrada na Fig. 21.



Legenda:

(A) $E_p = \text{cte}$, com $E_I < E_p < E_{II}$ e

(B) $E_p = \text{cte}$, com $E_p > E_{II}$

Fig. 21 - Curvas das correntes em função das polarizações da grade 1

A parte da curva de corrente tracejada não pode ser obtida com o arranjo da Fig. 19, como mostraremos no Capítulo V.

Derivando estas curvas em relação a V_1 , obtém-se $g(E')$ em função de E' (Fig. 22).

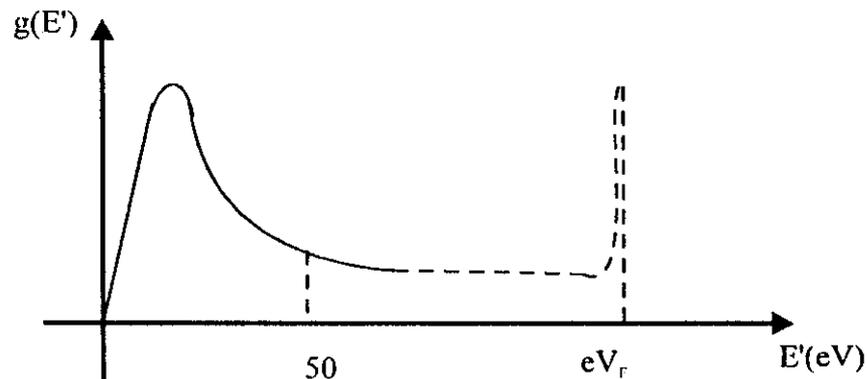


Fig. 22 - Função distribuição de energia $g(E')$, normalizada, dos elétrons emitidos em função da energia

Os metais se estiverem aterrados, não se carregam enquanto estão sendo irradiados. Assim pode-se usar um pulso de corrente ou simplesmente irradiar a amostra continuamente. A corrente, determinada com auxílio de um eletrômetro, será a mesma para ambos os casos. Em outras palavras, pode-se utilizar o método dinâmico ou o do pulso indistintamente. Mas, de qualquer forma, é aconselhável realizar medidas de curta duração, pois pode-se controlar melhor a corrente dos primários (I_p), que deve ser mantida constante durante todo o experimento.

4.1.2. Determinação de $g(E')$ para polímeros

A dificuldade maior com dielétricos reside no fato de ter de descarregá-lo completamente antes de qualquer irradiação, conforme foi discutido no Capítulo I.

Os dielétricos, por serem isolantes, carregam-se ao serem irradiados. A carga armazenada durante a irradiação, assim como a carga residual antes da primeira irradiação, acabam interferindo na emissão. Por isso, é desejável que a irradiação seja realizada através de pulsos de corrente de curta duração (método do pulso).

Para vencer estas dificuldades iniciais, adotaram-se os seguintes critérios:

- 1) Verificar antes de iniciar as medidas se a amostra a ser utilizada é virgem.
- 2) Descarregar a amostra, utilizando o próprio feixe eletrônico sob a condição que o mecanismo de auto-regulação possa atuar. Neste caso, o potencial de superfície final será uniforme e ligeiramente positivo (uma amostra de polímero, mesmo que seja virgem, sempre possui uma carga residual que precisa ser eliminada).
- 3) Irradiar a amostra com E_p e V_1 selecionados previamente, mantendo $V_2 = 0$ ou menor que $-400V$ (ver Capítulo V, seção 5.1.2), e registrar a corrente inicial [$I_m(V_1)$] e a primária (I_p). Após isso, a amostra deverá ser descarregada usando o próprio feixe eletrônico, para que se possa fazer a medida seguinte.

Depois que a amostra for descarregada deve-se medir o potencial de superfície final (V_{SF}), para verificar se sofreu alguma alteração. O valor deste potencial será utilizado para corrigir as curvas de $g(E')$.

Na situação ideal a fração dos elétrons, que pode chegar a grade 1 quando $V_1 < 0$ com $V_{SF} > 0$, ou seja, $V_1 - V_{SF} < 0$ é:

$$\int_{e(V_1 - V_{SF})}^{E_{ef} \approx E_p} g(E') dE' = \frac{1}{I_p - I_m} [I_p - I'_m(V_1)], \quad (76)$$

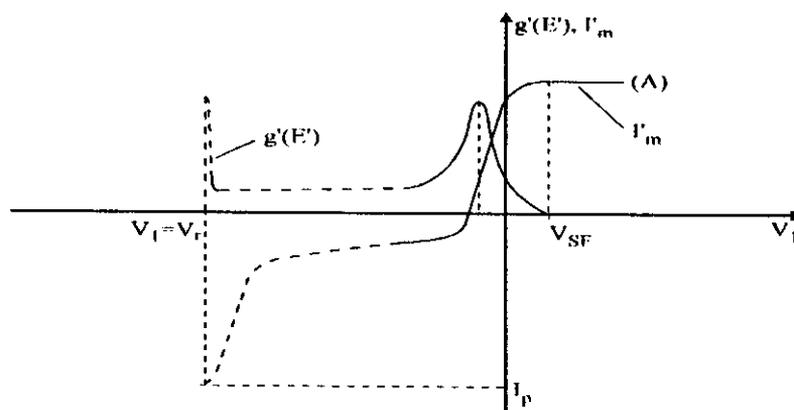
onde I_m é a corrente correspondente à situação em que $I_{rc} = 0$ e I'_m aquela em que $I_{rc} \neq 0$. V_{SF} é o potencial de superfície logo depois que o mecanismo de auto-regulação atuou no final do descarregamento da amostra. Este potencial estará presente no início de cada medida.

Derivando a equação 76 em relação a $E' = eV_1 > 0$, obtém-se:

$$g(E') = \frac{1}{I_p - I_m} \frac{d I'_m(V_1)}{d(eV_1)} \quad (77)$$

ou
$$\frac{d I'_m}{d eV_1} = [I_p - I_m] g(E') = g'(E') \quad (78)$$

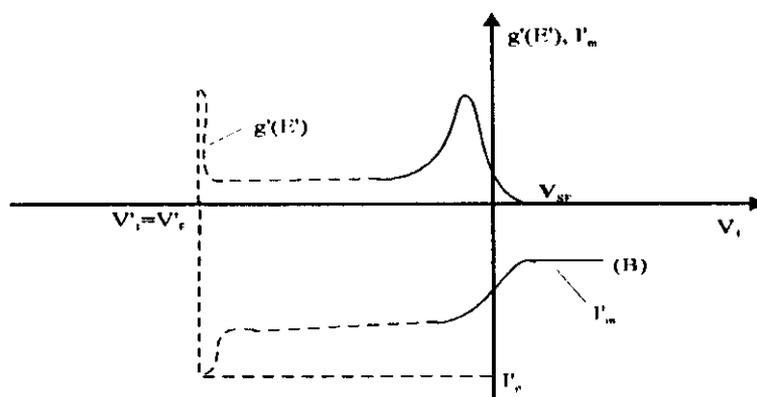
As curvas esperadas para $I'_m(V_1, t = 0)$ e $g'(E')$ em função de V_1 devem ter as formas mostradas nas figuras 23 e 24.



Legenda:

(A) $E_p = \text{ctc.}$ com $E_I < E_p < E_{II}$

Fig. 23 - Curva de corrente e sua derivada em função da polarização da grade 1. I'_m e $g'(E')$ em função de V_1



Legenda:

(B) $E_p = \text{cte}$, com $E_p > E_{II}$

Fig. 24 - Curva de corrente e sua derivada em função da polarização da grade 1. I_m e $g'(E')$ em função de V_1

Modificando-se convenientemente a escala em ambos os eixos dos gráficos das figuras 23 e 24 (ver equações 77 e 78) e levando em conta o potencial V_{SF} , obtém-se a distribuição de energia dos secundários emitidos como mostra a linha contínua no gráfico da Fig. 25.

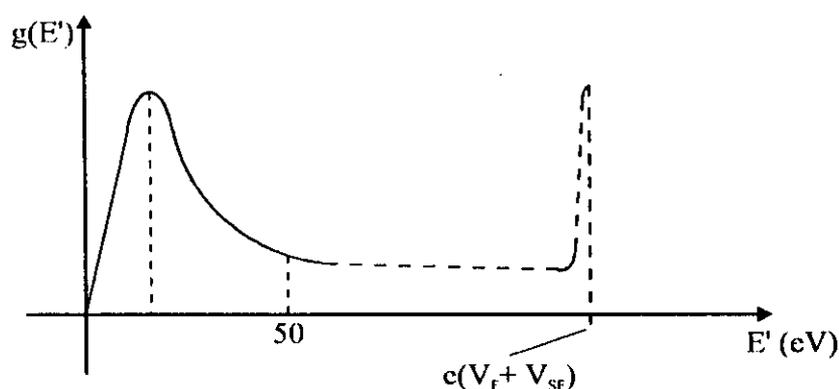


Fig. 25 - Função distribuição de energia $g(E')$, normalizada, dos elétrons emitidos em função da energia

4.2. O mecanismo de auto-regulação

O mecanismo de auto-regulação desempenha um papel importantíssimo no método proposto para determinar $g(E')$ nos dielétricos.

Através dele é possível descarregar a amostra, compensando a carga acumulada pelas irradiações sucessivas ou aquelas residuais já existentes, anteriores à primeira irradiação.

A descarga da amostra é necessária para restabelecer o potencial V_s , que pode interferir na emissão.

Imaginemos uma situação em que a amostra na Fig. 19 tenha sido polarizada a um potencial $V_2 < 0$. Se $V_2 < 0$ for escolhido de tal forma que a energia efetiva inicial dos incidentes, esteja entre E_I e E_{II} , a amostra começará a carregar-se positivamente, pois neste caso o número de emitidos supera o número dos incidentes. No decorrer do carregamento o potencial de superfície fica cada vez mais positivo (isto é, menos negativo) e, como consequência, a energia efetiva $E_{ef} = E_p + eV_s$ cresce. Se $E_p > E_{II}$, o carregamento cessará quando $E_{ef} = E_{II}$, pois quando isto acontece, $\sigma = 1$ e $I_m = 0$. A energia efetiva, portanto, não cresce indefinidamente; estabiliza-se em E_{II} . Neste caso, se V_{SF} é o potencial de superfície quando o carregamento cessar, então $E_{ef} = E_p + eV_{SF} = E_{II}$ e será dado por⁽⁸⁾ $V_{SF} = \frac{E_{II} - E_p}{e}$. Como supusemos $E_p > E_{II}$, V_{SF} será negativo, embora menos negativo que o valor inicial do potencial de superfície, que era igual a V_2 , ou seja, $V_2 < V_{SF} < 0$.

Vejam os que acontece quando $E_p < E_{II}$.

Com esta condição, V_s continua a ficar cada vez mais positivo (menos negativo) e consegue atingir o valor zero, pois, quando $V_s = 0$, $E_{ef} = E_p$ (pela equação $E_{ef} = E_p + eV_s$), $E_p < E_{II}$ (por hipótese) e $\sigma > 1$, de modo que a amostra ainda não parou de se carregar. Neste caso, poder-se-ia esperar que a amostra continuaria a se carregar positivamente até que E_{ef} atingisse o valor de E_{II} , quando então se estabilizaria pelo fato de I_m ser igual a zero. Isto, porém, não é o que ocorre. A razão é que, depois que V_s passa pelo zero e começa a ficar positivo, o campo elétrico entre grade I e a amostra muda de sentido e os elétrons emitidos de baixa energia começam a ser chamados de volta. O processo se estabiliza quando o número dos emitidos menos o número dos recolhidos torna-se igual ao número dos incidentes, ou, em termos de corrente, quando $I_m = I_p + I_\sigma + I_{re} = 0$.

Considerando que a energia da maior parte dos emitidos é da ordem de alguns elétrons-volts, basta que o potencial de superfície fique ligeiramente positivo para que o carregamento cesse, isto é, para que I_m seja igual a zero. Este mecanismo, que faz o potencial de superfície estabilizar-se num valor pouco acima de zero quando $E_I < E_{ef} < E_{II}$ e $E_p < E_{II}$, é chamado mecanismo de auto-regulação⁽²²⁾.

4.3. A determinação dos coeficientes σ , η e δ pelo método do pulso

Se a traseira da amostra na Fig. 19 for polarizada a um potencial V_2 , a energia do elétron primário na superfície de incidência (energia efetiva) será dada por $E = E_p + eV_2$. Se a amostra for um dielétrico, esta energia pode ser expressa ainda como $E_{ef} = E_p + e(V_2 + Q(t) / C)$, onde Q é a carga que o dielétrico adquire durante a irradiação e C a capacitância da amostra.

Se se fixar $V_2 < 0$, mantendo-se $V_1 = 0$ e se utilizar o método do pulso (ref. 25, Capítulo V), com E_p e I_p fixos, pode-se determinar I_m para a energia efetiva correspondente.

Com este valor de I_m , pode-se determinar σ através da equação 64. Fixando inicialmente $E_1 < E_p < E_{II}$, e próximo de E_{II} , e supondo que a amostra esteja descarregada inicialmente, é possível determinar, variando V_2 , a seção da curva σ em função de E entre E_1 e E_{II} . Entre uma medida e a outra, a amostra deve ser aterrada e irradiada novamente pelo feixe para ser descarregada.

Para determinar σ correspondente a $E > E_{II}$, basta aterrar a amostra e fazer $E_p > E_{II}$. Além disso deve-se aplicar uma contrapolarização na grade 1 de mais 10 volts para garantir que todos os emitidos alcançarão a grade (ver Capítulo V).

O valor de σ é determinado pela equação 64. A energia dos elétrons incidentes neste caso é igual a E_p .

O valor de σ , determinado desta forma corresponde a fração de elétrons secundários mais os retroespalhados que conseguem deixar a amostra.

Para determinar η podemos partir da equação 59. Lembrando que $I_\sigma = I_\delta + I_\eta$ podemos reescrevê-la como $I'_m = I_p + I_\delta + I_\eta + I_{re}$ (Escrevemos I'_m em vez de I_m por coerência com a notação adotada anteriormente, onde I'_m designava a corrente que atravessava a amostra quando $I_{re} \neq 0$). Se fizermos agora a grade 1 mais negativa que a superfície da amostra e de tal modo que todos os secundários emitidos retornem para a sua superfície, então, $I_{re} = -I_\delta$ e $I'_m = I_p + I_\eta$. Combinando esta última expressão e lembrando que η é dado pela equação 60, resulta finalmente que:

$$\eta = 1 - \frac{I'_m}{I_p} \quad (79)$$

A equação 79 também pode ser obtida a partir da equação 64. De fato, $\sigma = 1 - \frac{I_m}{I_p} = \delta + \eta$. Se a grade 1 for suficientemente negativada podemos ter uma situação em que todos os secundários emitidos (ou seja, aqueles emitidos com energia inferior a 50eV) acabam retornando para a amostra. Se isto acontecer, teremos $\delta = 0$ e, da equação acima, obtemos novamente a equação 79.

Fazendo $V_1 - V_2 = -50$ volts (que é a ddp necessária para chamar de volta para a superfície todos os secundários emitidos) e usando a equação 79 é possível então levantar a curva η versus E . Uma vez conhecidos η e σ pode-se obter δ a partir da equação 61. Esta técnica se aplica tanto aos metais quanto aos polímeros.

4.4. O método da medida dinâmica aplicada aos metais

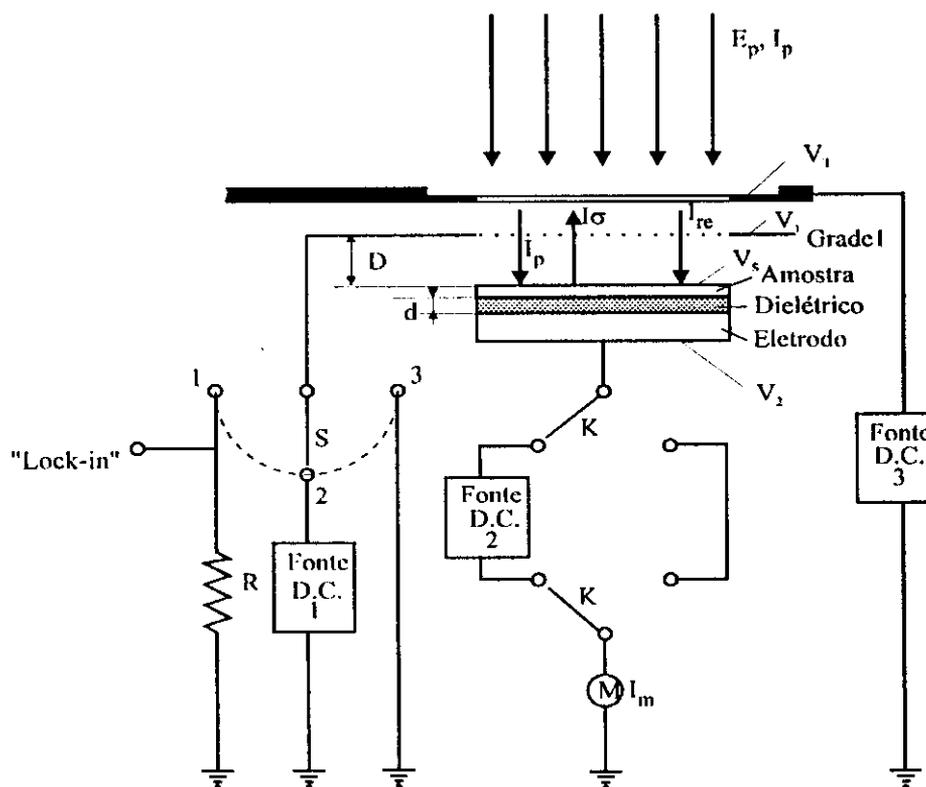
Gross e Hessel⁽²⁴⁾, ao aplicarem este método da medida dinâmica aos polímeros, observaram que o coeficiente de emissão total (σ) diferia acentuadamente daquele obtido pelo método do pulso, principalmente quando a energia efetiva do elétron incidente na amostra era baixa. A diferença entre os valores de σ obtidos pelos dois métodos foi atribuída as cargas acumuladas durante a irradiação que acabavam interferindo no processo de emissão⁽²⁶⁾.

Embora se tenha observado que o método dinâmico não se aplicava completamente aos polímeros, esperava-se que se pudesse aplicá-lo aos metais, pois nesse caso as cargas provenientes dos elétrons secundários emitidos não deveriam influenciar a emissão, uma vez que o tempo de recombinação destas cargas com os elétrons é pequeno no caso dos metais, quando comparado com o dos polímeros.

Dessa maneira esperamos que para uma dada energia, o coeficiente de emissão total (σ) obtido pelo método do pulso coincida com aquele pelo método dinâmico, quando a amostra for metálica.

A montagem experimental utilizada para esta medida está esquematizada na Fig. 26. É praticamente a mesma utilizada por Hessel, mas, por se tratar de uma amostra metálica, foi preciso introduzir um dielétrico entre ela e o eletrodo.

A colocação do dielétrico introduz uma capacitância entre a amostra e o eletrodo, de modo que a carga acumulada durante a irradiação passa a modificar o potencial de superfície V_s e a modular a energia dos primários.



Legenda:

V_s : Potencial de Superfície	I_{re} : Corrente dos elétrons emitidos recapturados
V_1 : Potencial de polarização da grade I	I_m : Corrente medida
V_2 : Potencial de polarização do eletrodo	d : Espessura da amostra
I_p : Corrente dos elétrons primários incidentes	D : Distância da superfície da amostra a grade I
$I_σ$: Corrente dos elétrons emitidos	M : Eletrômetro
E_p : Energia dos primários	V_T : Polarização da Tampa

Fig. 26 - Configuração para aplicar o método dinâmico para os metais

Para obter, pelo método dinâmico, as seções entre E_I e E_{II} , abaixo de E_I e acima de E_{II} da curva de emissão total σ em função de E procede-se, no caso dos metais da seguinte forma.

Levantamento da seção entre E_I e E_{II}

Para levantar esta seção fazemos inicialmente $V_1 = 0$ e $V_2 < 0$ e selecionamos $E_p > E_{II}$ e de tal modo que $E_{ef,i} = E_p + e V_{s,i} = E_p + e V_2$, uma vez que se $D \gg d$ (Fig. 19) $V_{s,i} = V_2$. Além disso, V_2 é escolhido de modo que $E_{ef,i}$ esteja próximo a E_I . Uma vez iniciada a irradiação, a amostra começa a carregar positivamente e o potencial de superfície fica cada vez

menos negativo. Como consequência a E_{ef} cresce aproximando cada vez mais de E_{II} (ver Fig. 26). Quando $E_{ef} = E_{II}$, a corrente através da amostra se anula, pois $\sigma = 1$, e o carregamento cessa.

A linha contínua na fig. 27 mostra a seção de σ em função de E que se pode obter, uma vez cessado o carregamento. Para isto é necessário registrar a evolução temporal de V_s e I_m , durante a irradiação.

O valor de σ e a energia correspondente são calculados, respectivamente, pelas equações 64 e $E = E_p + eV_s$, onde V_s é o potencial de superfície no instante t .

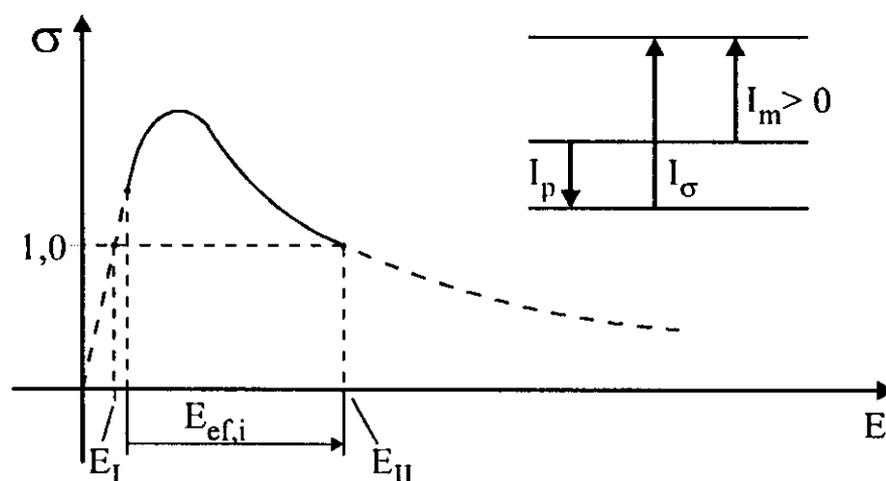


Fig. 27 - Seção entre E_I e E_{II} da curva de emissão total

Levantamento da seção acima de E_{II} e abaixo de E_I

Para levantar estas seções devemos inicialmente aterrar a amostra e a grade 1 ($V_1 = V_2 = 0$). Com isso, $V_{s,i} = 0$ e $E_{ef,i} = E_p$. Fixando $E_p < E_I$, podemos obter a seção abaixo de E_I . De fato, uma vez iniciada a irradiação, a amostra começa a carregar-se negativamente e o potencial de superfície a ficar cada vez mais negativo. Quando $V_s = V_F$ (potencial do filamento) a irradiação é automaticamente interrompida ($I_m = 0$) e o carregamento cessa. A partir dos valores registrados de $I_m(t)$ e $V_s(t)$ e da equação 64 é possível obter a linha contínua da curva de emissão na Fig. 28, para energias menores que E_I .

Para obter a seção acima de E_{II} , basta fazer $E_p > E_{II}$ (Fig. 28).

Da mesma forma que no caso anterior, a amostra começa a se carregar negativamente, e $V_s(t)$ a ficar cada vez mais negativo, até que $E_{ef} = E_p + eV_s = E_{II}$, quando $I_m = 0$, pois $\sigma = 1$.

A partir de $I_m(t)$, $V_s(t)$ e da equação 64, determina-se σ correspondente a $E = E_p + eV_s(t)$.

Esta medida pode ser demorada quando E_{ef} está próximo a E_{II} , pois $V_s(t)$ muda muito pouco com o tempo de irradiação⁽⁸⁾.

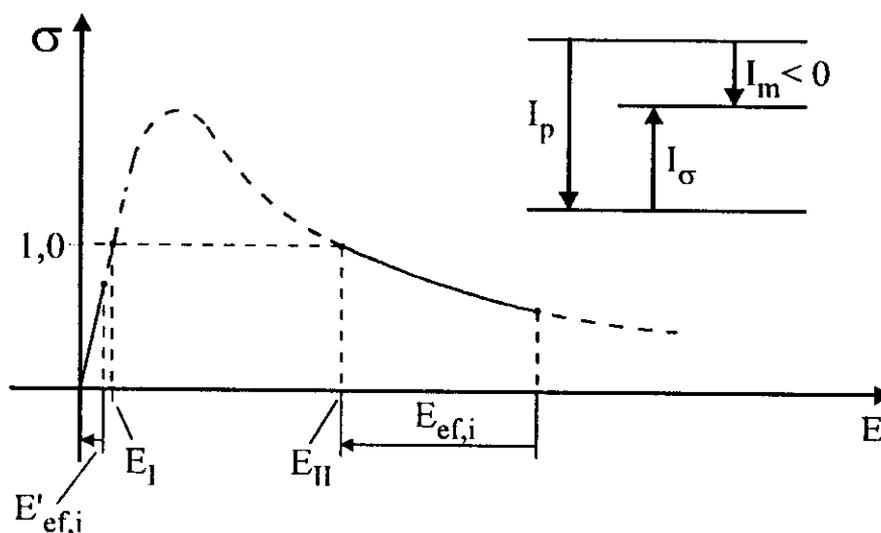


Fig. 28 - Seções acima de E_{II} e abaixo de E_I da curva de emissão total

4.5. Medida do potencial de superfície dos polímeros e da ddp de contato dos metais

4.5.1. Introdução

O método empregado na medida do potencial de superfície dos polímeros $V_s(t)$ e da ddp de contato dos metais, neste trabalho, consiste em utilizar a técnica do capacitor vibrante.

Moreno^(36,37) em 1976 discutiu e aplicou esta técnica para determinar $V_s(t)$, durante a deposição de íons provenientes de descarga corona.

Hessel⁽²⁵⁾ recentemente usou a mesma técnica, para determinar $V_s(t)$, quando estudou o método dinâmico para os polímeros.

As montagens de Hessel e Moreno diferem entre si e a diferença básica se encontra no dispositivo eletromecânico que faz a amostra vibrar e no modo como o sinal é captado. Ambas as montagens servem para determinar $V_s(t)$ antes e após a irradiação.

Nas medidas desenvolvidas neste trabalho foi necessário determinar $V_s(t)$ logo após atuar o mecanismo de auto-regulação, no caso dos polímeros, e a ddp de contato, no caso dos metais.

Embora tanto os valores de V_s como a ddp de contato sejam pequenos, é necessário conhecê-los, quando se quer determinar $g(E')$, pois sabe-se que a maior parte dos elétrons secundários emitidos possuem energias da mesma ordem de V_s ou da ddp de contato, o que comprometeria as medidas se não fossem levados em conta.

A base experimental original foi modificada de modo que pudéssemos reduzir a distância entre a superfície da amostra e a grade 1, sem comprometer a validade da técnica do capacitor vibrante (ver Capítulo III).

Com essa mudança, também foi possível aumentar a relação sinal / ruído no sistema detector lock-in, o que tornou possível a medida de V_s e a ddp de contato.

4.5.2. A técnica do capacitor vibrante para determinar V_s e a ddp de contato

4.5.2.1. Medida de $V_s(t)$

No esquema da Fig. 29 a grade 1, com uma resistência ligada ao terra, mantém-se fixa e a uma distância D_0 em relação à superfície da amostra de espessura d . A relação D_0 / d é feita muito maior que 1 para garantir que o campo entre a superfície da amostra e a grade 1 seja considerado desprezível, quando comparado com o campo no interior da amostra.

Através de um dispositivo eletromecânico que faz vibrar o suporte de amostra com uma amplitude δ e frequência ω , é possível gerar um sinal senoidal (ref. 25, Capítulo VII).

Dessa forma a amostra oscila e a distância entre a superfície de amostra e a grade é $D(t)$.

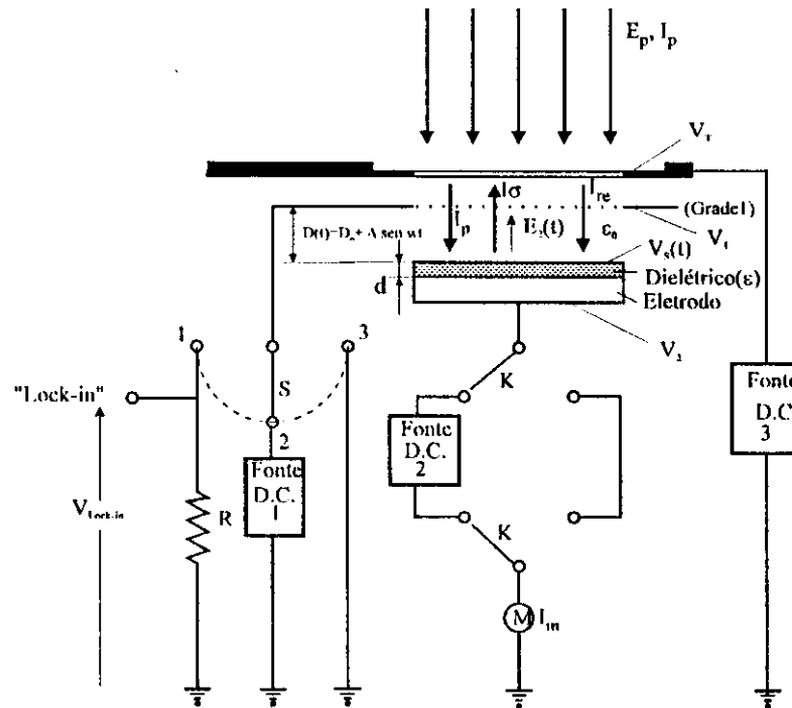
O mesmo sinal aplicado ao dispositivo vibrador é enviado para o sistema detector lock-in como referência e o sinal sobre a resistência é enviado ao lock-in como sinal a ser medido.

Para um melhor entendimento de como o sinal de tensão em R chega ao lock-in, toma-se a equação 80, que expressa o campo elétrico $E_2(t)$ entre a grade 1 e a amostra (Fig. 29), isto é:

$$E_2(t) = \frac{V_s(t)}{d_k + \Delta \sin \omega t} \quad (80)$$

onde:

$$d_k = D_0 + \frac{d\epsilon_0}{\epsilon}$$



Legenda:

V_s : Potencial de Superfície	I_{re} : Corrente dos elétrons emitidos recapturados
V_1 : Potencial de polarização da grade 1	I_m : Corrente medida
V_2 : Potencial de polarização do eletrodo	d : Espessura da amostra
I_p : Corrente dos elétrons primários incidentes	D : Distância da superfície da amostra a grade 1
I_σ : Corrente dos elétrons emitidos	M : Eletrômetro
E_p : Energia dos primários	V_T : Polarização da Tampa

Fig. 29 - Configuração do sistema de medida de V_s

Se $\Delta \ll D_0$, pode-se escrever que:

$$E_2(t) = \frac{[V_s(t)][d_k - \Delta \sin \omega t]}{(d_k)^2} \quad (81)$$

A corrente induzida em R pelo campo $E_2(t)$ quando oscila periodicamente, é dada por:

$$I(t) = -A\epsilon_0 \frac{d}{dt} E_2(t) \quad (82)$$

ou

$$I(t) = \frac{-A\varepsilon_0}{d_k} \frac{dV_s(t)}{dt} - \frac{-A\varepsilon_0\Delta}{(d_k)^2} \left\{ \omega[V_s(t)] \cos \omega t - \frac{dV_s}{dt} \sin \omega t \right\} \quad (83)$$

que, multiplicada pelo valor de R, fornece o sinal da voltagem que contém uma parte contínua e duas alternadas, defasadas entre si de 90°.

O que nos interessa medir é $V_s(t)$ e a parte alternada da voltagem que fornece esse valor da forma mais direta possível é:

$$V_R = \frac{-A\varepsilon_0\Delta R\omega}{(d_k)^2} [V_s(t)] \cos \omega t \quad (84)$$

O sistema detetor síncrono (amplificador lock-in) é sintonizado a V_R . Para tal basta eliminar a parte contínua do sinal de entrada, colocá-lo defasado de 90° com o sinal de referência e sintonizá-lo na mesma frequência deste sinal. Então a tensão eficaz, uma vez colocada em quadratura e detectada pelo lock-in, pode ser expressa pela equação 84, isto é:

$$V'_R = k\omega[V_s(t)] \quad (85)$$

onde: k pode ser constante se mantiver fixas a geometria, a resistência elétrica e a amplitude de oscilação da amostra.

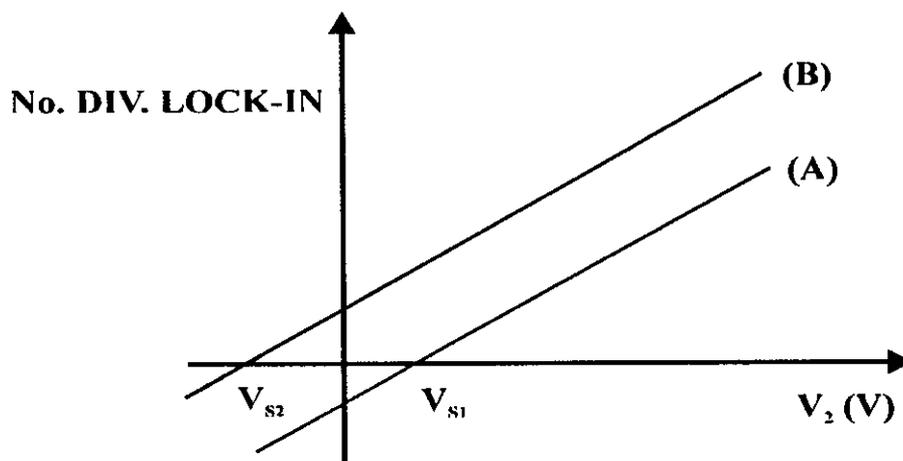
Para medir o potencial de superfície logo após a atuação do mecanismo de auto-regulação, adotou-se os seguintes procedimentos:

Primeiro procedimento:

- a) variar a polarização V_2 de forma discreta (positiva e negativamente) e registrar na escala do lock-in o número de divisões correspondente ao valor eficaz (equação 83).
- b) construir um gráfico do número de divisões do lock-in em função de V_2 , onde o valor de voltagem correspondente ao número de divisões zero indicará o potencial de superfície V_s (ver Fig. 30).

Segundo procedimento:

- a) aterrar a amostra ($V_2 = 0$) e determinar o número de divisões correspondentes no lock-in
- b) variar a polarização V_2 de forma contínua até que o lock-in indique um valor zero. Quando isto acontecer $V_2 = V_s$.



Legenda:

(A) $V_{S1} > 0$ e (B) $V_{S2} < 0$

Fig. 30 - Curva característica na determinação de V_S , logo após o mecanismo de auto-regulação atuar com $k\omega$ fixo

Depois de utilizar o primeiro procedimento e constatar por várias vezes que a curva obtida era uma reta e que $k\omega$ permanecia constante para as condições experimentais fixadas, optou-se por medir V_S através do segundo procedimento.

No segundo procedimento são realizadas apenas duas medidas, enquanto no primeiro, tantas quantas se queira, em geral mais do que três.

A medida discutida anteriormente é realizada logo após a irradiação. Algumas vezes há interesse em estudar como V_S evolui com o tempo. Para isto basta acoplar o lock-in a um registrador XT. Antes do experimento propriamente dito, calibra-se o sistema de medida com uma tensão conhecida, determinando-se, para uma divisão do papel registrador, qual a voltagem associada, e em seguida realiza-se o experimento.

4.5.2.2. Medida da ddp de contato

Nesta medida é utilizada a mesma configuração da Fig. 29, onde se troca a amostra de polímero por uma de metal. Nesta nova situação o campo interno da amostra é nulo, por tratar-se de um condutor e o campo $E_2(t)$, que induzirá uma corrente sobre R deve ser expresso de maneira diferente da equação 80, ou seja:

$$E_2(t) = \frac{\phi_1 - \phi_2}{D_0 + \Delta \sin \omega t} \quad (86)$$

onde ϕ_1 e ϕ_2 são a função trabalho da grade 1 e da amostra, respectivamente.

Se $\Delta \ll D_0$, pode-se escrever que:

$$E_2(t) = \frac{(\phi_1 - \phi_2)}{D_0} \left(1 - \frac{\Delta}{D_0} \sin \omega t \right) \quad (87)$$

A corrente induzida em R é:

$$I(t) = -A \varepsilon_0 \frac{d}{dt} E_2(t) \quad (88)$$

ou

$$I(t) = \frac{-A \varepsilon_0 (\phi_1 - \phi_2) \omega \Delta}{(D_0)^2} \cos \omega t \quad (89)$$

Multiplicando a equação 89 por R, obtém-se a parte alternada da tensão em R, que é a parte que nos interessa, isto é:

$$V_R = \frac{-A \varepsilon_0 (\phi_1 - \phi_2) R \omega \Delta}{(D_0)^2} \cos \omega t \quad (90)$$

O valor eficaz desta tensão que pode ser medido pelo lock-in é dado por:

$$V'_R = k \omega (\phi_1 - \phi_2) \quad (91)$$

onde: k , que depende da geometria, resistência elétrica e amplitude de oscilação da amostra, e ω são mantidos constantes durante a medida.

Desta forma, para se obter $\phi_1 - \phi_2$, que representa a ddp de contato entre grade 1 e amostra, podem-se adotar os dois procedimentos do item 4.5.2.1.

Pela mesma razão já abordada, resolveu-se adotar o segundo procedimento. Quando $V_2 = 0$, V_R indicará no lock-in um determinado número de divisões que deve ser compensado através da polarização V_2 até que a indicação seja zero. Quando isto ocorrer, o valor V_2 aplicado deve ser igual a $\phi_1 - \phi_2$. Um valor de polarização V_2 positivo para compensar $\phi_1 - \phi_2$, significa que $\phi_1 < \phi_2$ e vice-versa.

- CAPÍTULO V -

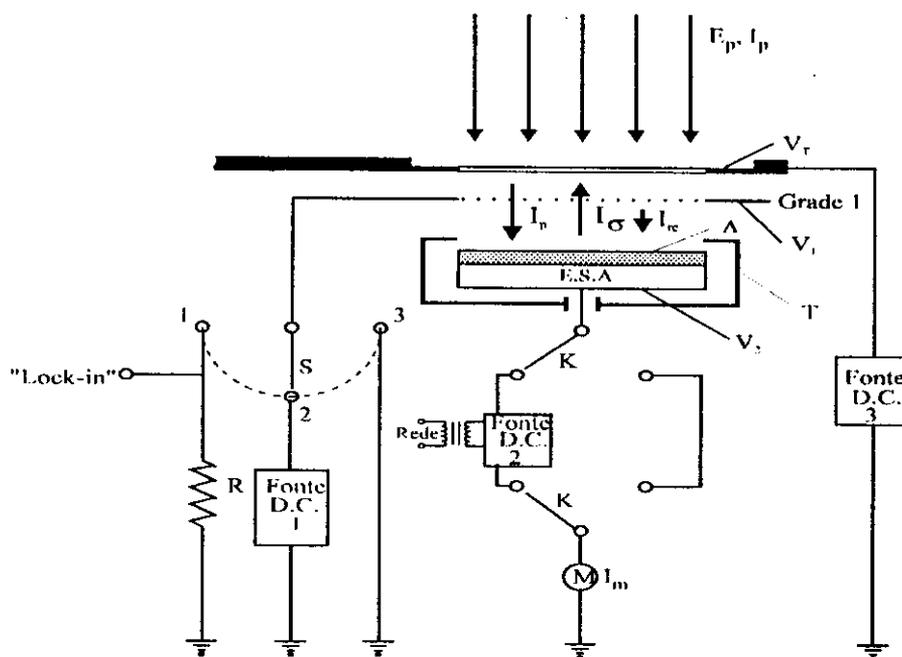
ESCOLHA DAS MONTAGENS MAIS ADEQUADAS PARA CADA TIPO DE MEDIDA

5.1. A escolha do arranjo de medida

5.1.1. Estudo de um novo arranjo para determinar $g(E')$

O acelerador de elétrons, como foi concebido e construído, atendeu aos objetivos propostos no trabalho do Prof. Hessel⁽²⁵⁾. Permitiu, por exemplo, estudar a viabilidade do método dinâmico descrito por Von Seggern⁽⁴⁸⁾ para os polímeros. Com isso, foi possível obter σ versus E para esses materiais usando o método dinâmico e também o método do pulso. Restava verificar, tendo em vista os objetivos deste trabalho, se o sistema de medida (Copo de Faraday, Suporte de amostra, Vibrador e Conectores para contato elétrico) instalado sobre a base experimental do acelerador (Fig. 14), também poderia ser utilizado para estudar a distribuição de energia dos secundários emitidos.

Então, ao iniciar nossas medidas, conservamos o mesmo sistema utilizado por Hessel⁽²⁵⁾ e representado na Fig. 31, mantendo a mesma base experimental com o suporte de amostra original (Fig. 15). Nesta representação não está desenhado o copo de Faraday, mas é possível determinar através desse sistema de medida a corrente dos elétrons primários (I_p) diretamente no mesmo (como veremos mais adiante, esta montagem não se presta para estudar a parte relativa aos retroespalhados. Por isso nos limitamos aos secundários). Assim, no início de nosso trabalho, mantivemos o sistema original representado esquematicamente na Fig. 31, para melhor poder avaliá-lo. Nesta representação não aparece o copo de Faraday, mas ele pode ser visto na Fig. 14.



Legenda:

E_p : Energia dos primários

I_p : Corrente dos elétrons primários

M : Eletrômetro

E.S.A. : Eletrodo Suporte de Amostra

S : Chave para conectar R, Fonte D.C. ou terra.

I_m : Corrente medida

T : Tampa do E.S.A (Fig. 15)

V_2 : Polarização do E.S.A.

V_1 : Polarização da Grade 1

V_T : Polarização da Tampa

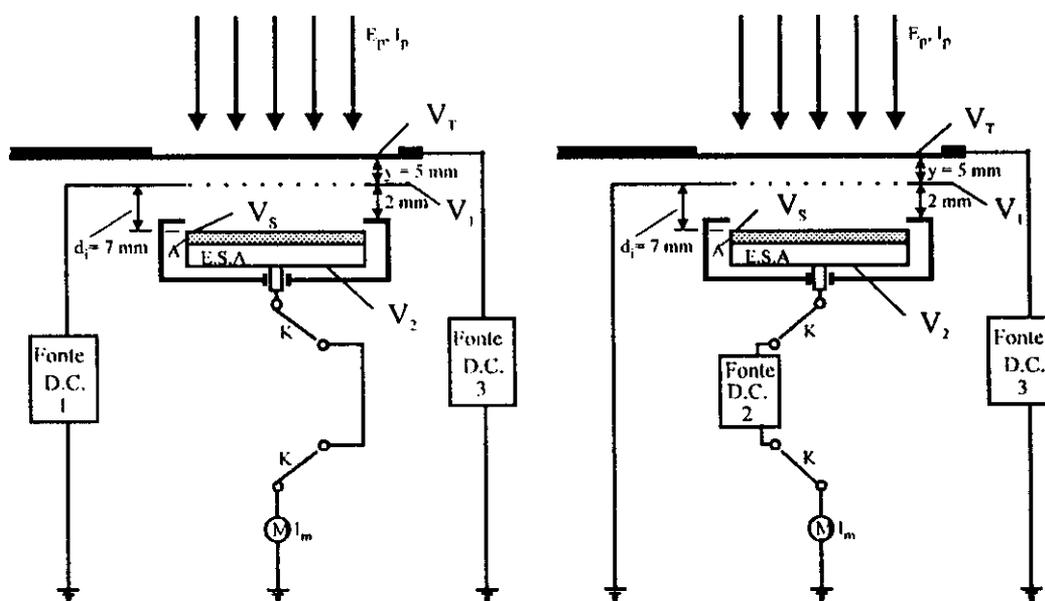
K : Chave para polarizar ou aterrar a amostra

R : Resistência elétrica

A : Amostra.

Fig. 31 - Esquema do arranjo simplificado de medida original (A.S.M.O.)

Vimos, no Capítulo IV que $g(E')$, de um modo geral, pode ser determinado a partir da equação 72. Nessa equação, I'_m representa a corrente que atravessa a amostra no caso em que a grade está mais negativa que a superfície de incidência, ou seja, no caso em que alguns dos emitidos acabam retornando para a superfície. Para deixar a grade mais negativa que a superfície, podemos seguir uma das seguintes alternativas: a) fazemos $V_1 = 0$ e V_s maior que zero ou b) fazemos V_1 menor que zero e V_s igual a zero. Se adotarmos indiferentemente quaisquer uma dessas alternativas, estaremos admitindo que ambas são equivalentes, do ponto de vista experimental. Para verificar se realmente havia essa equivalência, começamos estudando separadamente as montagens esquematizadas nas figuras 32 e 33.



Legenda:

E_p, I_p : Energia e Corrente dos primários
 d_1 : distância entre Grade 1 e Superfície da Amostra
 E.S.A: Eletrodo Suporte de Amostra
 M: Eletrômetro

V_1, V_2 e V_T : Polarizações da Grade, E.S.A e Tampa, respectivamente
 A: Amostra
 I_m : Corrente medida

Fig. 32 - Montagem do A.S.M.O. com polarização da Grade 1. Arranjo A₁

Fig. 33 - Montagem do A.S.M.O. com polarização do E.S.A. Arranjo A₂

No entanto, antes de iniciarmos as medidas, tomamos alguns cuidados. Por exemplo:

- Escolhermos uma escala no eletrômetro (Modelo 610C da KEITHLEY) que não influenciasse a emissão. Assim, para I_m da ordem de 10^{-9} A fixamos $R_E = 10^7 \Omega$;
- A fonte que polariza a amostra, apesar de desacoplada da rede e isolada da terra, como mostra a Fig. 33, introduzia ruídos na medida. Por isso, foi substituída por outra constituída por um conjunto de pilhas e potenciômetros para ajuste do potencial V_2 . Essa fonte, também foi blindada e isolada do terra;
- Escolhemos, inicialmente elétrons primários com $E_p = 4000$ eV. Com isso, ao se polarizar a amostra da Fig. 35, a energia efetiva inicial do elétron incidente, dada por $E_{ef,i} = E_p + eV_2$, não será muito diferente de E_p , uma vez que nestas experiências em particular V_2 é de pequeno valor;
- Polarizamos a tampa com 70 volts nas duas montagens, para eliminar os elétrons secundários e/ou terciários criados pelas colisões dos primários, com a tampa e a grade 1

- e) Certificamos de que a corrente dos elétrons primários (I_p) não varia enquanto medimos I_m .
- f) Utilizamos a mesma amostra para as duas situações, mantendo fixa a distância entre a grade 1 e a amostra, que, neste caso, era um disco de alumínio (preferimos usar a amostra metálica, pois não se carrega nestas montagens).

A Fig. 34 nos mostra resultados obtidos usando ora o arranjo A_1 ora o arranjo A_2 .

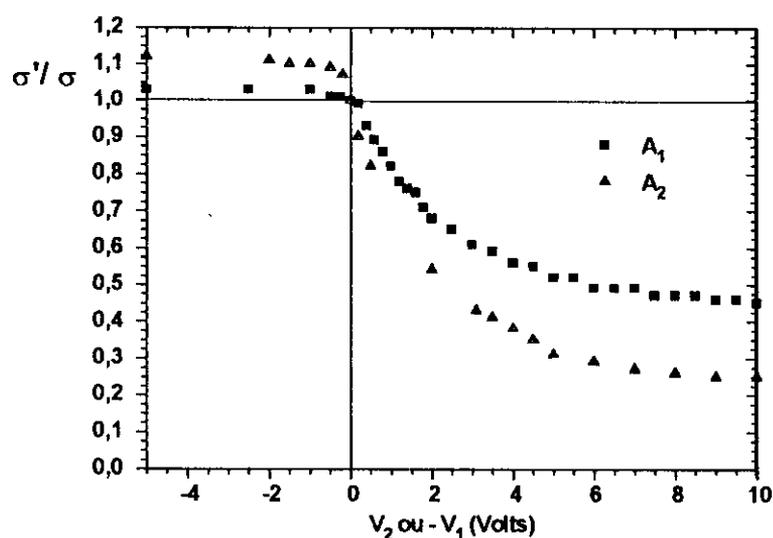
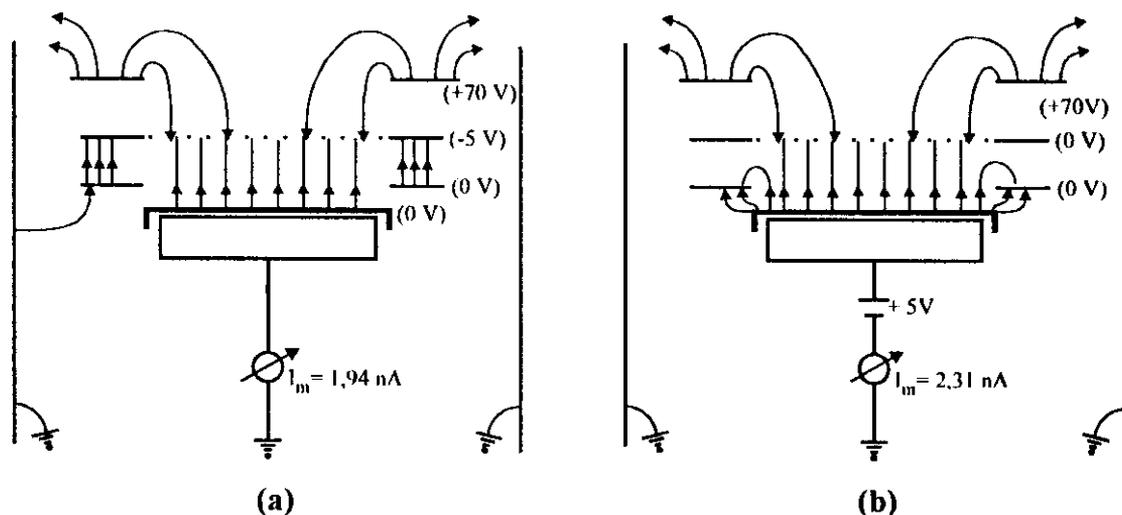


Fig. 34 - Fração de elétrons emitidos (σ' / σ) em função das polarizações aplicadas na grade ($-V_1$) ou no suporte de amostra (V_2). Amostra de alumínio. $E_p = 4000$ eV , $I_p = 3,0$ nA e $d_1 = 7$ mm.

No eixo das ordenadas utilizamos a relação σ' / σ , onde σ' corresponde as polarizações V_1 ou V_2 diferente de zero, enquanto σ a $V_1 = V_2 = 0$, ambos calculados da equação 64 (Capítulo IV). No arranjo A_1 σ' é função de V_1 e no arranjo A_2 é função de V_2 . O valor de σ corresponde à medidas feitas quando tanto a grade 1 como o suporte de amostra estão aterrados em ambas as montagens.

As abcissas positivas quando multiplicadas pelo módulo da carga do elétron, representam a energia cinética com que os elétrons são emitidos da superfície de amostra. Enquanto que as ordenadas representam a fração dos elétrons que possuem energia suficiente para vencer a diferença de potencial entre a grade 1 e a superfície da amostra.

Analisando os resultados da Fig. 34, podemos notar que não há equivalência entre as situações das figuras 32 e 33, embora A_1 nos pareça mais indicado que A_2 , pois usando A_1 σ' / σ aproxima-se mais da unidade no intervalo de -5 a 0 volts, como se esperava. De qualquer modo, estes resultados nos deixaram em dúvida se a montagem esquematizada na Fig. 31 era a mais adequada para determinar $g(E')$ experimentalmente.



Legenda:

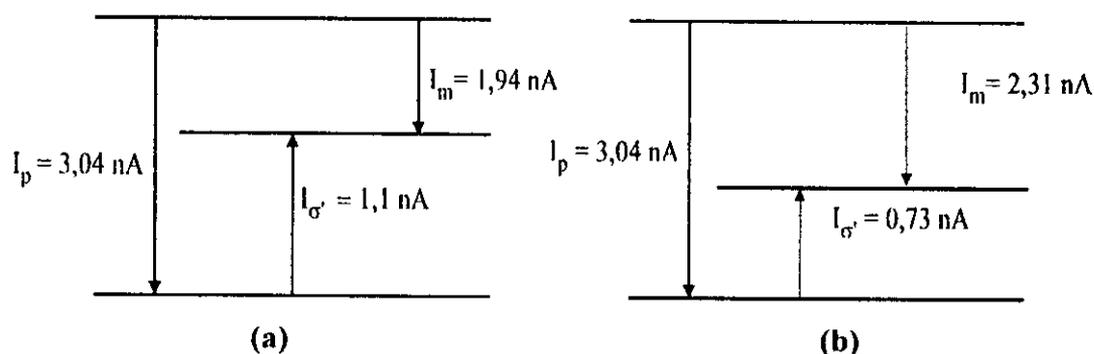
(a) Arranjo A_1 (Fig. 32)

(b) Arranjo A_2 (Fig. 33)

Fig. 35 - Possíveis linhas de campo elétrico para os arranjos A_1 e A_2

Se analisarmos as possíveis linhas de campo elétrico, como representamos na Fig. 35, para ambos os arranjos, concluímos que:

- A tampa do suporte de amostra original (Fig. 15), no arranjo A_2 , interfere mais na emissão dos elétrons secundários que o arranjo A_1 . No caso (b), este fato pode ser notado considerando as linhas de campo, que saem da amostra e chegam à tampa do suporte de amostra. O mesmo não ocorre em (a). A Fig. 36 nos mostra que, para a mesma corrente I_p e para $V_1 = -V_2$, a corrente dos elétrons emitidos ($I_{\sigma'}$) é menor na montagem A_2 , o que reforça a observação anterior;
- Para que haja equivalência física entre arranjos A_1 e A_2 é necessário que exista também equivalência entre as linhas de campo elétrico.



Legenda:

(a) Situação A₁ (Fig. 32), com $V_1 = -5$ V e base aterrada

(b) Situação A₂ (Fig. 33), com $V_2 = +5$ V e grade aterrada

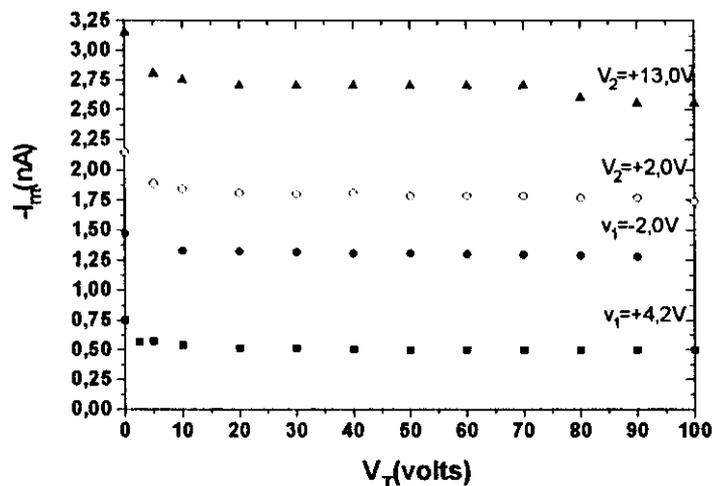
Fig. 36 - Diagrama de correntes

No caso ideal, a razão σ'/σ deveria ser constante e igual a unidade para valores negativos da abscissa. Como isto não aconteceu na Fig. 34, é possível que alguns dos emitidos que estariam retornando para a amostra quando $V_1 = -V_2 = 0$ (Devido à ação do campo magnético terrestre, tensão residual, polarização inadequada da tampa, por exemplo) passem a ser extraídos a medida que a grade 1 fique cada vez mais positiva que a superfície da amostra.

Por causa disto, resolvemos investigar em primeiro lugar, se a escolha de 70 volts, utilizada na montagem original, para polarização da tampa era adequada para recolher todos os elétrons secundários e/ou terciários de baixa energia (secundários) gerados na grade e tampa, enquanto os elétrons primários varrem a amostra.

Para isto, polarizamos a grade (Fig. 32) ora com $V_1 = -2,0$ V ora com $V_1 = 4,2$ V e medimos I_m para diferentes valores de V_T . Em seguida, a medida foi repetida polarizando a base (Fig. 33) ora com $V_2 = 2,0$ V ora com $V_2 = 13,0$ V.

Os resultados obtidos se encontram na Fig. 39, a seguir:



Legenda :

I_m : Corrente medida

V_2 : Polarização do E.S.A (Fig. 35)

I_p : Corrente dos primários

V_1 : Polarização da Grade 1 (Fig. 34)

V_T : Polarização da Tampa

E_p : Energia dos primários

Fig. 37 - Curvas de corrente em função das várias polarizações da tampa. Amostra de Alumínio. $I_p = 3,0$ nA e $E_p = 4000$ eV

Ao analisar estas curvas notamos que a partir de um certo valor (cerca de 20 volts), a corrente I_m permanece praticamente constante. Isto significa que a polarização 70 volts é mais do que adequada para recolher os elétrons secundários e/ou terciários indesejáveis.

Em seguida resolvemos investigar se existiria um valor de potencial V_1 (ou V_2), para o qual a relação σ' / σ fosse constante. No entanto, fizemos somente medidas com o arranjo A_1 , pois os valores de σ' / σ obtidos a partir deste arranjo estão mais próximos da unidade do que aqueles obtidos com A_2 para as abcissas negativas (ver Fig. 34).

Os resultados dessas medidas estão na Fig. 38. A razão σ' / σ é praticamente constante quando $V_1 \geq +10$ volts.

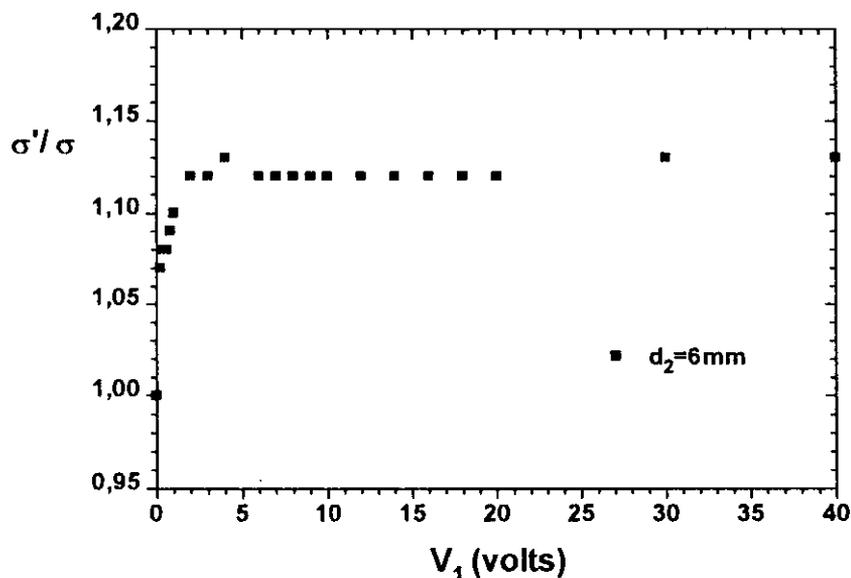


Fig. 38 - A fração de elétrons emitidos (σ' / σ) em função da polarização da grade 1, usando o arranjo A_1 (Fig. 32). $I_p = 3,0$ nA e $E_p = 4000$ eV. Amostra de Alumínio.

A variação de σ' / σ verificada no intervalo de 0 a 10 volts, pode ter como causa:

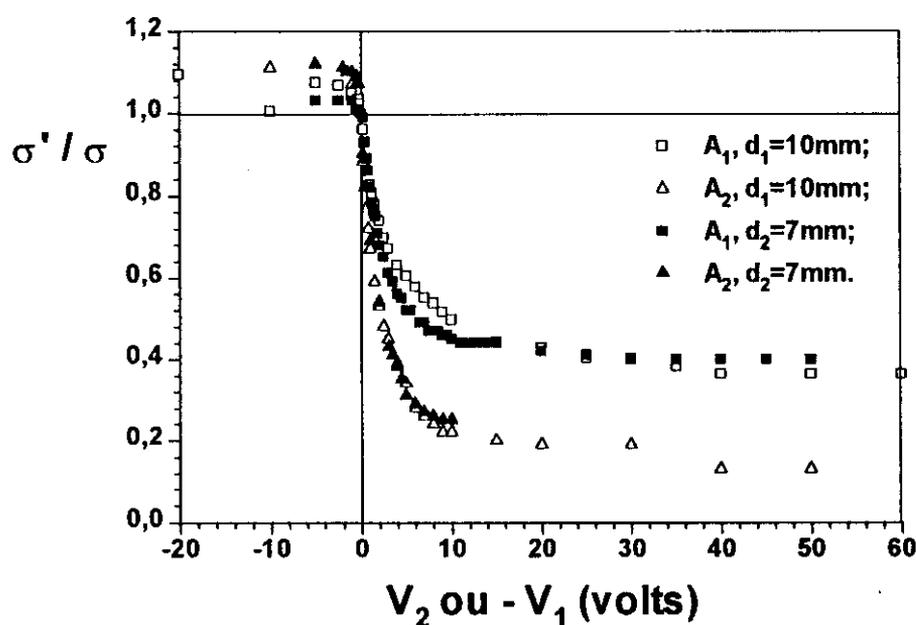
- A existência do campo magnético terrestre que pode forçar os secundários emitidos de baixa energia a retornarem a superfície da amostra. Se esta fosse realmente a causa, poderíamos minimizar este efeito reduzindo a distância d_i (na montagem original a distância mínima possível para d_i é aproximadamente 6 mm - Fig. 32).
- A camada de isolante depositada sobre a superfície metálica, proveniente do óleo da bomba difusora. Nesse caso, se houver esta camada, carregar-se-á durante a irradiação e acabará influenciando a corrente de emissão. A própria camada de óxido de alumínio que se forma na superfície da amostra pode interferir na emissão dos secundários.
- O efeito da “ddp” de contato entre a grade 1 de aço-inox e a superfície da amostra, que pode ou não favorecer a emissão.
- A existência de uma tensão residual, causada por partes isolantes existentes no sistema de medida que podem se carregar durante a irradiação.

Os resultados experimentais, obtidos usando o arranjo da Fig. 31, mostraram que deveríamos modificá-lo. Porém, a curiosidade em esclarecer alguns pontos em nosso estudo, nos levou a pergunta: “A distância entre a grade 1 e a amostra (d_i) pode interferir na medida de σ' / σ usando o arranjo A_1 ou A_2 (figuras 32 e 33)?”

Para responder a esta questão, realizamos um experimento semelhante àquele que originou os resultados apresentados na Fig. 34, mas alterando a distância d_i de 7 mm para 10 mm.

Os mesmos cuidados mencionados anteriormente foram tomados nestas medidas. Os resultados estão representados na Fig. 39.

Eles nos mostram que, pelo menos no intervalo de 0 a 10 volts, os resultados obtidos a partir do arranjo A_1 , são mais sensíveis a variação da distância d_i do que A_2 .



Legenda:

A_1 : Montagem da Fig. 32

A_2 : Montagem da Fig. 33

d_i : Distância entre Grade 1 e Superfície da Amostra

Fig. 39 - Curvas da fração de elétrons emitidos (σ' / σ) em função das polarizações aplicadas a grade 1 ($-V_1$) ou a superfície da amostra (V_2) para valores de d_i diferentes

O fato do arranjo A_1 , apresentar valores de σ' / σ diferentes, quando alteramos d_i , deixou-nos em dúvida quanto a possibilidade de se utilizar a montagem da Fig. 31 com o arranjo A_1 (Fig. 32) na determinação do espectro de energia dos secundários. Então, fomos obrigados a fazer um suporte de amostra diferente do original (ver Fig. 16) e a realizar novas medidas.

A Fig. 40, mostra esquematicamente o primeiro suporte de amostra modificado, que substitui o original (Fig. 15).

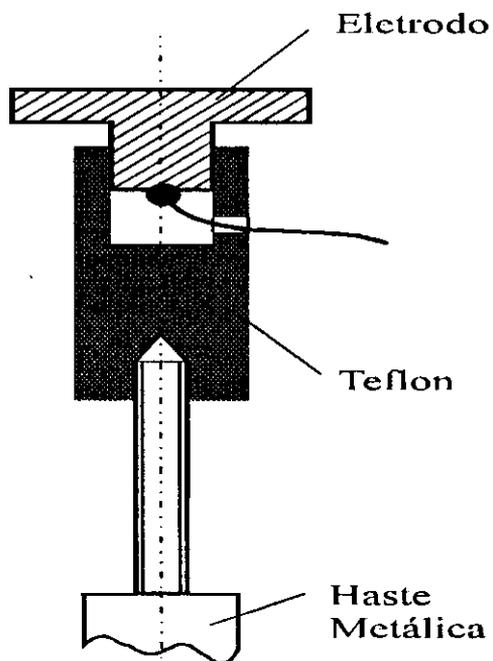
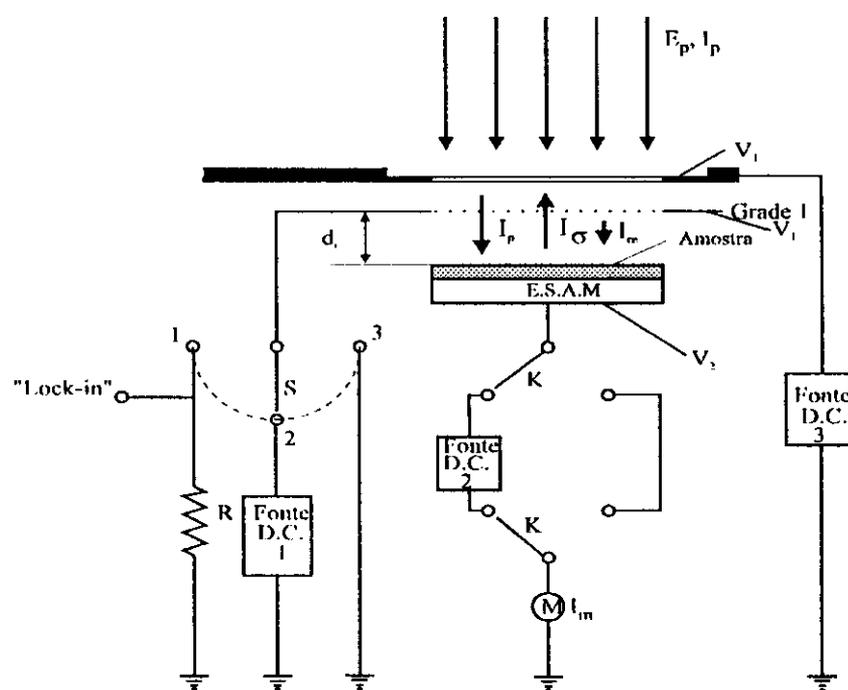


Fig. 40 - Suporte de amostra modificado (1a. versão)

Com a modificação introduzida, é possível agora aproximar a amostra até encostar na grade, se isso for necessário, ou seja podemos reduzir mais d_i .

A Fig. 41 representa basicamente o sistema de medida representado na Fig. 31. A única diferença se encontra no suporte de amostra.



Legenda:

E_p : Energia dos primários

I_p : Corrente dos elétrons primários

M : Eletrometro

E.S.A.M : Eletrodo Suporte de amostra modificado

S : Chave para conectar R , fonte D.C. ou Terra

I_m : Corrente medida

V_2 : Polarização do E.S.A.

V_1 : Polarização da Grade 1

V_T : Polarização da Tampa

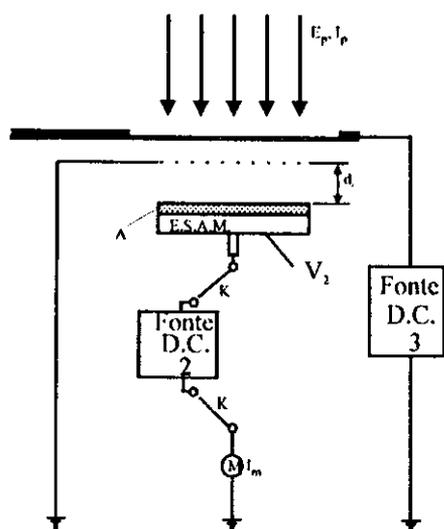
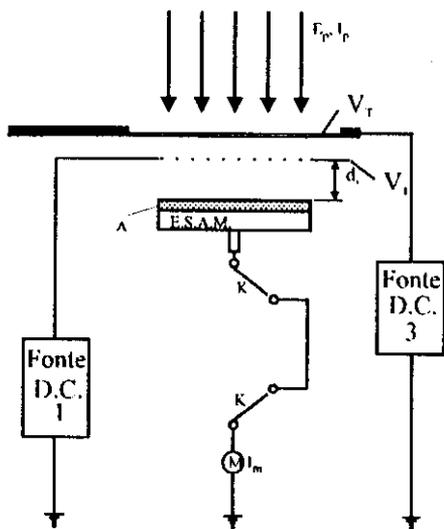
K : Chave para polarizar ou aterrar a amostra

R : Resistência elétrica

d_i : distância entre Grade 1 e superfície da Amostra

Fig. 41 - Esquema do arranjo simplificado de medida com suporte de amostra modificado (A.S.M.M.)

Utilizando o novo suporte de amostra, repetimos a análise anterior, verificando se havia equivalência entre as montagens das figuras 42 e 43. Antes de realizar as experiências, tomamos basicamente os mesmos cuidados descritos na página 73 e fizemos $d_i = 4\text{mm}$.



Legenda:

E_p, I_p : Energia e Corrente dos primários
 d_i : distância entre Grade 1 e superfície da Amostra
 E.S.A.M. : Eletrodo Suporte de Amostra Modificado
 M : Eletrômetro

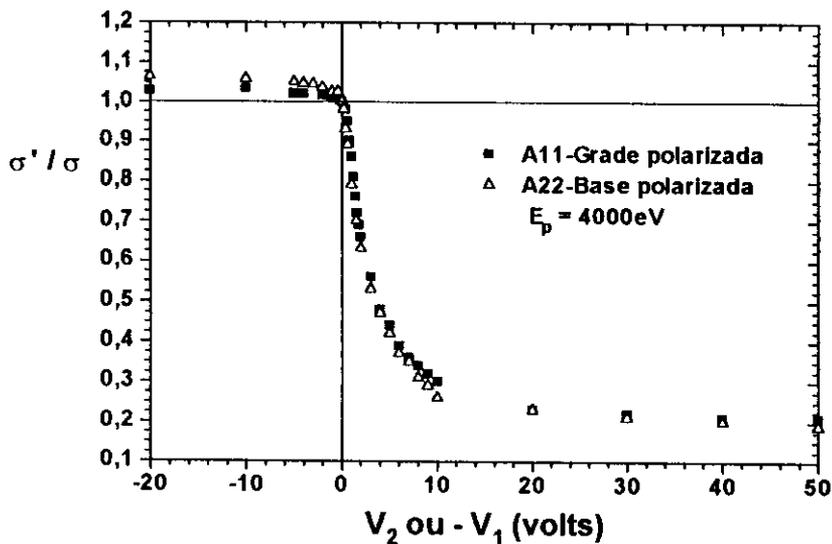
V_1, V_2 e V_T : Polarizações da Grade 1, E.S.A.M. e Tampa, respectivamente

A : Amostra
 I_m : Corrente medida

Fig. 42 - Esquema da montagem do A.S.M.M. com polarização da Grade. Arranjo A₁₁.

Fig. 43 - Esquema da montagem do A.S.M.M. com polarização do E.S.A.M. Arranjo A₂₂.

Os primeiros resultados obtidos estão mostrados na Fig. 44.



Legenda:

A₁₁: Arranjo da Fig. 42

A₂₂: Arranjo da Fig. 43

Fig. 44 - Curvas da fração de elétrons (σ' / σ) versus polarizações aplicadas ($-V_1$) ou V_2 com $d_i = 4$ mm e $E_p = 4000$ eV

Como podemos notar, as curvas obtidas de ambos os arranjos praticamente coincidem. A curva A_{22} em relação a A_{11} , apresenta valores de σ' / σ ligeiramente diferentes para valores de V_2 em torno de 50V. Esta pequena diferença era esperada, pois ao polarizar a amostra com V_2 , alteramos o valor da energia com que os elétrons primários incidem sobre a mesma. Consequentemente a relação σ' / σ também se modifica.

Ao alterarmos a distância d_i para 4 mm, pensamos em minimizar os efeitos de campo magnético terrestre (ver apêndice 1) e possíveis potenciais residuais provenientes de alguma parte isolante do sistema de medida com cargas.

Os resultados da Fig. 44 apontavam para a equivalência física entre os arranjos A_{11} e A_{22} . Resolvemos repetir o mesmo experimento, e nas mesmas condições, mas substituindo o disco de alumínio por um de aço-inox. Essa escolha apresenta algumas vantagens. Por exemplo:

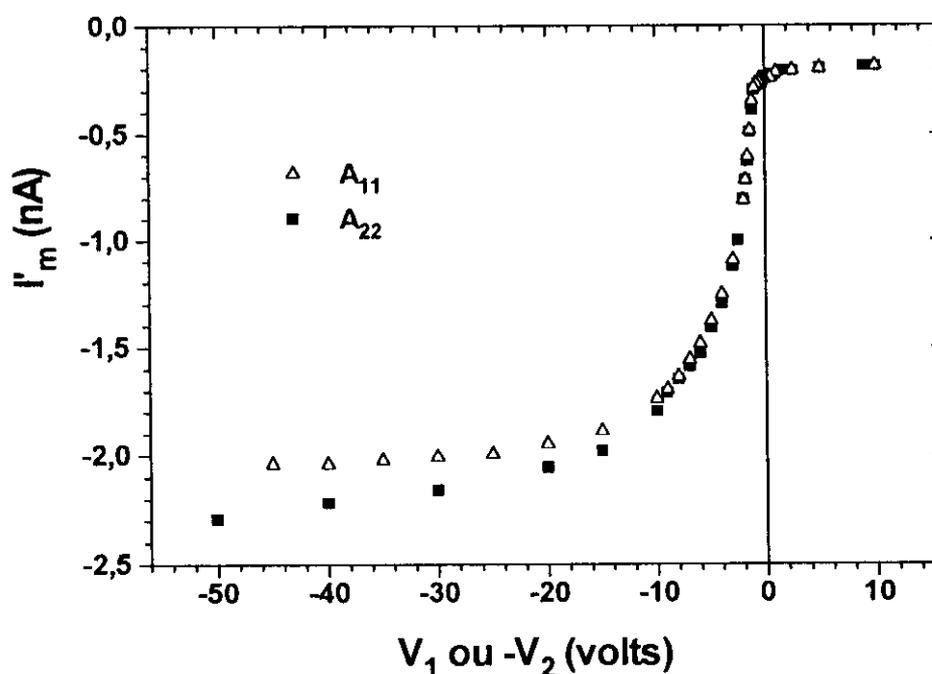
- a) A ddp de contato entre grade e superfície da amostra, deve ser próxima de zero, pois ambas são do mesmo material;
- b) As camadas de óxidos metálicos devem interferir menos na emissão ao se utilizar aço-inox no lugar de alumínio.

Os resultados encontrados neste experimento se encontram na Fig. 45 (Por conveniência usamos agora as grandezas plotadas na Fig. 21, ou seja corrente medida I_m e polarizações V_1 (ou V_2)).

Podemos observar que as curvas praticamente coincidem no intervalo de -10 a 10 volts. Como era de se esperar os pontos obtidos a partir de A_{22} começam a se distanciar daqueles obtidos de A_{11} à medida que V_2 cresce, pois a energia efetiva em A_{22} ($E_{ef,i} = E_p + eV_2$), aumenta enquanto no A_{11} permanece constante e igual a E_p .

Os possíveis efeitos que não pudemos eliminar nestas medidas foram:

- a) algum valor de voltagem residual inerente ao próprio sistema de medida que poderia afetar nos valores de I_m ;
- b) o retorno à amostra, daqueles elétrons com energia suficiente para vencer a diferença de potencial entre a grade e superfície da amostra e que saem com um ângulo diferente da normal à superfície. No apêndice 2 tratamos esta situação teoricamente e apresentamos uma correção de segunda ordem no espectro de energia dos elétrons secundários.



Legenda:

A_{11} : Arranjo da Fig. 42

A_{22} : Arranjo da Fig. 43

I_m : Corrente medida

Fig. 45 - Curvas de corrente em função de V_1 ou ($-V_2$). Amostra de aço-inox.
 $E_p = 4000$ eV e $I_p = 3,0$ nA

Como os resultados de I_m na Fig. 45 para as polarizações V_1 ou ($-V_2$) foram praticamente os mesmos, então resolvemos calcular $g'(E)$, com a equação 75, como discutido na seção 4. 1.1. Os valores foram plotados na Fig. 46, somente para os valores de I_m obtidos de A_{11} . Nessa figura, a curva se estende para o lado das abcissas negativas, ao contrário do esperado (ver Fig. 22), porque derivamos toda a curva de corrente sem maior preocupação com o significado físico. Isto acontece porque a corrente variou à medida que V_1 se aproximou de zero, vindo da direita para a esquerda, quando deveria ter permanecido constante no intervalo de 0 a 10 volts (ver Fig. 21). Ainda não temos uma explicação satisfatória para isto, mesmo considerando o fato de que a ddp de contato não foi medida nessa ocasião.

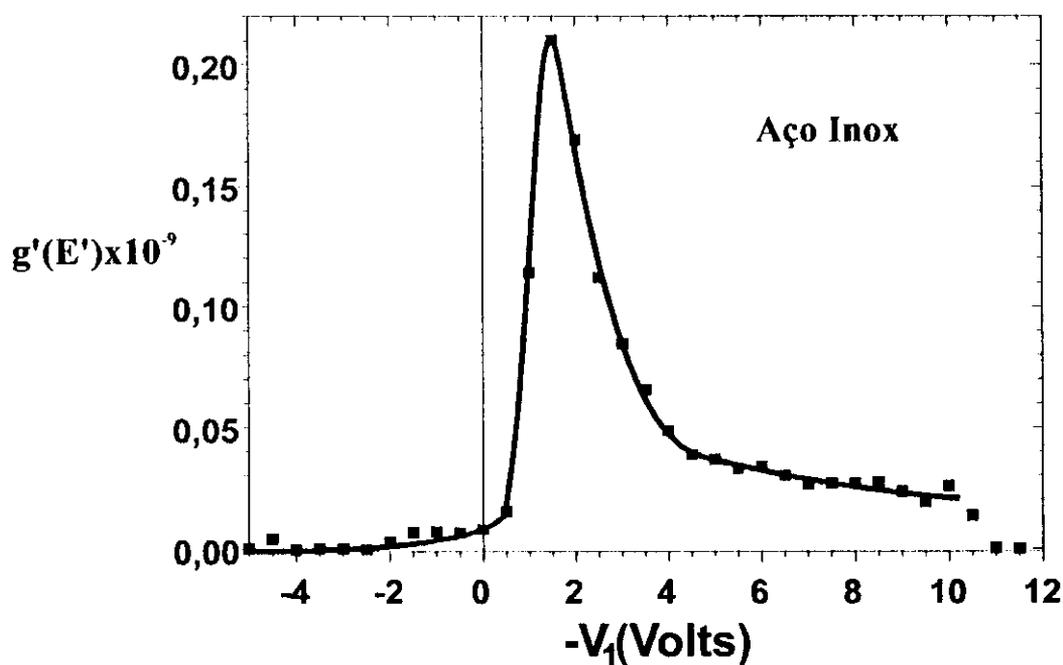


Fig. 46 - Curva da derivada da corrente ($g'(E')$) em função de $-V_1$. Amostra de aço-inox

Dos resultados obtidos, restava optar entre polarizar a amostra ou a grade 1 para prosseguir com as medidas.

Polarizando a amostra, surgiriam os seguintes inconvenientes:

- a) Os elétrons primários incidiriam na amostra com uma energia um pouco diferente de E_p , isto é, $E_{ef,i} = E_p + eV_2$. Isso nos obrigaria a corrigir E_p a cada medida, se quiséssemos trabalhar com energia efetiva inicial constante.
- b) Quando se coloca uma fonte entre a amostra e o eletrômetro (Fig. 31), é preciso providenciar para que ela não introduza ruídos nas medidas, o que não acontece se a amostra for simplesmente aterrada. De modo que é mais prático trabalhar com a base aterrada.

Tendo em vista estas considerações, resolvemos utilizar a montagem A_{11} (Fig. 42) em que se polariza a grade negativamente.

Uma vez definido o arranjo para determinar $g(E')$ resolvemos utilizá-lo também para determinar o coeficiente de retroespalhamento (η) em função da energia do elétron incidente.

analisar no que esta diferença interfere nos valores de σ e η em função de E (ver seção 4.3 anterior).

As medidas apresentadas a seguir foram feitas usando uma amostra de ouro. Para isto, utilizamos um disco de aço-inox de 30mm de diâmetro, sobre o qual foi depositado, por evaporação, uma camada de ouro de 100nm de espessura. Os resultados de σ versus E obtidos pelo método do pulso (descrito na seção 4.3), a partir da base polarizada (Fig. 47) e da base aterrada (Fig. 48) estão na Fig. 49. Como vemos, as curvas praticamente coincidem.

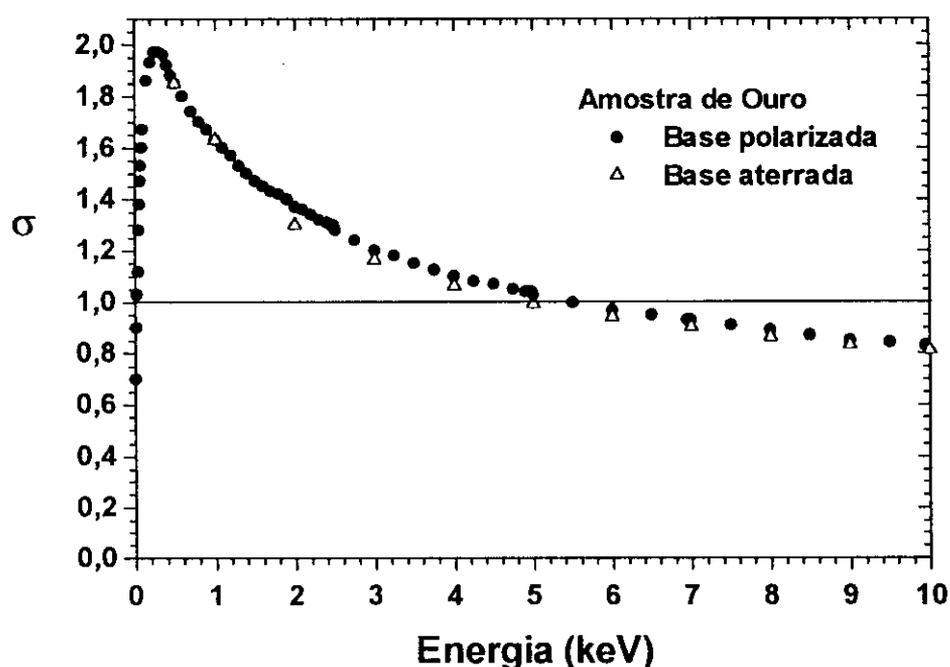


Fig. 49 - Curvas de σ versus E . Amostra de ouro

Estes resultados nos mostram que estamos livres para escolher a alternativa que for a mais conveniente, que, neste caso, é aquela em que se polariza a base (Fig. 47). De fato, polarizando a base negativamente, alteramos a energia do elétron incidente na amostra, dada por $E_{ef,i} = E_p + eV_2$, sem necessidade de variar E_p (isto facilita a obtenção da seção da curva de emissão entre E_I e E_{II}). Enquanto que, com a base aterrada, alteramos E_p tantas vezes quantos forem o número de pontos necessários para construir uma boa curva. Isto implica em ajustar e medir a corrente do feixe a cada novo valor de E_p .

Com relação ao coeficiente de retroespalhamento nos questionamos se os valores de η versus E seriam os mesmos, se fossem obtidos a partir das montagens esquematizadas nas figuras 47 e 48.

Assim, utilizando a mesma amostra da experiência anterior, determinamos pelo método do pulso descrito na seção 4.3, η versus E para as duas situações.

Os resultados estão apresentados na Fig. 50. Nota-se que as curvas praticamente coincidem (Com a base aterrada, não foi possível visualizar os elétrons incidentes e focalizá-los para energias menores que 600eV). No caso em que polarizamos a base, os valores de η tornaram-se crescentes para valores menores que 600eV, isto significa que é possível estar ocorrendo um efeito de lente na abertura da tampa, e portanto, os elétrons primários estariam sendo desviados antes de alcançar o alvo.

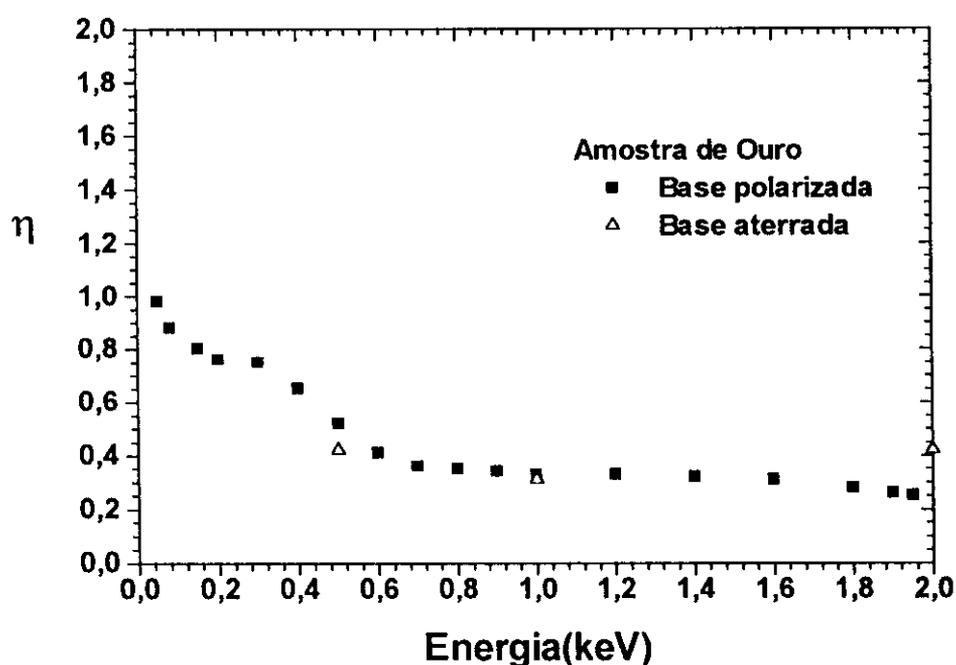


Fig. 50 - Curvas de η versus E . Amostra de ouro

Para nos certificarmos de que estava ocorrendo um efeito de lente, eliminamos a varredura e focalizamos o feixe na região central da amostra, de modo a cobrir uma área aproximada de 2mm de diâmetro. Em seguida, repetimos a experiência anterior usando o feixe focalizado

Os resultados de η versus E correspondente a esta experiência e a anterior estão na Fig. 51. A curva obtida utilizando o feixe focalizado aproxima-se da esperada (ver Fig. 3), o que nos mostra que de fato o efeito de lente foi minimizado.

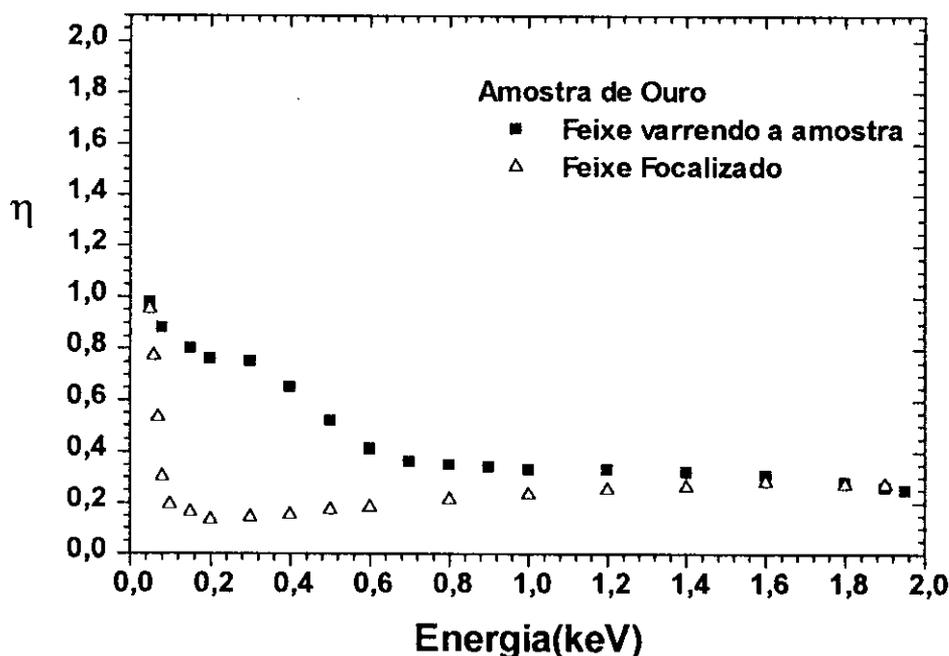
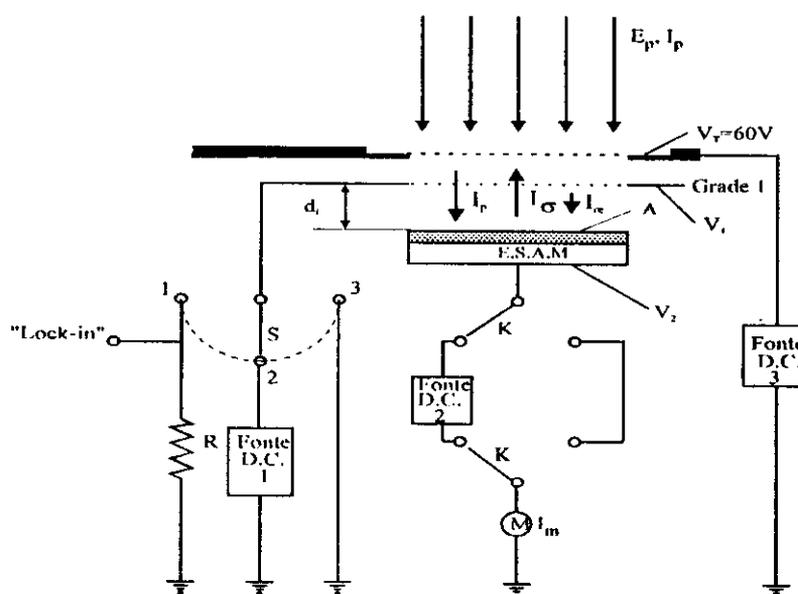


Fig. 51 - Curvas de η versus E . Amostra de ouro

Para que não ocorresse o efeito de lente, na montagem com base polarizada (Fig. 47), na determinação de η versus E , para energias dos elétrons incidentes menores que 1000 eV, resolvemos mudar o arranjo de medida. Introduzimos grades de aço-inox, semelhante àsquelas existentes acima da amostra e copo de Faraday, nas duas aberturas da tampa do sistema de medida (Fig. 52).

A grade na abertura da tampa acima da amostra tem a função de manter o potencial constante no plano da tampa e evitar que linhas de campo elétrico provenientes da polarização da grade I interfiram no feixe eletrônico que se aproxima da tampa. A grade na abertura da tampa acima do copo de Faraday tem a função de tornar fisicamente equivalente os sistemas de medida do copo de Faraday e o da corrente I_m .



Legenda:

E_p, I_p : Energia e Corrente dos primários

d_i : distância entre Grade 1 e superfície da amostra

E.S.A.M : Eletrodo Suporte de Amostra Modificado

M : Eletrômetro

V_1, V_2 e V_T : Polarizações da Grade 1, E.S.A.M e Tampa, respectivamente.

A : Amostra

I_m : Corrente medida

Fig. 52 - Esquema do arranjo simplificado com base polarizada e nova grade

Feita esta alteração, voltamos a determinar η versus E, usando ora um feixe varrendo a amostra ora um feixe focalizado.

Os resultados na Fig. 53, nos mostram que a introdução da grade na abertura da tampa eliminou o efeito de lente.

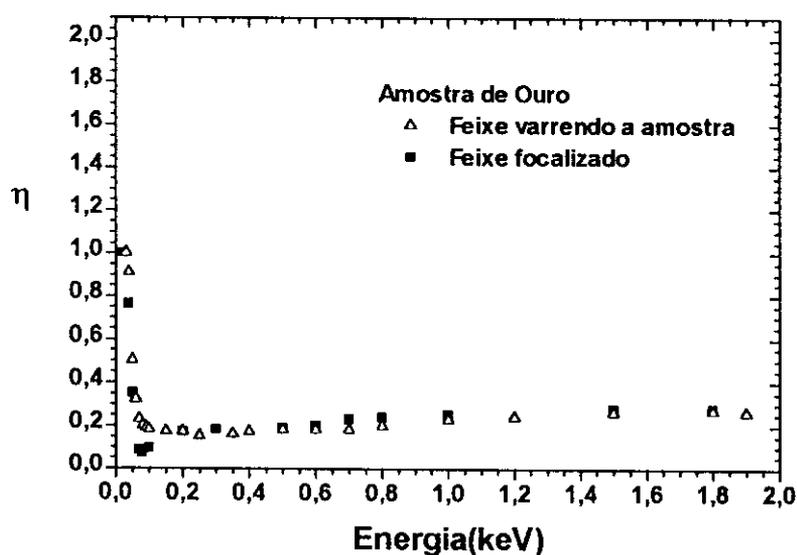


Fig. 53 - Curva de η versus E. Amostra de ouro

A experiência foi repetida usando a base aterrada. A Fig. 54 nos mostram os resultados obtidos.

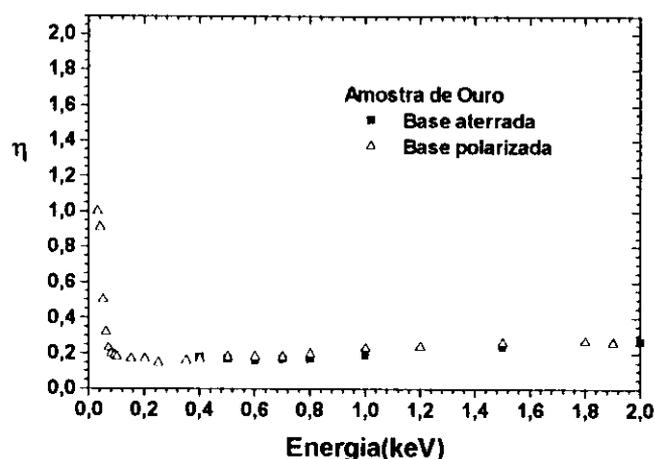


Fig. 54 - Curva de η versus E. Amostra de ouro

Das curvas da Fig. 54, observamos que η fica bem definido com energias acima de 400 eV e independe da base estar ou não polarizada.

Mas, pelo fato de não termos que fixar várias energias dos primários (E_p), focalizar e medir várias vezes a corrente dos primários (I_p) para cada E_p , é mais cômodo utilizar a polarização na base para determinar η .

O que deve acontecer com as curvas de corrente I_m em função das contrapolarizações V_1 , quando polarizamos negativamente a base na Fig. 52?

A resposta a esta pergunta nos mostraria se isso também poderia ser feito ao se determinar o espectro de energia dos secundários. Pareceu-nos cômodo usar como polarização da base $V_2 < 0$ ao medir σ e η , porém não sabíamos avaliar os efeitos que este procedimento teria no espectro de emissão, usando a montagem da Fig. 52.

Assim, para responder a essa pergunta realizamos uma série de experimentos, com a mesma amostra de ouro das experiências anteriores, mantendo a base ora polarizada e ora aterrada (nestes experimentos, a diferença de potencial $V_1 - V_2$ deve ser necessariamente medida com um eletrômetro, como mostramos no apêndice 3).

Os resultados obtidos a partir desta série de experimentos e mais daqueles descritos anteriormente nos permitiram chegar a um conjunto de conclusões apresentada no resumo que se segue.

RESUMO:

A. Relativas à determinação experimental de σ versus E

- A.1.* Sempre que possível, é preferível utilizar a base polarizada, pois assim fixamos E_p e I_p e modificamos apenas a polarização (V_2) da base da amostra. Com polarizações diferentes, a energia do elétron incidente, dada por $E_{ef,i} = E_p + eV_2$, se modifica, e então podemos determinar para cada $E_{ef,i}$ o valor de σ correspondente. Além disso, polarizando a base negativamente, garantimos a extração de todos os elétrons emitidos pela amostra.
- A.2.* Se a base for aterrada ($V_2 = 0$), devemos polarizar a grade com $V_1 = +10$ volts para garantir a extração de secundários que, por alguma razão, podem voltar para a amostra, se essa providência não for tomada. Neste caso, devemos manter $V_T - V_1 = +50$ volts para que terciários gerados nas grades sejam recolhidos e não interfiram na medida.

B. Relativas à determinação experimental de η versus E

- B.1.* Se a base for aterrada, devemos fixar a energia (E_p) e a corrente do feixe (I_p) antes de cada medida. A dificuldade, neste caso, está em ajustar o feixe usando a tela com material cátodo-luminescente. No acelerador com o qual trabalhamos isto só pode ser feito confortavelmente a partir de E_p maior que 400eV (ver ref. 25, p.77).
- B.2.* Se a base for polarizada e a corrente medida for da ordem de 10^{-9} A, devemos escolher uma escala no eletrômetro de modo que, nessa escala, sua resistência interna (R_E) seja no mínimo 10^8 ohms. Isto porque a fonte de polarização aterrada via eletrômetro (Fig. 31), embora desacoplada da rede, introduz ruídos na medida que impedem a leitura da corrente (o ponteiro oscila desordenadamente), se se escolher valores de R_E menores. Por outro lado, também não se deve ir além de 10^8 ohms. (Se, por exemplo, $R_E = 10^8$ ohms e a corrente a ser medida for da ordem de 10^{-9} A, o potencial do terminal correspondente ao terra da fonte sofrerá uma variação da ordem de volts, quando a amostra for irradiada, e isto vai interferir na diferença $V_1 - V_2$, fixada em -50 volts ao se determinar o coeficiente de retroespalhamento - seção 4.3. Por outro lado, escolhendo $R_E = 10^8$ ohms, o erro na medida será da ordem de décimos de volts, e portanto desprezível neste tipo de medida).

B.3. A diferença de potencial entre a grade 1 e a base da amostra deve ser medida com um eletrômetro (Apêndice 3).

B.4. Experimentos realizados ora com a base aterrada ora com a base polarizada são equivalentes somente para V_2 menor que 200eV.

C. Relativas à determinação de $g(E)$ versus E'

C.1. De preferência, usar a base aterrada. Quando isto não for possível, usar polarização V_2 maior que -200V.

C.2. Ao medir a diferença de potencial entre a grade 1 e a base da amostra, usar um eletrômetro (ver apêndice 3).

C.3. De preferência, escolher a escala no eletrômetro de modo que $R_E = 10^7$ ohms, para reduzir o erro na avaliação do potencial de superfície da amostra (ver argumentos utilizados no item B.2). Se isto não for possível, fazer $R_E = 10^8$ ohms, mas, neste caso, as medidas são menos confiáveis.

5.1.3. Influência da limpeza da amostra nos valores dos coeficientes de emissão em função de E

As medidas apresentadas até aqui foram feitas com o acelerador acoplado a uma bomba difusora para fazer o vácuo (Fig. 18). Posteriormente o sistema foi modificado e passamos a trabalhar com uma bomba turbo molecular em lugar da difusora.

Com esta modificação, eliminamos os possíveis problemas relacionados com a deposição de camadas de óleo (proveniente da bomba difusora) na superfície da amostra, mas não podemos evitar a oxidação da superfície com uma pressão interna da ordem de 10^{-7} torr. Por isso, nos questionamos em que a limpeza da amostra poderia influenciar nos valores de σ e η em função de E.

No item 5.1.2. estabelecemos qual arranjo utilizar e as condições adequadas para se determinar σ e η em função de E experimentalmente. Os testes foram feitos utilizando uma amostra de ouro (disco de aço-inox com uma camada de ouro depositada sobre a superfície a ser irradiada). No entanto, nossa intenção era confrontar nossos resultados com os da literatura e, por isso, passamos a trabalhar com um disco de platina de

mesmo diâmetro do eletrodo do suporte da amostra (30 mm), uma vez que os resultados obtidos com o ouro não estavam disponíveis na literatura.

Para realizar estas novas medidas, utilizamos o mesmo arranjo esquematizado na Fig. 52, que será reproduzido aqui por conveniência.

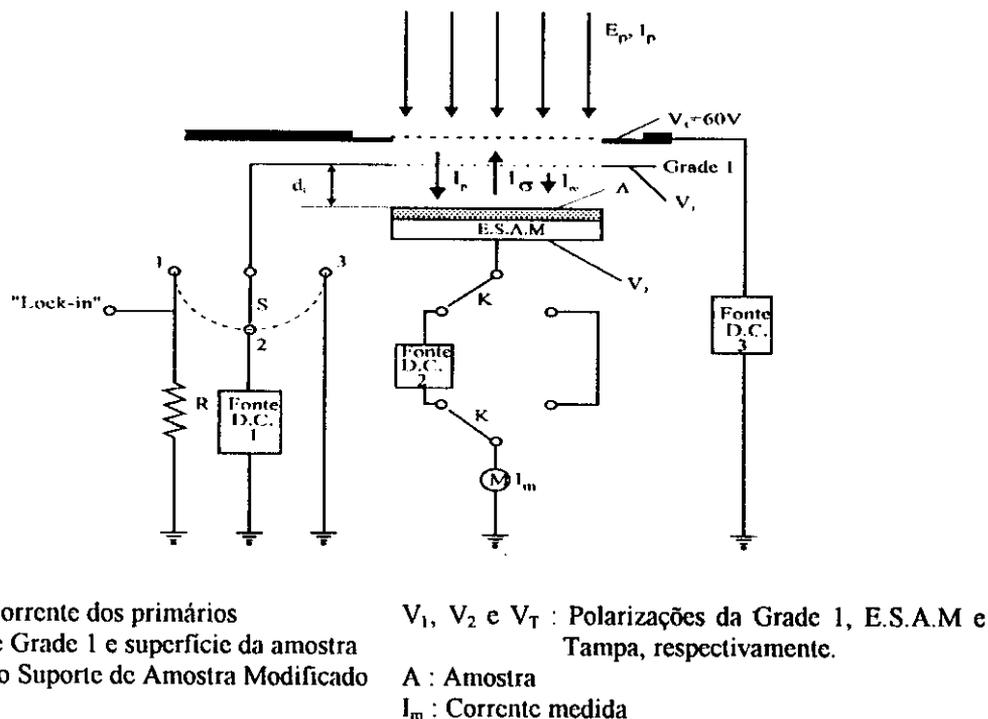


Fig. 55 - Esquema da montagem de arranjo simplificado com grades na tampa

As curvas σ versus E , da Fig. 56, foram obtidas nas seguintes condições:

- Aterramos a amostra via eletrômetro, e fizemos $V_1 = +10$ V, $V_T = 60$ V, $S = 0,03$ e $R_E = 10^7 \Omega$ (condições fixadas no eletrômetro, S é o Ganho e R_E a resistência) e $I_p = 2,0$ nA. Então, para cada valor de E_p fixo, medimos I_m correspondente. A partir da equação 64 calculamos σ .
- Para valores de energia do elétron incidente (E) menor ou igual a 200 eV, fixamos $E_p = 200$ eV e polarizamos a base com $V_2 < 0$, para obter energia efetiva menor que 200 eV. (Só conseguimos ajustar o feixe para $E_p = 200$ eV, depois que instalamos uma nova tela com material cátodo-luminescente). Para este caso, fixamos $V_1 = 0$, $V_T = +60$ V, $I_p = 2,0$ nA, $S = 0,1$ e $R_E = 10^8 \Omega$. Para cada V_2 , ou seja, para cada energia efetiva inicial dada por $E_p + eV_2$, medimos a correspondente corrente I_m .

Para mostrar o efeito do tratamento da superfície, citamos anotações extraídas diretamente do nosso diário de pesquisa. Os resultados apresentados na Fig. 56 mostram que camadas de óxido e o próprio estado da superfície influenciam os valores de σ

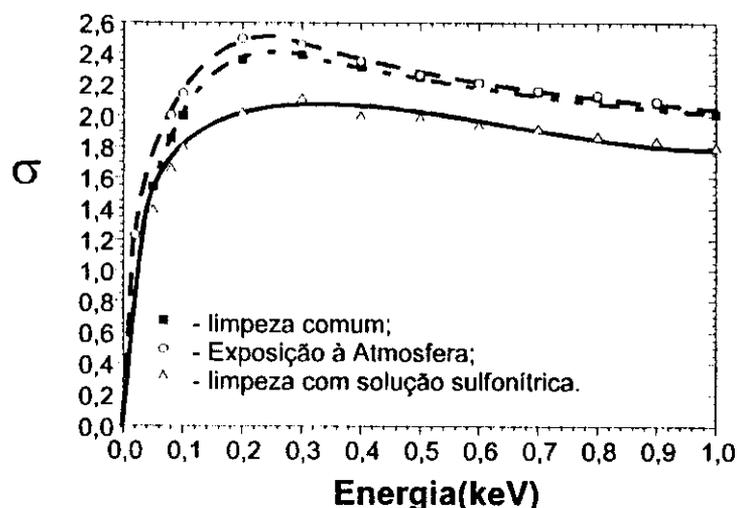


Fig. 56 - Curvas de σ versus E. Amostra de platina

Para as medidas com limpeza comum, lavamos a amostra com detergente, água destilada e álcool isopropílico. Depois de terminar as medidas neste dia, deixamos a amostra dentro do acelerador de elétrons, com o sistema de vácuo completamente desligado, por um período de 3 dias consecutivos, trata-se das medidas com a amostra exposta à atmosfera. Mesmo a amostra tendo permanecido fechada na câmara de medidas, a sua superfície deve ter se alterado, pois a curva de emissão modificou-se, como mostra a Fig. 56.

Lavamos a amostra de platina com solução sulfonídrica de 1:1 e realizamos novas medidas. Observando a Fig. 56, notamos que o valor da energia associada a σ máximo (σ_M) se deslocou em direção ao valor da literatura⁽⁴⁴⁾, que é 700 eV.

Isto mostra que quanto mais limpa a superfície da amostra se encontrar, mais próximos serão os valores de E_I , E_M e σ_M da literatura⁽⁴⁴⁾. Esses valores dependem bastante do estado da superfície da amostra. Portanto, é possível que ao polirmos a superfície da amostra e retirarmos as camadas de óxidos e gorduras obteremos os mesmos valores de literatura⁽⁴⁴⁾. Para isto devemos lavar a mesma adequadamente como nas medidas que utilizamos limpeza com solução sulfonítrica e melhorar o vácuo do sistema para valores menores que 10^{-7} torr.

Os valores de η não devem sofrer grandes mudanças com as limpezas introduzidas na amostra, pois os retroespalhados possuem energia maiores que os secundários.

As curvas de η versus E, na Fig. 57, foram obtidas nas seguintes condições:

- a) Aterrámos a amostra via eletrômetro, e escolhemos $V_1 = -50$ V, $V_T = +60$ V, $S = 0,03$, $R_E = 10^7 \Omega$ e $I_p = 2,0$ nA. Então, para cada valor de E_p , medimos I_m correspondente, e calculamos η , a partir da equação 79.
- b) Para valores de energia do elétron incidente (E) menor ou igual a 200 eV, fizemos $E_p = 200$ eV e polarizamos a base com $V_2 < 0$, para obter energia efetiva menor que 200eV. Neste caso, fixamos $V_1 = (V_2 - 50)$ V, $V_T = +60$ V, $I_p = 2,0$ nA, $S = 0,1$, $R_E = 10^8 \Omega$. Para cada valor V_2 , ou seja, para cada energia efetiva dada por $E_p + eV_2$, medimos a correspondente corrente I_m .

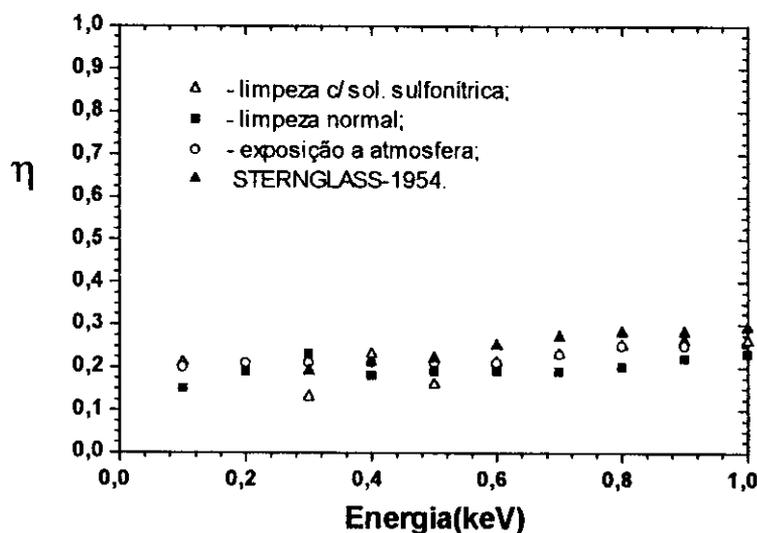


Fig. 57 - Curvas de η versus E . Amostra de platina

Observamos na Fig. 57 que:

- a) Apesar dos procedimentos diferentes adotados para a limpeza da superfície da platina, os valores de η foram praticamente os mesmos.
- b) Ao confrontar estes resultados com aqueles da literatura⁽⁵⁾ (Fig. 3 do Capítulo I), notamos que apresentam uma concordância satisfatória, apesar das diferentes condições experimentais. Este é um resultado importante, pois estabelecemos como uma das metas de nosso trabalho, estudar um arranjo que nos permitisse determinar η versus E , tanto para metais como para polímeros.

Estas medidas nos mostraram que o arranjo esquematizado na Fig. 55 é adequado para determinar experimentalmente η e σ em função de E e as curvas de rendimento reduzido (Capítulo II).

- CAPÍTULO VI -

O ESPECTRO DE ENERGIA DOS ELÉTRONS SECUNDÁRIOS EMITIDOS

6.1. O espectro de energia dos elétrons secundários emitidos pelos Metais

6.1.1. Medidas com a platina (Método do Pulso)

6.1.1.1. As curvas de corrente, suas derivadas e o espectro de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle

Com o arranjo definido em 5.1.3 (ver Fig. 55) foi possível obter a corrente através da amostra em função da polarização da grade 1 (V_1), aterrando a amostra e mantendo a energia (E_p) e a corrente do feixe fixas. Os valores de E_p foram fixados em 300, 900, 1200, 1500, 2000, 3000 e 4000 eV, enquanto I_p manteve-se constante e fixo em $2,0 \cdot 10^{-8}$ A. Como a área da amostra vale $7,1 \cdot 10^{-4} \text{m}^2$, temos uma densidade de corrente de $2,8 \cdot 10^{-5} \text{A/m}^2$.

Na Fig. 58, que mostra os resultados obtidos, apresentamos no eixo vertical, por conveniência, a corrente medida menos a corrente do feixe. Esta diferença está representada por I.

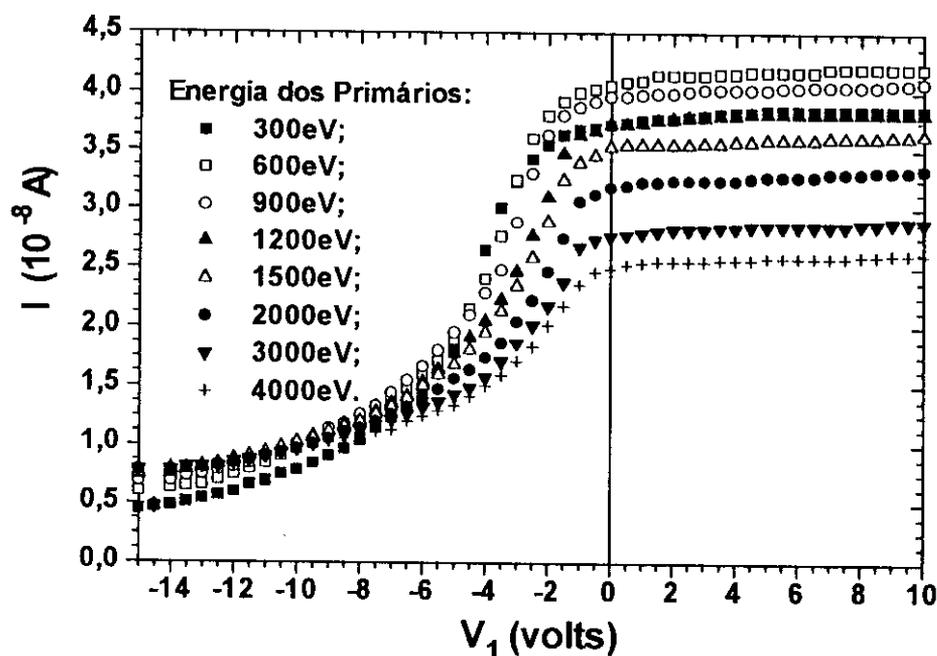


Fig. 58 - Curvas de corrente de emissão (I) em função da polarização da grade 1. Amostra de platina “prensada”.

Podemos notar que todas as curvas apresentam o mesmo padrão. Notamos que para potenciais de controle com campo elétrico extrator ($V_1 > 0$), a corrente é praticamente constante (A pequena inclinação observada indica que alguns elétrons que antes não conseguiam escapar da amostra, agora conseguem e podem ser medidos).

As possíveis causas do retorno de elétrons emitidos para a amostra podem ser:

- a) A existência da ddp de contato e/ou algum potencial residual que pudesse interferir na emissão, trazendo elétrons de volta para a amostra. Quando analisamos os resultados da ddp de contato entre a grade 1 (aço-inox) e a superfície da amostra, na seção 6.1.1.2, pudemos constatar a existência de um potencial residual que eliminamos. Porém, a ddp de contato, que depende da função trabalho dos materiais envolvidos e não do arranjo de medida, não pode ser eliminada. Seu valor, neste caso, mostra estar contribuindo no sentido de expulsar os elétrons emitidos, logo não é a causa do retorno desses elétrons.
- b) A existência do campo magnético terrestre pode forçar o retorno de alguns elétrons secundários. Nas medidas com o arranjo da Fig. 55, tomamos o cuidado de manter uma distância de 3 mm entre a grade 1 e a superfície da platina. No apêndice 1, mostramos

que esta distância deve ser no mínimo 19 mm para que os elétrons emitidos perpendicularmente, ao sentirem a presença desse campo, retornem para a amostra. Portanto, diminuimos a probabilidade de ocorrer este tipo de efeito para elétrons emitidos perpendicularmente. Por outro lado, elétrons emitidos segundo uma direção distinta da normal tem probabilidade maior de retornar para a superfície de incidência. Por isso, a redução da distância d_i pode não ter sido suficiente para impedir que uma pequena quantidade de elétrons emitidos assim retornem para a amostra. Se $V_1 > 0$ essa probabilidade se reduz; se $V_1 < 0$ aumenta. Talvez esta seja a explicação mais provável para explicar a ligeira inclinação dos patamares apresentados na Fig. 58 (Estes patamares deveriam ser horizontais - ver Fig. 21).

A corrente medida pode, também, estar sofrendo a influência de terciários (secundários) gerados na grade que não conseguimos eliminar totalmente com o potencial $V_T = +60$ V aplicado na tampa do sistema de medida e que podem estar se dirigindo para a amostra. Este efeito deve ser muito pequeno, pois a transparência da grade é da ordem de 80%. Logo, também minimizamos este efeito o máximo possível.

Com as curvas I versus V_1 e suas derivadas, foi possível determinar $g(E')$ (ver Capítulo IV) para todas as energias E_p pré-fixadas em nossas medidas.

Na Fig. 59 apresentamos uma das curvas obtidas.

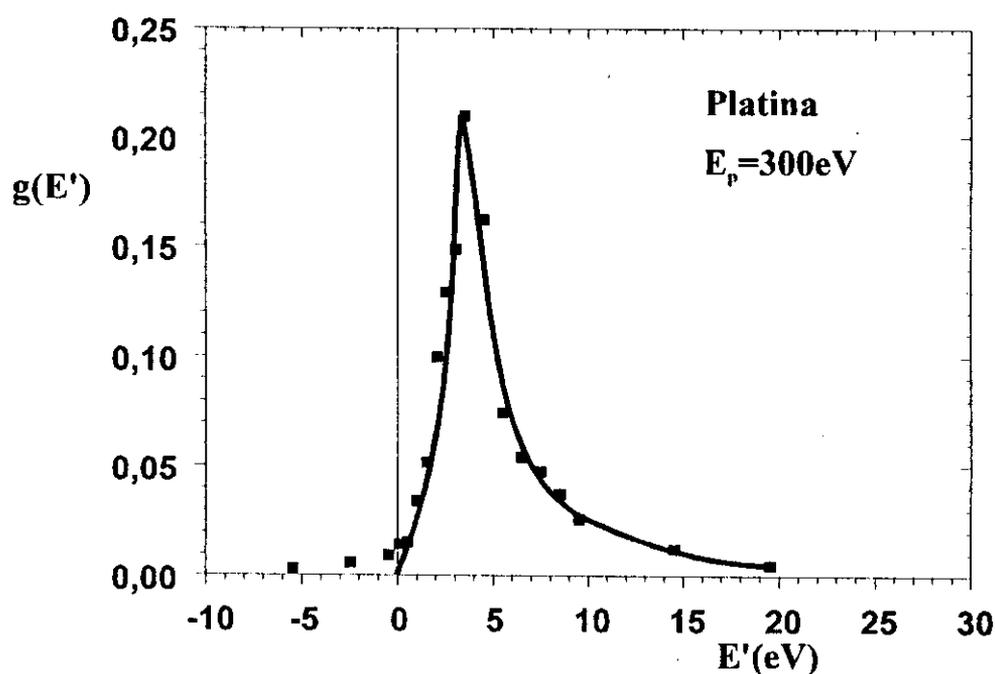


Fig. 59 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de platina "prensada" $E_p = 300$ eV.

Na figura, os pontos foram obtidos, derivando a curva completa da corrente (Fig. 58) correspondente à energia de 300eV. Estas derivadas, no entanto, somente têm significado físico para $V_1 < 0$ (a equação 72 que é a mais geral, foi deduzida sob a condição de que existia um campo retardador), e, neste caso, estão relacionados com a distribuição de energia dos emitidos, como vimos no Capítulo IV (equação 74). A curva cheia (curva media), partindo da origem representa esta distribuição.

Começamos a curva da origem, porque sabemos que $g(E') = 0$ para $E' = 0$. Se a derivada da corrente não foi exatamente zero neste ponto, isto se deve a dificuldades experimentais, que explicariam o fato da curva de corrente não ser exatamente como a esperada quando V_1 se aproxima de zero (confrontar com a Fig. 21).

A Tabela 1 fornece valores de parâmetros que são importantes na análise do espectro de energia da platina em função da energia dos primários. Na Fig. 60 esboçamos a curva $g(E')$ versus $-\Delta V$ ($\Delta V = [(V_1 - V_2) - V_s]$) e indicamos os parâmetros que são utilizados na Tabela 1.

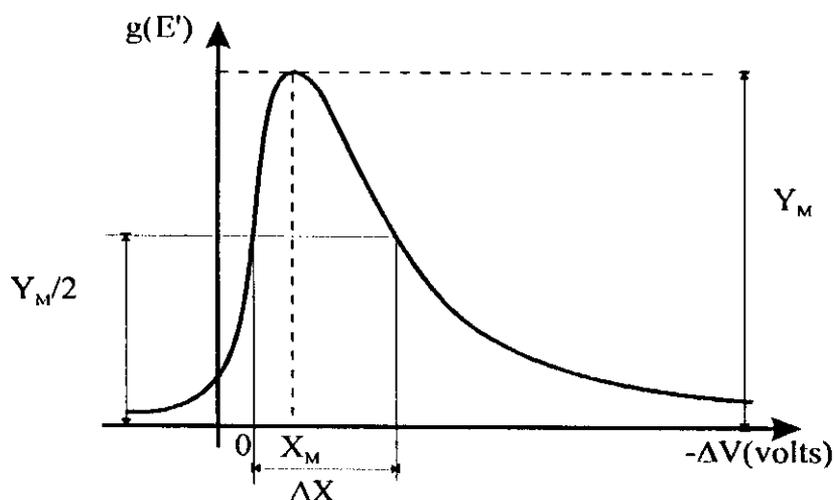


Fig. 60 - Esboço de $g(E')$ versus $-\Delta V$ representando os parâmetros da Tabela 1

Tabela 1 - Parâmetros do espectro de energia para platina "prensada".

E_p (eV)	x_M (eV)	y_M	Δx (eV)
300	$3,6 \pm 0,3$	0,22	$2,7 \pm 0,6$
600	$3,0 \pm 0,3$	0,25	$1,8 \pm 0,6$
900	$2,4 \pm 0,3$	0,22	$2,1 \pm 0,6$
1200	$1,5 \pm 0,3$	0,18	$2,9 \pm 0,6$
1500	$1,5 \pm 0,3$	0,18	$3,0 \pm 0,6$
2000	$0,9 \pm 0,3$	0,18	$2,7 \pm 0,6$
3000	$0,9 \pm 0,3$	0,18	$2,4 \pm 0,6$
4000	$0,9 \pm 0,3$	0,16	$3,0 \pm 0,6$

Como podemos notar,

- a) o valor de x_M decresce para valores crescentes de E_p até atingir um valor constante para $E_p > 1500$ eV. Estes resultados estão de acordo com os valores apresentados por Seiler⁽⁴⁴⁾, onde $1\text{eV} \leq x_M \leq 5$ eV.
- b) os valores de y_M apresentam um máximo que corresponde a $E_p = 600$ eV. Se olharmos nas curvas de emissão δ versus E (Capítulo VII), notamos que o máximo rendimento (δ_M) também está associado a mesma energia 600 eV. Este fato pode estar associado à profundidade em que maior número de elétrons secundários são criados e tem a máxima probabilidade de escapar da superfície do metal.
- c) a largura Δx associada a $y_M / 2$ para os valores de E_p estudados se encontram no intervalo de $1,8\text{ eV} \leq \Delta x \leq 3,0\text{ eV}$.

6.1.1.2. A ddp de contato entre a grade de aço-inox e a superfície de irradiação da amostra metálica

Utilizamos neste tipo de medida o mesmo procedimento descrito em 4.5.2.2.

Ao analisarmos a possível existência de um potencial residual que estivesse sobrepondo ao valor medido da ddp de contato, resolvemos construir um suporte de amostra blindado eletrostaticamente (Fig. 16), tanto para evitar que a parte isolante (Teflon-FEP) fosse atingida por algum terciário como para impedir que perturbasse a medida, se tivesse alguma carga residual. Somente depois que esta modificação foi introduzida é que passamos a obter valores para a ddp de contato mais de acordo com os esperados.

A ddp de contato medida entre grade 1 (aço-inox) e a superfície da platina foi de $-(0,48 \pm 0,05)$ volts. Observe que este valor é um pouco diferente daquele que pode ser estimado se considerarmos os materiais sendo ferro e a platina, mas é próximo do valor estimado $-0,70$ volts. O estado da superfície para a medida da ddp de contato, principalmente nos metais que estão sujeitos a formação de óxidos metálicos, pode ser modificar. Por esta razão é possível que para cada estado da superfície encontremos valores levemente diferentes para a ddp de contato. Observamos, também, que, mantendo a pressão interna do sistema próxima de 10^{-7} torr, a ddp de contato se modifica muito pouco quando comparamos as medidas realizadas antes e após a irradiação da amostra.

A ddp de contato, embora pequena, desloca o espectro de energia dos secundários emitidos, e deve ser levada em conta ao se determinar o espectro de energia. Por isso, os valores de x_M da Tabela 1 do item 6.1.1.1 foram corrigidos de 0,48V (valor da ddp de contato medida) e a curva apresentada na Fig. 59 para $g(E')$ versus E' , também foi corrigida.

Conforme comentamos no item anterior, a existência de um potencial residual e/ou ddp de contato poderia contribuir para que alguns secundários emitidos retornassem para a amostra. Com o novo suporte de amostra conseguimos eliminar a existência do potencial residual em nossas medidas. Ao determinar a ddp de contato entre a grade 1 (aço-inox) e a platina, também verificamos que o seu valor é no sentido de expulsar os elétrons emitidos e não atraí-los de volta para a superfície da amostra.

6.2. O espectro de energia dos elétrons secundários emitidos pelos polímeros

6.2.1. Medidas com o Teflon-FEP (Método do Pulso)

6.2.1.1. As curvas de corrente, suas derivadas e o espectro de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle

Com o arranjo definido em 5.1.3 (ver Fig. 55) foi possível obter a corrente I_m em função da polarização V_1 na grade 1, com a base da amostra aterrada, para energias E_p maiores que 300 eV e a corrente dos primários $I_p = 2,25$ nA.

Para as energias E igual a 100 ou 200 eV, tivemos que fixar $E_p = 300$ eV e polarizar a base da amostra com -200 V e -100 V, respectivamente, pois, com essas energias não conseguimos ajustar o feixe usando a tela com material cátodo-luminescente.

Nestas experiências, a diferença de potencial ($V_1 - V_2$) variou de -60 a +20 volts (A fonte de tensão d.c. utilizada permitia variar o potencial de 0,1 em 0,1 volts) e a corrente (I_m) correspondente ao instante inicial foi determinada para cada diferença de potencial fixada. O mecanismo de auto-regulação (M.A.) foi utilizado ao se descarregar a amostra antes de cada medida, e o potencial de superfície foi determinado utilizando o procedimento 2 indicado na seção 5.2.1.

Para $E_p = 2500$ eV, portanto acima de $E_{II} = 1880$ eV (ver Capítulo VII, tabelas 13 e 14), foi necessário mudar E_p para 1500 eV, ao se descarregar a amostra, e irradiá-la até que o M.A. atuasse. Isso foi necessário para cada medida de I_m .

As curvas de corrente obtidas em função da diferença de potencial (potencial de controle retardador) entre a grade 1 e a superfície da amostra estão na Fig. 61. Nesta ddp já está incluído o potencial residual V_s que permanece após cada descarregamento.

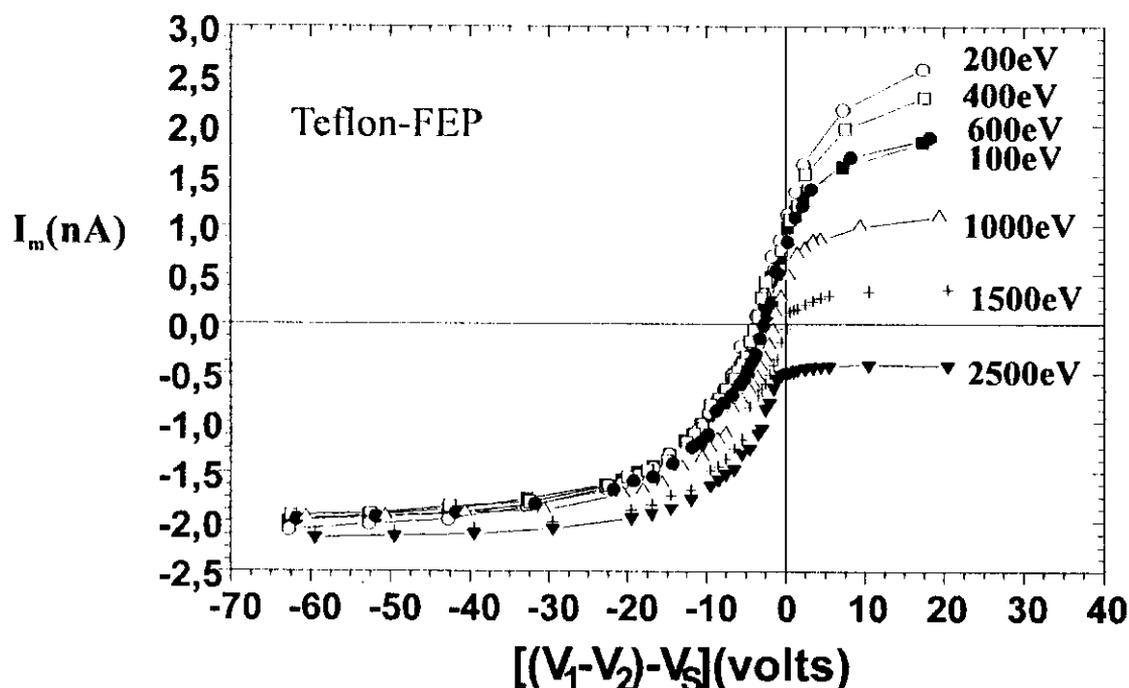


Fig. 61 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Teflon-FEP

O que podemos notar de comum nas curvas da Fig. 61, é que para E_p maior que 1500 eV, a corrente I_m permanecem praticamente constante no intervalo de 0 a +20 volts, enquanto que para energias menores, I_m cresce no mesmo intervalo. Isto mostra que as linhas de campo elétrico saindo da grade 1 e penetrando até a parte metalizada do Teflon - FEP, conseguem arrancar secundários que são criados próximos à superfície. Por outro lado, um efeito semelhante deve ocorrer no intervalo de -50 a 0 volts para energias inferiores a 1500eV. Ou seja, as linhas de campo podem estar inibindo a emissão de secundários gerado próximo da superfície de incidência. Entretanto, o modelo desenvolvido no Capítulo IV que nos permite determinar $g(E')$ não leva em conta este efeito e portanto

não podemos aplicá-lo para uma dessas energias, por exemplo $E_p = 1000\text{eV}$, a distribuição de energia se apresentaria como mostra a Fig. 62.

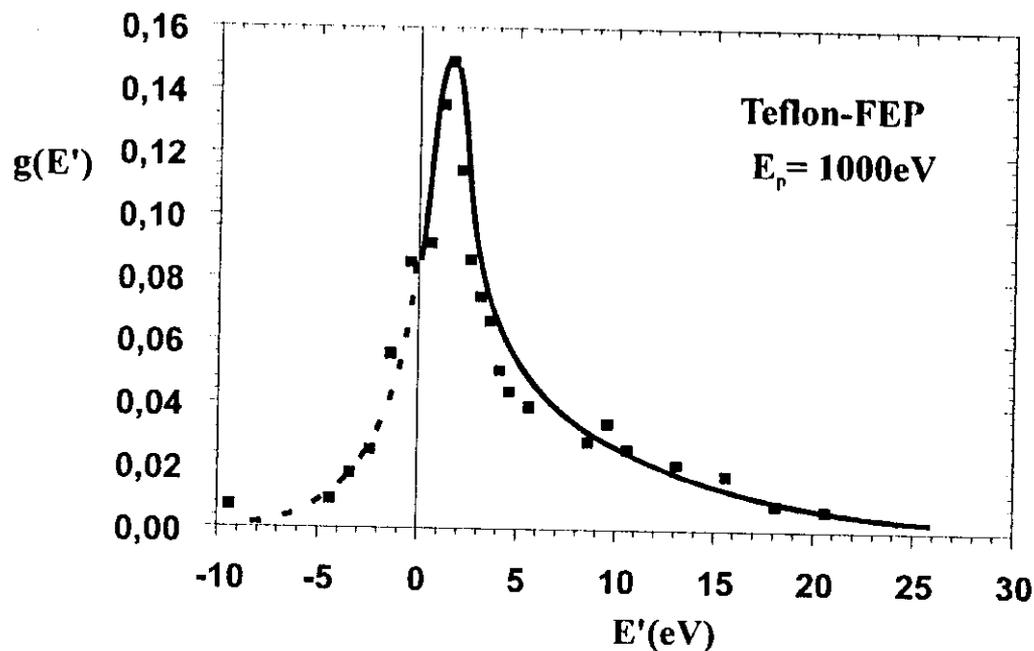


Fig. 62 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de Teflon-FEP. $E_{ef} = E_p = 1000$ eV e $I_p = 2,25$ nA.

Mas como explicaríamos o fato de, nesta figura, aparecer $g(E') \neq 0$ para $E' = 0$?

Como isto não tem significado físico, seria preciso deslocar a origem convenientemente para que a curva começasse em $g(E') = 0$, como mostra o pontilhado da figura. Para isto, o modelo teria de ser corrigido para que se leve em conta a ação dessas linhas de campo sobre o processo de emissão no caso dos polímeros. Isto ficará como sugestão para trabalho futuro (ver Capítulo IX). Imaginando que o modelo se aplique para energia de 2500eV , cuja curva de corrente (Fig. 63) apresenta o aspecto esperado (comparar com Fig. 21), obtém-se a distribuição mostrada na Fig. 64.

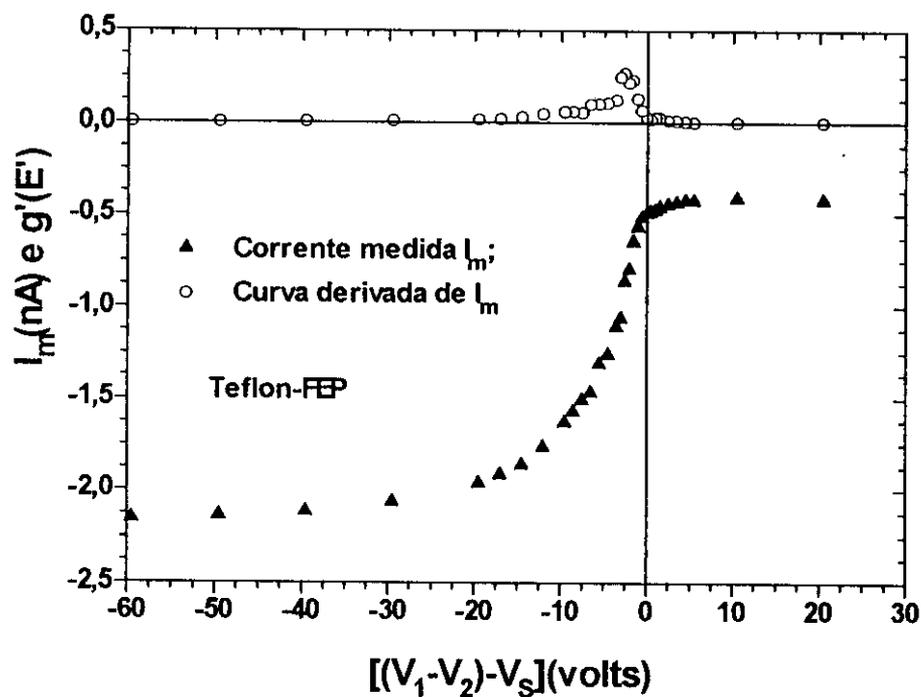


Fig. 63 - Curvas de corrente e sua derivada em função de ΔV . Amostra de Teflon-FEP.

$E_{ef} = E_p = 2500 \text{ eV}$ e $I_p = 2,25 \text{ nA}$

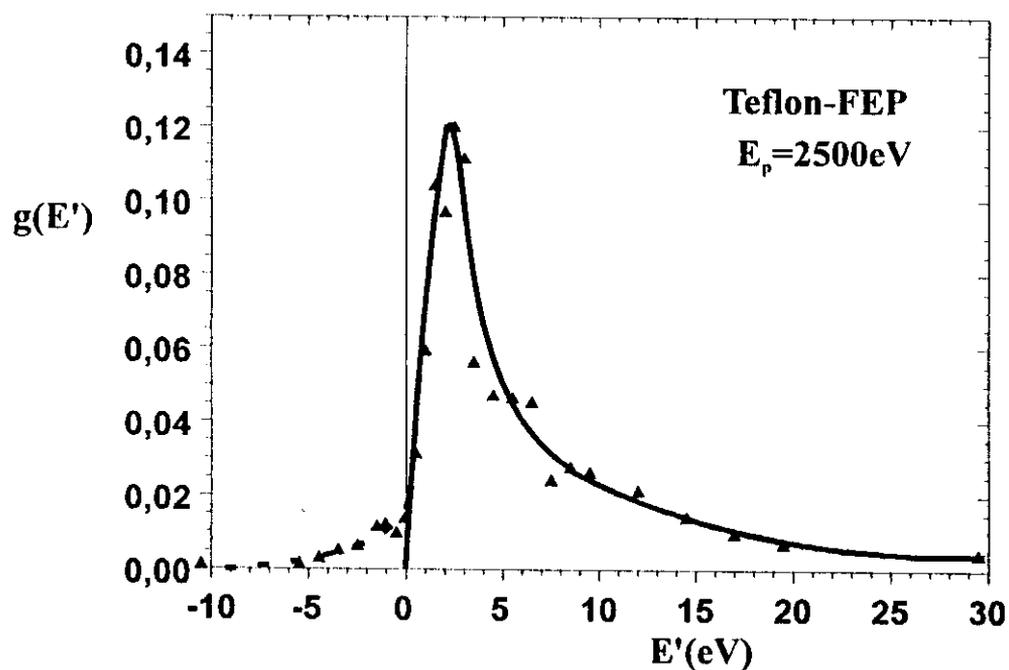


Fig. 64 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de Teflon-FEP. $E_{ef} = E_p = 2500 \text{ eV}$ e $I_p = 2,25 \text{ nA}$

A Tabela 2 fornece valores para parâmetros definidos na Fig. 60 relativos ao espectro de energia do Teflon-FEP obtidos da curva da Fig. 64.

Tabela 2 - Parâmetros do espectro de energia para Teflon-FEP

E (eV)	x_M (eV)	y_M	Δx (eV)
2500	2,3 \pm 0,3	0,12	4,6 \pm 0,6

6.2.1.2. O potencial de superfície do Teflon - FEP logo após atuar o M.A.

As medidas do potencial de superfície (V_s) foram realizadas de acordo com o procedimento 2 descrito na seção 4.5.2.1 (Capítulo IV).

Inicialmente, estudamos como V_s depende da energia dos primários E_p logo após atuar o mecanismo de auto-regulação (M.A.).

A Fig. 66 mostra os valores de V_s medidos no lock-in ($V_{s \text{ lock-in}}$) e V_s extraído da Fig. 61 e da Fig. 65 abaixo em função de E_p (A Fig. 65 mostra as curvas de corrente I_m em função da diferença de potencial sem levarmos em conta o potencial V_s , que é o potencial de superfície logo após atuar o M.A.).

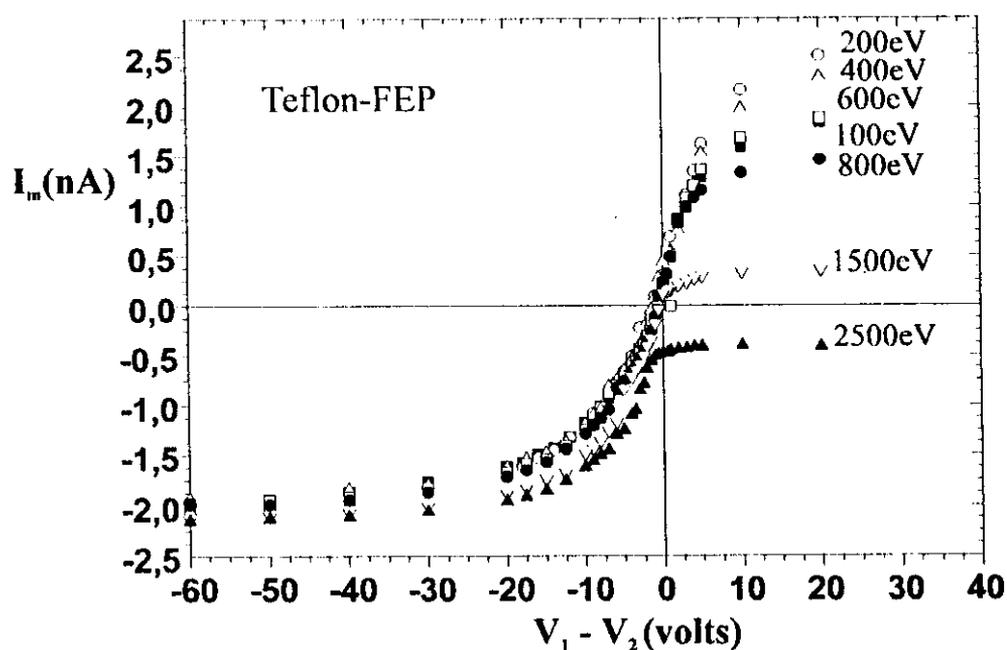


Fig. 65 - Curvas de corrente em função da diferença de potencial de controle. Amostra de Teflon-FEP

Os valores de V_s extraídos da Fig. 61 e 65, foram definidos considerando $I_m = 0$. Esses valores são diferentes entre si para uma determinada energia E_p . Essa diferença provém da existência de um potencial de superfície residual (V_{SR}) na amostra, antes desta ser irradiada e do potencial de superfície final (V_{SF}), logo após atuar o M.A.

Os valores de V_s medidos com o lock-in (neste caso interrompemos a irradiação da amostra logo após o M.A. atuar e em seguida medimos V_{SF}) diferem dos valores anteriores na faixa de $200 \text{ eV} < E_p < 900 \text{ eV}$ e são praticamente iguais para $900 \text{ eV} < E_p < 1300 \text{ eV}$. Esta última diferença nos deixa em dúvida se os valores medidos estão corretos ou não.

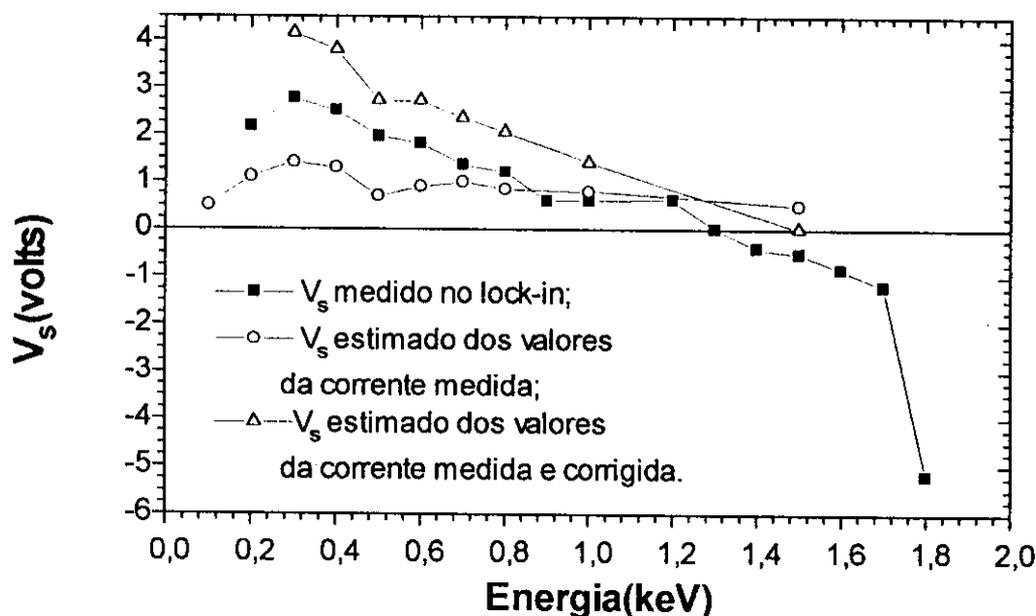


Fig. 66 - Potencial de superfície em função da energia

Na mesma Fig. 66, observamos que a partir de $E_p > 1300 \text{ eV}$, os valores de V_s medidos no lock-in passaram a ser negativos, quando esperávamos que fossem próximos de zero se E_p estivesse perto de $E_H = 1880 \text{ eV}$.

Para que ocorra o M.A. é necessário que se estabeleça um potencial de superfície maior que zero, o suficiente para trazer de volta os secundários emitidos, e de modo que $I_\sigma + I_{re}$ na equação 59 se iguale ao módulo da corrente do feixe.

Esta idéia parece razoável se pensarmos que todos os elétrons secundários tem origem na superfície do isolante, mas não é o que ocorre. Quando aumentamos a energia E_p dos elétrons, mais distante da superfície tem origem os secundários e portanto mais difícil torna-se para estes escaparem da amostra. Um raciocínio semelhante pode ser feito quando E_p é pequeno, porém neste caso a emissão dos secundários é facilitada.

Isso, provavelmente, seja a causa de medirmos os valores dos potenciais de superfície com o lock-in que estão representados na Fig. 66.

Um bom procedimento para usar o M.A. para compensar as cargas acumuladas no isolante, é fixar uma energia E_p em que os valores de V_s da Fig. 66 coincidam, isto é, em torno de 1000 eV para o caso do Teflon - FEP.

Para confirmar que os valores do potencial de superfície medido estão corretos, realizamos algumas medidas de maneira independente da utilizada em nosso trabalho. Medimos V_s com o lock-in e com a amostra na câmara do acelerador de elétrons, a uma pressão interna da ordem de 10^{-6} torr e a pressão atmosférica. Verificamos valores praticamente iguais (ver ref. 18). Em seguida, retiramos a amostra e a colocamos no medidor eletrostático de carga superficial (Monroe modelo 144S-4) e pudemos comprovar o mesmo valor para V_s . Isso foi realizado para os potenciais V_s negativos e positivos da Fig. 66.

Constatamos nas medidas com o Monroe, que o potencial V_s é praticamente uniforme em toda a extensão da superfície da amostra, diferindo levemente nas bordas da mesma, quando utilizamos o M.A. para compensar as cargas existentes.

Se por um lado as medidas de V_s estão corretas, por outro lado não tínhamos certeza se compensar as cargas acumuladas com o M.A. era o procedimento correto. Então realizamos alguns experimentos e apresentamos os resultados nas figuras 67, 68 e 69.

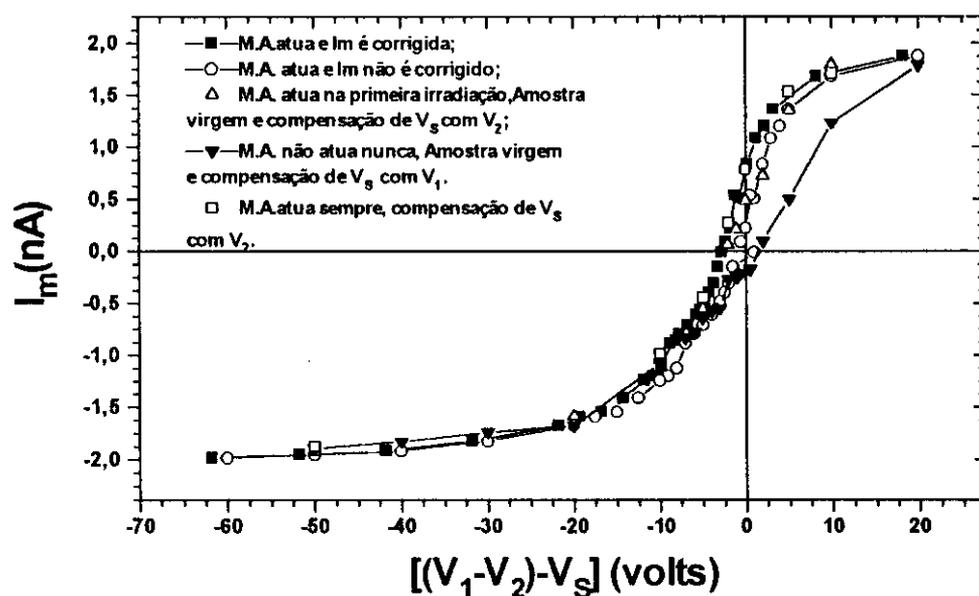


Fig. 67 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra Teflon-FEP, $E_p = 600$ eV, $I_p = 2,25$ nA

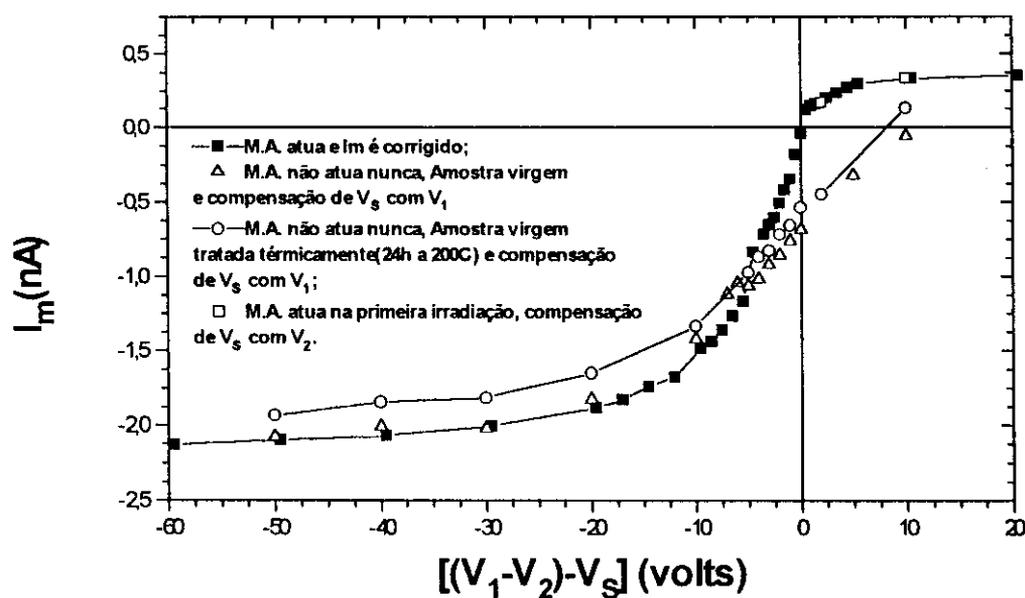


Fig. 68 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra Teflon-FEP, $E_p = 1500$ eV, $I_p = 2,25$ nA

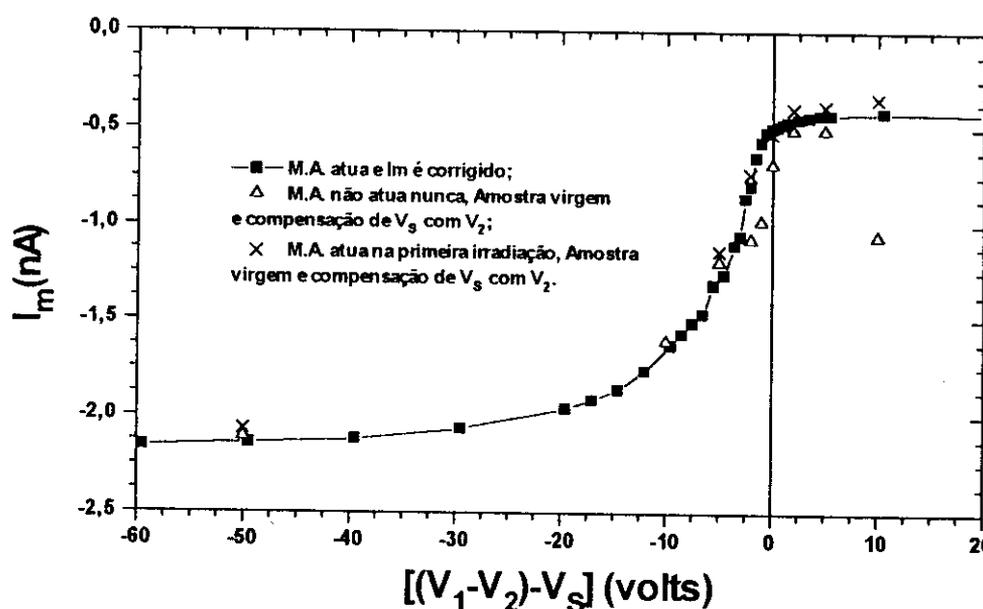


Fig. 69 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra Teflon-FEP, $E_p = 2500$ eV, $I_p = 2,25$ nA

Para qualquer das energias estudadas, ($E_p = 600, 1500$ e 2500 eV), quando utilizamos a amostra virgem, sem antes descarregá-la com o M.A., e compensando o potencial V_s com o potencial V_2 (ou V_1), verificamos que as correntes medidas eram diferentes daquelas em que deixamos, pelo menos uma única vez, o M.A. atuar.

Os valores de I_m , além de serem diferentes, não eram reprodutíveis. Isto, pelo fato dos valores de I_m serem praticamente iguais, quando deixamos, pelo menos uma única vez, atuar o M.A. e em seguida compensamos V_s com V_2 (ou V_1) ou simplesmente corrigimos as curvas de corrente com um valor médio de V_{SF} . Isso reforçou a idéia de que o procedimento adotado estava correto.

A partir desses resultados, passamos a compensar as cargas acumuladas no isolante utilizando o M.A., e sempre que possível usamos uma energia para o qual V_s fosse o menor possível.

6.2.2. Medidas com o Mylar

6.2.2.1. As curvas de corrente e os espectros de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle

Com base nos resultados das medidas de potencial de superfície, sabemos que, se utilizarmos uma energia $E_p = 600$ eV para descarregarmos uma amostra de Mylar aterrada e com a grade também aterrada, o potencial de superfície final (V_{SF}) será praticamente zero. Desta forma, para as energias de 600, 800, 1200 e 1400 eV, descarregamos a amostra, após cada medida, usando um feixe de 600eV. Quando trabalhamos com $E_p = 200$ eV, a amostra foi descarregada após cada medida usando o próprio feixe de 200eV. Para isto a grade I e a amostra foram aterradas. O mesmo procedimento foi adotado para $E_p = 400$ eV.

A Fig. 70 mostra algumas das curvas de corrente obtidas.

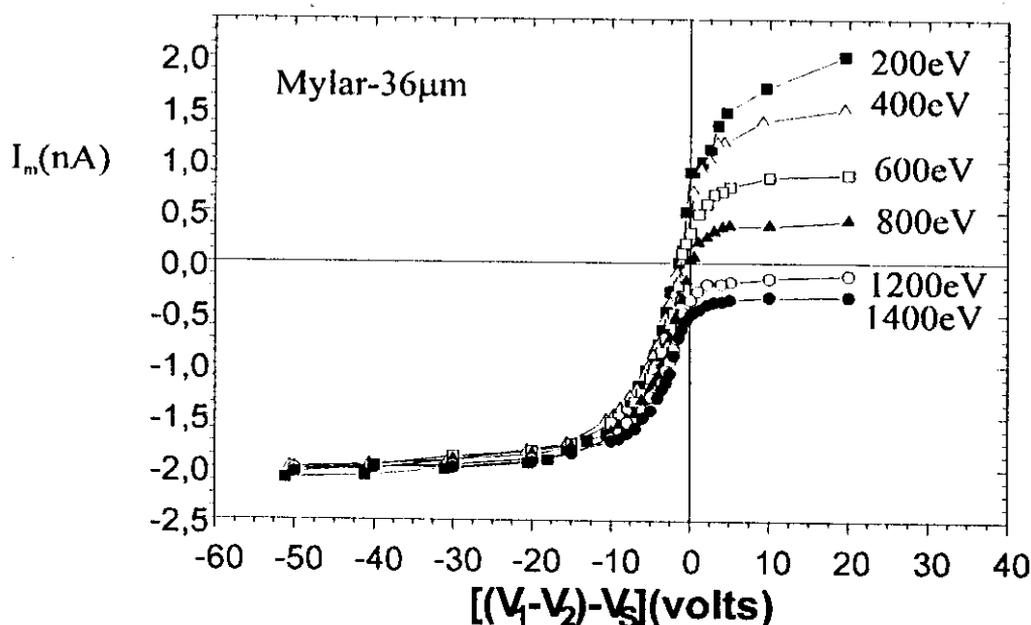


Fig. 70 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Mylar (36 μm).

$I_p = 2,25$ nA, $S = 0,03$ e $R_E = 10^7 \Omega$.

Como podemos notar estas curvas se comportam como aquelas obtidas para o Teflon (Fig. 61). A mesma análise que foi feita para o Teflon se aplica, portanto, para o Mylar. Imaginando que o modelo discutido no Capítulo IV se aplique para as energias de

1200eV, cujas curvas de corrente (Fig. 70) apresentam o aspecto esperado (comparar com Fig. 21), obtém-se as distribuições mostradas nas figuras 71 e 72.

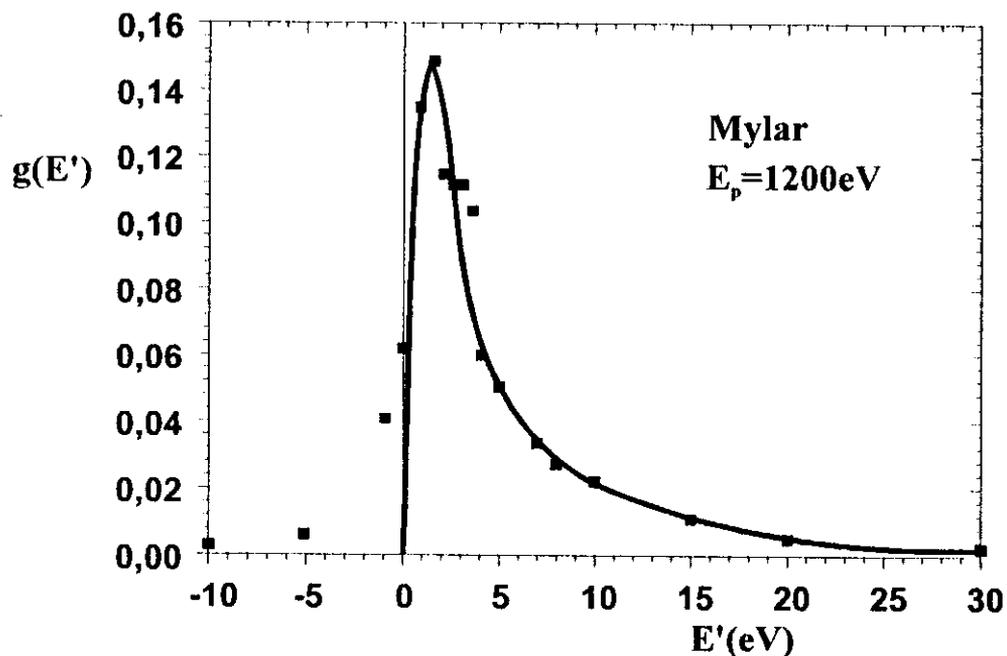


Fig. 71 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de Mylar. $E_{cf} = E_p = 1200$ eV, $I_p = 2,25$ nA

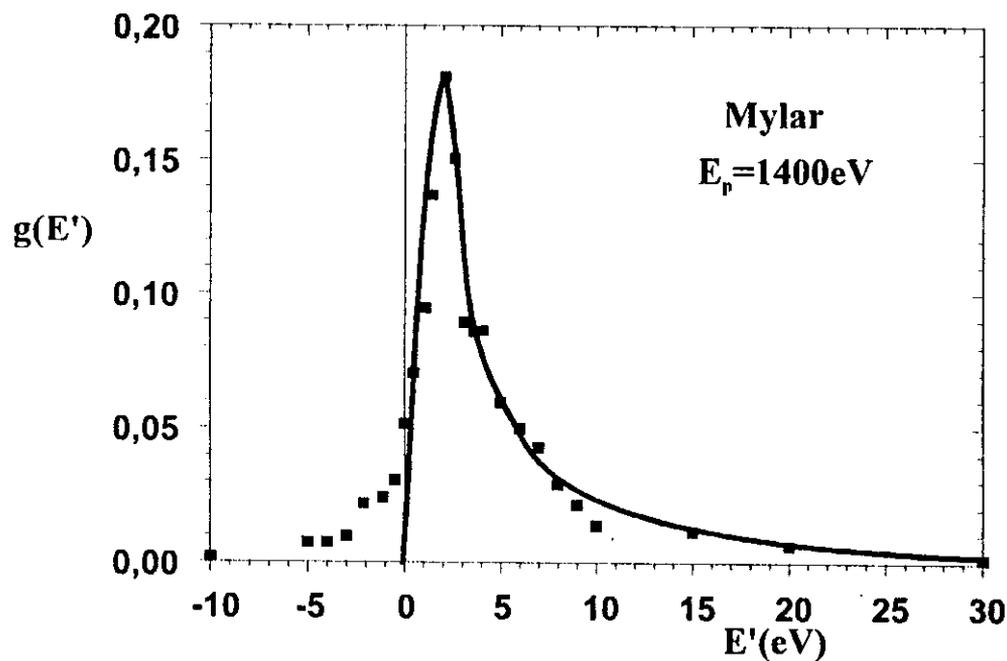


Fig. 72 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de Mylar. $E_{cf} = E_p = 1400$ eV, $I_p = 2,25$ nA

A Tabela 3 fornece valores de parâmetros, definidos na Fig. 60, relativos a espectros de energia do Mylar, e obtidos das figuras 71 e 72.

Tabela 3 - Parâmetros do espectro de energia para o Mylar.

E (eV)	x_M (eV)	y_M	Δx (eV).
1200	$1,3 \pm 0,3$	0,16	$3,4 \pm 0,6$
1400	$2,0 \pm 0,3$	0,17	$2,8 \pm 0,6$

6.2.3. Medidas com o PVDF- α ou PVDF- β

6.2.3.1. As curvas de corrente e os espectros de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle

Os resultados para algumas energias do feixe de elétrons incidentes, para o PVDF- α ou PVDF- β , das curvas de corrente I_m em função da diferença de potencial de controle se encontram nas figuras a seguir.

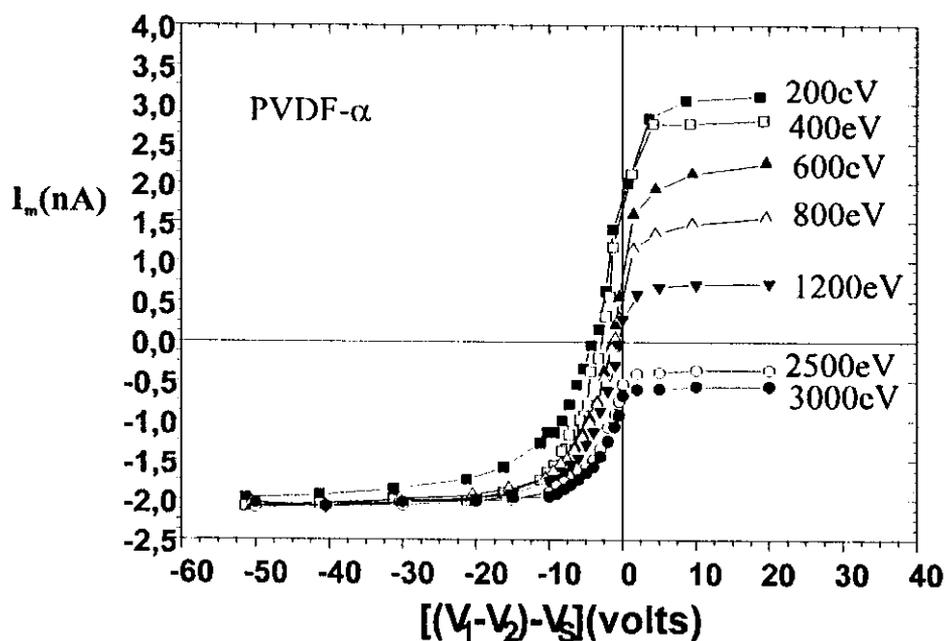


Fig. 73 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de PVDF- α (50 μm).

$$I_p = 2,25 \text{ nA}$$

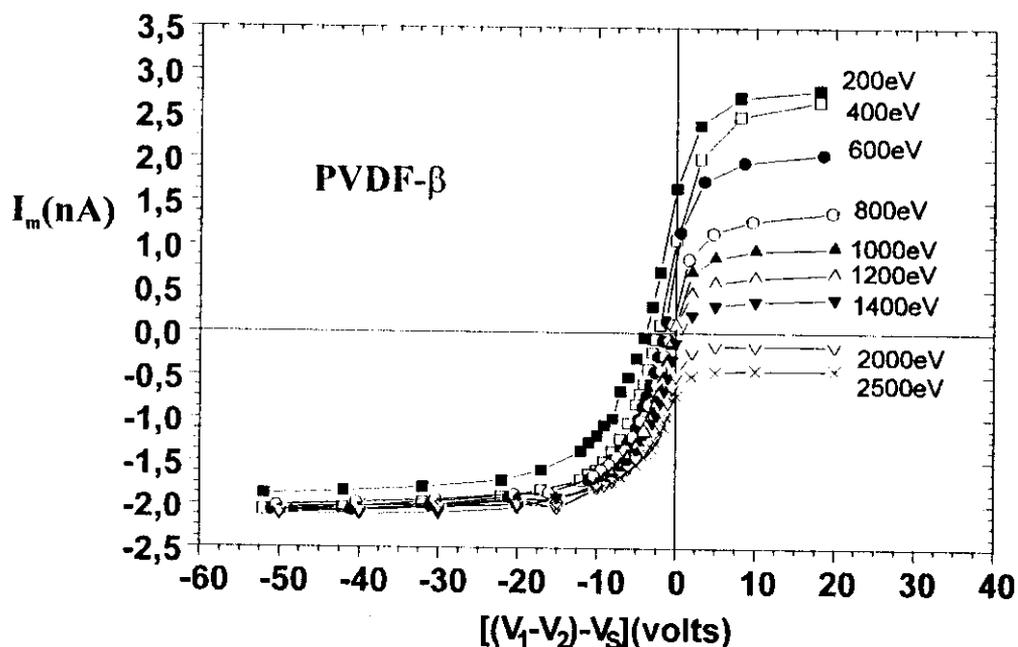


Fig. 74 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de PVDF- β . (espessura não determinada). $I_p = 2,25$ nA

As figuras 75 e 76 mostram curvas de distribuição de energia obtidas a partir de curvas de corrente extraídas das 73 e 74, respectivamente que se comportaram como o esperado (Fig. 21).

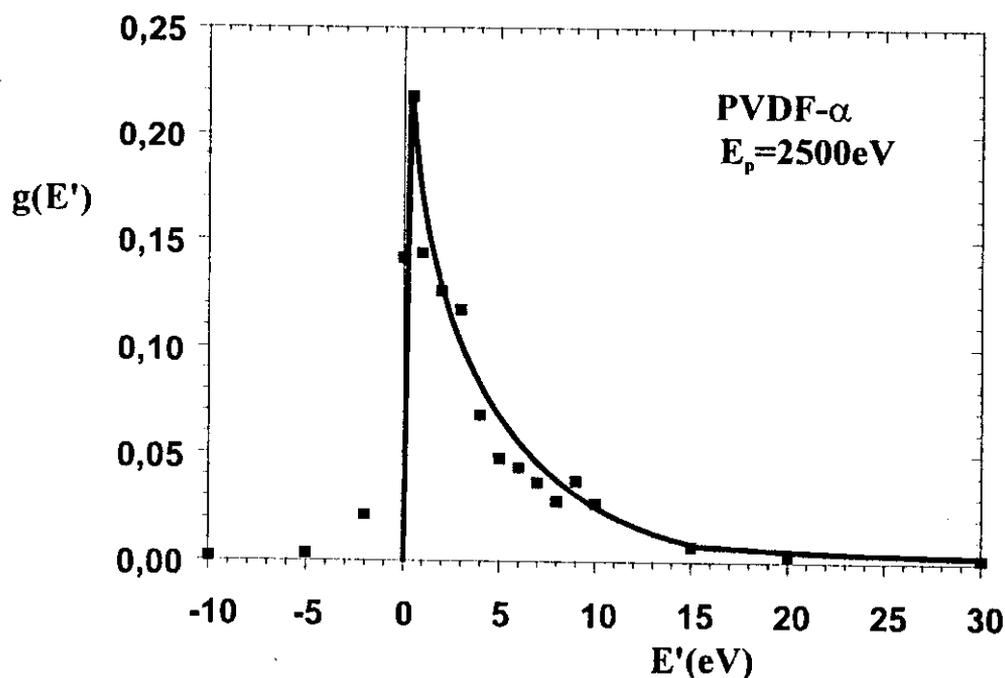


Fig. 75 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de PVDF- α . $E_{cr} = E_p = 2500$ eV

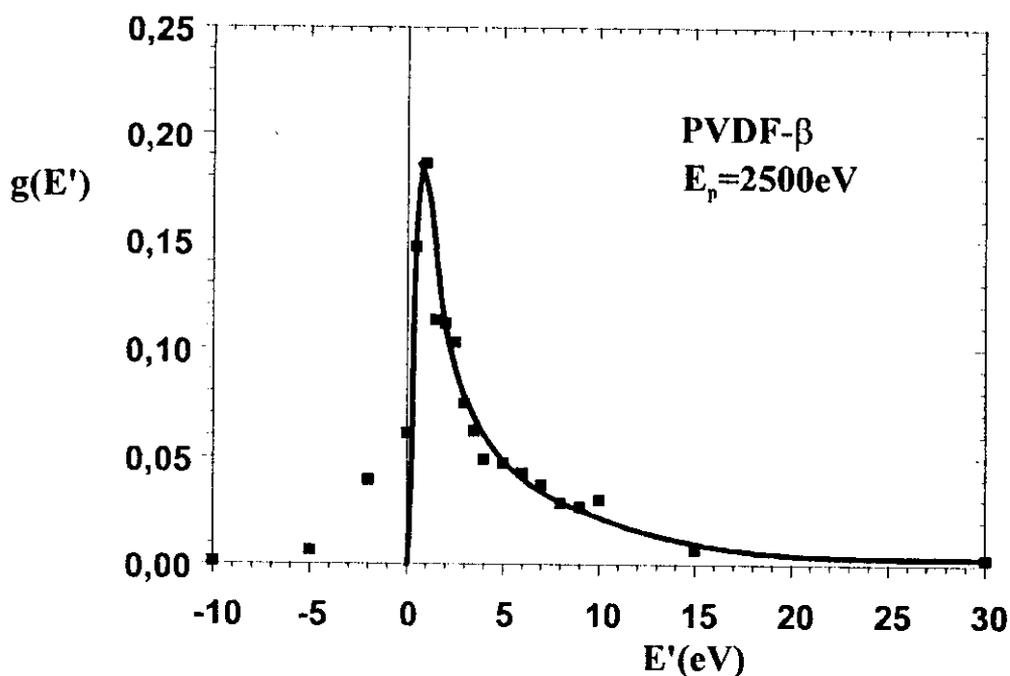


Fig. 76 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de PVDF- β . $E_{cr} = E_p = 2500$ eV

As Tabelas 4 e 5 fornecem valores para os parâmetros definidos na Fig. 60 obtidas a partir dos espectros de energia do PVDF- α e PVDF- β (os espectros de energia do PVDF- α para $E_p = 3000$ eV e o PVDF- β para $E_p = 2000$ foram omitidos).

Tabela 4 - Parâmetros do espectro de energia para o PVDF- α

E (eV)	x_M (eV)	y_M	Δx (eV).
2500	$0,6 \pm 0,3$	0,21	$3,5 \pm 0,6$
3000	$0,6 \pm 0,3$	0,23	$3,0 \pm 0,6$

Tabela 5 - Parâmetros do espectro de energia para o PVDF- β

E (eV)	x_M (eV)	y_M	Δx (eV).
2000	$0,8 \pm 0,3$	0,15	$6,1 \pm 0,6$
2500	$0,9 \pm 0,3$	0,18	$3,2 \pm 0,6$

6.2.4. Medidas com o Polímero Condutor

6.2.4.1. As curvas de corrente e os espectros de energia dos elétrons secundários emitidos em função da diferença de potencial de controle

A amostra de polímero condutor, por apresentar um comportamento semelhante àqueles das amostras metálicas, não se carregou durante a irradiação. Isso facilitou bastante as medidas, pois não foi preciso descarregar a amostra com o M.A.

As energias estudadas foram 200, 400, 600, 800, 1000, 1400, 1800, 2500 e 3000 eV. A menos da primeira energia (200 eV), para todas as outras energias fixamos a base da amostra ao terra. A Fig. 77 apresenta curvas de corrente obtidas.

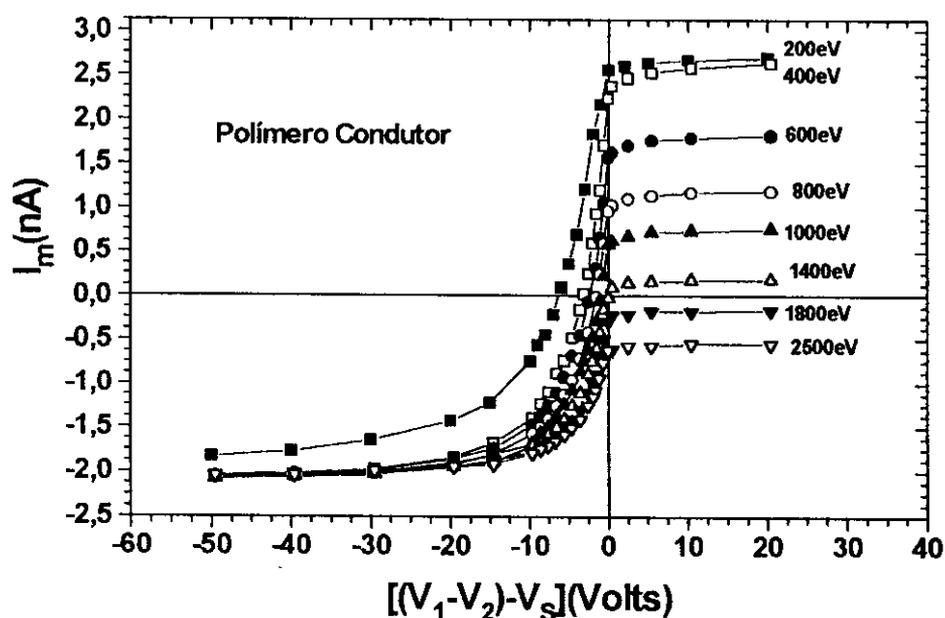


Fig. 77 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de polímero condutor ($\sim 60 \mu\text{m}$), $I_p = 2,25 \text{ nA}$, $S = 0,03$ e $R_E = 10^7 \Omega$

O comportamento da corrente I_m no intervalo de 0 a +20 volts, é semelhante ao das amostras metálicas para todas as energias estudadas. No caso dos outros polímeros

(Teflon-FEP, Mylar e PVDF- α ou PVDF- β) este mesmo comportamento só aparece a partir de determinados valores de energias E_p .

As distribuições $g(E')$ são obtidas, derivando-se as curvas de corrente da Fig. 77. As figuras seguintes apresentam as distribuições para três energias em particular (as derivadas foram calculadas diretamente a partir dos valores da corrente I_m sem recorrer a curva média pelos pontos).

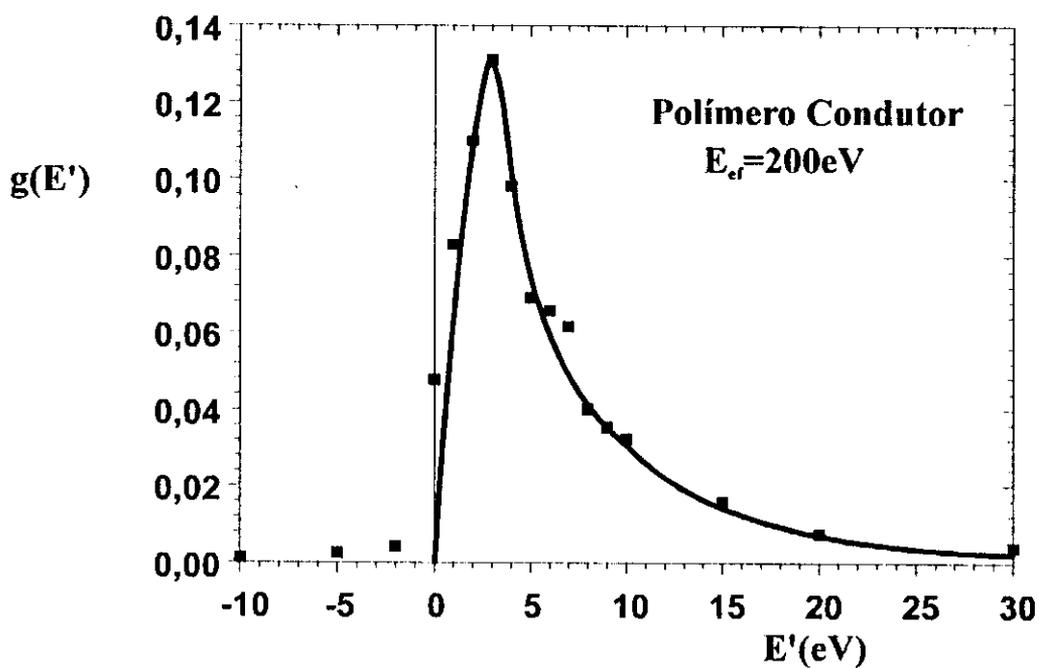


Fig. 78 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de polímero condutor, $E_{ef} = 200$ eV, $I_p = 2,25$ nA

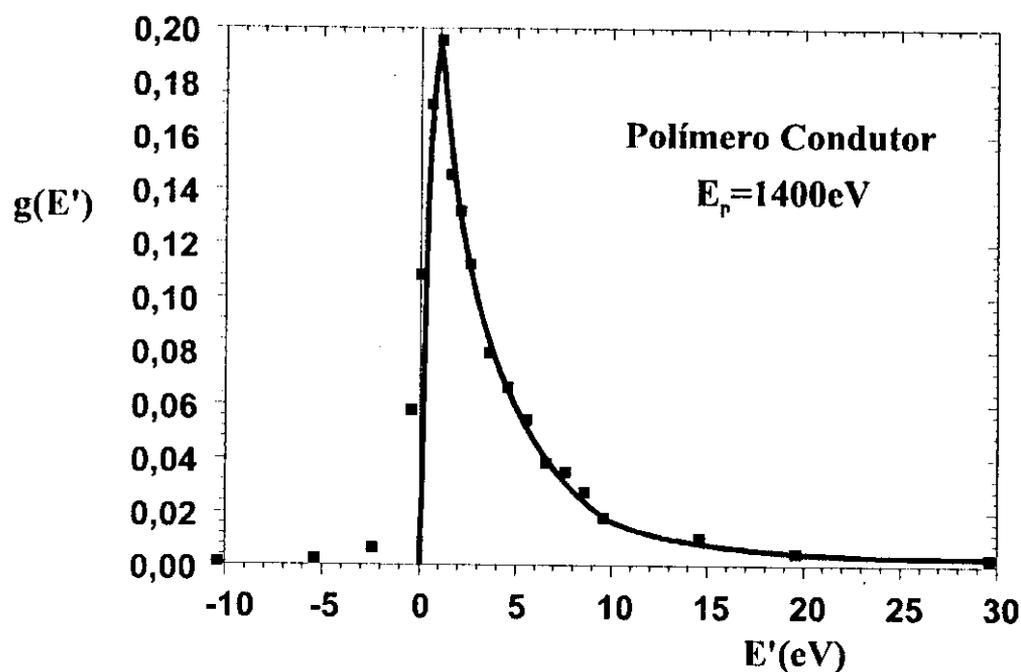


Fig. 79 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de polímero condutor, $E_{cf} = E_p = 1400 \text{ eV}$, $I_p = 2,25 \text{ nA}$

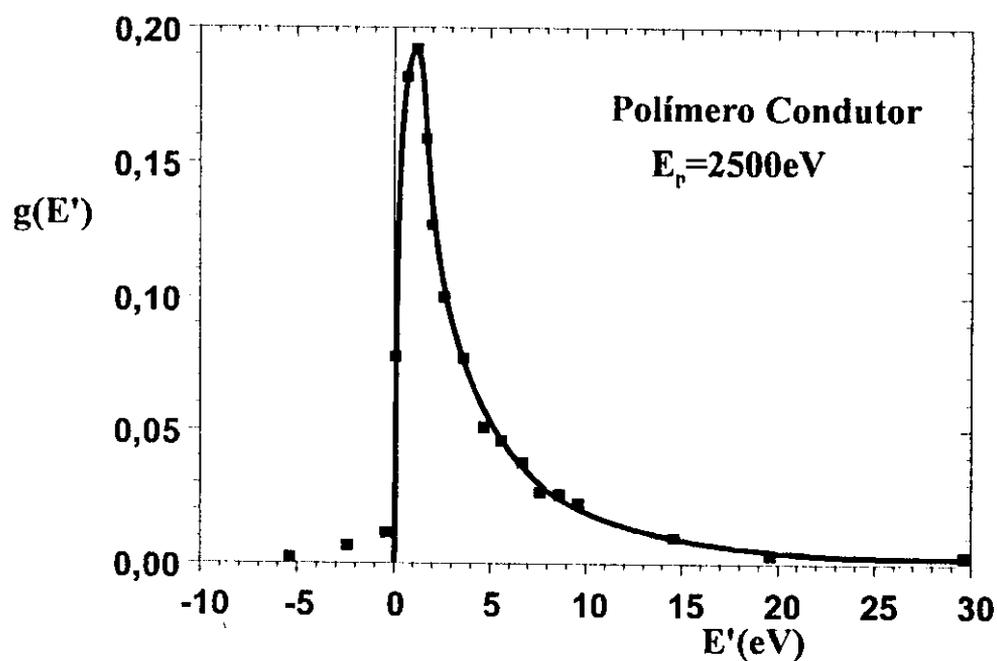


Fig. 80 - Curva da distribuição de energia, normalizada, em função de E' . Amostra de polímero condutor, $E_{cf} = E_p = 2500 \text{ eV}$, $I_p = 2,25 \text{ nA}$

A Tabela 6 fornece valores de parâmetros definidos na Fig. 60 obtidos dos diversos espectros de energia, dos quais apenas três foram apresentados.

Tabela 6 - Parâmetros do espectro de energia para polímero condutor

E (eV)	x_M (eV)	y_M	Δx (eV).
200	$3,0 \pm 0,3$	0,13	$5,7 \pm 0,6$
400	$0,6 \pm 0,3$	0,23	$2,8 \pm 0,6$
600	$0,6 \pm 0,3$	0,24	$2,1 \pm 0,6$
800	$0,6 \pm 0,3$	0,22	$2,6 \pm 0,6$
1000	$0,6 \pm 0,3$	0,22	$2,3 \pm 0,6$
1400	$1,1 \pm 0,3$	0,19	$3,1 \pm 0,6$
1800	$0,9 \pm 0,3$	0,20	$2,7 \pm 0,6$
2500	$1,1 \pm 0,3$	0,19	$2,5 \pm 0,6$
3000	$1,1 \pm 0,3$	0,19	$2,8 \pm 0,6$

Observamos dos resultados da Tabela 6 que $0,6 \text{ eV} \leq x_M \leq 3,0 \text{ eV}$, $0,13 \leq y_M \leq 0,24$ e $2,1 \text{ eV} \leq \Delta x \leq 5,7 \text{ eV}$. Estas faixas de valores estão dentro das faixas esperadas para os metais⁽⁴⁴⁾.

- CAPÍTULO VII -

OS COEFICIENTES DE EMISSÃO

7.1. Método do Pulso para Metais

7.1.1. Medidas com a platina

7.1.1.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função da energia

Com base nos estudos realizados e apresentados no capítulo V, conseguimos estabelecer o melhor arranjo e procedimento para determinar σ , η e δ em função de E . Isto nos permitiu obter as curvas de emissão para a platina “virgem” e “prensada” que se encontram nas figuras 81 e 82, respectivamente.

O simples fato de deformarmos a platina “virgem”, com o intuito de tornar a sua superfície a mais plana possível, acabou por introduzir modificações internas na mesma, que resultou no deslocamento do segundo ponto de cruzamento. Para a amostra que não sofreu nenhuma deformação, pudemos constatar que E_{II} é igual ao valor encontrado na literatura⁽¹⁵⁾, isto é, 3000 eV. Enquanto a mesma amostra, porém deformada, apresentou $E_{II} = 3750$ eV.

As curvas de η versus E para os resultados das figuras 81 e 82 são praticamente coincidentes entre si e com aqueles da literatura⁽¹⁵⁾.

Os valores característicos (E_I , σ_M , E_M , δ_M) das curvas de emissão em função da energia, que estão relacionados com o estado da superfície ficaram melhores definidos nos valores apresentados na Fig. 82. Nesse caso tomamos o cuidado de lavar a amostra, depois de prensada, com solução sulfonídrica de 1:1, o que não foi realizado para a platina “virgem”.

Esses resultados mostraram que dificilmente conseguiríamos obter os mesmos valores da literatura⁽¹⁵⁾ para os parâmetros característicos (E_I , σ_M , E_M , δ_M), no caso dos metais. Então, o que esperamos é que para os polímeros, onde a superfície não sofre oxidação e a limpeza consiste basicamente em retirar as camadas de gordura, os valores desses parâmetros sejam menos suscetíveis a essas mudanças.

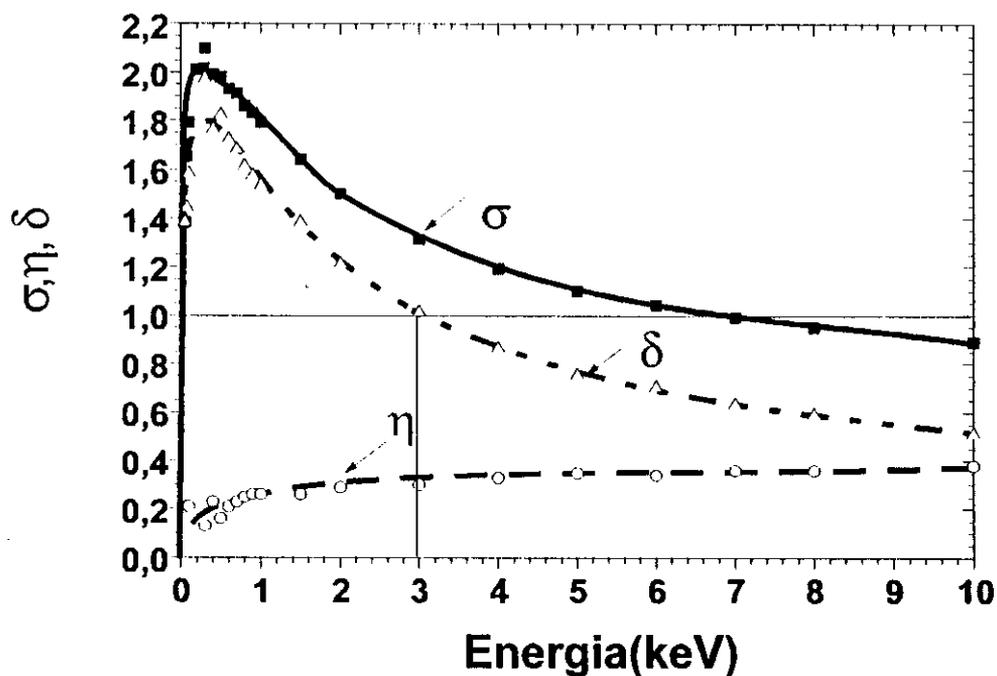


Fig. 81 - Curva dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de platina "virgem".

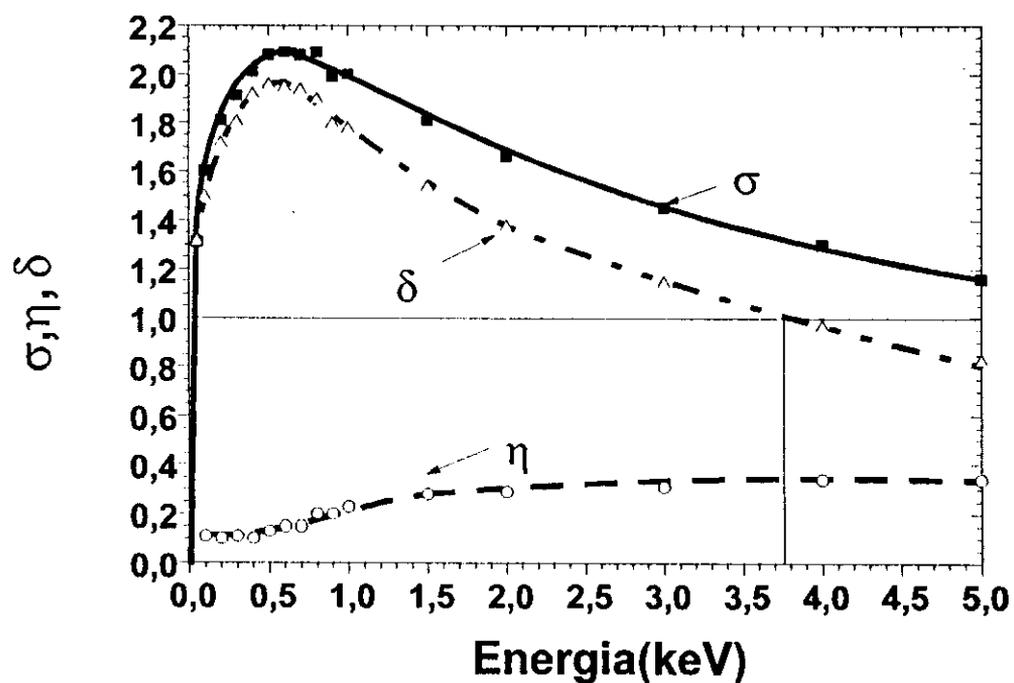


Fig. 82 - Curva dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de platina "prensada".

7.1.1.2. As curvas de rendimento δ / δ_M em função de E / E_M para alguns valores de polarizações

As curvas de rendimento reduzido, conforme tínhamos visto no Capítulo II, têm importância no estudo dos modelos fenomenológicos que tentam explicar a emissão secundária nos sólidos. Sob o ponto de vista experimental, bastaria utilizar os resultados da Fig. 82 para se obter δ / δ_M versus E / E_M , mas fomos mais adiante em nossas medidas, quando polarizamos a grade com vários valores de V_1 para cada E_p fixo e a base da amostra aterrada. Os resultados estão nas figuras 83, 84 e 85. Com σ' e δ' , queremos lembrar que estamos aplicando polarizações $V_1 \geq 0$ ou $V_1 < 0$. Fisicamente podemos suprimir ou extrair os secundários que são emitidos pela superfície.

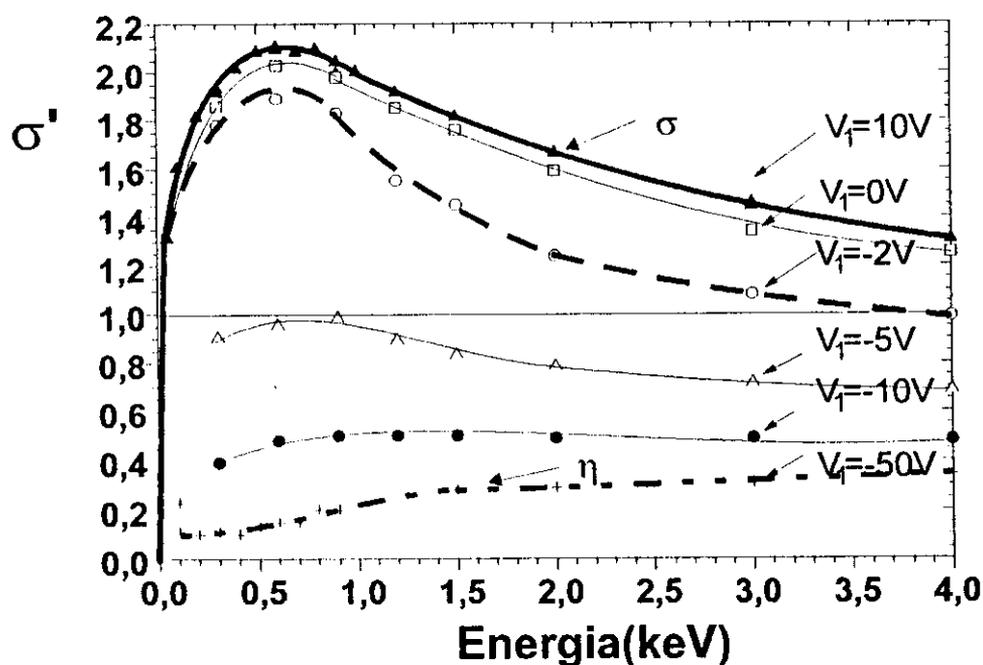


Fig. 83 - Curvas de σ' versus E para alguns valores de polarização V_1 com a base da amostra aterrada. Platina "prensada".

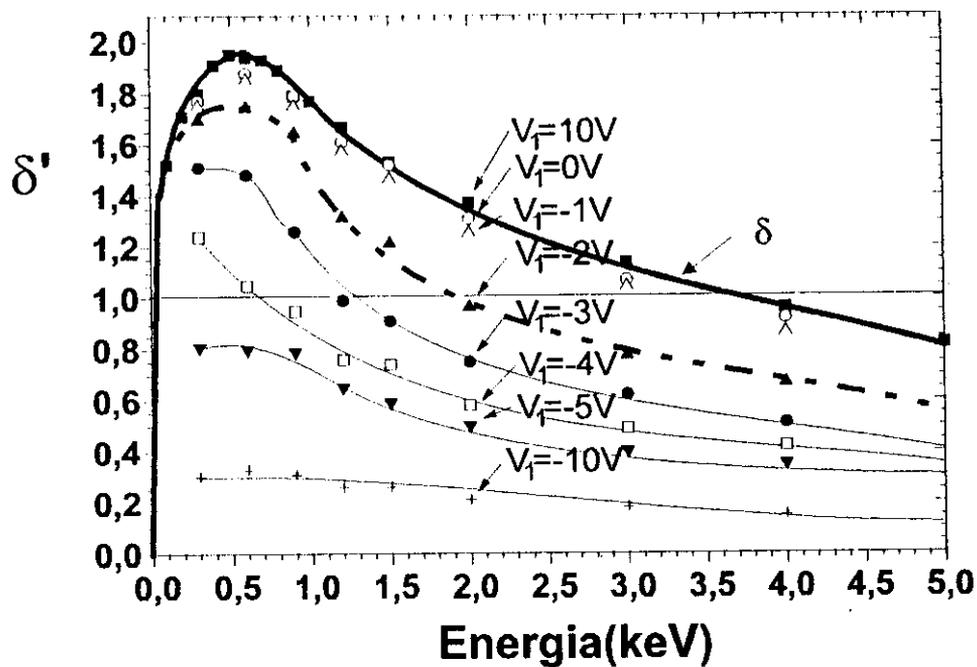


Fig. 84 - Curvas de δ' versus E para alguns valores da polarização V_1 com a base da amostra aterrada. Platina "prensada".

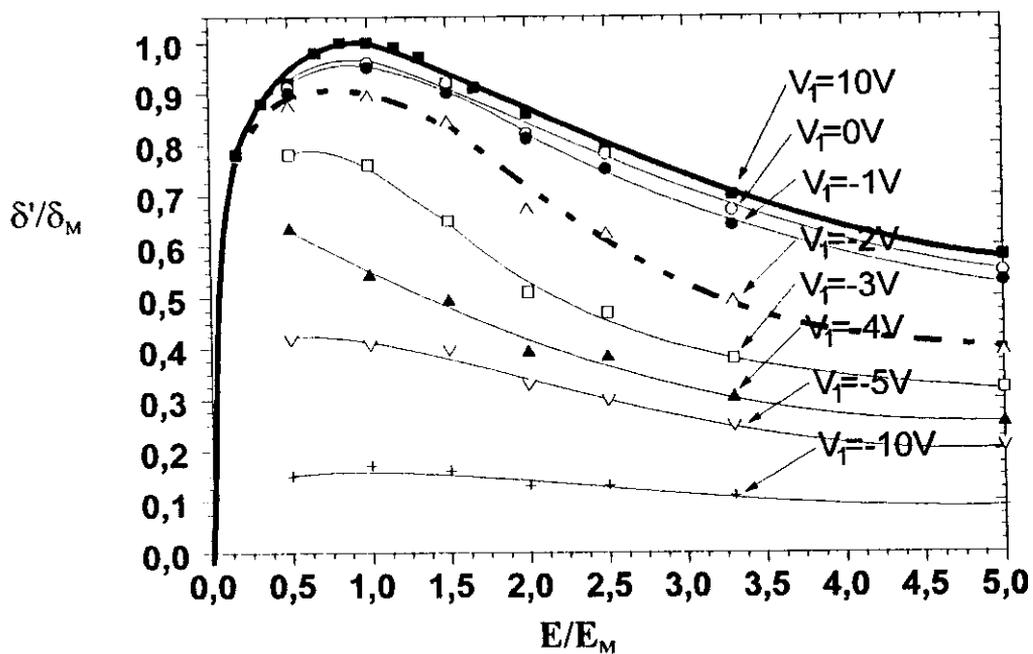


Fig. 85 - Curvas de rendimento reduzido δ' / δ_M versus E / E_M para alguns valores da polarizações V_1 com a base da amostra aterrada. Platina "prensada".

O que podemos notar de comum nessas figuras são:

- a) a queda mais acentuada nos valores das ordenadas quando polarizamos a grade com valores $V_1 \leq -2,0$ volts.
- b) os valores dessas ordenadas para as condições do item a dependem da energia dos primários. Para $E_p > 1000$ eV pode-se notar uma queda mais acentuada nos valores das ordenadas, quando compara-se com $E_p < 1000$ eV.

Uma explicação física para as duas observações a e b podem ser baseadas na distribuição de energia dos elétrons secundários e a profundidade que esses elétrons são criados em relação a superfície da amostra.

Como vimos no capítulo VI, uma grande quantidade de elétrons são criados e emitidos com uma energia próxima a 2 eV. Ao polarizarmos a grade com $V_1 \leq -2,0$ V, acabamos por suprimir todos os elétrons emitidos com energia menor ou igual a 2 eV que são em maior número. A consequência é uma queda nos valores das ordenadas nas figuras 83, 84 e 85.

Por outro lado, dependendo da profundidade que os elétrons secundários são gerados, maior será a dificuldade de alcançarem a superfície de irradiação e portanto de serem emitidos. Por esta razão para $E_p > 1000$ eV, notamos uma queda mais acentuada nos valores das ordenadas em relação a $E_p < 1000$ eV. Isso é reforçado quando utilizamos $V_1 \leq -2,0$ V.

7.1.1.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos da curva de emissão. platina.

Os valores de E_I , σ_M , E_M e δ_M foram obtidos das curvas da Fig. 82 e E_{II} das curvas da Fig. 81.

Tabela 7 - Parâmetros da curva σ versus E - platina

σ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
2,09	600	20	7000

Tabela 8 - Parâmetros da curva δ versus E - platina

δ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
1,95	500	20	3000

7.1.2. Medidas com o ouro

7.1.2.1. As curvas do coeficiente de emissão em função da energia

Para realizarmos essas medidas depositamos uma camada de ouro de diâmetro 30 mm e espessura 50 nm sobre a superfície de um filme de Teflon - FEP (50 μm). Esta é a espessura mínima para termos garantia que estamos estudando apenas a emissão do ouro. O polímero se encontrava preso em um bastidor como mostra a Fig. 15 e foi metalizado na parte traseira com alumínio por evaporação. Para isto, construímos uma máscara com uma abertura de 30 mm e depositamos o ouro sobre o Teflon por "sputtering", controlando a espessura de ouro depositado.

Nas medidas de σ versus E, utilizamos o suporte de amostra original (Fig. 15) e procedemos como Hessel⁽²⁵⁾, uma vez que era mais cômodo polarizar negativamente a parte traseira da amostra para modificar E.

Podemos notar da Fig. 86 que o intervalo de energia estudada para o ouro (0 a 8,5 keV) é grande. Isto implicou em fixarmos não um único E, mas alguns valores de E_p e em seguida, polarizar a base da amostra para modificar E. Como o disco de ouro estava sobre um polímero, a cada irradiação tivemos que aterrar a base da amostra e através do mecanismo de auto-regulação (ver seção 4.2) compensar a carga que se acumulava na interface ouro-Teflon.

Nas medidas de η versus E, tivemos que cortar a amostra com o mesmo diâmetro do suporte de amostra ou disco de ouro e colar com Aquadaq sobre o eletrodo modificado (Fig. 16). O corte da amostra foi realizado com um bisturi cirúrgico e a quantidade de Aquadaq foi o suficiente para o contato com o eletrodo (Fig. 12). O procedimento adotado nas medidas de correntes para determinar η foram os mesmos discutidos na seção 5.1.2, com a montagem da Fig. 55.

Com a equação 61, e os valores conhecidos de σ e η para uma determinada energia E, calculamos δ . Os resultados são apresentados na Fig. 86.

A energia associada ao segundo ponto de cruzamento do ouro é indicada como $E_{II} > 2000$ eV, segundo Seiler⁽⁴⁴⁾, mas seu valor não tinha sido publicado.

Os resultados apresentados na Fig. 86 são inéditos sob o ponto de vista da montagem utilizada e no que diz respeito as curvas de emissão em função de E no intervalo

de 0 a 8,5 KeV. O valor de $E_{II} = 3480$ eV também é inédito no sentido que pôde ser determinado.

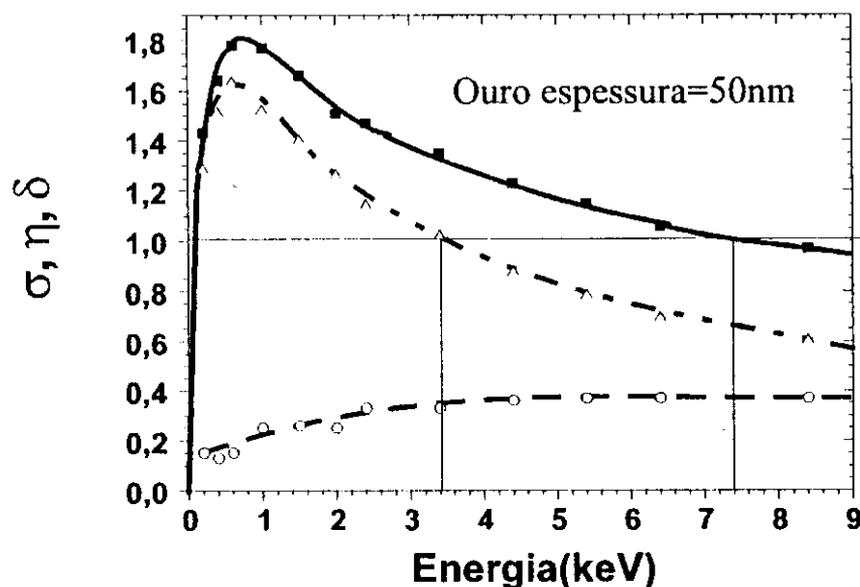


Fig. 86 - As curvas de emissão em função da energia. Amostra de ouro.

Embora pudessemos determinar δ / δ_M versus E / E_M para outros valores de polarização da grade V_1 , limitamos nossas medidas as curvas da Figuras 86 e 87 nesta seção. Quando trabalhamos com metal é muito mais prático utilizarmos um disco maciço sobre o eletrodo do suporte de amostra. Nesse caso não precisamos compensar as cargas com o mecanismo de auto-regulação. No entanto, em nossas medidas, como veremos no capítulo VIII, na seção 8.4, estamos interessados em aplicar para essa mesma amostra, o método dinâmico e testar o modelo da dupla camada, daí a razão de utilizar o ouro sobre o polímero. Assim sendo, não tínhamos interesse em estudar as curvas de rendimento reduzido para as várias contrapolarizações V_1 , mas podemos com a curva de δ versus E da fig. 86 obter a curva da Fig. 87.

7.1.2.2. A curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M

Conforme apontamos no item anterior é possível determinar a curva de rendimento reduzido para o ouro como segue.

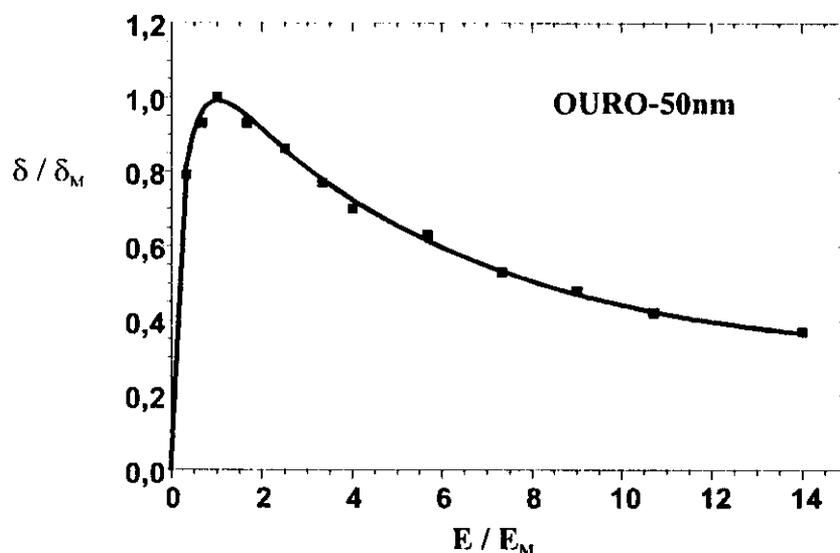


Fig. 87 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M versus E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_s] = +10V$ e $V_2 = 0$.

7.1.2.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos da curva de emissão. ouro.

Tabela 9 - Parâmetros da curva σ versus E - ouro

σ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
1,78	600	20	7400

Tabela 10 - Parâmetros da curva δ versus E - ouro

δ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
1,63	600	20	3300

7.2. Método do Pulso para polímeros

7.2.1. Medidas com o Teflon-FEP

7.2.1.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função da energia

No capítulo V estudamos um arranjo para determinar o espectro de energia dos secundários (ver seção 5.1.1) e o coeficiente de retroespalhamento η (ver seção 5.1.2).

Este estudo, permitiu determinar as curvas de emissão em função da energia para a platina e o ouro e os espectros da energia dos secundários emitidos para a Platina.

As amostras de metais utilizadas foram fixadas com tinta Prata diretamente sobre o eletrodo suporte de amostra que se encontrava ligado ao terra via eletrômetro (ver Fig. 55).

No caso dos polímeros, sua fixação exigiu alguns cuidados adicionais. Fomos obrigados a fazer alguns furos no eletrodo suporte de amostra e utilizar Aquadaq para fixar o polímero sobre o mesmo. Para isso montamos o polímero no bastidor (ver Fig. 15), metalizamos a parte traseira da amostra com alumínio e recortamos (com bisturi cirúrgico) um disco desta amostra com o diâmetro igual ao do suporte da amostra (30 mm). Em seguida, passamos Aquadaq sobre o eletrodo e colamos o disco de Teflon-FEP. Os orifícios e a fixação com Aquadaq foram necessários para evitar a formação de bolhas de gases entre as superfícies de contato do Teflon com o eletrodo, quando realizamos vácuo no sistema. A parte traseira da amostra de Teflon-FEP, que foi metalizado com alumínio, também se encontrava ligada ao terra via eletrômetro (ver Fig. 55).

No caso dos metais, os pulsos de corrente (I_p) monoenergético não precisam ser de curta duração, pois a amostra não se carrega e a corrente a ser medida independe do tempo de irradiação, isto vale para as condições de medida em que fixamos E_p , I_p , V_1 , V_2 e V_T . Desta maneira, não é preciso empregar de forma distinta, o que se denominou de método dinâmico ou método do pulso, pois não ocorrendo o carregamento da amostra, em qualquer instante, a corrente medida será sempre a mesma.

No capítulo VIII, veremos que ao adicionar um dielétrico entre a amostra metálica e o eletrodo do suporte de amostra, teremos que utilizar de forma distinta os métodos empregados na determinação de σ em função de E , apesar da amostra ser metálica.

No caso dos polímeros, como descrito no Capítulo IV (seção 4.1 e 4.3), esta distinção deve ser feita, e a cada medida é necessário descarregar e medir o potencial de superfície da amostra, antes de irradiá-la para então medir a corrente I_m .

Nosso sistema de medida permite utilizar a própria corrente dos elétrons primários para compensar as cargas do dielétrico, tornando a carga líquida na amostra praticamente zero, e ao mesmo tempo medir o potencial de superfície na amostra. Para que isso seja possível, basta estabelecer as condições de irradiação que é possível atuar o mecanismo de auto-regulação (M.A.).

Como foi visto na seção 4.2, e foi mostrado na seção 6.2.1.2, o potencial de superfície final (V_{SF}), logo após atuar o M.A., depende da energia dos elétrons primários incidindo na amostra. Os valores de V_{SF} , logo após atuar o M.A., com a grade 1 e a base da amostra ligadas ao terra, foram medidos e constatamos praticamente o mesmo valor para um determinado E_p (ver seção 6.2.1.2). Quando irradiamos o Teflon-FEP com energias maiores que E_{II} , para cada descarga com o mecanismo de auto-regulação e medida de V_{SF} , é preciso mudar E_p para um valor entre E_I e E_{II} , mantendo a grade 1 e a base da amostra ligadas ao terra.

Na descarga da amostra de Teflon-FEP pelo M.A., se não utilizarmos a mesma energia E_p entre E_I e E_{II} , de forma a obter um valor de V_{SF} que interfira o mínimo possível no processo de emissão, encontraremos diferenças nos valores de σ versus E , quando as medidas são realizadas com a base da amostra aterrada ou a base polarizada, como pode ser visto na Fig. 88.

No caso dos metais, não observamos diferenças nos valores de σ versus E ao polarizamos a base negativamente ou aterrâ-la (ver seção 5.1.2), porém o estado da superfície alterou essas curvas (ver seção 5.1.3).

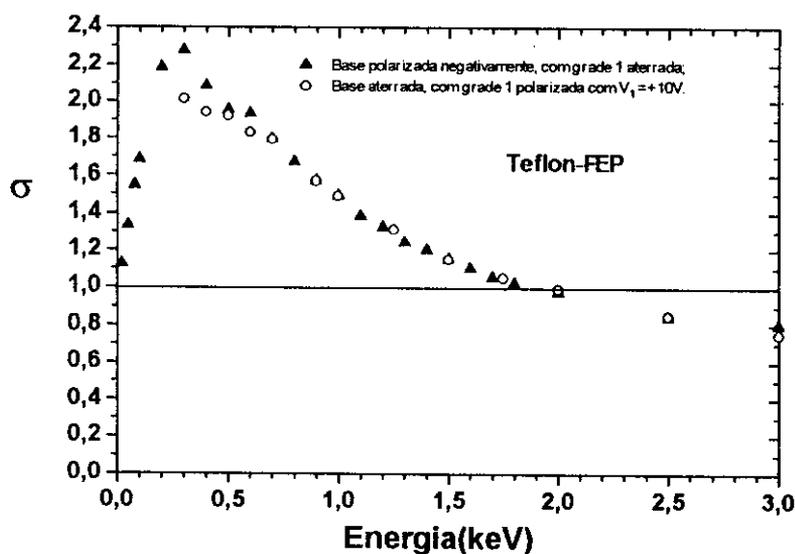


Fig. 88 - Curvas de σ versus E com a base polarizada negativamente ou aterrada. Amostra de Teflon-FEP.

Observamos na Fig. 88, que a maior diferença entre polarizar a base negativamente ou aterrâ-la se encontra nos valores de σ próximo ao máximo.

Esse fato pode ser justificado se olharmos o procedimento utilizado na compensação das cargas acumuladas durante a irradiação da amostra e a extração de secundários, como mostram as curvas de corrente em função de ΔV na seção 6.2.1.1.

Para o caso em que utilizamos a base aterrada, fixamos uma energia E_p e irradiamos a amostra com valores de I_p , V_1 e V_T mantidos fixos (ver Fig. 55), para então medirmos I_m no instante inicial. Em seguida, fixamos a grade ao terra e deixamos o M.A. atuar. O potencial de superfície final passa a ter um valor que dependerá da energia E_p entre E_I e E_{II} que utilizamos para descarregar a amostra (ver seção 6.2.1.2), em geral são maiores para valores de E_p correspondentes a σ próximos ao máximo (σ_M).

No caso das medidas da Fig. 88, apesar de polarizarmos a grade com $V_1 = +10$ V, não foi suficiente para eliminar a influência de V_{SF} no processo de emissão para os valores de E_p correspondendo a valores próximos de σ_M . Para o caso em que utilizamos a base polarizada, sempre descarregamos a amostra com uma energia E_p entre E_I e E_{II} e próxima a E_{II} , o que corresponde a valores de potenciais de superfície próximo a zero.

Com o exposto, aprendemos que ao utilizar o M.A., devemos fixar E_p entre E_I e E_{II} e próximo a E_{II} , onde o valor de V_{SF} , depois que o M.A. atuar, é pequeno e próximo a zero.

Na Fig. 89 se encontram as curvas de emissão em função de E para o Teflon-FEP, com o arranjo estudado (ver Fig. 55) e tomando o cuidado em descarregar a amostra com valores de E_p que resultam em V_{SF} pequeno.

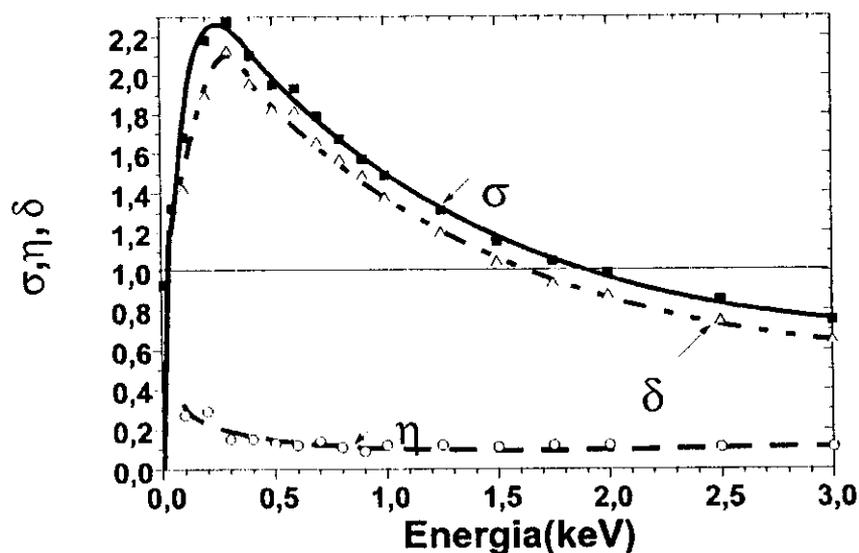


Fig. 89 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de Teflon-FEP (50 μm).

Observamos que os resultados de σ_M , δ_M , E_M , E_I e E_{II} para a curva da Fig. 89 concordam com a literatura⁽³⁴⁾.

7.2.1.2. As curvas de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para alguns valores de polarizações

Nesta seção estamos interessados em saber como a polarização da grade V_I influencia na emissão dos secundários, estudando as curvas σ e δ em função de E e δ / δ_M em função de E / E_M , para o Teflon-FEP.

Para isso, retiramos os valores das tabelas dos resultados experimentais, no estudo do espectro de energia, e construímos as figuras 90, 91 e 92 a seguir.

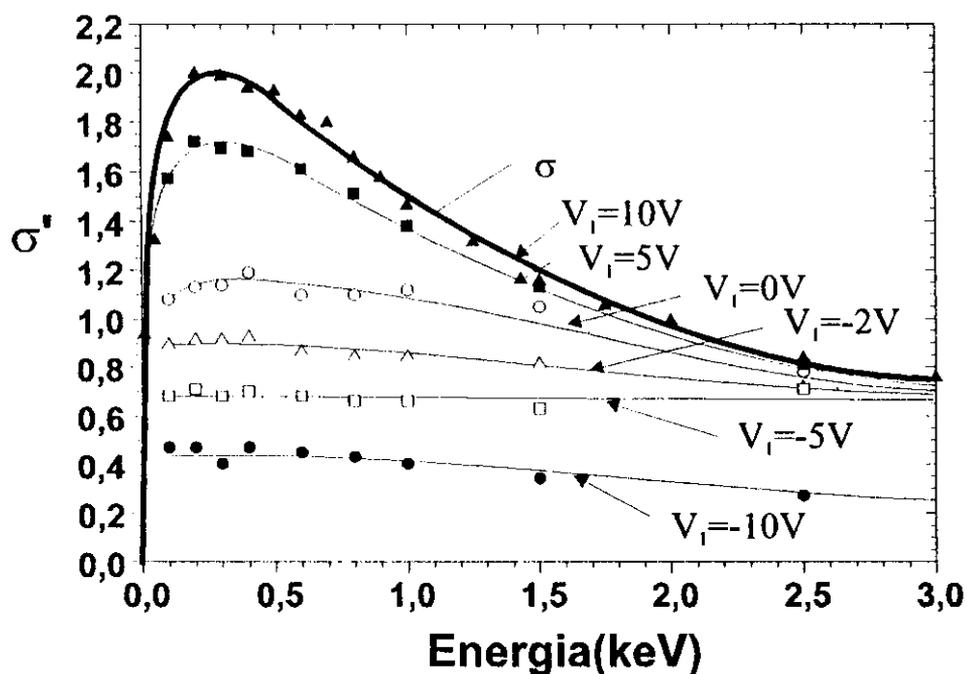


Fig. 90 - Curvas de σ' versus E para alguns valores de polarização V_I com a base da amostra aterrada. Teflon-FEP (50 μm).

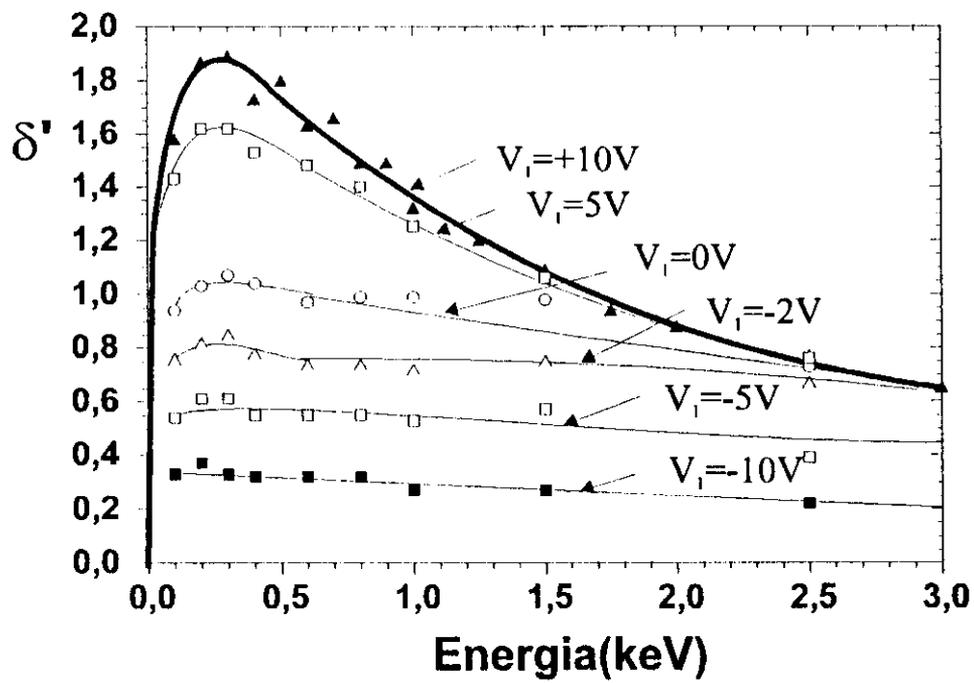


Fig. 91 - Curvas de δ' versus E para alguns valores de polarização V_1 com a base da amostra aterrada. Teflon - FEP (50 μm).

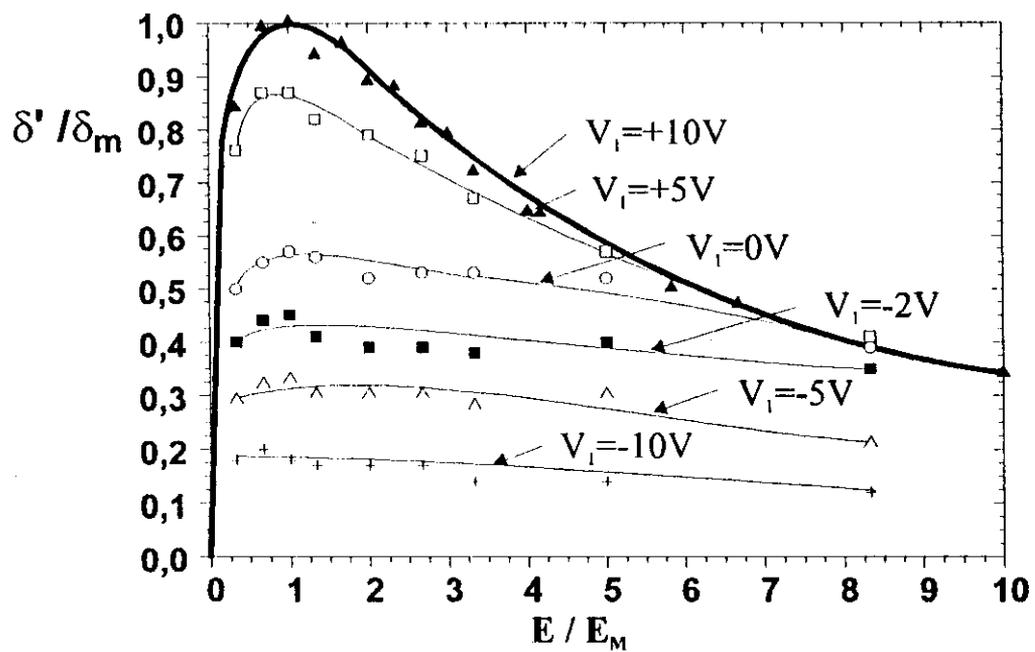


Fig. 92 - Curvas de rendimento reduzido δ' / δ'_m versus E / E_M para alguns valores de polarização V_1 com a base da amostra aterrada. Teflon-FEP.

7.2.1.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos da curva de emissão. Teflon-FEP (50 μ m).

Tabela 11 - Parâmetros da curva σ versus E - Teflon-FEP

σ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
2,27	300	15	1850

Tabela 12 - Parâmetros da curva δ versus E - Teflon- FEP

δ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
2,12	300	15	1600

7.2.2. Medidas com o Mylar.

7.2.2.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função da energia

Na determinação dos coeficientes de emissão em função da energia para o Mylar levamos em consideração os cuidados apontados na seção anterior e os resultados dos estudos das seções 5.2.1 e 5.2.2. Os resultados obtidos estão apresentados na forma da Fig. 93.

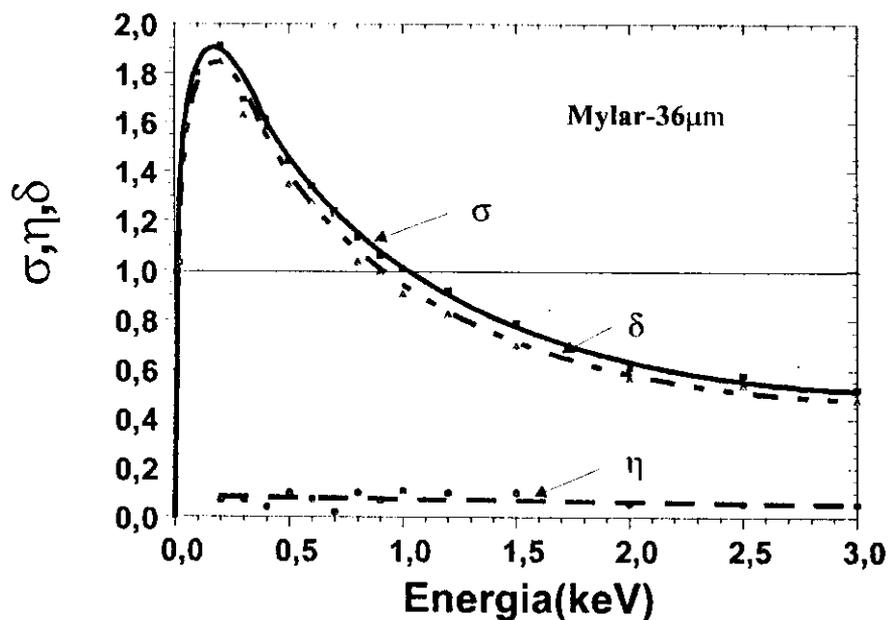


Fig. 93 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de Mylar(36 μ m).

7.2.2.2. As curvas de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M

Nesta seção e nas próximas, ao contrário da 7.2.1.2, só apresentamos a curva de rendimento reduzido para uma única diferença de potencial de controle entre grade 1 e a superfície da amostra de +10 V. É possível levantar as mesmas curvas da seção 7.2.1.2 (ver figuras 90, 91 e 92), uma vez que na seção 6.2.2.1 estudamos as curvas de corrente I_m em função da diferença de potencial de controle. No entanto, como não estabelecemos este tipo de estudo como um dos objetivos deste trabalho, restringimos nesta seção a apresentar os resultados como segue.

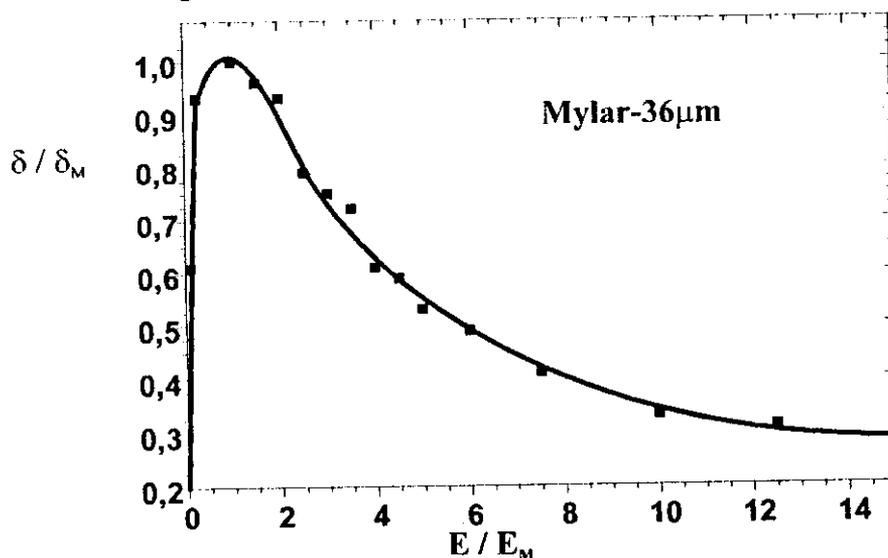


Fig. 94 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_s] = +10V$ e $V_2 = 0$. Amostra de Mylar (36 μm).

7.2.2.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos das curvas de emissão. Mylar (36 μm).

Tabela 13 - Parâmetros da curva σ versus E - Mylar

σ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
1,91	200	15	1000

Tabela 14 - Parâmetros da curva δ versus E - Mylar

δ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
1,84	200	15	850

7.2.3. Medidas com o Polímero condutor

7.2.3.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função de E.

Com base no arranjo representado na Fig. 55 e estudos da seção 5.1.1 e 5.1.2 foi possível determinar os coeficientes de emissão em função da energia para o polímero condutor, os quais apresentamos na Fig. 95.

Nessa seção e nas outras anteriores que utilizamos amostras de polímeros condutores queremos lembrar que estas foram gentilmente cedidas por Malmonge. Detalhes sobre a amostra devem ser consultadas na ref. 33.

Como este polímero, ainda não tinha sido estudado dentro do estudo da emissão secundária, segundo a literatura consultada, podemos afirmar que todas as medidas que aparecem nesse trabalho e que tratam com este material são inéditas.

O valor de V_s foi determinado com o procedimento 2 da seção 4.5.2.1. Notamos que a amostra não se carrega durante a irradiação e quando utilizamos o M.A., e em seguida medimos V_s , o valor permaneceu o mesmo. Nesse caso, o valor de V_s independente da energia utilizada para que o M.A. atue, o valor encontrado é sempre o mesmo, isto é, -0,40 volts.

Apesar de estarmos utilizando uma amostra de polímero, o seu comportamento é idêntico ao dos metais.

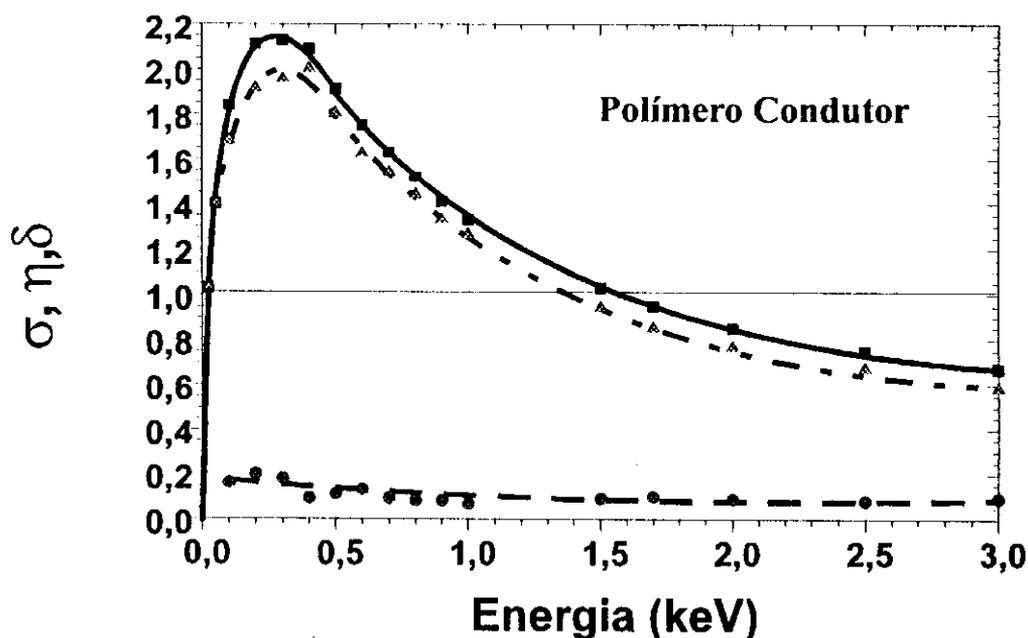


Fig. 95 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de polímero condutor ($\sim 60 \mu\text{m}$).

7.2.3.2. As curvas de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M .

Fixamos uma diferença de potencial de controle entre a grade 1 e a superfície da amostra de +10 V e com os valores de δ e E da Fig. 95, construímos a curva da Fig. 96.

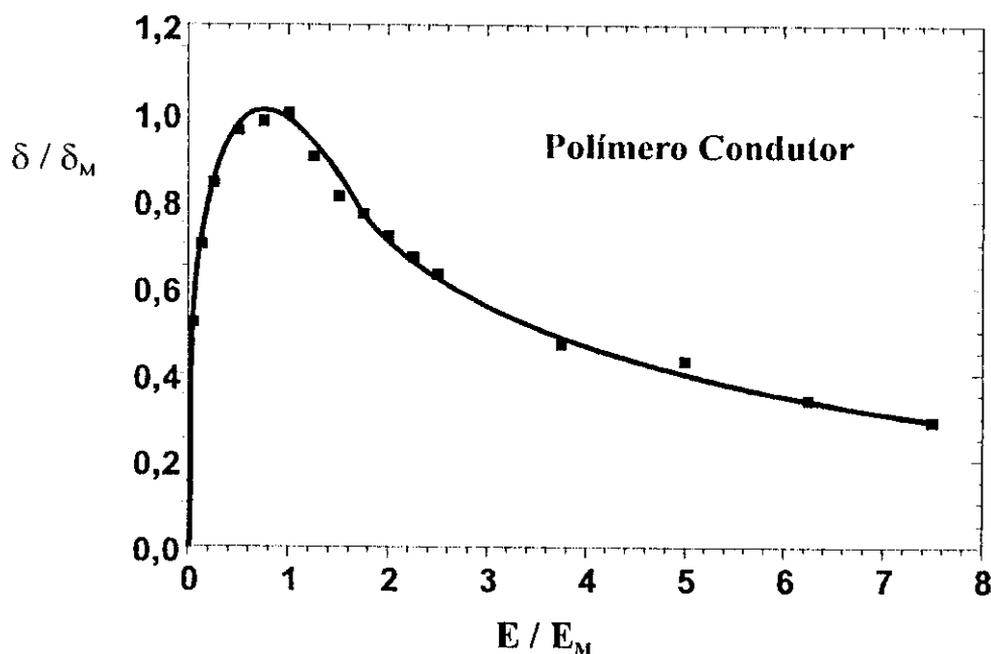


Fig. 96 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_s] = +10V$ e $V_2 = 0$. Amostra de polímero condutor ($\sim 60 \mu m$).

7.2.3.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidas das curvas de emissão. Polímero condutor ($\sim 60 \mu m$).

Tabela 15 - Parâmetros da curva σ versus E - polímero condutor

σ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
2,13	300	15	1450

Tabela 16 - Parâmetros da curva δ versus E - polímero condutor

δ_M	E_M (eV)	E_I (eV)	E_{II} (eV)
2,0	400	15	1400

7.2.4. Medidas com o PVDF- α e PVDF- β

7.2.4.1. As curvas dos coeficientes de emissão em função de E

Os valores dos coeficientes de emissão foram determinados aplicando-se polarizações e energias segundo o mesmo procedimento das seções anteriores, para os dois materiais acima.

A energia E_p , dos elétrons incidentes que tornam o potencial de superfície final, praticamente zero, logo após atuar o M.A., é 1200 eV.

Esse valor é importante para compensarmos as cargas acumuladas na irradiação da amostra, pois a diferença de potencial de controle não precisa ser corrigida.

O PVDF fase α foi cedido pelo Prof. Faria, que também sugeriu uma maneira de transformá-lo em PVDF fase β . Para isso foi necessário tracioná-lo até 8 vezes o seu comprimento original, dentro de uma estufa a 80° C. Para termos certeza que havíamos obtido o PVDF- β , utilizamos difração de raio x e verificamos que a curva obtida correspondia a curva padrão do PVDF- β .

Os resultados das curvas de emissão se encontram nas figuras 97 e 98.

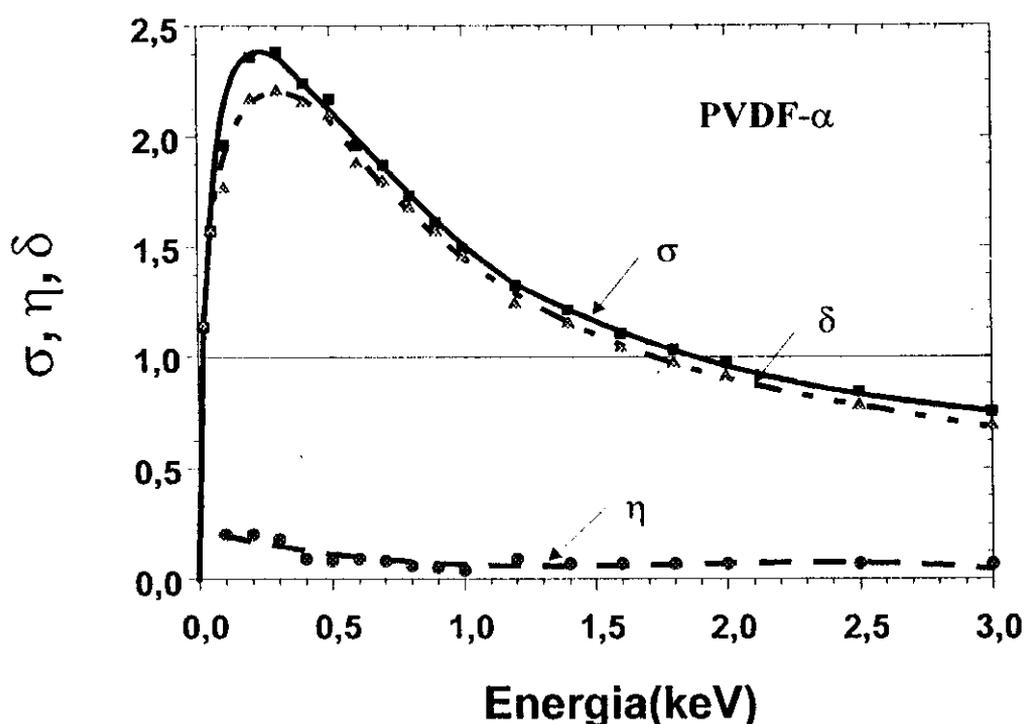


Fig. 97 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de PVDF- α (50 μ m).

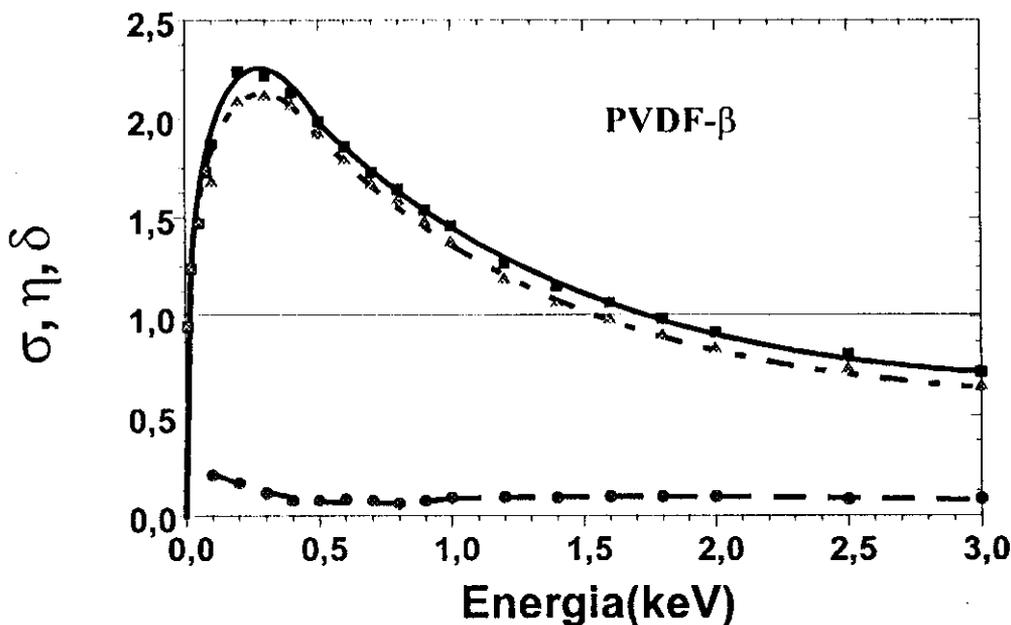


Fig. 98 - Curvas dos coeficientes de emissão em função da energia. Amostra de PVDF- β (espessura não determinada).

7.2.4.2. As curvas de rendimento δ / δ_M em função de E / E_M .

Fixamos uma diferença de potencial de controle de +10V entre a grade 1 e a superfície da amostra, com os valores de δ , δ_M , E e E_M construímos a curva das figuras 99 e 100.

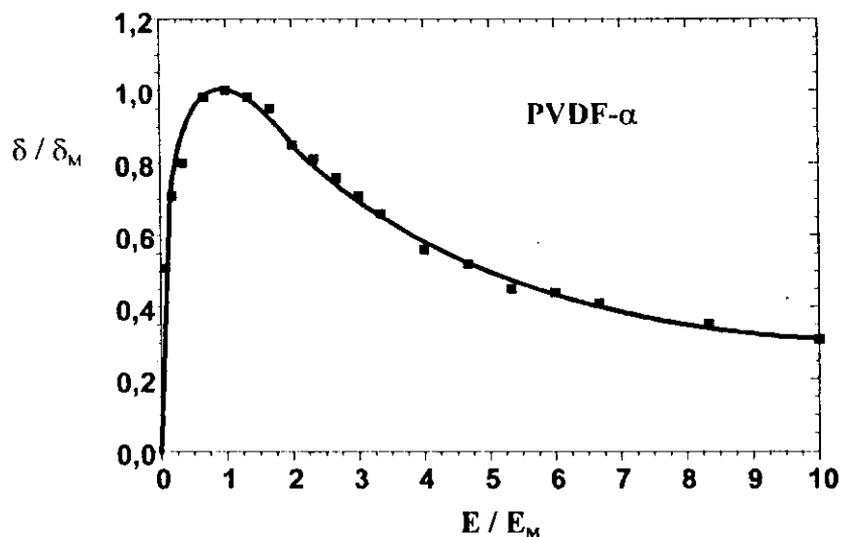


Fig. 99 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_s] = +10V$ e $V_2 = 0$. Amostra de PVDF- α .

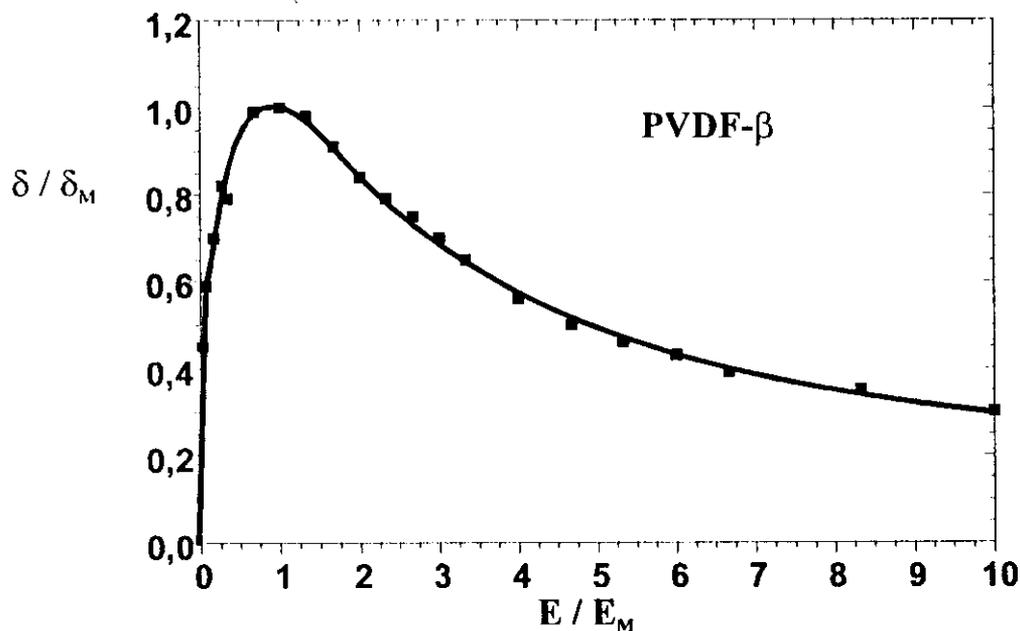


Fig. 100 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_s] = +10V$ e $V_2 = 0$. Amostra de PVDF-β.

7.2.4.3. Parâmetros característicos da emissão secundária obtidos das curvas de emissão PVDF-α e PVDF-β.

Tabela 17 - Parâmetros da curva σ versus E - PVDF-α e PVDF-β

	σ_M	E_M (eV)	E_i (eV)	E_{II} (eV)
PVDF-α	2,38	300	15	1900
PVDF-β	2,24	200	15	1700

Tabela 18 - Parâmetros da curva δ versus E - PVDF-β e PVDF-α

	δ_M	E_M (eV)	E_i (eV)	E_{II} (eV)
PVDF-α	2,20	300	15	1650
PVDF-β	2,11	300	15	1500

7.3. As curvas de rendimento reduzido δ / δ_M em função de E / E_M para os metais e polímeros

A Fig. 101 representa δ / δ_M versus E / E_M para os metais e polímeros, e podemos observar que não existe uma curva única que represente a todos esses materiais.

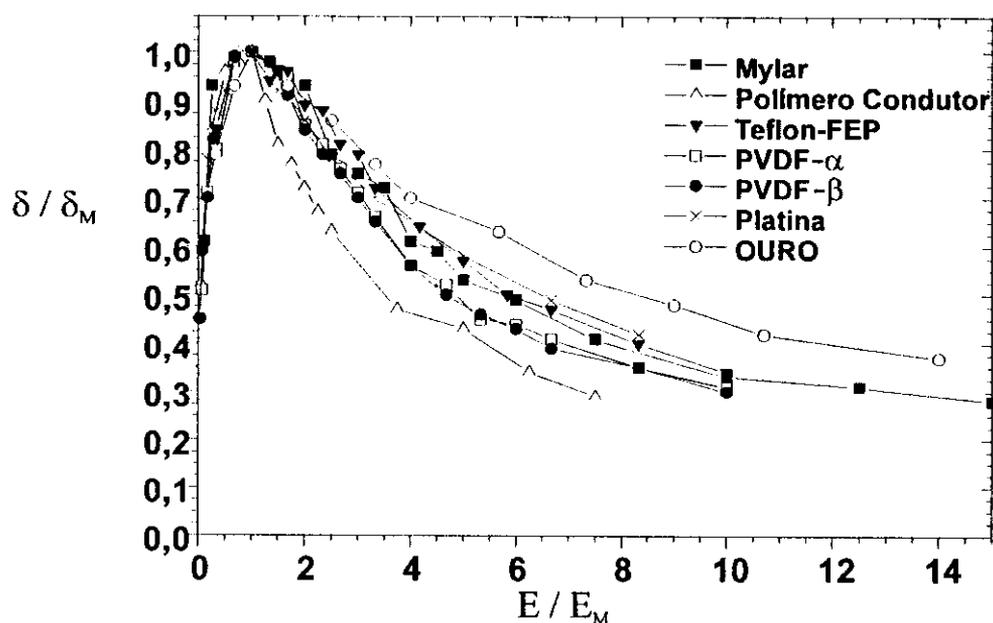


Fig. 101 - Curva de rendimento reduzido δ / δ_M versus E / E_M para $[(V_1 - V_2) - V_s] = +10V$ e $V_2 = 0$.

7.4 - Comparação dos valores E_I e E_{II} determinados experimentalmente com aqueles calculados do Quadro 1

A Tabela a seguir relaciona todos os valores de E_I e E_{II} obtidos experimentalmente das curvas δ versus E para os diferentes materiais estudados, e com aqueles calculados das equações 43 e 44 ou (43)' e (44)' expressas no Quadro 1 (ver Capítulo II).

Tabela 19 - Valores de E_I e E_{II} experimentais e calculados das expressões do quadro 1

Material	E_I (eV)	$E_{I\text{ calc}}$ (eV)	%D	E_{II} (eV)	$E_{II\text{ calc}}$ (eV)	%D
platina	20	100	~ 400	3750	4693	25
ouro	20	144	~ 620	3300	3373	2,2
Teflon-FEP	15	73	~ 400	1600	1150	28
Mylar	15	61	~ 305	850	565	34
Polímero condutor	15	103	587	1400	1417	1,2
PVDF- α	15	70	367	1650	1209	26,7
PVDF- β	15	73	387	1500	1143	23,8

Observamos dos desvios da Tabela 21 que:

- a) Os valores de E_I calculados são muito diferentes dos valores experimentais. Este resultado já era esperado, pois a expressão para estimar E_I , na seção 2.2.2.3, leva em conta a condição que os valores de δ_M sejam maiores que 2,5. Em nossos resultados experimentais, não há nenhum material que satisfaça esta condição.
- b) Os desvios encontrados na estimativa de E_{II} variaram de 1,2% a 34%. Neste caso os valores de E_{II} calculados do Quadro I são mais aceitáveis, como era esperado. Na dedução da expressão que estima o valor de E_{II} , obtida na seção 2.2.2.3., a condição a ser satisfeita é $\delta_M > 1,2$. Esta condição é satisfeita para todos os valores de δ_M obtidos experimentalmente para os materiais estudados. Porém, os desvios encontrados podem estar mostrando que, ao assumir um valor único $n=1.35$ (metais ou óxidos metálicos) ou $n=1,74$ (polímeros) para o expoente daquelas equações deduzidas no capítulo II, poderia ser uma das causas destas diferenças encontradas. As outras poderiam estar relacionadas a própria limitação do modelo adotado, no caso o da versão “perda constante”.

- CAPÍTULO VIII -

RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS PELO MÉTODO DINÂMICO

8.1. O método dinâmico aplicado aos polímeros.

No Capítulo IV (seção 4.4), discutimos o método dinâmico aplicado aos metais, onde propomos uma montagem (ver Fig. 28) que acabamos utilizando para obter os resultados apresentados nesse Capítulo.

Essa montagem difere daquele empregada por Hessel⁽²⁵⁾, somente no que diz respeito a colocação da amostra metálica. Essa é fixada sobre a superfície do Teflon-FEP metalizado em ambas as faces. O contato é feito com Aquadaq ou tinta Prata e o diâmetro do disco metálico, que será irradiado, deve ser o mesmo do orifício da abertura da tampa e do eletrodo suporte de amostra (30 mm). A linha de simetria perpendicular ao disco deve coincidir com a do orifício de abertura da tampa, pois caso contrário, na irradiação com os elétrons, podemos atingir o material sob o disco.

Hessel⁽²⁵⁾ discute o método dinâmico (Capítulo IV) e o método do pulso (Capítulo V), na determinação da curva σ versus E e aplica-os para os polímeros. Em seu trabalho, conforme já comentamos na seção 4.4, os valores de σ diferem em relação ao tipo de método utilizado. Essa diferença é encontrada para as energias do feixe incidente próximas a energia que correspondem a σ_M .

Repetimos a experiência realizada por Hessel, para uma amostra de Teflon-FEP de espessura 50 μm . Usamos o método do pulso (M.P.) e em seguida o método dinâmico (M.D.) para determinar a curva σ versus E .

As cargas sempre foram compensadas com o mecanismo de auto-regulação com uma energia E_p entre E_I e E_{II} e próxima a E_{II} , para que V_{SF} fosse praticamente zero.

No M.D., iniciamos a irradiação com algumas energias efetivas iniciais ($E_{ef,i}$) diferentes para verificar a influência das cargas acumuladas durante a irradiação nos valores de σ .

Os resultados se encontram na Fig. 102 e podemos notar que a curva σ versus E obtida pelo M.P. difere daquelas pelo M.D. As curvas σ versus E com o M.D.

diferem entre si para os vários valores de $E_{ef,i}$. Mostrando que quanto mais carga está sendo acumulada durante a irradiação, maior é a influência na emissão dos secundários.

A partir de uma determinada energia dos elétrons incidentes, as curvas obtidas pelo M.D. coincidem com aquela do M.P.

Esse último fato mostra que as cargas acumuladas a uma profundidade maior em relação a superfície de irradiação, não interferem naqueles elétrons secundários que são emitidos.

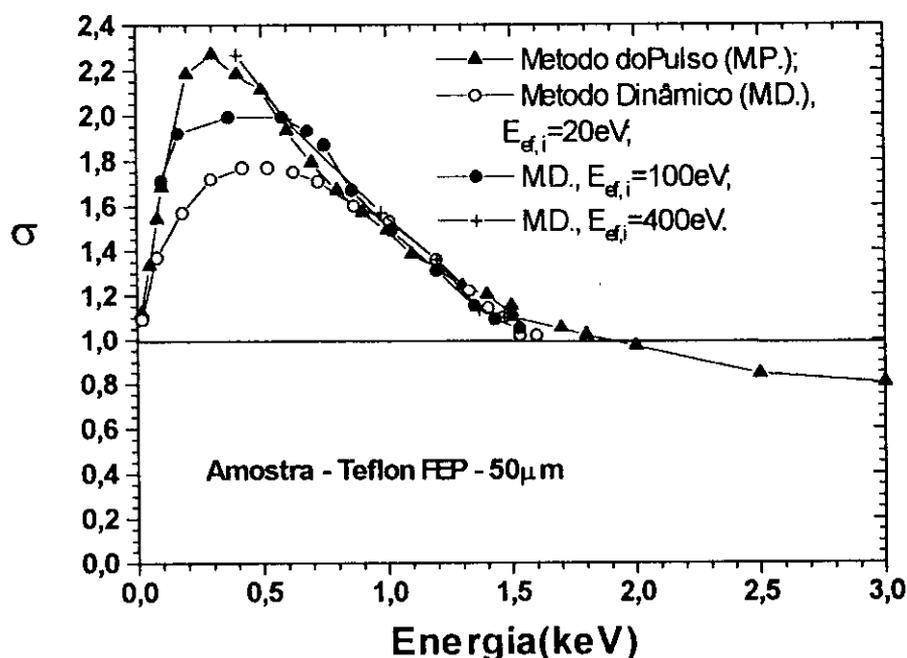


Fig. 102 - Curvas de σ versus E. Amostra de Teflon - FEP (50 μ m)

8.2. O método dinâmico aplicado aos metais

Para o método dinâmico aplicado aos metais, é esperado que as curvas de σ versus E, para diferentes valores de $E_{ef,i}$, coincidem entre si e também com àquelas do M.P. A razão para isso é que as cargas provenientes da irradiação, possam se recombinar mais rápido que àquelas dos isolantes, de forma que a carga que se acumula durante a irradiação fique localizada na interface metal-polímero. Dessa forma, não esperamos que elas interfiram na corrente de emissão (I_{σ} ou I_m).

8.2.1. Disco de alumínio

Utilizando um disco de alumínio e a montagem da Fig. 28 (que é a mesma empregada por Hessel⁽²⁵⁾), aplicamos o M.P. e em seguida o M.D. para alguns valores de $E_{ef,i}$ diferentes. A Fig. 103 mostra os resultados encontrados.

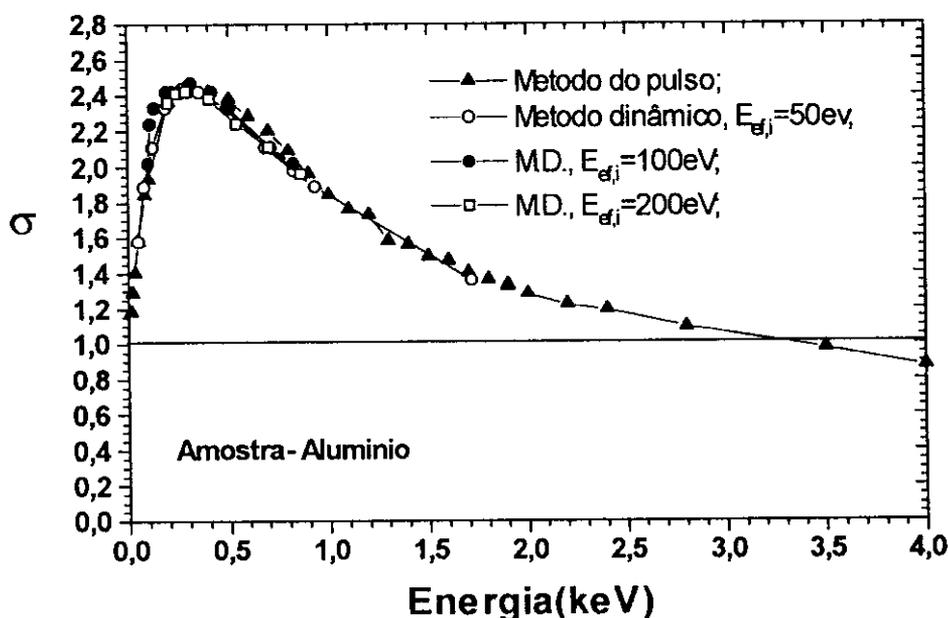


Fig. 103 - Curvas de σ versus E. Amostra de alumínio

Apesar dos métodos coincidirem, podemos notar que existe formação de camada de óxido de alumínio sobre a superfície de irradiação, pois o valor σ_M encontrado 2,5, está muito próximo dos valores apresentados no artigo de Seiler⁽⁴⁴⁾ para Al_2O_3 (2,6 a 4,7). Isso confirma a presença de óxido de alumínio.

Estes resultados mostram que podemos utilizar de maneira indistinta o M.D. ou o M.P. para determinar a curva de emissão total em função da energia.

8.2.2. Disco de platina.

O mesmo procedimento utilizado em 8.2.1 foi utilizado para a platina e os resultados se encontram na Fig. 104.

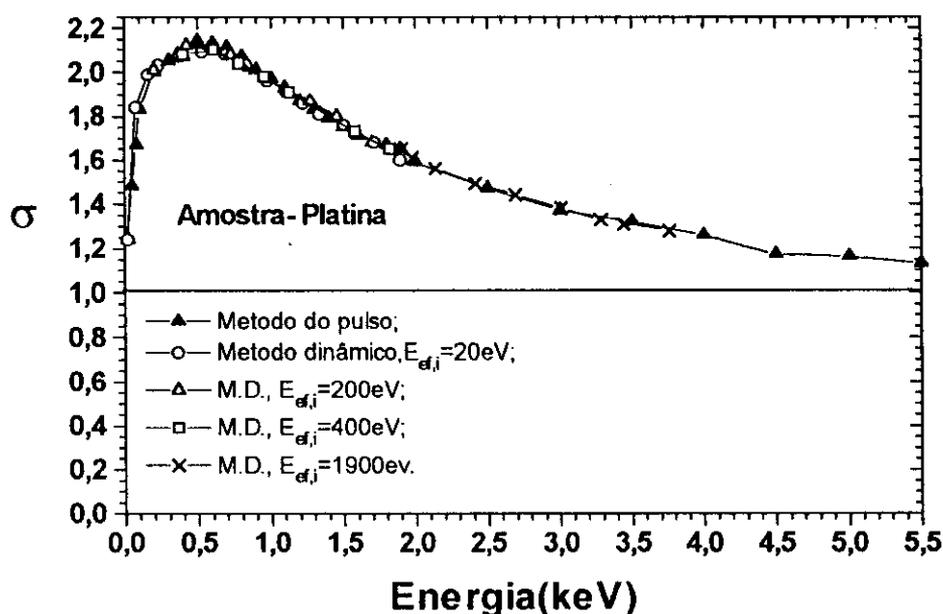


Fig. 104 - Curvas de σ versus E . Amostra de platina.

Podemos observar que os resultados obtidos para σ são os mesmos para o M.D. ou M.P. A Fig. 105 a seguir, confronta os resultados para σ versus E pelo M.D., extraído da Fig. 104, com aqueles do M.P., extraídos da Fig. 82 (ver seção 7.1.1.1). A diferença básica entre as duas curvas da Fig. 105 se encontra na montagem utilizada. A pequena diferença entre elas, deve-se a realização dos experimentos em dias diferentes, sendo difícil reproduzir as mesmas condições do estado da superfície para ambos os experimentos, principalmente quando se trata de amostras metálicas.

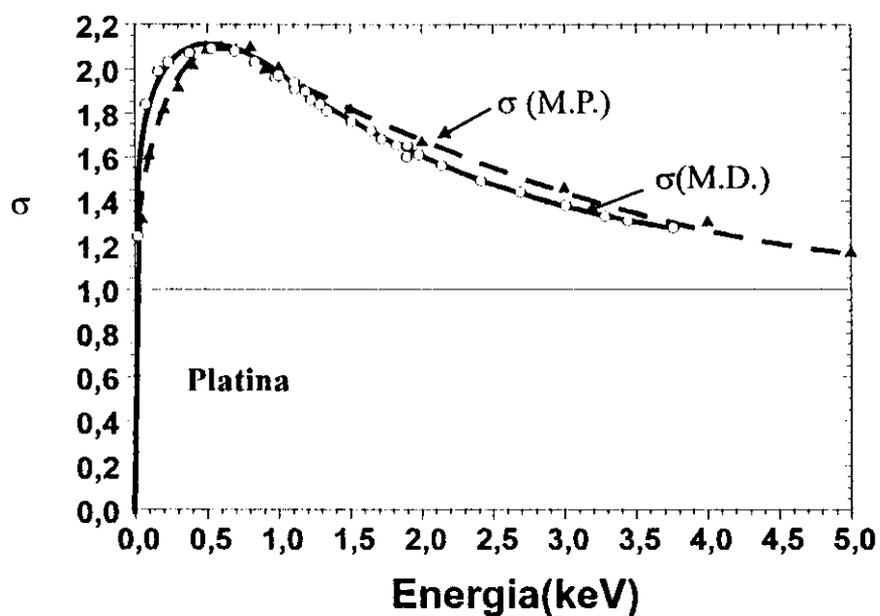


Fig. 105 - Curvas de σ versus E com montagens diferentes. Amostra de platina

8.2.3. Disco de aço-inox

Repetimos as experiências realizadas para o disco de alumínio e o de platina nas seções 8.2.1 e 8.2.2 também para um disco de aço-inox e confirmamos mais uma vez os resultados anteriores. Ver Fig. 106.

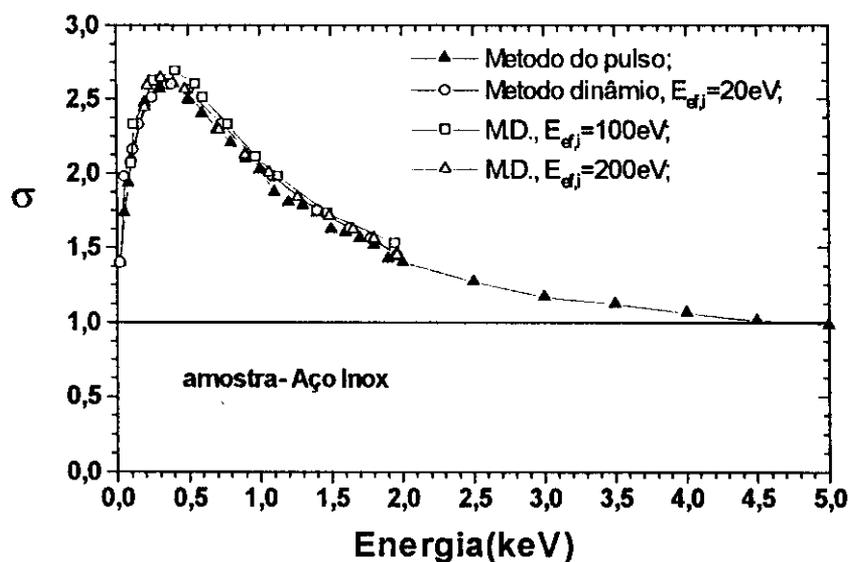


Fig. 106 - Curvas de σ versus E. Amostra de aço-inox

8.3. O método dinâmico aplicado ao polímero condutor

Dos resultados da seção 6.2.4, notamos que o polímero condutor apresenta algumas características semelhante às das dos metais, por exemplo, não se carrega durante a irradiação. Isso nos motivou a empregar o M.D. para esse material na determinação de σ versus E e confrontar com os resultados obtidos com o M.P.

O procedimento adotado foi o mesmo empregado nas seções 8.2.1, 8.2.2 e 8.2.3. Porém, tivemos que recortar um disco do polímero condutor metalizado em uma das faces e fixá-lo sobre o Teflon - FEP metalizado em ambas as faces e preso no bastidor.

Os resultados obtidos estão na Fig. 107 e como podemos observar não conseguimos obter a curva completa de σ versus E com o M.D. no intervalo de energia estudado. Contudo, mesmo assim fica claro que na região mais crítica, que está relacionado ao ponto de máxima emissão, os resultados são praticamente os mesmos independente dos métodos empregados, isto é, o M.D. ou o M.P. Mostrando que posso utilizar qualquer um dos métodos empregados para obter σ versus E que os resultados são os mesmos.

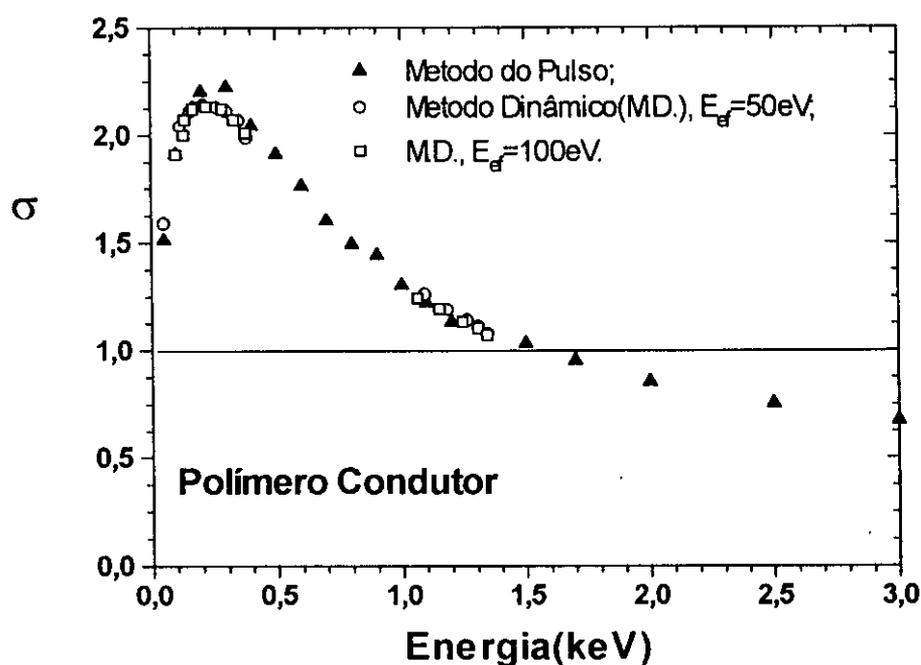


Fig. 107 - Curvas de σ versus E . Amostra de polímero condutor

A Fig. 108, a seguir, confronta os resultados para σ versus E pelo M.D., extraídos da Fig. 108 com os extraídos da Fig. 95 para o M.P.(ver seção 7.2.3.1). A diferença básica se encontra na montagem utilizada.

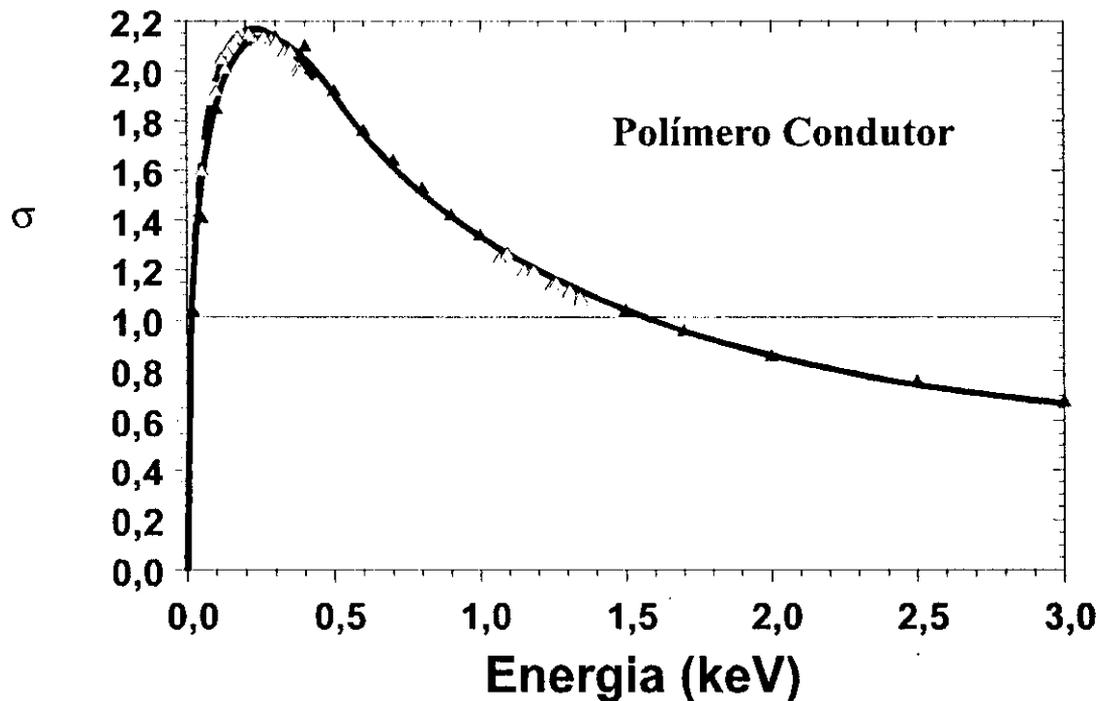


Fig. 108 - Curvas de σ versus E com montagens diferentes. Amostra de polímero condutor

Podemos verificar também que neste caso os valores de σ são praticamente os mesmos, e observar que independente de utilizarmos o M.D. ou o M.P., as montagens apesar de terem diferenças sob o ponto de vista experimental são equivalentes para se determinar o coeficiente de emissão total.

8.4. Aplicação do modelo das duas camadas baseado na versão “perda constante”

No modelo das duas camadas, baseado na versão da “perda constante”, chegamos a equação 58 (Capítulo II). Esta equação é inédita sob o ponto de vista teórico, pois nunca se levou em conta nas expressões do coeficiente de emissão dos secundários, naqueles modelos abordados no Capítulo II, a possibilidade de tratar o material como sendo formado por duas regiões distintas. Apenas tratam os parâmetros envolvidos como sendo relacionados a propriedades de volume ou de superfície.

Em nossos estudos, depositamos uma camada de ouro com espessura controlada de 50nm, 10nm e 2,5nm sobre a superfície do Teflon-FEP, com isto simulamos uma situação idêntica aquela do modelo da seção 2.4. A deposição das camadas de ouro, sobre três amostras de Teflon-FEP, foram realizadas por “sputtering” e a limpeza dessas, antes de irradiá-la, foi feita com álcool etílico.

Realizamos medidas com o método do pulso e o método dinâmico para as três amostras.

No M.D. utilizamos o arranjo original empregado pelo Prof. Hessel⁽²⁵⁾ e determinamos a curva de emissão σ versus E.

No M.P. quando tivemos necessidade de encontrar η versus E, para obter indiretamente δ versus E, utilizamos o arranjo estudado no Capítulo V e representado na Fig. 55.

Os resultados da Fig. 109, mostram as curvas de σ versus E para Teflon-FEP puro e Teflon-FEP com camadas de ouro depositado de 2,5nm, 10nm e 50nm de espessura.

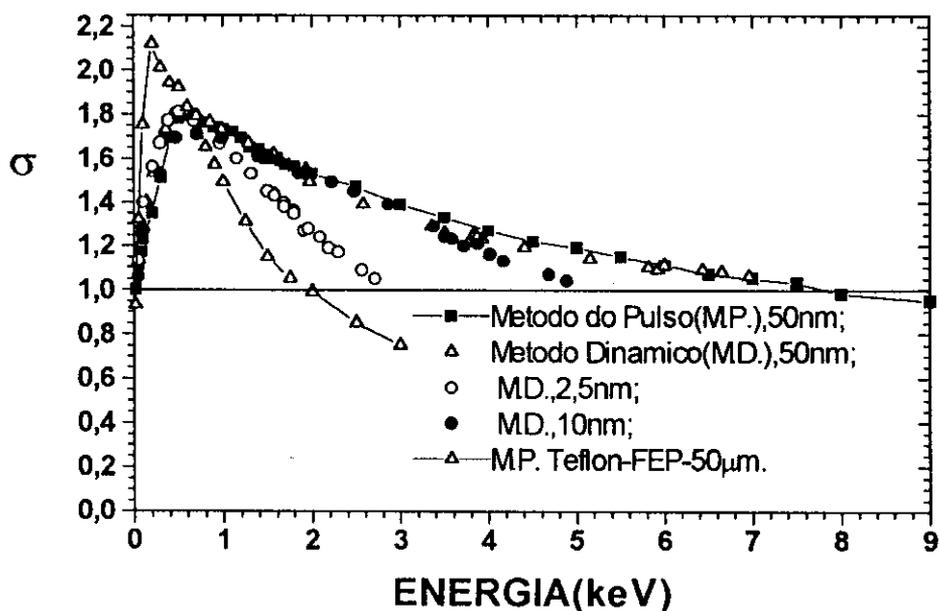


Fig. 109 - Curvas de σ versus E. Amostras de Teflon-FEP (50nm) e Teflon-FEP com camadas de ouro depositado de 2,5nm, 10nm e 50nm de espessura.

Podemos observar que a amostra com espessura de 50nm comporta-se exatamente como uma amostra metálica, pois as curvas de σ versus E coincidem para o M.P. e M.D. Dessa forma a camada de ouro (50 nm) empregada é suficiente para que os elétrons emitidos sejam tratados como provenientes somente do ouro.

As curvas de σ versus E para as outras duas amostras (2,5nm e 10nm) diferem daquela de 50nm. Isso mostra que o feixe de elétrons incidentes penetra além da camada de ouro, e acaba modificando os valores de σ . Segundo Seiler⁽⁴⁴⁾, a profundidade máxima de emissão vale aproximadamente $T \cong 5 \lambda$, onde λ é a profundidade média de escape relativa a máxima probabilidade de um secundário ser emitido.

Nos metais, os valores de λ se encontram na faixa de 0,5 a 1,5nm, logo a profundidade máxima ficará no intervalo de 2,5 a 7,5nm.

Como utilizamos uma amostra com camadas de 2,5nm, esperávamos que a curva σ versus E fosse diferente daquela de 50nm. Como mostraremos, encontramos um valor de λ para o ouro de 1,28nm, que corresponde a uma profundidade máxima de 6,4nm. A esta profundidade máxima de escape (6,4nm) do ouro, se irradiarmos a amostra (com espessura de 2,5nm), a partir de uma determinada energia dos elétrons incidentes, os elétrons penetram o Teflon-FEP e conseqüentemente teremos os valores de σ modificados pelos secundários provenientes desse material. Realmente foi o que verificamos da Fig. 109.

Para a amostra com espessura de 10nm de ouro, os valores de σ se modificam apesar da profundidade máxima de escape ser de aproximadamente 6,4nm.

Isso mostra que os elétrons incidentes que penetraram a uma profundidade maior que 10nm, podem gerar secundários que são emitidos pela superfície. Como o valor de T é um valor aproximado, os resultados obtidos estão dentro daqueles esperados.

Com os resultados da Fig. 109 e a equação 58 do Capítulo II, resolvemos testar o modelo das duas camadas.

A equação 58, se dividida por I_0 (corrente dos elétrons incidentes), resulta no coeficiente de emissão dos secundários, isto é, δ .

Se substituirmos os valores das respectivas grandezas nessa equação, a cada energia E_0 (energia dos primários incidentes), teremos um valor de δ correspondente.

Contudo, se quisermos comparar com os resultados da Fig. 109, teremos que conhecer a curva de η versus E para as amostras estudadas. Para que isso fosse possível utilizamos o arranjo da Fig. 55 e com o M.P. determinamos as curvas de emissão para as

amostras com espessuras 2,5nm e 50nm. Não estudamos a amostra de ouro com 10nm de espessura, pois praticamente a curva σ versus E coincide com a de 50nm.

A Fig. 110 a seguir, representa os valores desses coeficientes para a amostra de 50nm, enquanto a Fig. 111 aqueles da amostra de 2,5nm. A Fig. 112 compara ambos os resultados das figuras 110 e 111.

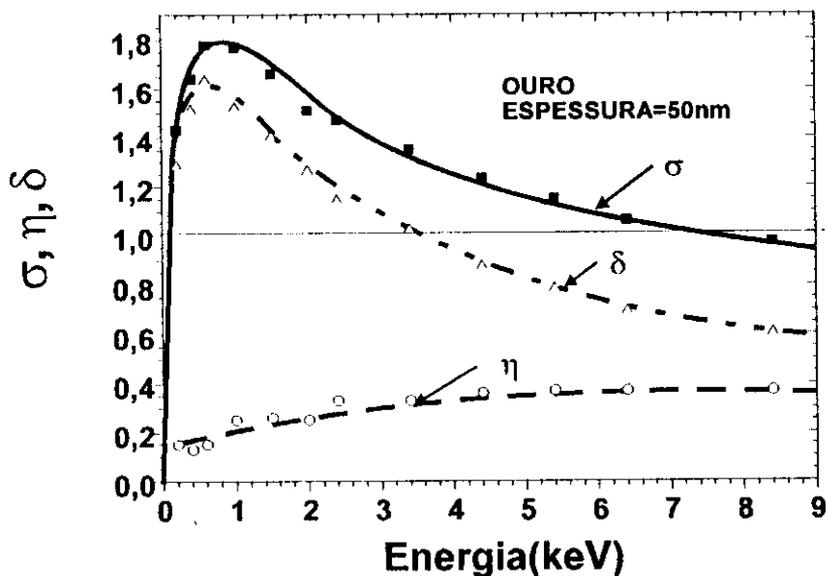


Fig. 110 - Curvas de σ , η e δ em função de E. Amostra de Teflon-FEP com camada de ouro de 50 nm

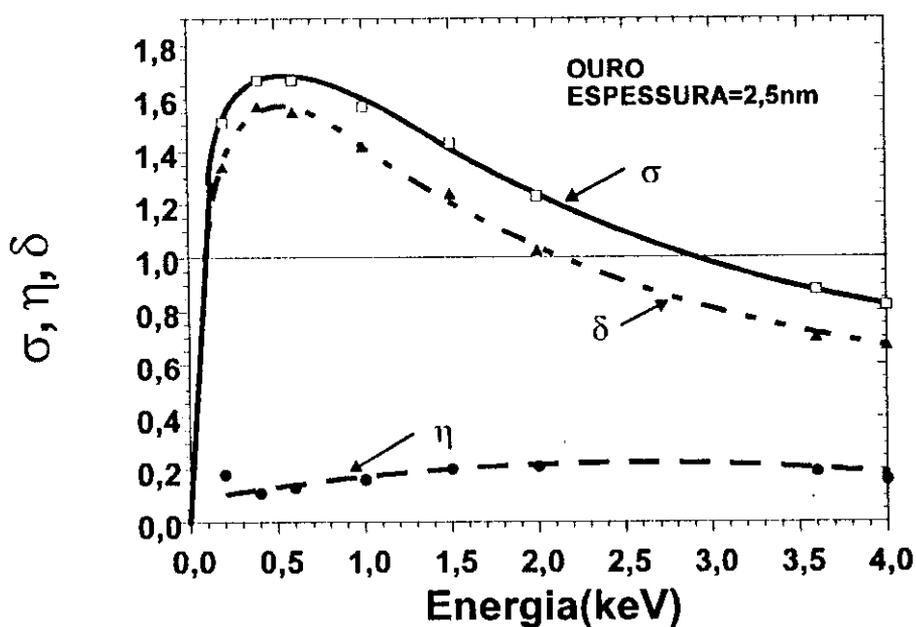


Fig. 111 - Curvas de σ , η e δ em função de E. Amostra de Teflon-FEP com camada de ouro de 2,5 nm

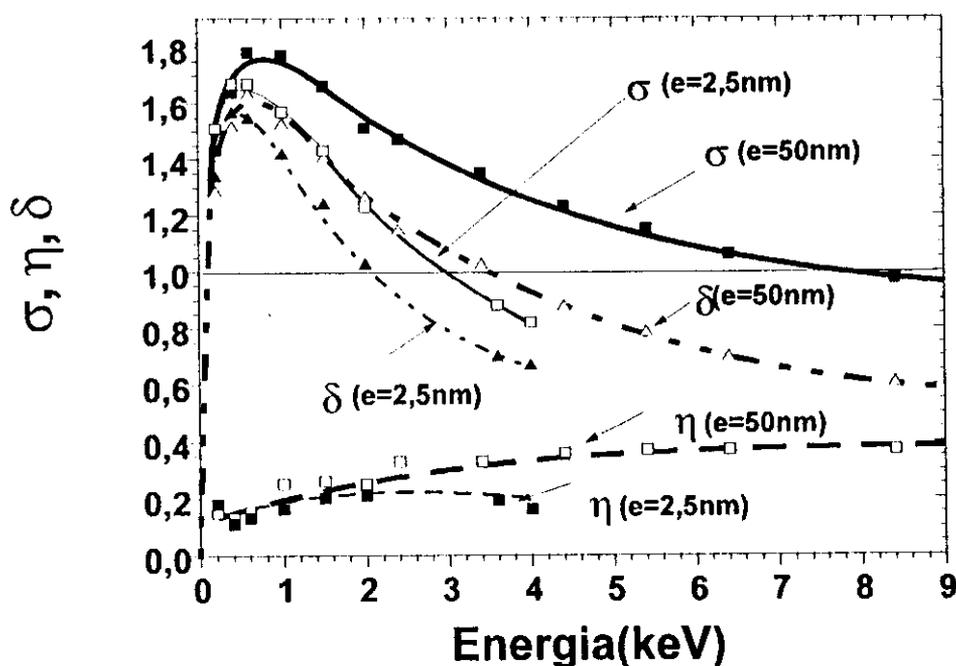


Fig. 112 - Curvas de σ , η e δ em função de E . Amostra de Teflon-FEP com camada de ouro de 2,5 e 50 nm

Podemos notar da Fig. 112 que os valores de η , σ e δ são bastante distintos para energias do feixe incidentes maiores que aproximadamente 600 eV.

Aproveitando a montagem para determinar as curvas das figuras 110 e 111, levantamos a curva de corrente I_m em função da diferença de potencial de controle, isto é $\Delta V = [(V_1 - V_2) - V_s]$ para as mesmas amostras de 50nm e 2,5nm. Com isto teremos uma idéia se há influência na corrente de emissão devido a penetração do feixe de elétrons incidente quando consegue penetrar no isolante.

As três figuras a seguir mostram, que para energia $E_p = 400$ eV, praticamente a curva de corrente é a mesma, o que significa também que o espectro de energia é o mesmo. No entanto para $E_p = 2000$ eV e $E_p = 3500$ eV, as curvas de correntes são diferentes entre si, o que mostra a influência do isolante sobre o valor das correntes I_m e portanto no espectro de energia dos secundários emitidos.

A pequena diferença nas curvas de corrente para $E_p = 400$ eV, deve ser proveniente da porosidade da superfície do Teflon-FEP.

Realizamos algumas tentativas de medir a resistência elétrica do ouro sobre a superfície do Teflon-FEP para as três amostras e não foi possível medir nenhum valor naquela amostra com espessura de 2,5nm, o que demonstra a suspeita de termos um material

polimérico de superfície bastante irregular com uma camada de ouro de espessura 2,5nm cobrindo sua superfície.

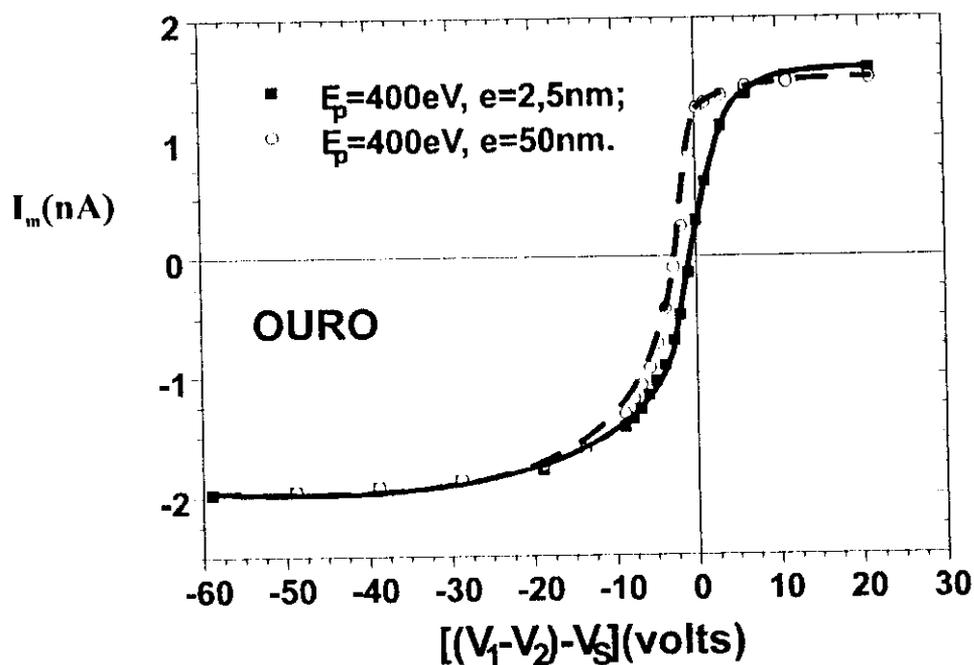


Fig. 113 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Teflon-FEP com camadas de ouro de 2,5nm e 50nm. $E_p = 400 \text{ eV}$ e $I_p = 2,25 \text{ nA}$

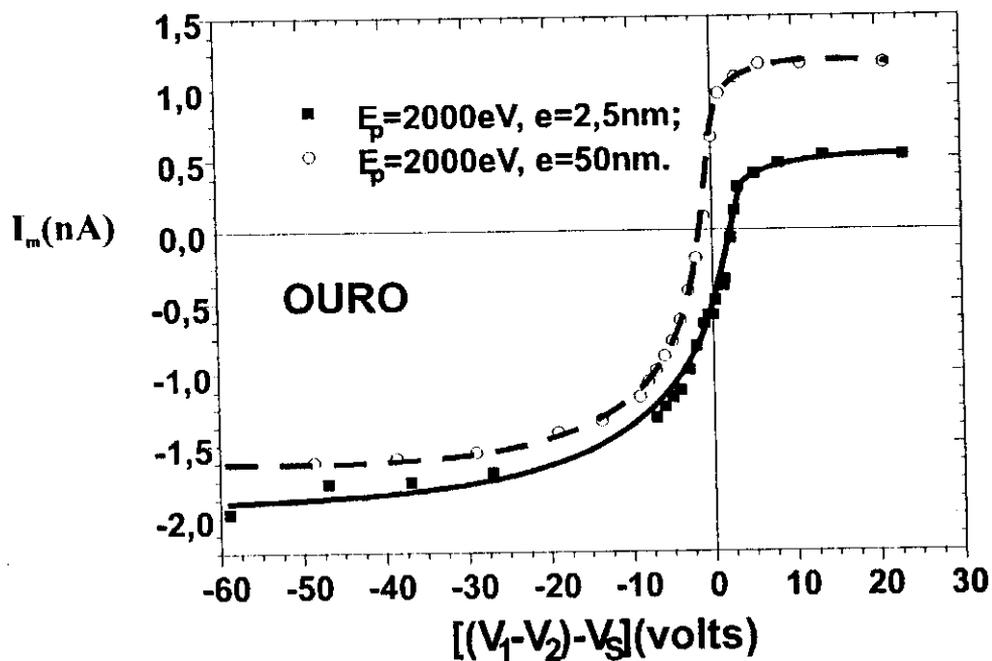


Fig. 114 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Teflon-FEP com camadas de ouro de 2,5nm e 50nm. $E_p = 2000 \text{ eV}$ e $I_p = 2,25 \text{ nA}$

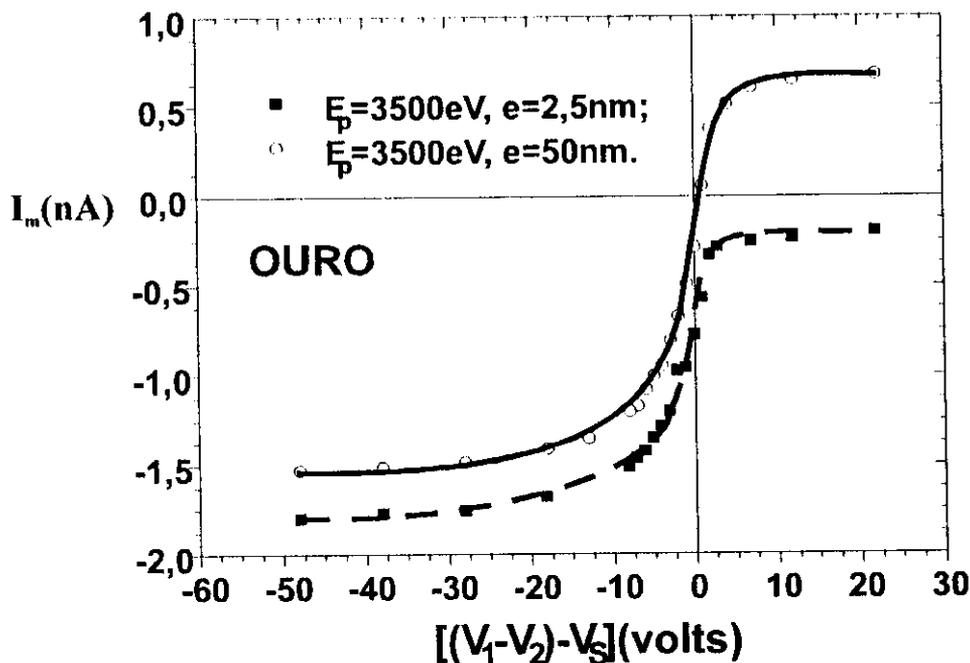


Fig. 115 - Curvas de corrente em função de ΔV . Amostra de Teflon-FEP com camadas de ouro de 2,5nm e 50nm. $E_p = 3500$ eV e $I_p = 2,25$ nA

Apesar da pequena diferença nas curvas de I_m na Fig. 113, os valores de I_m correspondente a +10 Volts e -50 Volts são os mesmos. Estes valores são os que realmente nos interessam para determinar σ , η e indiretamente δ . Isso mostra que para esta energia de irradiação o valor de δ não foi modificado.

Em nosso modelo, equação 58, para calcularmos as grandezas envolvidas nessa expressão fomos obrigados a fazer uso das equações estabelecidas do Capítulo II e dos resultados das curvas das Fig. 110, 111 e 89 (seção 7.2.1.1).

Para calcular $\frac{B_1}{\epsilon_1}$ para o ouro e $\frac{B_2}{\epsilon_2}$ para o Teflon-FEP, utilizamos a equação

50. Para encontrar n , Z_M e $g_n(Z_M)$ e substituir na equação 50, tivemos que determinar n das curvas de δ versus E , nas figuras 110 e 89, para $E \gg E_M$. Nesta situação se construir a curva $\log \delta$ versus $\log E$, a constante que multiplica $\log E$ é o próprio valor de n (ver ref. 25, seção X.6, pág. 196).

Com os valores de n determinados, utilizamos a equação 35 para determinar $\alpha_{s \times d}$ e a equação 28 para obter Z_M . Com a equação 23, determinamos $g_n(Z_M)$. Das curvas da Fig. 110 e 89 (δ versus E), retiramos os valores de E_M e δ_M . Com todos os valores acima calculamos $\frac{B}{\epsilon}$ da equação 50.

O valor de $\lambda_1 = \frac{1}{\alpha_{s1}}$, para a amostra com espessura de ouro de 50nm, foi determinado da equação 49, com os valores de ρ tirado da literatura e Z_M e E_M obtidos como descrito anteriormente.

O valor de λ_2 para a amostra de Teflon-FEP puro, não foi determinado com a equação 49 e sim com o mesmo procedimento utilizado por Hessel (ver ref. 25, seção IX.5, pág. 150). Se utilizarmos a equação 49, obteremos um valor para λ fora do intervalo encontrado na literatura⁽⁴⁴⁾, isto é, $10\text{nm} \leq \lambda \leq 20\text{nm}$, portanto optamos pelo procedimento utilizado por Hessel.

Os valores das profundidades x_{di} , supondo só a existência do meio i , foram determinados supondo que a penetração ou alcance possa ser expresso por $x_d = C E^n$, onde C é uma constante. O valor de n foi determinado como descrito acima, restando apenas determinar o valor de C .

Pode-se mostrar que $C = \frac{1}{\alpha_p n} = \lambda \left(\frac{Z_M}{E_M} \right)^n$ da equação 28 e equação 7, logo

com os valores de λ , Z_M e E_M determinamos C . As tabelas a seguir fornecem esses valores de grandezas que serão utilizadas no modelo das duas camadas para o ouro e Teflon.

Tabela 22 - Teflon - FEP com camada de ouro 50 nm

λ_1 (nm)	$\frac{B_1}{\epsilon_1}$	E_M (keV)	n_1	C_1	Z_M	$\alpha_s x_{d1}$
1,28	7,29	0,5625	1,4511	5,94	1,62	2,01

Tabela 23 - Teflon - FEP puro

λ_2 (nm)	$\frac{B_2}{\epsilon_2}$	E_M (keV)	n_2	C_2	Z_M	$\alpha_s x_{d2}$
14,8	11,65	0,375	1,74	123,6	1,27	1,52

Com esses valores das Tabelas 22 e 23, substituídos na equação 58, encontramos as expressões dos coeficiente de emissão dos secundários δ .

Amostra de Teflon - FEP com ouro de espessura 2,5nm:

para $E \leq 600$ eV

$$\delta = 1,57E^{-0,4511} (1 - e^{-4,64E^{1,4511}}) \quad (93)$$

para $E > 600$ eV

$$\delta = 1,347E^{-0,4511} + 0,1978E^{-0,74} (1 - e^{-8,35E^{1,74}}) (1 - 0,42E^{-1,4511}) \quad (94)$$

Amostra de Teflon-FEP com ouro de espessura 50nm, utilizamos a mesma equação 93.

Como os valores de δ obtidos dessas expressões e os valores de η das figuras 110 e 111, conseguimos determinar σ versus E. A figura a seguir mostra os resultados obtidos.

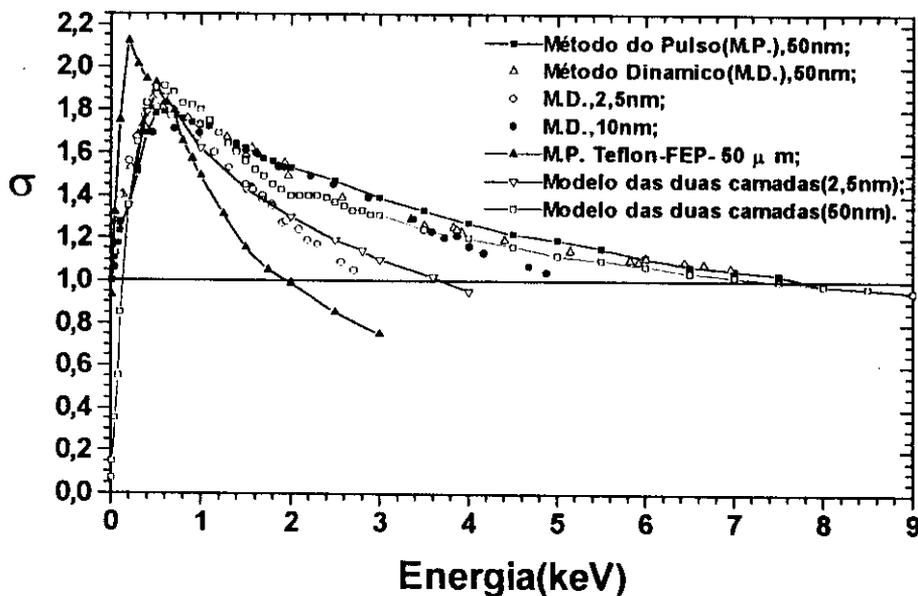


Fig. 116 - Curvas de σ versus E. Modelo das duas camadas.

Observamos que o modelo das duas camadas fornece valores de σ bastante próximos dos valores experimentais, passando a diferir nos valores de σ quando $E / E_M \geq 4$. Apesar do modelo da perda constante unidimensional ser bastante simples é possível em alguns casos, como a que acabamos de observar acima, aplicá-la de maneira satisfatória. Para isto devemos ter em conta as próprias limitações do modelo.

- CAPÍTULO IX -

CONSIDERAÇÕES FINAIS, CONCLUSÕES E SUGESTÕES

9.1. Considerações finais

Dos objetivos propostos em nosso trabalho (Capítulo I) resultou esta tese cujo tema foi a emissão dos elétrons secundários por sólidos.

O assunto principal aqui tratado é o estudo de um novo arranjo na determinação do espectro energético dos secundários emitidos por um sólido, quando irradiado com elétrons monoenergéticos, no intervalo de 0,1 keV a 4,0 keV. Nesta faixa de energia não encontramos na literatura consultada estudos sistemáticos com os metais e em especial com os dielétricos.

Para que este estudo fosse realizado desenvolvemos o novo arranjo de medida com base no estudo e montagem propostos por Hessel⁽²⁵⁾. Do desdobramento natural do trabalho resultaram:

- 1) O desenvolvimento formal do método e sua aplicação na determinação do espectro de energia dos secundários emitidos para os metais e os polímeros.
- 2) O estudo da montagem para determinar o coeficiente de retroespalhamento η , em que pudemos encontrar as curvas de emissão do ouro, polímero condutor, Teflon-FEP, platina, PVDF- α ou β e Mylar. Neste estudo demos destaque ao valor da energia associada ao segundo ponto de cruzamento do ouro, por não encontrarmos este valor disponível na literatura, e às curvas de rendimento reduzido para todos estes materiais. Como o polímero condutor não havia sido estudado sob o ponto de vista da emissão, por tratar-se de um material relativamente novo, os resultados obtidos devem ser destacados, por serem inéditos.
- 3) O estudo e a aplicação do método dinâmico para os metais. Conseguimos mostrar que ao determinar o coeficiente de emissão total em função da energia, independente do método utilizado, os resultados são os mesmos. Nesse tipo de estudo, tivemos também um desdobramento natural ao aplicar o método dinâmico para camadas de ouro sobre o Teflon-FEP, com espessura de 2,5 nm, 10 nm e 50 nm, depositadas por "sputtering". Este foi o desenvolvimento do modelo das duas camadas, baseado na versão da "perda-

constante” unidimensional(Capítulo II), e pudemos compará-lo com os resultados experimentais.

Portanto, com o que acabamos de expor, acreditamos ter contribuído para a ampliação desta área do conhecimento ao realizar os objetivos propostos no início da tese.

9.2. Conclusão

9.2.1. A escolha do arranjo mais adequado para cada tipo de medida

9.2.1.1. O arranjo para determinar o espectro de energia dos secundários emitidos

Nos estudos realizados na seção 5.1.1, aproveitamos o sistema de medida original (Fig. 14), na tentativa de utilizá-lo em nossas medidas, porém concluímos que isso não era possível, pois:

- 1) Ao estudar os arranjos A_1 ou A_2 , relativos às figuras 32 e 33 respectivamente, observamos não haver equivalência física nas medidas entre eles.
- 2) O sistema original não é adequado para a determinação da ddp de contato (caso dos metais) ou do potencial de superfície (caso dos dielétricos), após atuar o mecanismo de auto-regulação (M.A.). Esta conclusão é válida para valores pequenos do potencial de superfície (V_s), pois a distância mínima possível entre a grade 1 e a superfície da amostra de 7mm não permite uma relação sinal / ruído, em que se possa determinar o sinal por possuir valores muito pequenos.

Ao introduzirmos a mudança do eletrodo suporte de amostra adequadamente no sistema original (Fig. 16), concluímos que:

- 1) Os arranjos A_{11} ou A_{22} , relativos às figuras 42 e 43, respectivamente, são equivalentes entre si. Isto torna possível utilizar qualquer uma das montagens acima para realizar nossas medidas, se não fosse os inconvenientes apontados no item 3 a seguir.
- 2) É possível determinar a ddp de contato ou o potencial de superfície após o M.A. atuar. A distância mínima possível entre a grade 1 e a superfície da amostra de aproximadamente 7 mm deixa de existir. Isto possibilita aumentar a relação sinal / ruído na saída do lock-in ao aproximarmos a amostra da grade 1.

- 3) A montagem A_{11} , com a grade 1 polarizada e a base aterrada, é mais adequada que a A_{22} , que mantém a base polarizada e a grade 1 aterrada. Esta conclusão se apóia em dois fatos: a) ao polarizarmos a base positiva ou negativamente, alteramos a energia com que os elétrons do feixe incidente atinge a amostra, devendo portanto ajustar-se a energia do feixe para mantê-lo sempre monoenergético, tarefa que não é a mais adequada experimentalmente; b) a fonte D.C. 2, que polariza a base da amostra, se encontra aterrada via eletrômetro (Fig. 55) com a existência de um ruído natural entre a voltagem de saída da fonte para a terra da ordem de 10^{-3} volts e, dependendo do valor selecionado para a resistência do eletrômetro, teremos uma corrente que pode interferir naquela medida. De fato, utilizamos uma corrente do feixe incidente de aproximadamente 10^{-9} A no caso dos dielétricos. Se utilizarmos $R_E > 10^7 \Omega$, teremos uma voltagem na superfície da amostra maior que 10^{-2} volts, podendo interferir na emissão dos secundários. Portanto, devemos utilizar $R_E \leq 10^7 \Omega$, independente da montagem ser a A_{22} ou A_{11} . Por outro lado, isto implica em uma corrente no eletrômetro maior ou igual a 10^{-10} A, que pode interferir no valor da corrente a ser medida.
- 4) Não é possível determinar a parte da curva relativa ao espectro de energia dos retroespalhados elasticamente. Ao polarizar a grade 1 ao mesmo potencial que o filamento, não temos elétrons incidindo na amostra e, portanto, não temos elétrons sendo emitidos pela mesma.

As conclusões acima, referentes aos estudos e resultados apresentados na seção 5.1.1, limitaram-nos a estudar a parte do espectro energético relativa aos secundários emitidos. Para isso utilizamos o arranjo de medida original, com a modificação do eletrodo suporte de amostra, o que possibilitou diminuir a distância entre a grade 1 e a superfície da amostra e conseguir linhas de campo elétrico equivalentes ao polarizar a grade 1 e aterrar a base da amostra e vice-versa.

Como consequência das modificações introduzidas no arranjo original, pudemos determinar a ddp de contato e o potencial de superfície, depois de atuar o M.A., e optar por polarizar a grade 1, mantendo a base da amostra aterrada nas medidas da distribuição energética dos secundários emitidos.

Na seqüência dos estudos pertinentes ao novo arranjo, tínhamos como objetivo determinar as curvas de emissão, porém era necessária uma montagem adequada para este fim. O arranjo original permite determinarmos o coeficiente de emissão total (σ) através dos métodos do pulso e/ou dinâmico, mas não permite obter o coeficiente de

retroespalhamento (η). Com a mudança introduzida no arranjo original, podemos determinar de forma direta σ e η , e indireta δ . Logo, podemos determinar as curvas de emissão.

Nesse sentido passamos a investigar se o novo arranjo de medida é adequado a este tipo de medida.

9.2.1.2. O arranjo para determinar η

Nos estudos relativos à seção 5.1.2, concluímos que:

- 1) O novo arranjo pode ser empregado para determinar η . Porém, ao polarizar a base da amostra negativamente, observamos um efeito de lente na abertura da tampa acima da amostra, que modifica os valores de η determinado desta forma.
- 2) Com uma outra grade de aço igual à grade 1, colocada na abertura da tampa, é possível minimizar o efeito de lente para polarizações maiores que -400 volts.
- 3) A diferença de potencial de controle entre a grade 1 e a superfície da amostra deve ser verificada com um eletrômetro desacoplado da rede e isolado da terra, cuja resistência interna é $10^{14} \Omega$.

Estas conclusões têm implicações não só no coeficiente de emissão, que pode ser determinado a partir da curva de corrente em função da diferença de potencial de controle, mas também do espectro de energia dos secundários, pois ambos provêm dela.

Caso se tenha que polarizar a base negativamente, na determinação do espectro de energia para uma pequena energia do feixe de elétrons incidentes e/ou determinar σ ou η com o arranjo definido e representado na Fig. 55, então não devemos usar polarizações menores que -400 V.

A diferença de potencial de controle ΔV deve ser verificada com um eletrômetro desacoplado da rede e isolado da terra, com uma resistência interna de $10^{14} \Omega$. Só assim podemos garantir o verdadeiro valor aplicado ΔV , bastante crítico neste tipo de medida.

Com o exposto, concluímos que a montagem esquematizada na Fig. 55, com o eletrodo suporte de amostra modificado e a inclusão de outra grade na abertura da tampa, torna possível determinar o espectro de energia dos secundários emitidos e os coeficientes

de emissão. Se por um lado o novo arranjo satisfaz a dois dos objetivos das medidas a serem realizadas em nosso trabalho, não preenche o terceiro que é aplicar o método dinâmico para determinar σ versus E para os metais.

Para cumprir o último objetivo de nossas medidas recorreremos ao arranjo original, que foi concebido para ser usado nos polímeros e que requer cuidados especiais.

Uma vez verificada qual a melhor montagem para cada tipo de medida estabelecida nos objetivos deste trabalho, passamos à conclusão, que trata das medidas do tema central desta tese.

9.2.2. O espectro de energia dos elétrons secundários emitidos pelos sólidos

9.2.2.1. O espectro de energia dos elétrons secundários emitidos pela platina

Ao analisar os resultados relativos à seção 6.1 para a platina, concluímos que:

- 1) Os valores de x_M (Fig. 60), extraídos do espectro de energia dos secundários emitidos para as energias do feixe de elétrons incidentes entre 0,3 a 4,0 keV, variam de forma sistemática (ver Tabela 1). Para valores crescentes de energia encontramos valores decrescentes de x_M . Os valores encontrados situam-se no intervalo de $0,9 \text{ eV} \leq x_M \leq 3,6 \text{ eV}$.
- 2) O máximo valor de y_M (Fig. 60) corresponde à energia 600 eV (ver Tabela 1). Valores de energia menor ou maior que 600 eV, y_M decresce. Logo, existe uma energia do feixe incidente que a emissão de secundários é a máxima possível para a platina. Essa energia corresponde à máxima probabilidade de escape dos emitidos.
- 3) A largura de banda Δx , associada à meia altura do espectro de energia $g(E')$, não apresenta variações de forma sistemática. Desta forma constatamos $1,8 \text{ eV} \leq \Delta x \leq 3,0 \text{ eV}$.
- 4) Existe uma pequena quantidade de elétrons secundários, que são emitidos com um ângulo diferente da reta normal à superfície de emissão e retornam para a mesma, independente de se aplicar a diferença de potencial de controle ΔV . Com o arranjo definido no Capítulo V e utilizado em nossas medidas, não foi possível eliminar este efeito. Porém, nos resultados das curvas de corrente e no próprio espectro de energia, é

possível verificar que se trata de uma pequena quantidade desses elétrons que retornam à superfície de emissão.

- 5) Na medida da ddp de contato entre a grade 1 (aço-inox) e a superfície da platina, encontramos -0,48 volts, que dá origem a linhas de campo entre a platina e a grade, favorecendo a emissão dos secundários.
- 6) As curvas de corrente em função da diferença de potencial de controle ΔV são bastante regulares. Os valores de corrente obtidos não variam muito em torno da linha média traçada por esses pontos, o que torna mais fácil a obtenção de $g(E')$. Nesse caso basta derivar diretamente os pontos experimentais, em seguida multiplicar pelo fator $\frac{1}{I_p - I_m}$, para obter a curva já normalizada $g(E')$.

Das conclusões relativas à platina, o que chamou nossa atenção foi o valor de x_M aumentar, para energias do feixe incidente decrescente. Esse resultado, acrescido do fato de y_M se modificar, apresentando um valor máximo, é importante para concluir que o espectro de energia dos secundários emitidos se modifica, neste intervalo de energia estudada, de 0,3 a 4,0 keV.

9.2.2.2. O espectro de energia dos secundários emitidos pelos polímeros

Na análise dos resultados da seção 6.2 separamos as conclusões para cada material experimentado.

9.2.2.2.1. Teflon-FEP

Neste caso podemos concluir que:

- 1) Ao aplicar uma diferença de potencial de controle entre 0 e +20 volts, com um campo elétrico extrator entre grade 1 e superfície de emissão do Teflon-FEP, é possível extrair maior quantidade de elétrons secundários do que aquela normalmente emitida pelo material, quando as energias do feixe são menores que aproximadamente 1500 eV. Para valores de energias maiores que 1500 eV, este trecho da curva de corrente é praticamente constante, com uma pequena inclinação, o que demonstra que alguns elétrons secundários estão retornando para a superfície da amostra (mesma situação dos

metais). Esta conclusão pode ser verificada também nas curvas do espectro de energia $g(E')$, em função da diferença de potencial de controle para as energias crescentes, 1000 eV e 2500 eV, nas figuras 62 e 64 respectivamente. Neste caso, a fração de elétrons emitidos para as abscissas negativas são cada vez menores.

- 2) A largura de banda Δx associada à meia altura do espectro de energia $g(E')$, no caso da energia 2500eV, é maior que a encontrada para a platina.
- 3) O valor do potencial de superfície (V_{SF}), logo após o mecanismo de auto-regulação atuar, mantendo a grade 1 e a base da amostra aterrada, depende da energia dos elétrons primários (E_p) incidentes.
- 4) Os valores de V_s em função de E_p , para as condições do item anterior, passam por um máximo com E_p crescente e, antes de atingir a energia correspondente ao segundo ponto de cruzamento, tornam-se negativos (ver Fig. 66). Concluimos que V_s depende da profundidade com que os elétrons primários penetram no polímero.
- 5) Na determinação da curva de corrente, em função da diferença de potencial de controle ΔV , é sempre necessário deixar atuar pelo menos uma única vez o mecanismo de auto-regulação, para compensar as cargas residuais na superfície da amostra. Se não procedermos desta forma, os resultados obtidos de maneira distinta daquela adotada em nossas medidas apresentarão valores de corrente medidos diferentes dos encontrados. Atribuímos a este último fato as cargas residuais que não conseguimos extrair da amostra, com uma simples limpeza da superfície com álcool etílico, e que se encontram distribuídas ao acaso sobre ela. Caso se utilizem procedimentos mais drásticos na limpeza da amostra, como por exemplo o tratamento térmico, devemos tomar cuidado em não alterar a sua estrutura interna.
- 6) As curvas de corrente em função de ΔV apresentam valores mais dispersos da corrente, em torno da curva média que passa por eles. Isto se reflete na derivada primeira desta curva de corrente utilizada para obter o espectro $g(E')$. Uma possível explicação se encontra na energia empregada para compensar as cargas deste polímero pois, segundo a conclusão do item 4, o potencial de superfície final (V_{SF}) depende da energia E_p , e utilizamos valores de E_p inadequados para descarregá-lo através do M.A. Como adotamos um valor médio para V_{SF} , fica claro que está ocorrendo uma pequena flutuação em torno deste valor, que se refletirá na corrente medida e apresentará uma dispersão maior nos valores medidos. Caso se fixe um valor de E_p único, em que V_{SF} se encontre próximo de zero, mesmo que ocorram pequenas flutuações, a interferência nos

valores de corrente medida será a mínima possível. Os polímeros, em relação aos metais, sempre apresentarão este tipo de dispersão, que é maior em relação à curva média representativa de I_m versus ΔV , e pode ser minimizada se adotarmos um E_p adequado na compensação das cargas. Menos o polímero condutor, que é uma exceção por ter um comportamento semelhante ao dos metais.

Um fato que nos chamou a atenção foi o valor de V_{SF} tornar-se negativo antes de E_p alcançar a energia associada ao segundo ponto de cruzamento (1850 eV), e apresentar valores maiores que os esperados para uma faixa de energia em que ocorre extração dos elétrons secundários, quando aplicamos $\Delta V > 0$.

Estes resultados foram verificados através de medidas independentes do sistema utilizado no acelerador de elétrons e comprovados experimentalmente. Trata-se de um resultado novo, que demonstra que V_{SF} depende da profundidade de penetração do feixe de elétrons primários incidentes, quando atua o mecanismo de auto-regulação.

9.2.2.2.2. Mylar

Ao analisar os resultados para esta amostra concluímos:

- 1) Para a diferença de potencial de controle entre 0 e +20 volts, é possível extrair uma quantidade maior de elétrons secundários do material, para energias do feixe incidente menores que aproximadamente 600 eV. Para valores maiores que 600 eV, para $0 \leq \Delta V \leq +20$ V, a curva de corrente é praticamente constante, apresentando uma pequena inclinação. Se compararmos essa conclusão à do Teflon-FEP veremos que, é praticamente a mesma. Só que a energia, no caso do Teflon-FEP, para que ocorra a extração de elétrons secundários, é 1500 eV em relação aos 600 eV do Mylar. Estes valores tão diferentes devem estar relacionados ao segundo ponto de cruzamento destes materiais, enquanto o Teflon-FEP apresenta $E_{II} = 1600$ eV, para o Mylar temos $E_{II} = 850$ eV, considerando as curvas de δ versus E . Acima destas energias, o material em estudo passa a carregar-se negativamente. Isso implica que, mesmo aplicando $\Delta V > 0$, não conseguimos extrair mais elétrons do interior da amostra.
- 2) A largura da banda Δx para o Mylar é menor que o Teflon-FEP, porém maior que a da platina.

3) Os valores de V_{SF} , em função da energia dos primários E_p , logo após o M.A. atuar, apresentaram o mesmo comportamento apontado para o caso do Teflon-FEP. Para $V_{SF} \cong 0$ encontramos $E_p \cong 600$ eV, e para $V_{SF} > 0$ ou $V_{SF} < 0$, encontramos E_p menor e maior que 600 eV, respectivamente.

A energia E_p relacionada a ΔV aplicado entre 0 e +20 V, cujo campo elétrico entre a grade 1 e a amostra, que consegue extrair os secundários do interior do material, é menor quando comparada à do Teflon-FEP. Isso é esperado, pelo fato do Mylar apresentar uma energia associada ao segundo ponto de cruzamento menor que o Teflon-FEP.

9.2.2.2.3. PVDF- α e PVDF- β

Esses dois materiais apresentam entre si uma certa diferença estrutural, pois o PVDF- β possui uma polarização interna permanente, enquanto que o PVDF- α não tem esta característica. Apesar desta diferença, apresentaram o mesmo tipo de comportamento sob o ponto de vista da emissão secundária.

Da análise dos resultados da seção 6.2.3, concluímos:

- 1) Com a diferença de potencial de controle entre 0 e +20 volts, é possível extrair uma quantidade maior de elétrons secundários do material para energias do feixe incidente menores que aproximadamente 1500 eV. Para valores maiores que 1500 eV, as curvas de corrente são praticamente constantes e apresentam uma pequena inclinação. Este comportamento é semelhante ao verificado para o Teflon-FEP ou Mylar.
- 2) A largura Δx é menor que a do Teflon-FEP, porém maior que a da platina.

As conclusões mostram que o PVDF- α ou PVDF- β apresentaram espectro de energia para os secundários emitidos muito semelhantes entre si, quando se comparam os parâmetros característicos x_M , Δx e y_M .

9.2.2.2.4. Polímero Condutor

Este material, ao contrário dos polímeros anteriores, apresenta características semelhantes às apresentadas pela platina. Ao analisar a seção 6.2.4, concluímos:

- 1) Para a diferença de potencial de controle entre 0 e +20 volts, as curvas de corrente apresentaram valores praticamente constantes, com uma pequena inclinação, portanto curvas semelhantes às apresentadas pela platina.
- 2) Os valores de x_M são praticamente os mesmos e não apresentam variações sistemáticas.
- 3) A largura da banda Δx é mais parecida com a da platina que a dos polímeros anteriores.
- 4) As curvas de corrente, em função da diferença de potencial de controle, são mais regulares que nos outros polímeros. Os valores de corrente não são dispersos em relação à linha média que passa pelos pontos de corrente, em função de ΔV .
- 5) O potencial de superfície é sempre constante e independe de atuar o M.A. para qualquer que seja a energia dos primários entre E_I e E_{II} .

Com estas conclusões podemos afirmar que o comportamento do polímero condutor, em termos de emissão de secundários ou, mais especificamente, do espectro de energia dos secundários emitidos, é idêntico ao dos metais.

Em resumo, considerando o espectro de energia dos secundários emitidos por um sólido podemos dizer que:

- 1) Os metais apresentam curvas do espectro de energia dos secundários emitidos, que dependem da energia dos primários E_p na faixa de energia estudada.
- 2) O polímero condutor apresenta um comportamento semelhante ao da platina.
- 3) Os polímeros (dielétricos) apresentaram extração de secundários de seu interior, quando aplicamos $\Delta V > 0$ entre a grade 1 e a base da amostra. Em geral a quantidade de elétrons emitidos aumenta com energias E_p menores que E_{II} (energia associada ao segundo ponto de cruzamento extraída da curva de emissão δ versus E), e tende a saturar para valores de $\Delta V > 10V$.
- 4) Nos metais e polímeros condutores não existe extração de secundários de seu interior, ao aplicar $\Delta V > 0$ entre grade 1 e a superfície da amostra.
- 5) A maior quantidade de secundários emitidos se concentra em uma energia de poucos elétrons volts.

Na próxima seção concluiremos os resultados relativos às curvas de emissão que têm uma relação muito próxima com os espectros de energia dos secundários.

9.2.3. Os coeficientes de emissão

Apesar de um tratamento de maneira isolada para as curvas de emissão, lembramos que é possível através das curvas de corrente, em função de ΔV , determinar σ e η . Para isso escolhemos ΔV com a correspondente corrente I_m , e em seguida utilizamos as equações 64 e 79 para calcular σ e η , respectivamente. Como é trabalhoso demais obter as curvas I_m versus ΔV para uma determinada energia E_p , e na determinação das curvas de emissão precisamos medidas de corrente para um número grande de valores de E_p , optamos por realizar essas medidas de forma independente daquelas que dão origem ao espectro de energia.

Procedendo desta maneira, bastaria medir dois valores de corrente iniciais para $\Delta V = +10$ volts ou $\Delta V = -50$ volts, com I_p conhecido, para obtermos σ e η respectivamente. O valor de δ é obtido indiretamente da equação 61.

Ao analisar a seção 7.1, relativa aos metais, concluímos dos resultados da platina para os parâmetros de emissão δ versus E que:

- 1) Os parâmetros δ_M e E_M são bastante próximos aos da literatura em que foram obtidos, sob condições mais severas do que os empregados em nosso trabalho.
- 2) Para a curva δ versus E o valor de E_{II} concorda com a literatura, porém E_I , que depende das condições da superfície, é diferente.

Ao aplicarmos diferenças de potencial de controle ΔV entre a grade 1 e a superfície da platina positiva ou negativamente, concluímos das curvas dos coeficientes σ' e δ' em função de E e do rendimento reduzido δ' / δ_M em função de E / E_M que:

- 1) Essas curvas podem ser consideradas praticamente as mesmas quando aplicamos $\Delta V = 0$ volts ou $+10$ volts. A diferença provém dos elétrons que são emitidos da superfície com um ângulo diferente do normal e acabam retornando para a mesma quando aplicamos $\Delta V = 0$.
- 2) Ao aplicarmos $\Delta V \leq -2,0$ volts, a queda nos valores das ordenadas das figuras 83, 84 e 85 é maior que em relação a $20V < \Delta V < -2,0V$, e em particular maior ainda para energias do feixe incidente (no caso E_p) maiores que 1000 eV. Esta conclusão tem relação com a distribuição de energia dos secundários emitidos. A energia associada ao espectro energético dos secundários, com maior quantidade de emitidos pela superfície, diminui com os valores de E_p crescentes, em particular para $E_p > 1000$ eV, e x_M é menor

que 2,0 eV. Desta forma, a diferença de potencial aplicada $\Delta V = -2,0$ V torna-se mais efetiva e os valores dos coeficientes calculados são menores.

No caso do ouro, ao analisarmos os parâmetros de emissão σ ou δ em função de E concluímos que os parâmetros obtidos para o ouro são muito semelhantes aos da platina e a diferença básica reside nos valores de δ_M e σ_M que são menores para o ouro.

Ao analisar a seção 7.2, relativa aos polímeros, concluímos dos resultados do Teflon-FEP que:

- 1) O valor do potencial de superfície final V_{SF} depende da energia E_p utilizada ao compensar as cargas na amostra através do M.A. e modifica os valores dos coeficientes de emissão.
- 2) Ao contrário dos metais, quando se utiliza a diferença de potencial de controle, $\Delta V = 0$ V ou $\Delta V = +10$ V, os coeficientes de emissão calculados para as correntes correspondentes a estes valores são bastante distintos. Esta diferença nos coeficientes σ' e δ' , em função de E e do rendimento reduzido δ' / δ_M versus E / E_M , depende da energia do feixe de elétrons incidentes. Para energias aproximadamente menores que 1500 eV, concluímos da seção 9.2.2.2.1 que uma quantidade de secundários são extraídos do interior do material. No entanto, para valores maiores que 1500 eV, as curvas I_m versus ΔV , relativas à seção 9.2.2.2.1, indicam que uma pequena quantidade de secundários retorna para a amostra e isto deve estar ocorrendo independente do valor de E . Portanto essa diferença deve ser proveniente de V_{SF} , da quantidade de secundários emitidos que são retirados do interior da amostra, e daqueles que estão retornando para a mesma.
- 3) Com base nas conclusões anteriores, é possível minimizar o efeito de V_{SF} . Para isso convém escolher uma energia E_p adequada para o M.A. atuar, na compensação das cargas acumuladas durante a irradiação. Porém, na determinação dos coeficientes de emissão, em particular σ , não podemos eliminar o efeito que o campo elétrico extrator tem ao retirar os secundários do interior da amostra, quando aplicamos $\Delta V > 0$, para energias menores que aproximadamente 1500 eV. Nem é possível evitar que alguns secundários retornem para a amostra, com o arranjo empregado. Os valores de η não sofrem este tipo de influência por apresentarem energias superiores a 50eV.
- 4) Ao compararmos os parâmetros característicos da emissão σ_M , δ_M , E_M , E_I e E_{II} com a literatura, verificamos valores muito próximos dos das tabelas 10 e 11 (ver Tabela X.1, pág. 190 da ref. 25). Esta conclusão reforçou o procedimento adotado e estabelecido no Capítulo V, ao aplicarmos $\Delta V = 10$ V para determinar σ . Se se observar a quantidade de

secundários, quando aplicamos $\Delta V = 10V$, nas curvas do espectro energético dos secundários emitidos, notaremos no caso do Teflon-FEP, que é o mais crítico dos polímeros aqui estudados, que uma pequena quantidade de secundários é emitida para a energia dos incidentes em que deve estar ocorrendo extração do interior do material.

Os resultados apresentados para o Mylar, polímero condutor, PVDF- α e PVDF- β na seção 7.2, estão restritos simplesmente às curvas de emissão em função de E e do rendimento reduzido em função de E / E_M , sem levarmos em conta a possibilidade de estudar as várias diferenças de potencial de controle ΔV . Assim sendo, concluímos que:

- 1) Os valores dos parâmetros da curva dos coeficientes de emissão σ_M , δ_M , E_M , E_I e E_{II} são bastante próximos dos da literatura para o Mylar (ver tabela X.1, pág. 190, ref. 25).
- 2) Os resultados para o polímero condutor, PVDF- α ou PVDF- β , não foram publicados ainda. Portanto acreditamos que estes resultados sejam inéditos.

Nesta mesma seção 7.2 construímos a Fig. 101, que leva em conta todas as curvas de rendimento reduzido obtidas neste trabalho em função de E / E_M , e concluímos que:

- 1) Não existe uma única curva universal que representa todos esses materiais.
- 2) A curva de rendimento reduzido do polímero condutor é bastante distinta das outras, porém para $E / E_M \leq 1$ coincide com as demais.

Em resumo, considerando os coeficientes de emissão, podemos dizer que:

- 1) O arranjo desenvolvido para determinar o espectro energético e o coeficiente de retroespalhamento é adequado na determinação de η para os polímeros ou metais.
- 2) Ao utilizarmos o mesmo arranjo nas medidas de σ em função de E , não encontramos nenhuma restrição para o caso de amostras metálicas, a não ser o retorno de uma pequena quantidade de secundários para a superfície da amostra, que pode ser minimizado ao utilizarmos uma diferença de potencial de controle de 10V. No entanto, para os polímeros, notamos algumas restrições quanto ao valor de V_{SF} logo após atuar o M.A., à diferença de potencial de controle aplicada $\Delta V > 0$ e ao retorno de uma pequena quantidade de secundários emitidos pela amostra. Estas restrições foram minimizadas nas medidas realizadas.
- 3) Não existe uma curva de rendimento reduzido única ou universal que represente todas as curvas obtidas experimentalmente para o Teflon-FEP, Mylar, PVDF- α , PVDF- β , polímero condutor, platina e ouro.

9.2.4. Resultados experimentais obtidos pelo método dinâmico

Dando seqüência às conclusões, no Capítulo VIII apresentamos os resultados relativos ao método dinâmico (M.D.) aplicado aos metais e na seção 8.2, ao analisá-los, concluímos:

- 1) Independente do método aplicado ser o dinâmico ou o do pulso, os valores de σ coincidem.
- 2) Ao aplicarmos o M.D. para os metais, verificamos que os valores de σ são os mesmos e não dependem da energia efetiva inicial com que começamos a irradiar a amostra.

Essas conclusões são muito importantes, pois mostram que as cargas acumuladas durante a irradiação não interferem no valor de σ para os metais. No caso dos polímeros, como é de conhecimento da literatura⁽²⁶⁾, essas cargas acumuladas durante a irradiação modificam o valor de σ e este depende da energia efetiva inicial que utilizamos ao aplicar o M.D.

Um fato novo a acrescentar é que, na faixa de energia irradiada em que se observam diferenças no valor de σ com dependência da energia efetiva inicial com que começamos a irradiar, está ocorrendo extração de secundários do interior da amostra, além daqueles emitidos naturalmente.

Ao analisar a seção 8.3, relativa ao M.D. aplicado ao polímero condutor, constatamos as mesmas conclusões anteriores para os metais.

Verificamos se, ao determinar σ versus E para a Platina e o polímero condutor nas seções 8.2 e 8.3, respectivamente, utilizando o M.P. com o arranjo definido no Capítulo V (Fig. 69) ou o M.D. com o arranjo original (Fig. 14), apresentam os mesmos resultados. Concluímos que os valores das curvas σ versus E , praticamente são os mesmos, independente do arranjo utilizado.

Na seção 8.4 aplicamos o modelo das duas camadas, baseado na versão “perda constante”, e concluímos que:

- 1) Os valores de σ versus E são praticamente os mesmos para uma camada de ouro de espessura 50nm depositada sobre o Teflon-FEP, independente de utilizarmos o M.D. ou M.P. na sua determinação.
- 2) As curvas de σ versus E para o M.D. aplicado às amostras de ouro, cujas camadas são de 2,5nm ou 10nm, diferem da amostra cuja espessura de ouro vale 50nm.

- 3) O M.P. aplicado às amostras de ouro, cuja espessura é 2,5nm ou 50nm, apresenta curvas de emissão bastante distintas entre si, acima de 400eV.
- 4) As curvas de corrente versus ΔV para as amostras de espessura 2,5nm ou 50nm para as energias do feixe incidente de 400eV, 2000eV ou 3500eV são praticamente coincidentes entre si, para a energia 400eV e distintas entre si, para os outros dois valores.
- 5) Existe bastante concordância nos valores de σ versus E obtidos do modelo da dupla camada com os resultados experimentais para a espessura do ouro, de 2,5nm ou 50nm.

Com base nas conclusões relativas ao modelo das duas camadas, apesar de utilizarmos um modelo bastante simples apoiado na versão da “perda constante” unidimensional, concluímos que este se aplica satisfatoriamente na interpretação dos resultados da seção 8.4.

9.3. Sugestões para trabalhos futuros

Aproveitando os estudos relativos ao arranjo definido para as medidas do espectro de energia dos secundários emitidos e as curvas dos coeficientes de emissão com polímeros ou metais, sugerimos para trabalhos futuros :

- 1) Estudar um novo arranjo para se determinar a seção relativa aos retroespalhados elasticamente para polímeros e/ou metais.
- 2) Aplicar e estudar os modelos apresentados no Capítulo II para as curvas de rendimento reduzido obtidas em nosso trabalho, levando em conta inicialmente o fato de que o expoente n possa modificar-se para os diversos materiais.
- 3) Propor um novo modelo para explicar a emissão dos secundários baseados nas conclusões anteriores. Para isto pode-se levar em conta inicialmente as modificações verificadas nas distribuições energéticas dos secundários e das próprias curvas de emissão, ao aplicar as várias diferenças do potencial de controle.
- 4) Aplicar o método dinâmico para outros metais. As medidas poderiam ser estendidas também para as camadas de óxido com espessura controlada, para estudar a influência da presença do oxigênio em relação a outros elementos na emissão dos secundários.
- 5) Estudar sistematicamente o potencial de superfície final, logo após atuar o mecanismo de auto-regulação, em função da energia dos elétrons primários incidentes para os polímeros.

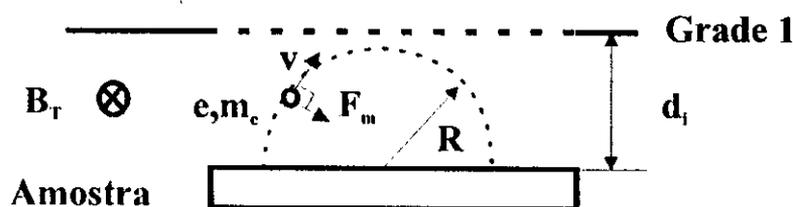
- 6) Estudar detalhadamente a correção para $g(E')$ desenvolvida no apêndice 2, para inferir como deve ser a distribuição angular dos secundários emitidos para os polímeros. Um ponto de partida pode ser os resultados das curvas de corrente, em função da diferença de potencial de controle, obtidas neste trabalho e a própria função cosseno com pequenas modificações.
- 7) Determinar o primeiro ponto de cruzamento dos polímeros ou metais utilizando o método dinâmico. Para isto teríamos que repensar o sistema de visualização do feixe de elétrons e as polarizações aplicadas na obtenção do feixe de elétrons primários.

- APÊNDICE 1 -

Efeito do campo magnético terrestre na emissão dos secundários

Na montagem definida em nossas medidas para determinar o espectro de energia dos secundários nos metais ou polímeros, fixamos uma distância entre a grade 1 e a superfície da amostra de aproximadamente 3 mm. Com a presença do campo magnético terrestre, os elétrons de baixa energia (secundários) podem sofrer a sua presença e retornar para a amostra, caso esta distância não seja adequada. Para verificar se em nossas medidas não estava ocorrendo este tipo de efeito (potencial de controle deixa de ter ação), resolvemos calcular a mínima distância necessária para que os elétrons emitidos perpendicularmente à superfície não retornem para a mesma.

A figura a seguir é um esquema das grandezas envolvidas neste cálculo, onde assumimos uma direção e sentido para o campo magnético terrestre, como representa a Fig. 117. Por tratar-se de uma situação bastante adversa, a emissão pode não corresponder à situação real, que deve ser mais favorável.



Legenda:

m_e : massa da carga elementar = $9,1 \times 10^{-31}$ Kg

e : carga elementar do elétron em módulo = $1,6 \times 10^{-19}$ C

B_T : intensidade do campo magnético terrestre $\cong 5,7 \times 10^{-7}$ w/m².

R : raio da trajetória circular

d_i : distância entre a grade 1 e a superfície da amostra

V : velocidade do elétron emitido

ΔV : diferença de potencial de controle entre a grade 1 e a superfície da amostra em módulo

F_m : força magnética devido à ação do campo B_T .

Fig. 117 - Esquema da influência do campo magnético terrestre sobre os secundários emitidos perpendicularmente a superfície.

A expressão para o raio da trajetória em função da diferença de potencial de controle é:

$$R = \frac{1}{B_T} \sqrt{\frac{2 m_e \Delta V}{e}} \quad (95)$$

Adotando $\Delta V = 0,1$ volts, podemos calcular R e encontrar um valor de aproximadamente 19 mm.

Os elétrons que são emitidos perpendicularmente à superfície, com uma energia maior ou igual a 0,1 eV, ao sofrer a ação do campo magnético terrestre, como indica a Fig. 117, devem percorrer uma distância d ; maior ou igual a 19 mm, para que o potencial de controle supressor menor que -0,1 V não tenha ação sobre eles. Como adotamos uma distância de aproximadamente 3 mm, esta é suficiente para que a diferença do potencial de controle tenha uma ação efetiva sobre os elétrons emitidos com estas energias.

Concluimos que a distância d ; igual a 3 mm é adequada para as nossas medidas.

- APÊNDICE 2 -

A correção de segunda ordem no espectro de energia

No esquema do arranjo de medida da Fig. 55, ao aplicarmos um potencial de controle na grade 1 ($V_1 > 0$ ou $V_1 < 0$), podemos ter elétrons secundários retornando para a superfície da amostra.

Como mostramos nos resultados da seção 6.1.1.1, para as medidas com a platina, este efeito é pequeno, quando aplicamos um potencial de controle $V_1 > 0$. No caso dos dielétricos (ver seção 6.2) esta conclusão não é tão imediata, pois ao aplicar o potencial $V_1 > 0$ na grade 1, as linhas do campo elétrico que penetram na amostra retiram elétrons do material. Em nossas medidas, utilizando os polímeros e o arranjo definido no Capítulo V, assumimos que esse efeito deve ser pequeno também.

No entanto, com o arranjo estabelecido em nossas medidas, não é possível eliminar totalmente a possibilidade de os secundários retornarem para a superfície de emissão. No caso em que o potencial de controle é $V_1 < 0$, fazemos a distinção entre os elétrons que retornam à superfície com energia menor ou maior que V_1 .

Os primeiros não interferem em nossas medidas, pois a intenção ao aplicar $V_1 < 0$ é impedir todos os elétrons emitidos com energia menor que V_1 de alcançar e ultrapassar a grade 1. Contudo os elétrons emitidos que possuem energia maior que V_1 e retornam para a amostra interferem nas medidas.

Para avaliar este efeito dos elétrons com energia maior que V_1 que retornam para a superfície da amostra e, portanto, interferem no valor da corrente de emissão (particularmente na determinação do espectro de energia dos secundários emitidos), recorreremos à dedução de uma outra expressão para a distribuição de energia $g(E')$.

No estudo da seção 4.1.1 expressamos a fração dos elétrons que saem da amostra e conseguem alcançar a grade 1 para $V_1 < 0$ através da equação 73. Em seguida derivamos em relação a $E' = -eV_1$, o que resultou na equação 74, que trata da expressão do espectro de energia normalizado $g(E')$.

Segundo Seiler⁽⁴⁴⁾, os elétrons emitidos pela superfície irradiada têm uma distribuição angular, em relação à reta normal à superfície, que para as superfícies

policristalinas obedece uma função cosseno. Podemos então expressar o coeficiente de emissão dos secundários segundo uma direção θ como:

$$\delta(\theta) = \delta_0 \cos\theta \quad (96)$$

Ao considerar o arranjo utilizado em nossas medidas, podemos definir uma eficiência geométrica de captação de emissão (ϵ_{CE}) para todos os elétrons emitidos do centro da amostra, levando em conta que a distribuição angular vale $\cos\theta$. A expressão para ϵ_{CE} é:

$$\epsilon_{CE} = 1 - \cos^2 \theta_1 \quad (97)$$

Como θ_1 vale $\arctg \phi / 2d_1$, onde ϕ é o diâmetro da amostra e d_1 é a distância entre a grade 1 e a superfície da amostra (ver Fig. 55), é possível mostrar que a maior parte dos elétrons captados são provenientes do centro da amostra.

Logo, os valores medidos de corrente representarão mais os elétrons emitidos na região central que os mais afastados do centro.

Para uma distância $d_1 \leq 3$ mm para uma amostra de diâmetro $\phi = 30$ mm, a eficiência de captação dos emitidos no centro da amostra é superior a 96%. Se calcularmos a eficiência dos emitidos na extremidade da amostra, nas condições anteriores, teremos valores da ordem de 33%, portanto bem menores.

Para os elétrons emitidos da superfície da amostra com uma energia E'_0 maior que o potencial de controle $V_1 < 0$ aplicado na grade 1, e que deixam a amostra com um determinado ângulo θ em relação à normal e ao feixe dos elétrons incidentes, é possível encontrar uma relação para a máxima altura alcançada por estes elétrons, isto é:

$$y_{MAX} = \frac{d_1 \cos^2 \theta}{\frac{eV_1}{E_0}} \quad (98)$$

Se impusermos que $y_{MAX} = d_1$, condição para que os elétrons não voltem mais para a amostra, quando possuem uma energia maior que eV_1 ou $r = \frac{E'_0}{eV} > 1$, chegaremos a:

$$\cos^2 \theta \geq \frac{1}{r} \quad (99)$$

No limite desta condição, isto é, $\cos^2 \theta = \frac{1}{r}$, podemos utilizá-la na equação 98 para corrigir $g(E')$.

Partindo da mesma equação 73, porém corrigindo $g(E')$ pelo fator $\left(1 - \frac{1}{r}\right)$, podemos deduzir uma nova relação para o espectro de energia, levando em conta os elétrons com energia E'_0 maior que o potencial aplicado V_1 que retornam para a superfície da amostra, o que expressamos a seguir:

$$g(E') = \frac{1}{I_p - I_m} \left\{ \frac{dI'_m}{dV_1} + V_1 \frac{d^2 I'_m}{dV_1^2} \right\} \quad (100)$$

O que podemos notar nesta nova expressão é que aparece um termo adicional no segundo membro de segunda ordem e, portanto, não deve contribuir para modificar significativamente o espectro de energia.

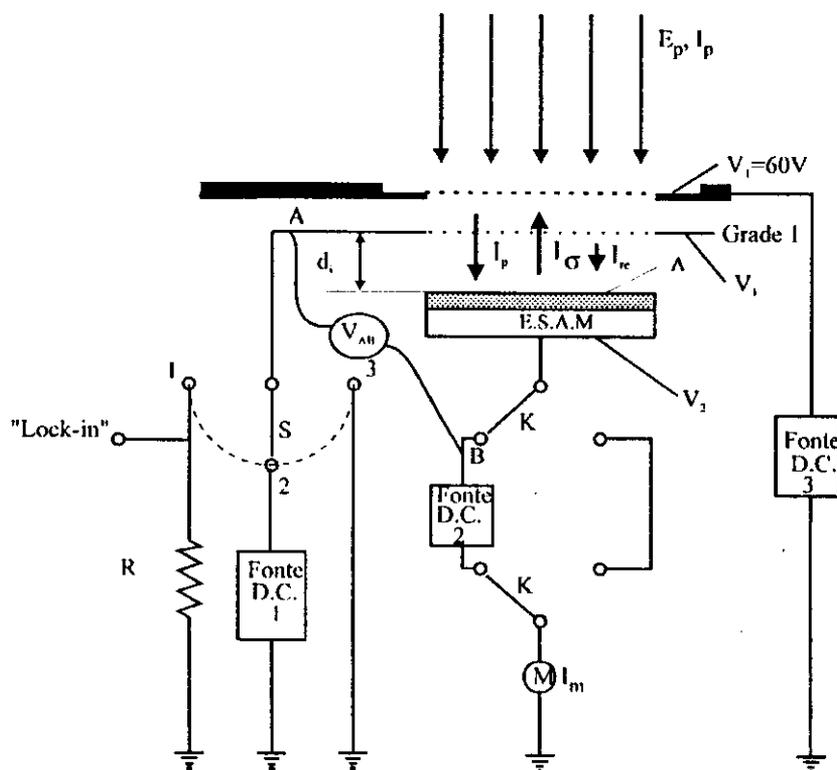
Sob o ponto de vista experimental, é muito difícil somente com os valores da corrente I'_m , em função de V_1 , obter a derivada segunda. Para isto teríamos que ajustar uma curva pelos pontos experimentais, tarefa também nada fácil, e em seguida encontrar as derivadas de primeira e segunda ordem.

No caso dos metais em que consideramos a superfície de emissão policristalina e, portanto, obedecendo à relação $\delta(\theta) = \delta_0 \cos\theta$, podemos utilizar a equação sem grandes modificações. Porém, no caso dos dielétricos, $\delta(\theta)$ pode ser diferente da função cosseno, e não saberíamos como interpretar esta correção.

- APÊNDICE 3 -

Medida da diferença de potencial $V_1 - V_2$

Como dissemos na página 90, a medida da diferença de potencial entre grade 1 e a base da amostra na Fig. 118 deve ser feita, nas condições das nossas experiências, com um eletrômetro.



Legenda:

E_p, I_p : Energia e Corrente dos primários

d_i : distância entre Grade 1 e superfície da amostra

E.S.A.M : Eletrodo Suporte de Amostra Modificado

V_{AB} : Diferença de potencial entre grade e superfície da amostra.

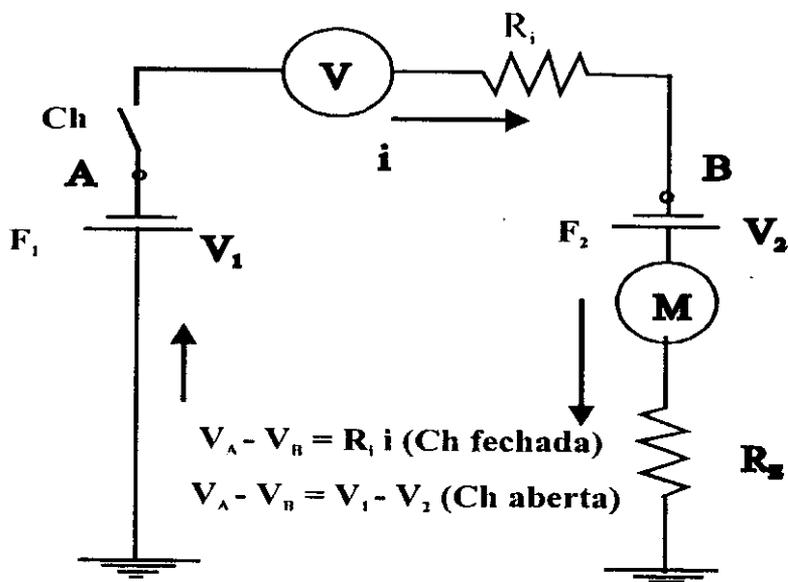
V_1, V_2 e V_T : Polarizações da Grade 1, E.S.A.M e Tampa, respectivamente.

M : Eletrômetro

I_m : Corrente medida

Fig. 118 - Esquema da montagem do arranjo simplificado para a medida da ddp entre A e B ou $V_1 - V_2$

A razão para utilizar um eletrômetro para medir $V_A - V_B$ (Fig. 118) em vez de um voltímetro digital é justificada pela análise que se segue baseada na Fig. 119.



Legenda:

R_i : Resistência interna do Eletrômetro ou do Voltímetro digital

V_1 : Polarização da Grade 1

M : Eletrometro

R_B : Resistência interna do Eletrômetro

V_2 : Polarização do Eletrodo Suporte da Amostra

F_1, F_2 : Fontes de tensão D.C.

Fig. 119 - Desenho esquemático do circuito para a medida da ddp entre A e B ou $V_1 - V_2$

Ajustemos, por exemplo, as fontes F_1 e F_2 da figura acima de modo que $V_1 - V_2 = 10V$ e designaremos i a corrente que circula pelo circuito quando se mede a d.d.p. entre A e B, ou seja, quando se fecha a chave Ch. Consideremos, também, a resistência interna (R_i) do eletrômetro que medirá a corrente como sendo igual a $10^7 \Omega$. Nestas condições, se medirmos a d.d.p. entre A e B com um voltímetro digital com $R_i = 10^7 \Omega$, a corrente i será igual a $5 \times 10^{-7} A$, enquanto que, se for medida com um eletrômetro com $R_i = 10^{14} \Omega$ será igual a $5 \times 10^{-13} A$. Assim, se a medida for feita com um voltímetro digital, $V_A - V_B = R_i i = 5 \text{ volts}$ e se for feita com um eletrômetro, $V_A - V_B = 10 \text{ volts} = V_1 - V_2$. Portanto, nestas condições, a medida feita com o eletrômetro coincide com o valor esperado.

As tabelas a seguir mostram resultados obtidos usando ora um eletrômetro ora um voltímetro digital.

Tabela 22 - Valores de $V_1 - V_2$ medido com o eletrômetro ($R_i = 10^{14} \Omega$)

V_1 (V)	V_2 (V)	Vir. esperado $V_1 - V_2$ (V)	Vir. experimental $V_1 - V_2$ (V) $R_E = 10^7 \Omega$	Vir. experimental $V_1 - V_2$ (V) $R_E = 10^8 \Omega$	Vir. experimental $V_1 - V_2$ (V) $R_E = 10^9 \Omega$
-290	-300	+10	+10,5	+10,5	+10,5
-300	-300	0	0	0	0
-310	-300	-10	-9,25	-9,25	-9,25

Legenda:

V_1 : polarização da grade I

V_2 : polarização do eletrodo suporte de amostra

$V_1 - V_2$: diferença do potencial entre grade I e superfície da amostra ou $V_A - V_B$:

Tabela 23 - Valores de $V_1 - V_2$ medido com o voltímetro comum ($R_i = 10^7 \Omega$).

V_1 (V)	V_2 (V)	Vir. esperado $V_1 - V_2$ (V)	Vir. experimental $V_1 - V_2$ (V) $R_E = 10^7 \Omega$
-290	-300	+10	+4,60
-300	-300	0	0,020
-310	-300	-10	-4,42

- REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS -

1. BALMAIN, K.G. & HIRI, W. Dielectric surface discharges: dependence on incident electron flux. **IEEE trans. Nuc. Sci.**, v.NS-27, n.6, p.1770, 1980
2. BARODDY, E.M. A theory of secondary electron emission from metals. **Phys. Rev.** v.78, n.6, p.780-787, 1950.
3. BETHE, H.A. , apud DEKKER, A.J. Secondary electron emission. In: **Solid State Physics**, New York: Academic Press Inc., 1958. p.272.
4. BOHR, N., apud DEKKER, A.J. Secondary electron emission. In: **Solid State Physics**, New York: Academic Press Inc., 1958. p.274.
5. BRUINING, H. **Physics and Applications of Secondary electron emission**. New York: Mc Graw-Hill, 1954.
6. BURKE, E.A. Secondary emission from polymer. **IEEE Trans. Nuc. Sci.** v.NS-27, n.6, p.1760-1764, 1980.
7. CHASE, R. E. , GORDON, W.L. , HOFFMAN, R. W. **Secondary electron emission yield**. Cleveland: Department of Physics, Case Western Reserve University, 1979. 98p. (Annual Report for Period July 1, 1978 to June 30, 1979).
8. CHINAGLIA, D.L. **O deslocamento da energia associada ao segundo ponto de cruzamento na curva de emissão eletrônica de polímeros com dose de irradiação absorvida e suas implicações**. São Carlos: USP-IFQSC, 1992. Dissertação de Mestrado.
9. CROITORU, N. , SEIDMAN, A., YASSIN, K. Effect of composition and structure modification of SnO_x films on the electron secondary emission. **Thin Solid Films**, v.116, p.327-339, 1984.
10. CROITORU, N., SEIDMAN, A., YASSIN, K. Electrical conductivity, physical density and secondary electron emission of transparent conductors. **Thin Solid Films**, v.125, p.113-117, 1985.
11. CROITORU, N., SEIDMAN, A., YASSIN, K. J. Physical properties of SnO_x films. **J. Appl. Phys.**, v.57, n.1, p.102-104, 1985.
12. CROITORU, N., SEIDMAN, A., YASSIN, K. Secondary electron emission of ZnO sputtered films. **Phys. Scr.**, v.37, p.555-558, 1988.
13. CROITORU, N., SEIDMAN, A., YASSIN, K. Secondary electron emission of metal oxide sputtered thin films. **Thin Solid Films**, v.191, p.361-367, 1990.
14. CROITORU, N., SEIDMAN, A., YASSIN, K. Some physical properties of ZnO sputtered films. **Thin Solid Films**, v.150, p.291-301, 1987.
15. DEKKER, A.J. Secondary electron emission. In: **Solid State Physics**, New York: Academic Press Inc., 1958. p.251-315.
16. DEKKER, A.J. Secondary electron emission. In: **Solid state physics**. London and Basing stoke: Mac Millan & Co, c1952. p. 418-445
17. DIONNE, G.F. Secondary emission yield curves. **J. Appl. Phys.**, v.44, n.12, p.5361-5364, 1973.

18. FARIA, R.M., GROSS, B. Radiation induced conductivity of polymers in different gases. **J. Appl. Phys.**, v.62, n.4, p.1420-1424, 1987.
19. GROSS, B., SESSLER, G.M., WEST, J.E. Radiation hardening and pressure-actuated charge release of electron-irradiated teflon electrets. **Appl. Phys. Letters**, v.24, n.8, p.351-353, 1974.
20. GROSS, B. Recollections. **IEEE trans. Elec. Ins.**, v.EI-21, p.245, 1986.
21. GROSS, B., MULTHAUPT, R.G. A tribute to Gerhard M. Sessler on the occasion of his Sixtieth Birthday. **IEEE Trans. El. Ins.**, v.26, n.1, p.3-14, 1981.
22. GROSS, B., VON SEGGERN, H., WEST, J.E. Positive charging of fluorinated ethylene propylene copolymer (Teflon) by irradiation with low-energy electrons. **J. Appl. Phys.** v.56, n.8, p. 2333-2336, 1984.
23. GROSS, B., VON SEGGERN, H., BERRAISSOUL, A. Surface charging of dielectrics by secondary emission and the determination of emission yield. **IEEE Trans. Elec. Ins.** v.EI-22, n.1, p.23-27, 1987.
24. GROSS, B., HESSEL, R. Electron Emission From Electron-irradiated Dielectrics. **IEEE Trans. El. Ins.**, v.26, n.1, p.18-25, 1991.
25. HESSEL, R. **Construção de um acelerador de elétrons e sua utilização para o estudo da emissão secundária em materiais dielétricos.** São Carlos: USP-IFQSC, 1990. 220p. Tese de doutorado.
26. HESSEL, R., GROSS, B. Escape depth of secondary electrons from electron-irradiated polymers. In: **IEEE Trans. El. Ins.**, v.27, n.4, p.741-746, 1992.
27. JOHNSON, J.B., MCKAY, K.G. Secondary electron emission of crystalline MgO. **Phys. Rev.** v.91, n.3, p.582-587, 1953.
28. JONKER, J.L.H. The Angular distribution of the Secondary Electrons of Nickel. **Philips Res. Rep.** v.6, p.372-387, 1951.
29. KANAYA, K., KAWAKATSU, H. Secondary electron emission due to primary and backscattered electrons. **J. Phys. D.: Appl. Phys.** v.5, p.1727-1742, 1972.
30. KAZANTSERV, A.P., MATSKEVICH, T.L. Secondary electron emission on methylmethacrylate at 25 KeV. **Soviet Phys. Sol. State**, v.6, n.8, p.1898-1904, 1965.
31. KOLLATH, R. Secondary electron emission of solids induced by electron bombardment. In: **Encyclopedia of Physics**, Berlin: Springer, 1956. p.232-303. Volume 21.
32. LANE, R. O., ZAFFARANO, D.I. apud DIONNE, G.F. Secondary emission yield curves. **J. Appl. Phys.**, v.44, n.12, p.5364, 1973.
33. MALMONGE, L.F., MATTOSO, L.H.C. Electroactive blends of poly(vinylidene fluoride) and polyaniline derivatives. **Polymer**, v.36, n.2, p.245-249, 1995.
34. MATSKEVICH, T.L. Secondary electron emission of some polymers. **Fiz. Tverd. Tela Akad. Nauk.**, SSSR, v.1, p.277, 1959.
35. MCKAY, K.G. Secondary electron emission. In: **Advances in electronics.** New York: Academic Press, 1948. p.66-130. Volume 1.

36. MORENO, R.A. Um método para o estudo de transporte de cargas em filmes isolantes carregados por descarga corona. Aplicação ao polietileno. São Carlos: USP-IFQSC, 1977. Tese de Doutorado.
37. MORENO, R.A., GROSS, B. Measurement of potential buildup and decay, surface charge density, and charging currents of corona-charged polymer foil electrets. *J. Appl. Phys.* v.47, n.8, p.3397-3402, 1976.
38. PALLUEL, P.C.R. apud DEKKER, A.J. Secondary electron emission. In: **Solid State Physics**. New York: Academic Press Inc., 1958. p.273
39. RAJOPADHYE, N.R., DAKE, S.B., BHORASKAR, S.V. Characterization of Al_2O_3 films deposited by various methods. **Thin Solid Films**, v.142, p.127-138, 1986.
40. RUDBERG, E. apud DEKKER, A.J. Secondary electron emission. In: **Solid State Physics**. New York: Academic Press Inc., 1958. p.419
41. RUDBERG, E. Inelastic scattering of electrons from solids. **Phys. Rev.**, v.50, p.138-150, 1936.
42. SALOW, H. Z. apud WHETTEN, N.R. Secondary electron emission. In: **Methods of experimental physics**. New York: Academic Press, 1967. p.75. Vol. 4, Parte A
43. SANDONATO, G.M. Construção de um acelerador de elétrons de 20keV: aplicação ao estudo de polímeros. São Carlos: USP-IFQSC, 1983. Dissertação de Mestrado.
44. SEILER, H. Secondary electron emission in the scanning electron microscope. *J. Appl. Phys.* v.54, n.11, p.R1-R18, 1983.
45. STERNGLOSS, E. J. apud DEKKER, A.J. Secondary electron emission. In: **Solid State Physics**, New York: Academic Press Inc., 1958. p.276.
46. STERNGLOSS, E.J. Backscattering of kilovolt electrons from solids. **Phys. Rev.** v.95, n.2, p.345-358, 1954.
47. STERNGLOSS, E.J. apud DEKKER, A.J. Secondary electron emission. In: **Solid State Physics**, New York: Academic Press Inc., 1958. p.276.
48. VON SEGGERN, H. Charging dynamics of dielectrics irradiated by low energy electrons. **IEEE Trans. Nuc. Sci.**, v.NS-32, n.4, p.1503-1511, 1985.
49. WHETTEN, N.R. Secondary electron emission. In: **Methods of experimental physics**. New York: Academic Press, 1967. p.75-78. Volume 4, Parte A
50. WHETTEN, N.R., LAPONSKY, A.B. Energy distribution of secondary electrons from MgO single crystals. **Phys. Rev.** v.107, n.6, p.1521-1524, 1957.
51. YOUNG, J.R. Dissipation of energy by 2,5 - 10KeV electrons. *J. Appl. Phys.* v.28, p.524, 1957.
52. YOUNG, J.R. Penetration of electrons and ions in aluminium. *J. Appl. Phys.*, v.27, n.1, p.1-4, 1956.
53. ZISMAN, W.A. A new method of measuring contact potential differences in metals. **Rev. Sci. Instr.** v.3, p.367, 1932.