

Este exemplar corresponde a redação final  
da Tese defendida pela aluna  
Maurice Cristina Hellmeister e  
aprovada pela Comissão de Julgamento  
Campus 28/08/85  
Artemio Scalabrín

"CONSTRUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE UM DETETOR  
DE METAL-ISOLANTE-METAL PARA LASERS NO IN-  
FRAVERMELHO LONGÍNQUO"

Maria Cristina Hellmeister

Orientador: Prof. Dr. Artemio Scalabrín

Tese apresentada ao Instituto de  
Física "Gleb Wataghin", como par-  
te dos pré-requisitos à obtenção  
do grau de Mestre em Ciências,  
pela UNICAMP.

BANCA EXAMINADORA

*Prof. Dr. Artemio Scalabrin (UNICAMP-Presidente)*

*Prof. Dr. Carlos Alberto Ferreri (UNICAMP)*

*Prof. Dr. Frederico Dias Nunes (UFRN)*

*Dr. Daniel Pereira (UNICAMP)*

*Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz (UNICAMP)*

*ã minha mãe*

## AGRADECIMENTOS

Esse trabalho foi realizado junto ao grupo de "Lasers e Aplicações" do Departamento de Eletrônica Quântica do Instituto de Física da UNICAMP. Gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos às pessoas que me ajudaram e me apoiaram nesse exaustivo trabalho.

Ao Prof. Artêmio Scalabrin, pela oportunidade, paciência, e dedicação na orientação dessa tese.

Ao Prof. Carlos Alberto Ferrari, pelas sugestões e ajuda no laboratório.

Ao Prof. Frederico Dias Nunes, pelas longas e cansativas discussões, que muito contribuíram para o desempenho desse trabalho.

Ao Daniel Pereira, pela análise crítica, estímulo, exaustivas discussões, idéias e motivação que contribuíram fortemente para o enriquecimento dessa tese.

Ao Prof. K. M. Evenson, pela doação do poste de níquel, do ohmímetro de baixa potência e pelas orientações proveitosas que deixou durante sua estadia junto ao nosso grupo.

À Prof. Elza C. C. Vasconcellos, que mesmo distante sempre esteve presente, preocupando-se em atualizar-me com novos experimentos que eram desenvolvidos e enviando-me filamento de tungstênio sempre que necessário.

Ao apoio encontrado no Instituto de Estudos Avançados do CTA, em São José dos Campos-SP., no polimento dos postes de níquel e pela doação do filamento de tungstênio.

Aos outros Prof. (s) do grupo: Carlos Alberto S. Lima; Miriná B. S. Lima e C. H. Brito Cruz.

Ao Prof. Josué da UFCE e ao Prof. Carlos L. Cesar, que me deram entusiasmo suficiente para conclusão desse trabalho.

Ao M. A. Algate, pela grande ajuda prestada no início desse trabalho, tanto nas discussões como no laboratório.

Ao Luiz B. Annes, pela importante ajuda na parte computacional.

Agradeço ao pessoal técnico-administrativo do grupo de - Laser, do Departamento de Eletrônica Quântica e outros, pela dedicação e realização de trabalhos fundamentais dessa tese e outros experimentos.

Ao Douglas (Fibras Ópticas), pela paciência e dedicação' às fotos necessárias para esse trabalho.

Ao Polaquini, Airton, Goes, Edvaldo, Valter, Edinho e Julio, por me darem todo apoio técnico.

Ao Moacir e à Nidinalva (LED), pela dedicação na confecção do espelho híbrido.

As funcionárias do Departamento de Eletrônica Quântica.

Ao Prof. Jarbas C. Castro, pelo empréstimo de uma cela - de Golay.

Ao Barney, pelas fotos no traçador de curvas.

As secretárias do Departamento de Eletrônica Quântica, - Stela, Melita, Mioko e Rose, pela dedicação, compreensão e carinho' aos meus pedidos de última hora.

A secretária do grupo de Laser, Maria Luiza, que tanto a pertubei com minhas brincadeiras, sempre esteve pronta para me ajudar.

Aos meus amigos, Glória, Anderson, Nélia, Daniel, Fred, - Zé Luis, Luís, Marcos, Sazaki, Antonio, João, Coutinho, José, Sibérios, Mauro, Bento, Dinah, pelos agradáveis e convivências.

Aos meus colegas do Grêmio Litero Musical por proporcionarem momentos agradáveis.

Aos meus companheiros do D. F. da UFAL, pela oportunidade me deram para conclusão do mestrado.

A minha amiga Yara, por todo apoio e favores que me prestou durante a minha ausência de Maceió.

Ao CNPq, FINEP e CAPES, pelo suporte financeiro.

A Valéria, pela ajuda no laboratório.

A Lucila, pelas discussões construtivas para esse trabalho.

A minha prima e amiga Ana , pela grande ajuda na datilo -  
grafia e tolerância para comigo.

. Ao meu irmão e amigo Ed, pelo excelente trabalho de dese -  
nho e por todo apoio que sempre me deu.

Aos meus tios, primos e sobrinhos, pelo carinho com que sem  
pre me acolheram.

Finalmente, e em particular a minha Mãe, Dulce e Si -  
queira, pela confiança, estímulos e ternura, que sempre me deram.

## RESUMO

Esta tese é o resultado de um estudo que teve por finalidade dominar a tecnologia envolvida na construção e caracterização de um detetor de contato pontual, do tipo metal-isolante-metal, para detecção de radiação de laser infravermelho longínquo. A escolha desse tipo de detetor foi motivada pelas seguintes exigências: operação à temperatura ambiente, factibilidade tecnológica (sem o uso de técnicas sofisticadas) e baixo custo. Todos esses atributos são encontrados no detetor de W-Ni, objeto desse estudo, com a vantagem adicional de possuir um tempo de resposta muito rápido ( $\sim 10^{-14}$  s). O estudo paramétrico do detetor foi feito com um laser de álcool metílico operando na linha de  $118.8\mu m$ . Os resultados experimentais são interpretados usando teorias de antenas e um modelo de tunelamento para junção.

## ABSTRACT

This thesis is the result of a study whose main objective was to master the technology of construction and characterization of a point contact detector, of the type metal-insulator-metal, for the detection of far-infrared laser radiation. The choice of this detector was motivated by the following requirements: room temperature operation, easy of construction, and low cost. All these qualities are found in the W-Ni detector plus the additional advantage of fast time response ( $\sim 10^{-14}$  s). The study of the detector parameters was done with a methyl alcohol laser operating in the  $118.8\mu m$  line. The experimental results are analyzed using the theory of an antennae and tunneling model for the junction .

ÍNDICECAPÍTULO I

A. Introdução.....	003
B. Organização da Tese.....	005

CAPÍTULO II

Teorias e Modelos sobre os diodos de ponta de con- to.....	006
A. Tipos de Detetores.....	006
A-1. Diodos de Ponta de Contato Metal-Semicondu- tor e Diodo de Schottky.....	006
A-2. Diodo de Supercondutor-Isolante-Supercondu- tor ou Junção Josephson.....	007
A-3. Diodo de Metal-Isolante-Metal.....	008
B. Diodo de Metal-Isolante-Metal (W-Ni).....	009
B-1. Histórico - Uso de Antenas com Detetores - Ópticos.....	009
B-2. O Diodo de Metal-Isolante-Metal (W-Ni).....	010
C. Dados experimentais sobre o Diodo MIM.....	013
D. O Efeito Túnel.....	016
D-1. Teoria do Tunelamento.....	016
D-2. Tempo de Resposta do Diodo MIM.....	016
E. Atividade Óptica do Dispositivo de Ponta de Con- tato.....	019
E-1. Teoria da Antena de Um Fio Longo.....	019
E-2. Ação Óptica da Antena dos Diodos de Ponta - de Contato.....	022
F. Circuito Equivalente do Diodo de Ponta de Conta- to.....	022
F-1. Modelo da Antena.....	025
F-2. Modelo do Diodo.....	026
G. Relação entre a Teoria e Dados Experimentais já obtidos para o Diodo (W-Ni).....	029

CAPÍTULO III

Descrição Experimental.....	003
A. Sistema Laser IVL.....	033
B. Construção do Diodo de Metal-Isolante-Metal - (W-Ni).....	037
B-1. Montagem da Antena.....	037
B-2. Obtenção da Ponta Cônica.....	038
B-3. Obtenção do Níquel Oxidado.....	043
B-4. Montagem do Detetor.....	043

CAPÍTULO IV

Medidas Experimentais e Interpretações.....	048
A. Medida da Radiação Padrão.....	048
A-1. Resultados Experimentais.....	050
A-2. Interpretação dos Dados.....	057
B. Medida da Voltagem Detetada em Função da Resis tência do Diodo.....	060
B-1. Interpretação dos Dados .....	062
C. Caracterização Elétrica do Diodo MIM.....	065
D. Cálculo do NEP.....	064
E. Comentário.....	065

CAPÍTULO V

Conclusão.....	066
----------------	-----

APÊNDICES

A. A Equação Túnel.....	069
B. Análise do Tunelamento no Detetor MOM de Ponta de Contato.....	078
C. Teoria da Antena de Fio Longo.....	084

<u>REFERÊNCIAS</u> .....	090
--------------------------	-----

<u>LEGENDAS DAS FIGURAS</u> .....	095
-----------------------------------	-----

<u>LEGENDAS DAS TABELAS</u> .....	097
-----------------------------------	-----

## CAPÍTULO I

### A - INTRODUÇÃO

O objetivo desse trabalho é a construção e a caracterização de um detetor de radiação, do tipo metal-isolante-metal, para lasers de infravermelho longínquo. A motivação para esse trabalho, veio da necessidade de um detetor de baixo custo e que pudesse ser utilizado nas pesquisas do laboratório do grupo de laser.

As linhas de pesquisas tecnológicas de interesse desse grupo são o desenvolvimento e a física de lasers infravermelho e infravermelho longínquo (bombeio óptico em moléculas polares), com aplicações em espectroscopia molecular, ressonância magnética com laser (RML), diagnósticos de plasmas e medidas de frequências, na região de radiações eletromagnéticas  $20\mu\text{m} \lesssim \lambda \lesssim 3\text{mm}$ . Sendo que, para isso necessitam-se de detetores existentes para essa região. No entanto, a maior dificuldade encontrada pelo grupo está justamente na aquisição de tais detetores, pois na maioria dos detetores fotocondutores a radiação incidente produz uma mudança na condutividade, pela passagem dos elétrons da banda de valência de um semicondutor para a banda de condução (1). No entanto, os detetores que utilizam esse efeito tem um limite superior em comprimento de ondas,  $\lambda$ , determinado pela energia requerida para que a transição ocorra, sendo que nos fotocondutores práticos, esse limite ocorre para  $\lambda \lesssim 50\mu\text{m}$  (2). Existe, portanto, uma carência de detetores para a região  $\lambda > 100\mu\text{m}$ .

Uma grande parcela do esforço de pesquisa na região submilimétrica do espectro, continua concentrada no desenvolvimento de técnicas básicas, já que a atividade comercial relacionada a essa região pode ser considerada pequena. Em grande parte, esse desenvolvimento objetiva seu uso em aplicações de pesquisa de materiais, monitorização estratosférica e outras. Em particular a pesquisa de detetores de radiação nessa região é ainda muito intensa, uma vez que o desempenho desses dispositivos pode ser consideravelmen-

te melhorado.

Além de todos esses problemas citados acima, esses detetores apresentam-se com um alto custo. Por exemplo, para adquirir uma Cella de Golay ou um Bolômetro, precisamos importá-los, e ainda, este último, só operará com hélio líquido, que além do custo alto, - envolve também importação.

Devido aos fatos acima citados, surgiu o nosso interesse - em construir e caracterizar o detetor de ponta de contato de metal-isolante-metal (MIM). A construção desse tipo de detetor, apresenta uma factibilidade tecnológica, baixo custo e a necessidade do mesmo é de extrema importância no laboratório. Devido a isso procuramos um melhor entendimento das teorias presentes, sem a pretensão de fechar o assunto. Esses detetores funcionam à temperatura ambiente e apresentam um curto tempo de resposta  $\sim 10^{-14}$  s, enquanto, - que o tempo de resposta da Cella de Golay e do Bolômetro é respectivamente  $10^{-7}$  s e  $10^{-8}$  s.

Os diodos de ponta de contato consistem de um filamento' de tungstênio em contato pontual sobre uma base de níquel polida, - existindo entre os dois uma camada de óxido natural de 1 a 2nm(3,4)

Uma das propriedades desses diodos é a característica não linear na dependência entre a voltagem e a corrente, a qual per-siste para frequências acima do infravermelho ou até mesmo do visível. O filamento de tungstênio funciona como uma antena, convertendo a radiação laser numa voltagem na frequência de modulação da radiação. Uma das vantagens desses detetores de ponta de contato - de metal-isolante-metal, além de funcionar à temperatura ambiente, é que de apresenta um curto tempo de resposta da ordem de  $10^{-14}$  s (3,5,6), sendo muito importante para experimentos espectroscópicos, por exemplo.

Para isso, a radiação de teste sobre a junção do diodo, - provém de um laser infravermelho longínquo (IVL) com polarização de finida. Essa radiação é conseguida através de um bombeio óptico em uma cavidade do tipo Fabry-Perot, com álcool metílico como meio /

ativo. Escolhe-se como linha de prova, a com comprimento de onda - de  $118.8\mu\text{m}$ . Temos como fim obter as características do detetor relacionando: a) o comprimento efetivo da antena com intensidade do - sinal obtido; b) a voltagem detetada em função da resistência do / diodo e ; c) a variação do ângulo formado entre o feixe da radiação e o filamento de tungstênio, detetando-se a distribuição dos lóbu - los, bem como suas intensidades.

## B - ORGANIZAÇÃO DA TESE

Uma discussão das teorias existentes que procuram expli - car os processos físicos do funcionamento desses diodos e o compor - tamento do filamento de tungstênio como uma antena receptora, são - apresentados no capítulo-II.

No capítulo-III; descrevemos a arranjo experimental do / Sistema Laser IVL utilizado para gerar radiação a ser detetada pelo diodo do tipo MIM e "dicas artesanais" importantes na construção - desse detetor para um desempenho aceitável.

No capítulo-IV, apresentamos os resultados experimentais obtidos, paralelamente as respectivas interpretações acompanhada - de observações sobre os riscos de medidas espúrias, devido a insta - bilidade mecânica da junção de metal-isolante-metal, para o tipo - de experimento aqui descrito.

As conclusões desse trabalho, são apresentadas no capítu - lo-V. A mais importante sendo a demonstração da factibilidade tec - nológica (associada à construção e aquisição de material para a - confecção), de um dispositivo do tipo MIM, para utilização em expe - rimento de detecção e outros.

## CAPÍTULO II

### TEORIAS E MODELOS SOBRE OS DIODOS DE PONTA DE CONTATO

Neste capítulo, faremos uma rápida análise dos três principais tipos de dispositivos de ponta de contato, que são utilizados como detetores de radiação eletromagnética. Dentre eles, daremos ênfase ao diodo do tipo MIM, analisando as teorias existentes que procuram explicar os mecanismos responsáveis pelo seu funcionamento, em particular o tempo de resposta, o comportamento do filamento de tungstênio como uma antena receptora e o seu circuito elétrico equivalente.

#### A - TIPOS DE DETETORES

##### A -1- DIODOS DE PONTA DE CONTATO METAL-SEMICONDUTOR E -

##### DIODOS DE SCHOTTKY

As medidas de frequências de lasers, em particular no infravermelho (IV) e no infravermelho longínquo (IVL), não seriam possíveis sem um dispositivo não-linear, capaz de produzir harmônicos e de efetuar uma mistura de várias radiações ópticas. Esses dispositivos devem possuir uma largura de banda de vários GHz, dentro da banda de frequências dos lasers de CO<sub>2</sub> (4,7).

Um dos dispositivos utilizados para a síntese de frequências ópticas é o diodo de ponta de contato de metal-semicondutor (MS) e o diodo Schottky (BS). Esse dispositivo é constituído de uma pequena área de contato, entre uma finíssima ponta de um filamento de metal, tal como o tungstênio e uma peça plana de semicondutor. A barreira formada na junção entre o metal e o semicondutor é em geral do tipo da Barreira de Schottky (8). Quando o semicondutor é colocado em contato com o metal, a barreira de potencial no semicondutor é diminuída pela remoção de seus portadores de carga formando, então, uma região de espaço líquido de cargas,

também conhecida como camada de depleção ou de exaurimento (9).

As áreas de contato nos diodos de Schottky são tão pequenas ( $0.1 \text{ a } 1.5 \mu\text{m}$ ), que para produzi-las é necessário a utilização de sofisticadas técnicas, tais como, crescimento epitaxial, evaporação, etc... As características destes componentes são delineadas por meio de foto-litografia ou por litografia de um feixe de elétrons (10). Esses dados mostram as dificuldades tecnológicas associadas à utilização desses dispositivos.

O diodo de Schottky é caracterizado por uma excelente sensibilidade e tem um ruído bastante baixo com um NEP da ordem de  $10^{-5} \text{ a } 10^{-9} \text{ WHz}^{-1/2}$  na região de  $5 \text{ a } 40 \mu\text{m}$  (3). Resfriando-se o diodo a temperaturas tão baixas quanto 20K, o ruído melhora por um fator de aproximadamente dois, mas sua eficiência de conversão piora (10).

Os melhores dispositivos desse tipo, para aplicações no IV e IVL, são conseguidos, fazendo-se uma junção pelo depósito de um metal (Au ou Pt) sobre um semicondutor, quase sempre o n-GaAs (11). Esses dispositivos são superiores de várias ordens de grandezas, em relação àqueles com um filamento de metal, em contato direto com metal ou semicondutor, como o utilizado por Hocker et al (12).

#### A -2- DIODO DE SUPERCONDUTOR-ISOLANTE - SUPERCONDUTOR - OU JUNÇÃO JOSEPHSON (SIS OU JJ)

O comportamento dos dispositivos de ponta de contato do tipo supercondutor-isolante-supercondutor (SIS) ou junção Josephson (JJ), é completamente diferente dos que funcionam à temperatura ambiente (MS, MIM), (10). O efeito Josephson ocorre quando um fraco contato elétrico é feito através de duas peças de materiais supercondutores. Em geral, o material usado é o nióbio sendo, portanto, necessário uma operação à temperatura de hélio líquido (13).

Os mecanismos, como detetores ou misturadores, da junção Josephson, são completamente diferentes dos outros dispositivos re-

tificadores. Esses dispositivos (JJ) são ativos, nos quais internamente são geradas super-correntes oscilantes que interagem com as aplicadas externamente. Essa interação fornece a propriedade não-linear, a qual dá origem à detecção e à mistura de frequências (Uma análise física detalhada desses efeitos pode ser encontrada no artigo Waldram et al (14)).

Para operações acima de 100 GHz, ou seja  $\lambda < 300 \mu m$ , normalmente é empregado o dispositivo de ponta de contato do tipo SIS, com um filamento de supercondutor, de ponta muito fina, tocando pontualmente uma superfície plana, levemente oxidada, de um segundo supercondutor. O problema que esses dispositivos apresentam, além da instabilidade mecânica, é a necessidade de uma operação na temperatura de hélio líquido (4,13). Alguns progressos consideráveis tem aparecido para minimizar tais problemas, por exemplo, dispositivos mecanicamente pré-estabilizados (10), e também com dispositivos fechados (10).

Para esse tipo de detetores o NEP é da ordem de  $10^{-13}$  a  $5 \times 10^{-15} \text{ WHZ}^{-1/2}$  na região de 95 a  $70.5 \mu m$  (3).

### A -3- DIODO DE METAL-ISOLANTE-METAL (MIM).

Os diodos do tipo metal-isolante-metal (MIM), são constituídos de uma pequena área de contato e, entre os metais existe uma fina barreira isolante (em geral de óxido). Esses dispositivos exibem uma propriedade de detecção até para comprimentos de onda no visível (15,16).

Até agora o filamento de tungstênio foi o que melhor se adaptou como uma antena do infravermelho (17) e infravermelho longo (6). Sua principal aplicação, juntamente com os diodos do tipo MIM, é quando são usados como detetores (6,18), geradores de harmônicos (19) e nas medidas de frequências (20). Esse detetor apresenta um NEP da ordem de  $2 \times 10^{-6}$  a  $10^{-7} \text{ WHZ}^{-1/2}$  na região de 0.5 a  $1.52 \mu m$  (3).

Não entraremos em mais detalhes nesse ítem, porque é de -

nosso interesse construir e caracterizar o diodo do tipo MIM como um detetor de radiações IVL. Nas secções seguintes desse capítulo, descreveremos com mais detalhes esse dispositivo, bem como faremos um breve histórico dos resultados experimentais com ele obtidos. Também analisaremos as "especulações" teóricas que tentam explicar os mecanismos responsáveis pelo seu funcionamento e o seu tempo de resposta, confrontando-as com alguns resultados experimentais. De modo análogo, confrontaremos a teoria e os experimentos, comprovando que o filamento de tungstênio comporta-se como uma antena receptora.

## B - DIODO DE METAL-ISOLANTE-METAL (MIM).

### B -1- HISTÓRICO - USO DE ANTENAS COMO DETETORES ÓPTICOS.

Os diodos de ponta de contato de metal-isolante-metal / (MIM), foram desenvolvidos e estudados nesses últimos quinze anos como detetores de radiações do infravermelho (18) e do visível / (16), geradores de harmônicos (19) e misturador de frequências(21), no intervalo de alguns megahertz à 50THz (3,4).

Inicialmente, esses dispositivos somente eram usados nas medidas diretas de frequência entre 0.3 à 200THz (isto é, de 1000 à  $1.5\mu\text{m}$ ). Como misturador de frequências, foi utilizado em 1.972 por Sanchez et al (21).

Antes de citar outros resultados experimentais sobre o diodo do tipo MIM, é importante salientar que seu uso nas detecções de radiações do infravermelho e do infravermelho longínquo (IVL), geração de harmônicos, mistura e medida de frequência, são feitas diretamente com um único diodo(22).

J. W. Dees (23), foi o primeiro a observá-los como dispositivos de ondas milimétricas, apresentando resultados interessantes quando usados na região eletromagnética, para geração e mistura de harmônicos. Em 1969 foi utilizado pela primeira vez nas medidas de frequências de lasers (24). Imediatamente, foi observada a sua importância em medidas de frequências de radiações c.w., para frequências acima de 200THz (19,22), como também foram feitas as medidas de

mistura de frequências no visível (25).

Inúmeros outros experimentos têm sido realizados ao longo dos últimos anos. Em particular, a otimização de seus parâmetros mecânicos e ópticos (conseguidas com espelhos parabólicos, sendo utilizados para um aumento significativo do acoplamento da radiação IV - com antena cônica) realizados por Evenson et al (5), abriram a possibilidade para uma nova e interessante classe de experimentos: Geração de radiação laser IVL continuamente sintonizada (26,27).

Apesar desse grande número de experimentos e aplicações - os mecanismos responsáveis pelo funcionamento desses detetores do tipo MIM, ainda não são entendidos detalhadamente, tendo, no entanto, duas teorias mais aceitas: o efeito túnel e o efeito térmico.

No desenvolvimento dessa tese, analisaremos com detalhes a teoria que melhor se adaptar como modelo físico do nosso detetor.

## B -2- O DIODO DE METAL-ISOLANTE-METAL (W-Ni)

O diodo do tipo MIM, consiste de um filamento metálico, com sua ponta ligeiramente em contato com uma base de um poste metálico polido. Esse filamento funciona como uma antena acoplando ao diodo as radiações dos campos incidentes, a serem detetados (Figura -1). Usualmente, o filamento e o poste de metal, são de tungstênio e níquel, respectivamente.

O filamento de tungstênio é o mais usado, devido a sua boa propriedade elétrica e mecânica, como também, à relativa facilidade de se obter uma boa ponta cônica através de um ataque químico (etching) (4). Vários metais foram testados, como materiais do poste, incluindo o níquel, aço, tungstênio, cobre, latão, ouro, molibdênio e bronze fosforoso. Quase todos atuam como detetores na região espectral acima de 30THz, mas nem todos exibem uma aceitável propriedade de mistura e geração de harmônicos (28). Dentre eles, o níquel é superior em termos de estabilidade, bem como a suavidade do poste de níquel facilita a formação de uma fina camada de óxido

estável de aproximadamente 1 a 2 nm de espessura (4). No entanto, não necessariamente, esse é o material que propicia os melhores valores operativos para potência de ruído equivalente (NEP) (28).

Em geral, a ponta do tungstênio tem um raio de curvatura/ de aproximadamente 50 a 100nm, que se apoia sobre a base de óxido - natural de níquel (3) (Figura-2).

Excelentes resultados obtidos em experimento de detecção / em frequências de laser no visível, IV e IVL, bem como em medidas - de mistura de frequência, quando associados a condições especiais / de operação de diodos MIM (5), propiciaram uma precisão nas medidas de quantidades físicas fundamentais, tais como frequências absolu - tas e velocidade da luz, não alcançadas anteriormente (29).

Apesar disso, existe uma considerável incerteza sobre o - mecanismo básico do funcionamento dos diodos do tipo MIM. Em parti - cular, dois modelos físicos, são os mais aceitos para a explicação - do mecanismo de retificação que ocorre nesses dispositivos:

#### 1 - EFEITO TÉRMICO

· Numa grande quantidade de experimentos, principalmen - te na detecção de radiação eletromagnética no visível' (5,28,30,31,32,33), mostrou-se a utilidade de se re - correr à teoria do efeito de emissão termoiônica para se explicar tentativamente, os resultados de retifica - ção e de processos não lineares envolvidos nos diodos MIM. Tal emissão é consequência da imersão do fila - mento (antena) na radiação laser, provocando uma con - dução por emissão induzida de elétrons, dependente da' temperatura (3, 34, 35). No entanto, como nosso inte - resse se concentra no IVL, não entraremos em detalhes sobre esse processo, considerando desprezíveis esses' efeitos para análise de nossos dados.

#### 2 - EFEITO TÚNEL

Levando-se em conta a espessura da barreira (1-2nm)' e o funcionamento na temperatura ambiente do diodo -

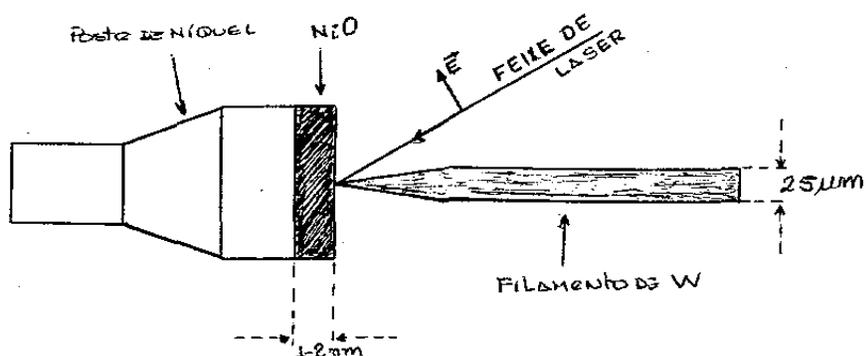


Figura-1 - Esquema da incidência da radiação sobre a junção W-Ni.

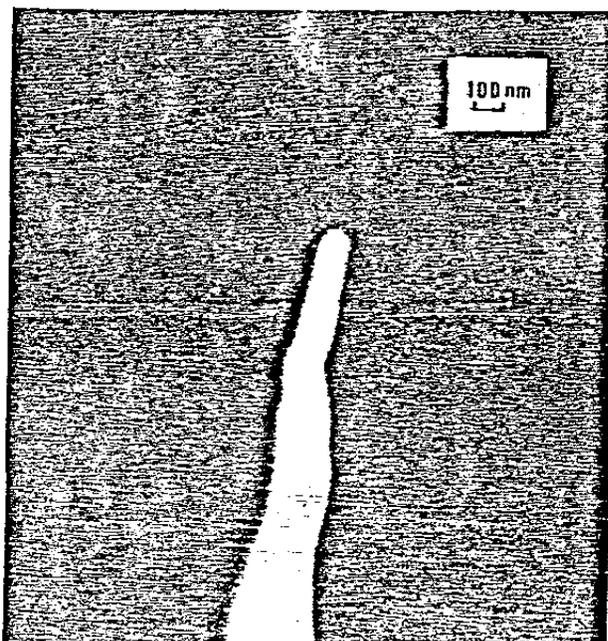


Figura-2 - Foto de uma ponta de tungstênio obtida por um microscópio eletrônico (x45000). (3)

MIM, a teoria mais aceitável para explicar sua característica não linear (I-V), bem como seu tempo de resposta resulta da mecânica quântica, o efeito túnel. - Muitos experimentos na detecção de radiação no infra / vermelho, mostraram que o comportamento desses dispositivos concordavam com essa previsão teórica (30,36,37, 38). O processo do tunelamento ocorre na junção do metal-óxido-metal e acredita-se que a característica não linear da voltagem contra a corrente é quem dá origem à retificação e à mistura de frequências (5,25, 37, 39,40, 41).

Em nossos experimentos essas características deverão ser satisfeitas, prevendo que o uso desse modelo, será melhor para análise e compreensão dos resultados a serem obtidos nessa tese.

#### C - DADOS EXPERIMENTAIS SOBRE O DIODO MIM

Na secção anterior, discutimos rapidamente as teorias que tentam explicar os mecanismo básicos do funcionamento dos dispositivos do tipo MIM. Nessa secção discutiremos alguns resultados experimentais que analisam as situações que ocorrem em cada um desses processos físicos (o efeito térmico e o efeito túnel) nos diodos com diferentes espessuras de óxido no poste de níquel.

Fixemo-nos então, nos resultados experimentais de Yasuoka et al (42,43), onde os mecanismos de detecção dos dispositivos do tipo MIM são investigados para radiações no infravermelho ( $10.6\mu m$ ). - Para os diodos de espessura de óxido igual a  $10\text{\AA}$ , a resposta do dispositivo em função da resistência, é analisada. Também foi observado o comportamento da corrente em função da temperatura, para diferentes espessuras do óxido de níquel. A figura-3, mostra a curva característica I-V, com ou sem aplicação de uma tensão de polarização (direção da condução (forward) e de bloqueio (backward)). Um comportamento quase linear da curva I-V pode ser observado nas figuras 3-a,b,c,d, ou seja, o contato da junção é quase ôhmico. A figu

ra-3-f mostra a característica não linear de I-V, com uma ligeira - assimetria sendo observada na figura-3-e, caracterizada pela aplicação de uma tensão de polarização. Com conclusões detalhadas têm-se que a resposta do diodo independe da não linearidade e da assimetria de I-V, mas depende fortemente da resistência do diodo. A figura-4, mostra essa dependência, onde dois postes de níquel de mesma espessura do óxido foram utilizados no experimento. O sinal ou a voltagem detetada difere um pouco de diodo para diodo, mas o comportamento da variação do sinal é sempre o mesmo. O sinal cresce / monotonicamente em função da resistência do dispositivo, até atingir um valor máximo na região próxima de  $1K\Omega$ : Persistindo no aumento da resistência o sinal decresce, além disso introduz uma instabilidade na saída do detetor até que o circuito fique completamente / aberto. Essas características também foram observadas em nosso experimento e serão melhor discutidas à frente. Nas regiões de resistências maiores do que  $1K\Omega$ , um desvio da curva experimental com relação à curva teórica é observado, isso porque nessas regiões não existe mais um contato completo. Como consequência teremos uma diminuição da eficiência de retificação da junção não linear. Green (40), com resultados analíticos, conclui que, o parâmetro principal do diodo é a área de contato. Isto é, se pudéssemos nas regiões de altas resistências ( $1K\Omega$ ) continuar mantendo um contato completo, as voltagens detetadas seriam bem maiores. Formas de se aumentar as resistências dos diodos são basicamente duas: aumentando a espessura do óxido de níquel ou decrescendo a área de contato. Por outro lado a necessidade de se manter um contato completo faz com que seja interessante usar-se um filamento com ponta de pequeno diâmetro.

A figura-5, mostra uma tentativa de identificar o mecanismo de transferência da corrente em função da temperatura, onde algumas amostras típicas são examinadas no intervalo de temperatura entre 180K e 290K. Observa-se que a corrente varia exponencialmente / com a temperatura no intervalo de 230K-290K, para os diodos que apresentam uma espessura de óxido maior do que  $1000\text{Å}$ , enquanto que na re

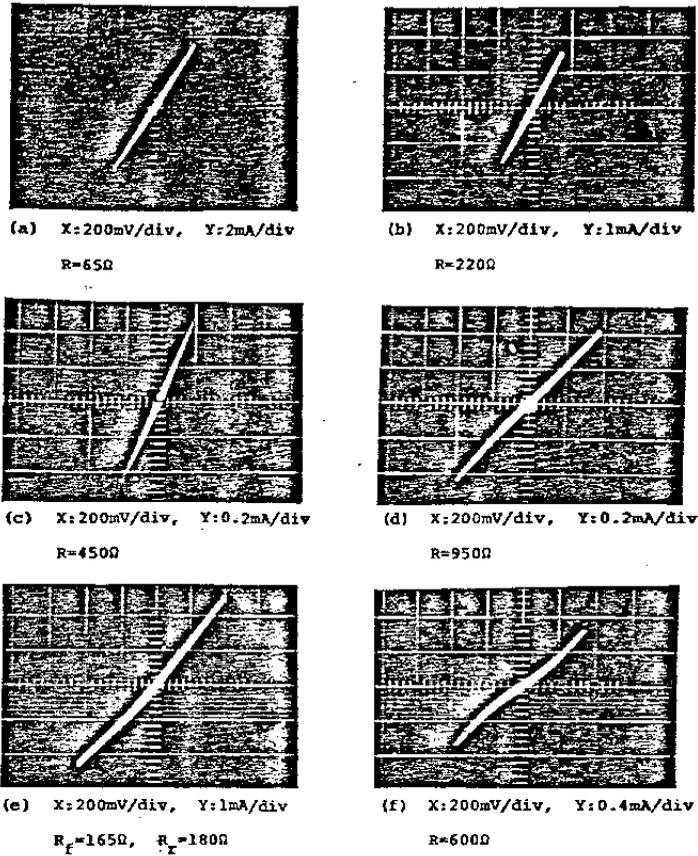


Figura-3 - Curva característica I-V do diodo de ponta de contato do tipo MIM. (42)

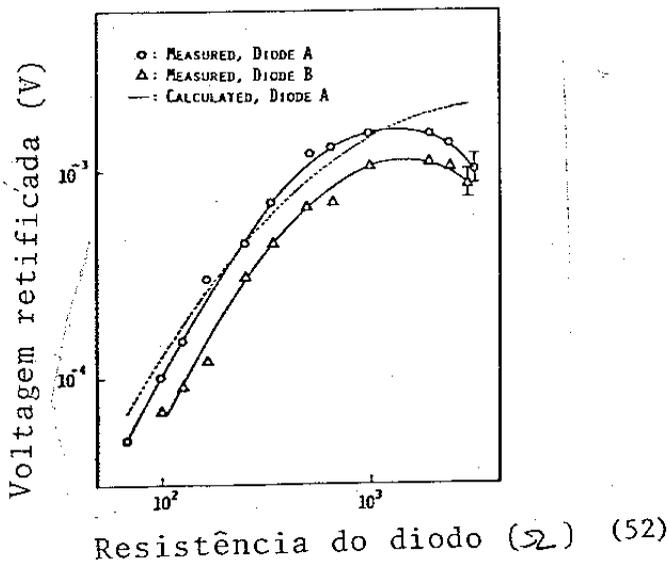


Figura-4 - Variação da voltagem de tida em função da resis tência do diodo. (42)

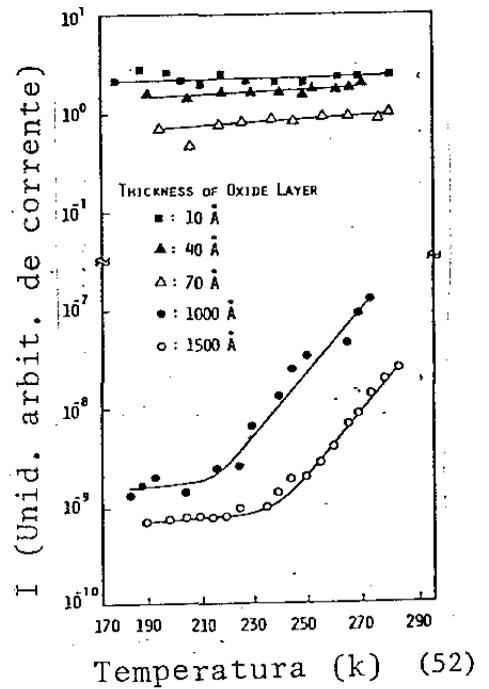


Figura-5 - Caracterís tica de I-T para diodos com diferentes espessu ras da camada de óxido. (42)

delo analisaremos os dados experimentais obtidos em nossos experimen-  
tos.

## D - O EFEITO TÚNEL

### D -1- TEORIA DO TUNELAMENTO

Quando dois eletrodos metálicos estão separados por um - filme isolante, as condições de equilíbrio exigem que, o topo do / "gap" de energia do isolante esteja posicionado acima do nível de Fermi dos eletrodos. Portanto, a ação do filme isolante é a de introduzir uma barreira de potencial entre os eletrodos, impedindo o fluxo de elétrons entre eles. Se a barreira é suficientemente fina, uma corrente eletrônica poderá fluir através da barreira pelo efeito túnel. A emissão túnel tem uma forte dependência da voltagem - aplicada e independe da temperatura, como já discutimos na secção / anterior.

O processo de tunelamento é mostrado na figura-6. Quando diferentes metais são usados, a característica (V-I), figura-6-b, - torna-se assimétrica por causa das diferentes funções trabalho. A barreira, figura-6-a, é arredondada e reduzida pelas forças imagens (47-a). Uma boa discussão semi-clássica sobre esse assunto é dada por Simmons (47-b) (Veja ap. A.). Faris e Gustafson (48), usaram essa te- oria para calcular o sinal de batimento esperado para uma mistura - do n-ésimo harmônico, em  $f_2 - nf_1$ , em função de uma tensão de pola- rização dc.

### D -2- TEMPO DE RESPOSTA DO DIODO MIM

De um modelo de condução pelo efeito túnel, o limite de / resposta de uma estrutura MOM (Metal-Óxido-Metal), é dado pelo tem- po de transmissão de um pacote de onda de elétrons livres, tunelan- do através da barreira entre os metais (49). Para dois metais seme- lhantes, esse tempo é dado por:

$$t = h \frac{1}{(E_f \phi)^{1/2}}$$

gião de 180K-230K ela é praticamente constante com a temperatura. / Fenômenos semelhantes foram observados por Pollack (44) e Sze (45). Para os diodos de espessuras menores do que 70Å, a corrente praticamente não depende da temperatura.

As relações de (I-V) e (I-T), foram feitas com o objetivo de discutir o mecanismo de transferência de elétrons entre dois eletrodos metálicos, separados por um isolante de filme fino. O tunelamento e a emissão Schottky, são usualmente empregados para explicar esses resultados obtidos. A dependência da temperatura da emissão Schottky e da voltagem no tunelamento, segundo Sze (46), podem ser escritas da seguinte forma:

$$J_s = T^2 \exp\left[a\sqrt{V}/T\right] \quad (1)$$

$$J_t = V^2 \exp\left[-b/V\right] \quad (2) \quad (A_p \cdot A)$$

onde,  $J_s$  e  $J_t$  são as densidades de correntes devido a emissão Schottky e ao tunelamento de elétrons livres, respectivamente;  $a$  e  $b$  são constantes positivas que independem de  $V$  e de  $T$ .

Na interpretação desses resultados, observa-se que, no intervalo para o qual existe uma forte dependência da corrente com relação à temperatura, é devido a emissão Schottky e na região de baixas temperaturas (<230K) ou para os diodos cuja espessuras são menores do que 70Å, sugere-se que o fluxo de corrente através da camada de óxido do poste de níquel seja dominada pelo tunelamento dos elétrons livres, já que praticamente não existe dependência com a temperatura. Isso mostra que a área de contato tem que ser feita tão pequena quanto possível para obter um sinal maior, pois o aumento da espessura do óxido limita a corrente de tunelamento.

Esses resultados e as características do nosso detetor, -/ espessura de óxido de 1nm, além do fato de todas as medidas serem feitas à temperatura ambiente, leva-nos a escolher o modelo do tunelamento de elétrons livres para um melhor entendimento do seu mecanismo de retificação, bem como o tempo de resposta. Usando esse mo

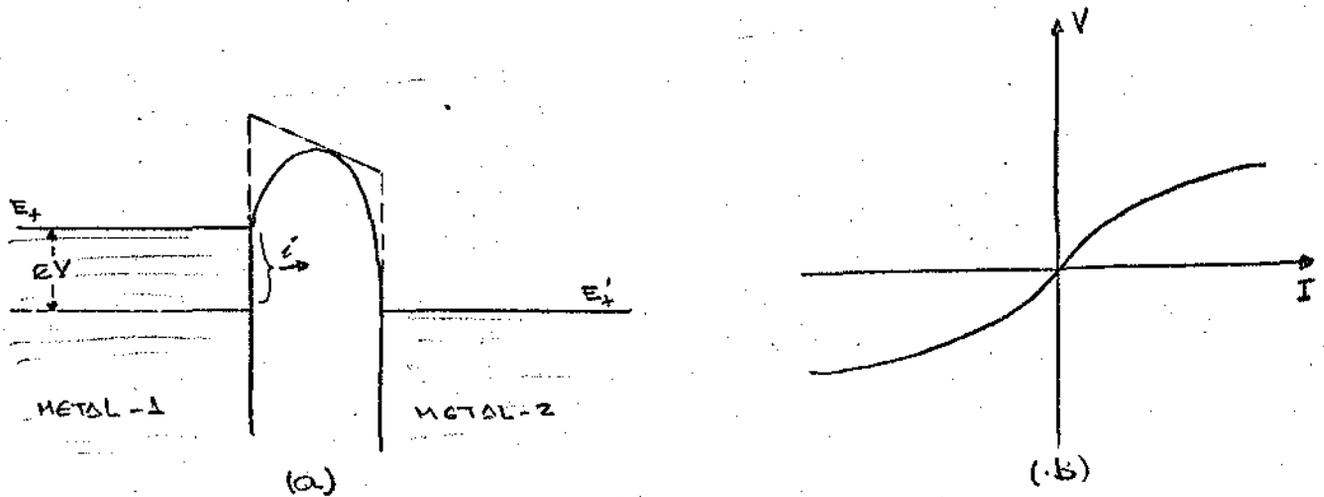


Figura-6 - Junção túnel metal-isolante-metal. a) mostra um diagrama esquemático do potencial. A barreira pontilhada é determinada pelas respectivas funções trabalho dos dois metais; As forças imagens causam o arredondamento e diminuição dessa barreira, que é dado pelo contorno. A corrente  $i$  (negativa para os elétrons) tunelam através da barreira à partir do lado onde o nível de Fermi levanta-se por uma aplicação da voltagem  $V$ . Para o tunelamento, a barreira típica é de aproximadamente  $1\text{nm}$ . b) mostra a característica típica de  $V$ - $I$  de um diodo MIM. O fundo de escala têm os valores  $0.6\text{V}$  e  $1.5\text{mA}$ , respectivamente. (4)

onde  $\hbar$  é a constante de Planck,  $E_f$  é a energia de Fermi e  $\phi$  é a função trabalho do metal (50). Esse tempo é tipicamente da ordem de  $10^{-16}$  s. Isso indica que o tempo de tunelamento é tão rápido, que poderá responder instantaneamente para modulações em micro-onda e das frequências ópticas. Ou talvez, para frequências tão altas quanto na região ultra-violeta. Esse tempo de transmissão é diferente do da constante de tempo RC, da estrutura MOM (ap.B) (que algumas vezes já foi confundido com o tempo de tunelamento através da barreira de potencial).

O tunelamento ocorre através da barreira de potencial, na pequena área da junção dos metais, entre a fina ponta do filamento e a base de níquel. A forma dessa área, a espessura e a constante dielétrica efetiva da camada de óxido, determinam a capacitância C do diodo, através da junção do tunelamento (Ap. B). Para uma espessura de óxido de aproximadamente  $10\text{Å}$  e um raio de curvatura da ponta do filamento de algumas dezenas de nm,  $C \lesssim 10^{-4}$  p-farad (38). Essa capacitância própria do diodo é quem impõe um limite inferior da constante de tempo de resposta RC ( $\tau_{RC}$ ), sendo R a resistência efetiva do diodo de aproximadamente  $100\Omega$ . Com essas considerações  $\tau_{ac}$  pode ser aproximada para ser  $\lesssim 10^{-14}$  s (3,38,40,41). A figura-11 (sec.-F, que será discutido mais adiante), mostra o circuito equivalente da Antena/Diodo. Baseando-se nesse modelo, o tempo de resposta pode ser escrito (3),

$$\tau_{RC} = C \frac{R_A R}{R_A + R}$$

onde  $R_A$  é a resistência equivalente da Antena.

## E - ATIVIDADE ÓPTICA DO DISPOSITIVO DE PONTA DE CONTATO

### E -1- TEORIA DA ANTENA DE UM FIO LONGO

Como o filamento do diodo é constituído de uma porção cilíndrica e outra cônica, pode-se fazer uma analogia com a teoria da antena do fio longo. Um fio longo significa um condutor reto de -

um ou mais comprimentos de onda de extensão, onde existe uma distribuição natural de correntes de ondas propagantes ou estacionárias - (51). A intensidade da radiação do campo distante  $K$  é dada pela fórmula (Ap.-C) (52).

$$K = \frac{\eta}{8\lambda^2} \left[ |N_\theta|^2 + |N_\phi|^2 \right] \quad (\text{eq.C-13})$$

onde,  $\vec{N}$  é o vetor radiação e é dado por:

$$\vec{N} = \int_{V'} \vec{J}_a e^{ikr'\cos\psi} dV' \quad (\text{eq.C-7})$$

e  $\vec{J}_a$  é o vetor densidade superficial de corrente. Como estamos analisando um fio reto, todas as correntes fluirão em uma única direção (Ap. C-2). Portanto, o vetor potencial pode ter somente a componente  $z$ . Ou, seja,

$$N_\phi = 0$$

$$N_\theta = -N_z \sin\theta$$

$$K = \frac{\eta}{8\lambda^2} |N_z|^2 \sin^2\theta \quad (\text{eq.C-15})$$

Se um fio longo, de  $Z=0$  a  $Z=L$ , é excitado por uma onda incidente com velocidade de fase igual  $1/\sqrt{\mu\epsilon}$ , e não se consideram atenuações (figura-7), a radiação padrão é determinada por (Ap.C)

$$K = \frac{I_0^2 \eta}{2\lambda^2 k} \frac{\sin^2\theta \sin^2 \left[ \frac{kL}{2} (1 - \cos\theta) \right]}{(1 - \cos\theta)^2} \quad (\text{eq.C-16})$$

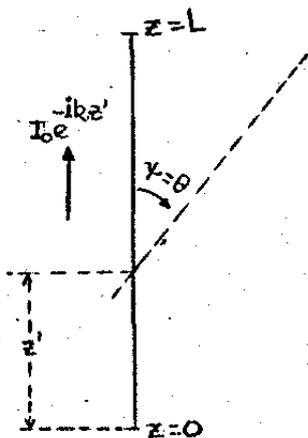


Figura-7. Fio longo de comprimento  $L$  - suportando uma onda incidente. (52)

A radiação padrão, representada pela equação (C-16), é a utilizada na comparação com a curva experimental (6,17,53,), como também em nossas medidas. Normalizando-a, teremos:

$$P(\theta) \sim \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \left[ \frac{kL}{2} (1 - \cos \theta) \right]}{(1 - \cos \theta)^2} \quad (3)$$

assumindo uma distribuição de corrente de ondas senoidais, que se propagam sobre a antena de comprimento  $L$ , mais a imagem da corrente devido a presença do eletrodo metálico (níquel), que atua como plano da terra.

$$I(z') = \begin{cases} I_0 \exp(ikz'), & \text{para } -L < z' < 0 \\ I_0 \exp(-ikz'), & \text{para } 0 < z' < L \\ 0, & \text{para qualquer outro intervalo} \end{cases} \quad (4)$$

Um dos fatores básicos da teoria da antena de um fio longo, é que cada lóbulo da radiação está num cone circularmente concêntrico sobre o fio, existindo um lóbulo para cada meio comprimento de onda do comprimento da antena. A metade desses lóbulos, em ordem decrescente, afasta-se da antena no intervalo de  $0^\circ$  a  $90^\circ$ , e a outra metade, em ordem crescente, aproxima-se da antena no intervalo de  $90^\circ$  a  $180^\circ$ .

O lóbulo máximo (ou lóbulo principal), corresponde ao menor ângulo  $\theta_{m1}$  com relação ao eixo (antena). O número inteiro de meio comprimento de onda contido em  $L$ , é representado por  $m$ . Se  $m \rightarrow \infty$ , a radiação é inteiramente dirigida ao longo do fio. "A energia propaga-se ao longo de um condutor infinito, e não existe um fluxo radial" (54) (Figura-8). Esse dado será importante para a interpretação dos nossos resultados experimentais.

## E -2- AÇÃO ÓPTICA DA ANTENA DOS DIODOS DE PONTA DE CONTA

### TO.

É importante salientar o efeito de ganho devido ao fila

mento, que é utilizado na construção desses diodos. A porção do fio próximo ao contato, comporta-se como uma antena de ondas propagantes (6). O parâmetro principal de uma antena é o seu comprimento efetivo (ou elétrico)  $l$ , o qual é igual a um ou vários comprimentos de onda.  $l$  é medido da ponta do filamento, até o início da parte curva sobre o filamento (Figura-9). Esse arco sobre a antena, funciona como uma mola, para obter um melhor contato, como também elimina os lóbulos subsidiários (17,53). O lóbulo principal é dado pelo menor ângulo  $\theta_{m1}$  da radiação incidente com o eixo (antena). De acordo com Jasik (51),

$$\theta_{m1} = \cos^{-1} \left( 1 - 0.371 \frac{\lambda}{l} \right) \quad (5)$$

onde,  $\lambda$  é o comprimento de onda da radiação incidente. O número de lóbulos no intervalo  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  é dado por:

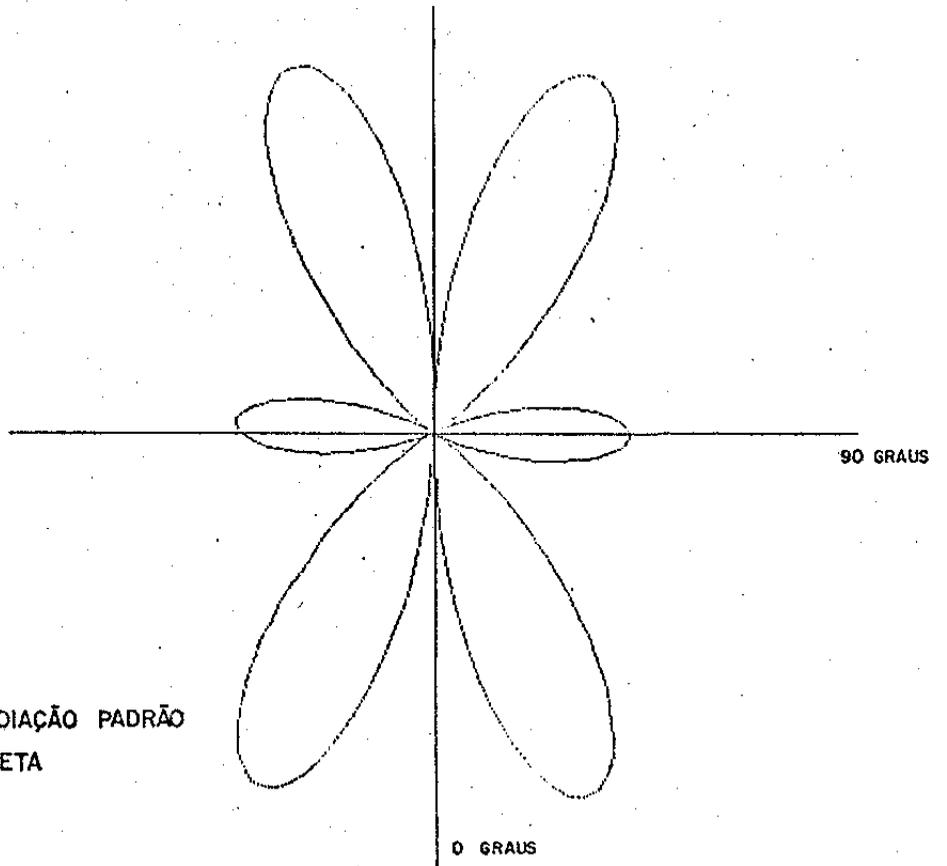
$$n = \frac{l}{\lambda} \quad (6)$$

Com esse modelo, pode-se prever com uma precisão satisfatória, as direções dos lóbulos, e assim, as direções de incidência seguras para um bom acoplamento (6).\*

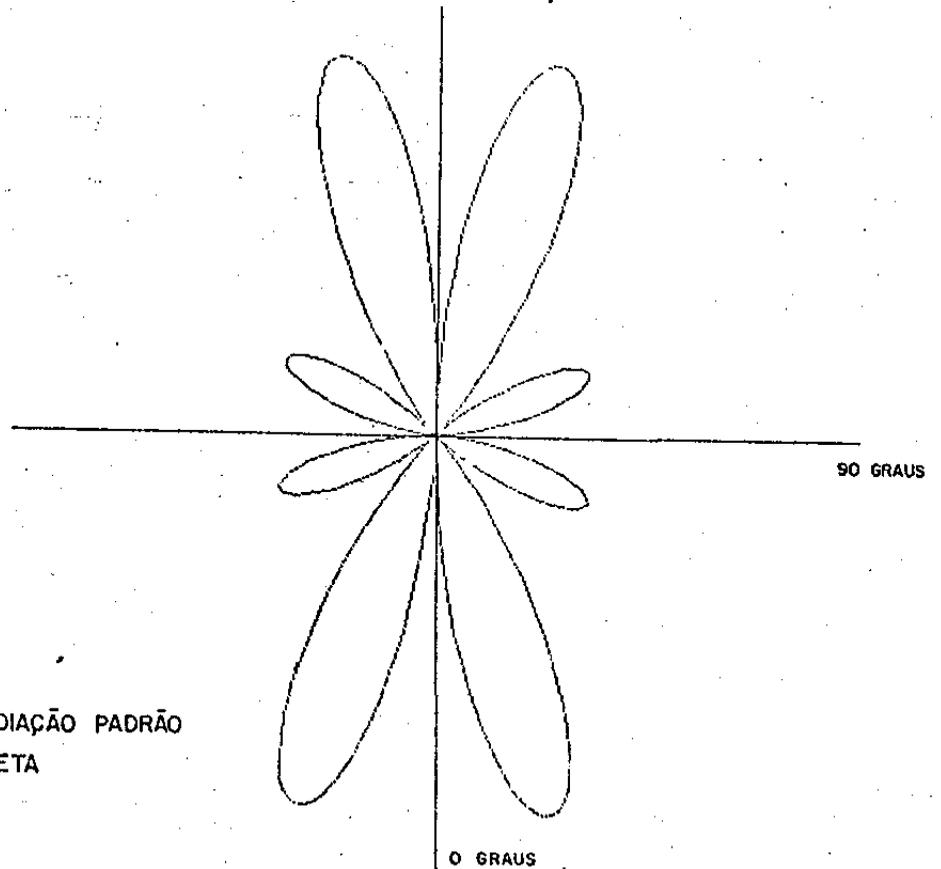
Quando  $\vec{E}$  (campo elétrico) é paralelo ao eixo de rotação do diodo, ou perpendicular ao filamento, muito pouco sinal é captado pelo mesmo (como mostra a equação-3). A radiação padrão da antena, somente será produzida quando o filamento, o campo elétrico e o vetor de Poynting estiverem no mesmo plano (6). Isto é, é necessário que a radiação incidente tenha uma polarização definida, perpendicular ou paralela, em relação à radiação de bombeio para que se obtenha um sinal otimizado. Portanto, os lóbulos ou vetores de radiação da estrutura do filamento, tem uma simetria de revolução sobre a antena, que atua como um eixo de simetria (55) (Figura-10).

F - CIRCUITO EQUIVALENTE DO DIODO DE PONTA DE CONTATO -

(MIM).

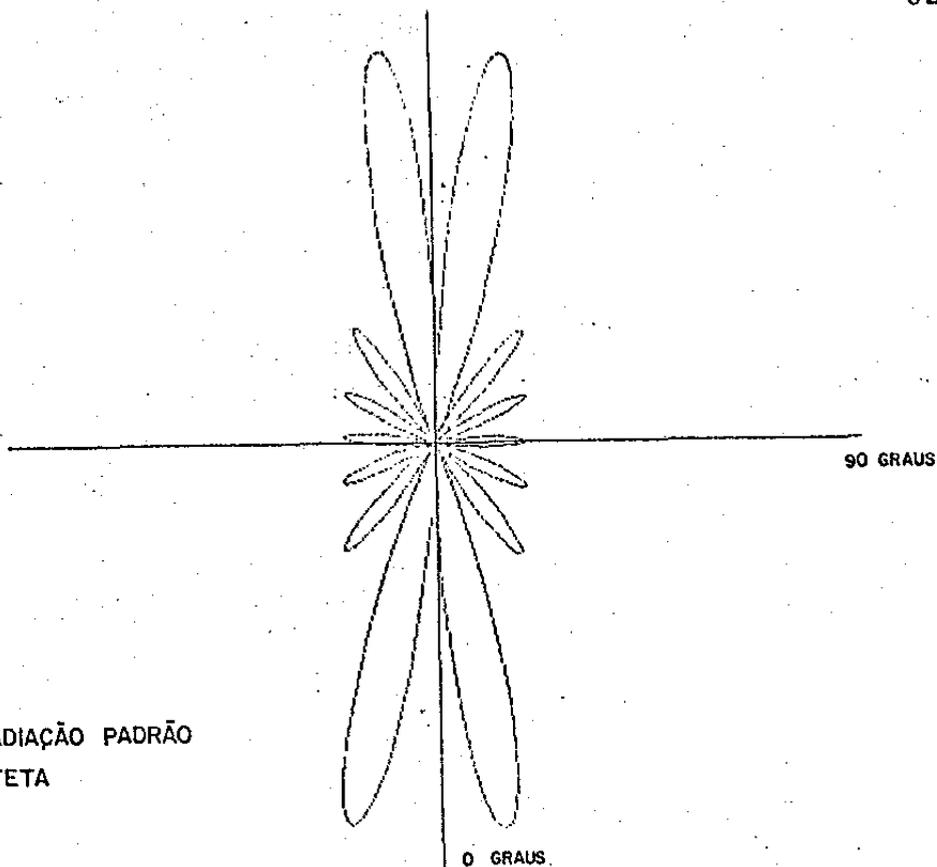


VAR. DEPENDENTE · RADIAÇÃO PADRÃO  
VAR. INDEPENDENTE · TETA  
m = 3



VAR. DEPENDENTE · RADIAÇÃO PADRÃO  
VAR. INDEPENDENTE · TETA  
m = 4

VAR. DEPENDENTE : RADIAÇÃO PADRÃO  
VAR. INDEPENDENTE : TETA  
 $m = 7$



VAR. DEPENDENTE : RADIAÇÃO PADRÃO  
VAR. INDEPENDENTE : TETA  
 $m = 9$

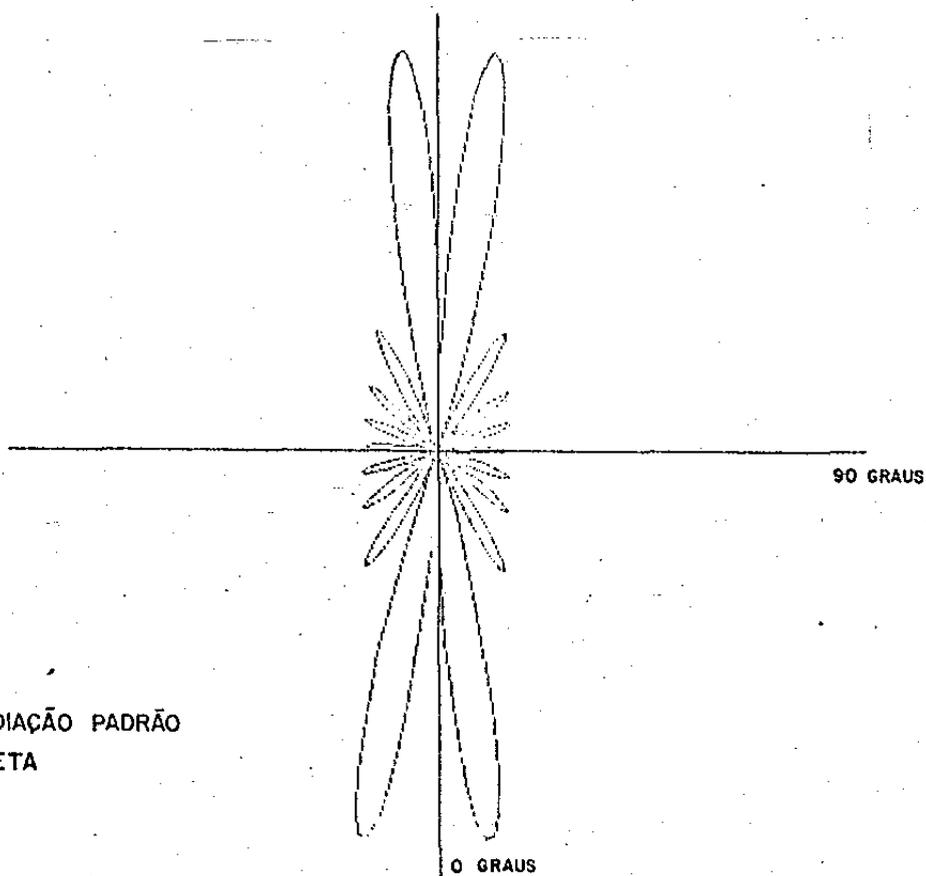


Figura-8 - Radiação padrão de um oscilador linear nos modos  $m=3,4,7$  e  $9$ .

F -1- MODELO DA ANTENA

O filamento do diodo, que funciona como uma antena receptora, é representado por uma fonte de voltagem ac ( $V \cos \omega t$ ), com uma impedância interna real  $R_A$ . A resistência não linear (resistência do diodo  $R$ ) em paralelo com a capacitância  $C$  da junção, representa o diodo. A resistência  $r_s$  (resistência de Shunt) do diodo MIM é muito menor do que dos MS, ou seja,  $r_s$  para o dispositivo MIM é da ordem  $0.1 \Omega$ , e portanto, ela é desprezível quando comparada com  $R'$  e  $R_A$  (4,28,37). A figura-11, mostra o circuito equivalente do diodo de ponta de contato (28,37).

Tomando a impedância  $Z_D$  como uma combinação paralela de  $R$  com a reatância  $X_C$ , ou seja,

$$Z_D = \frac{X_C R}{X_C + R} \quad e \quad X_C = \frac{1}{\omega C}$$

a voltagem efetiva (Figura-11) desenvolvida sobre o diodo será,

$$\begin{aligned} V_D &= V Z_D / (Z_D + R_A) \\ &= V_D Z_D / (R_A + Z_D + i \omega R_A R C) \end{aligned} \quad (7)$$

A capacitância da junção  $C = \epsilon_r \epsilon A / L$ , é devido à área de contato finita,  $A$ , e a espessura do dielétrico,  $L$ .

Introduzindo a frequência reduzida  $q = \omega R_A C$ , a resistência reduzida  $x = R / R_A$  e a potência incidente  $P = V^2 / 8 R_A$ , em (eq.-7), obtém-se

$$V_D = \frac{V x}{[1 + (1 + i q) x]} \quad (8)$$

A potência dissipada em  $R$  é (receptor efetivo de carga),

$$P_n = \left\langle \frac{V_D^2}{R} \right\rangle = \frac{|V_D|^2}{R} \overline{\cos^2 \omega t}; \quad P_n = \frac{|V_D|^2}{2R} \quad (\text{Ap. B})$$

$$P_n = \frac{4 P x}{[1 + 2x + (1 + q^2) x^2]} \quad (9)$$

Para achar o valor da resistência que maximiza  $P_r$ , utilizaremos a condição  $\frac{\partial P_n}{\partial x} = 0$ , o qual conduz a  $x^2 = (1 + q^2)^{-1}$ , então

$$P_n = 2P [1 + (1 + q^2)^{1/2}]^{-1} \quad (10)$$

Para as regiões de altas frequências ( $q \gg 1$  ou  $\lambda \ll 1 \mu m$ ), / existirá um decaimento, ou melhor

$$P_n(x_m) \sim q^{-1}$$

No regime de baixas frequências ( $q \ll 1$  ou  $\lambda \gg 1 \mu m$ ), o va - lor máximo de  $P_r$ , ocorrerá quando  $R_A = R$ , ( $x=1$ ), onde

$$P_n(x_m) = P$$

Diremos então, que a antena está condizente com a carga. Essa potência recebida  $P$ , está relacionada com o vetor de Poynting do campo incidente (Ap. C).

#### F -2- MODELO DO DIODO

A condução elétrica entre dois eletrodos metálicos, bem - como a característica da voltagem contra a corrente em um / diodo de metal-isolante-metal, são discutidos nos apêndices (A) e (B).

Stratton (56), nos dá uma forma analítica, que permite ' uma expressão aproximada da característica I-V. Através de uma ex - pansão em série de I, em função de V, até  $V^3$ , têm-se:

$$I = \frac{1}{R} (V + mV^2 + nV^3) \quad (\Delta p = B)$$

Introduzindo, (Ap. -A)

$$\phi_0 = \frac{1}{2} (\phi_1 + \phi_2) (eV) \quad - \text{ altura média da barreira}$$

$$\alpha = (\phi_1 - \phi_2) / (\phi_1 + \phi_2) \quad - \text{ fator de assimetria}$$

$$S = \alpha_2 L (\phi_0)^{1/2} \quad - \text{ parâmetro adimensional da barreira} \quad (37,56).$$

$$\alpha_2 = 2(2m_e)^{1/2} / \hbar = 1.025 (eV)^{-1/2} \text{ \AA}$$

$$S = 1.025 L (\phi_0)^{1/2}$$

Da teoria chega-se nos seguintes resultados:

$$R = (S \exp S) (324 \phi_0 A)^{-1} \quad (11)$$

$A \rightarrow \mu m^2$  (área da junção)

$$m = \alpha S (24 \phi_0)^{-1} \quad (12)$$

$$m = \frac{1}{6} \left( S / 4 \phi_0 \right)^2 \quad (13)$$

Aplicando simultaneamente ao diodo, uma voltagem de amplitude  $V_D \cos \omega t$  com a tensão de polarização  $V_b$ , existirá uma corrente retificada, dada por:

$$\begin{aligned} i_n &= \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial I}{\partial V^2} \Big|_{V_b=0} \sqrt{V_D^2 \cos^2 \omega t} \\ &= (m + n V_b) V_D^2 / 2R \\ &= (m + n V_b) P_n \end{aligned}$$

A responsividade da corrente é definida como  $\beta_i = \frac{i_n}{P_n}$  (A/W). Na ausência da voltagem de polarização ( $V_b = 0$ ),  $\beta_i = m$ . (Obs. - no Ap. B /  $m = b/a$  e  $n = c/a$ ).

A voltagem de retificação que aparece sobre o diodo, em função dos parâmetros  $\alpha$ ,  $L$ ,  $\phi_0$  e  $A$  será então:

$$V_n = R \beta_i P_n$$

onde,  $P_r$  é a potência liberada pela antena ao diodo. Então,

$$V_n = 4 \beta_i P R_A x^2 \left[ 1 + 2x + (1 + q^2) x^2 \right]^{-1} \quad (14)$$

Essa equação (14), nos diz que  $V_r$  cresce monotonicamente com  $x$ . O valor máximo de  $V_r$  é

$$V_n(x=\infty) = V_0 (1 + q^2)^{-1}$$

onde,

$$V_0 = 4 \beta_i R_A P \quad (15)$$

$R_A$  pode ser estimado por meio da fórmula da resistência de radiação

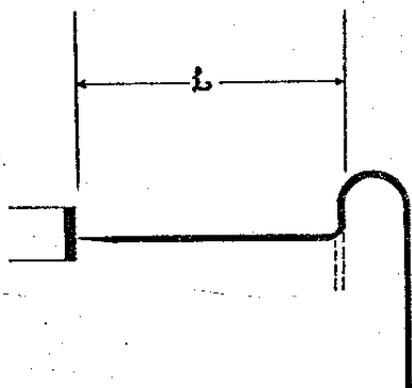


Figura-9 - Comprimento efetivo da antena.

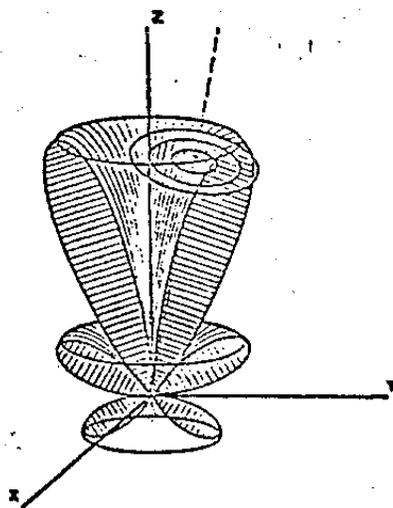


Figura-10 - Representação esquemática da radiação padrão de uma antena de filamento (55).

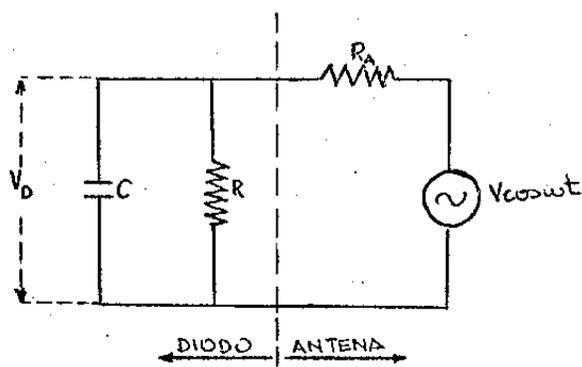


Figura-11 - Modelo do circuito equivalente da antena/diodo (37)

de uma antena de ondas propagantes (51),

$$R_A = 60 \left( 1.4 + \ln \frac{2L}{\lambda} \right), \text{ para } \frac{L}{\lambda} \gg 1 \quad (16)$$

onde,  $L$  é o comprimento efetivo da antena e  $\lambda$  o comprimento de onda da radiação incidente.

## G - RELAÇÃO ENTRE TEORIA E DADOS EXPERIMENTAIS JÁ OBTIDOS PARA DIODO (W - Ni).

Os confrontos experimentais, com o diodo MIM (W - Ni), confirmaram bem as hipóteses da teoria da antena de um fio longo, para grandezas nos valores de  $337 \mu m$  (6) e  $10.6 \mu m$  (17,53). Rutledge et al (57), analisaram também as características das antenas no infravermelho, especialmente em sua forma e tamanho.

O diâmetro do filamento de tungstênio, que atua como uma antena receptora é de  $25 \mu m$  e a espessura do óxido de níquel é de aproximadamente  $10 \text{ \AA}$ .

Os resultados experimentais obtidos por K.M. Evenson et al (6), mostram que o rendimento do diodo de ponta de contato, depende de sua orientação em relação à polarização da radiação incidente. O campo de radiação, nesse experimento provem de um laser / de HCN ( $P \approx 5 mW$ ,  $\nu = 0.89 THz$ ,  $\lambda = 337 \mu m$ ), e a figura-12, mostra a geometria do diodo de ponta de contato por eles utilizados. O espelho que é colocado no mesmo ângulo da radiação incidente, praticamente dobra o rendimento do diodo. A figura-13, mostra o padrão da antena de comprimento efetivo  $L = 7\lambda$ .

Bor Long et al (17), obtiveram experimentalmente a radiação padrão de antenas do infravermelho de  $10.6 \mu m$ . Nesse experimento, o comprimento efetivo corresponde somente à porção cônica do filamento, ou seja, o arco sobre antena está imediatamente após a parte cônica (Figura-14). A figura-15, mostra as antenas por eles utilizadas, com vários comprimentos efetivos de  $3\lambda$  à  $17\lambda$ .

Desses resultados experimentais foi observado que:

- A - A posição do lóbulo principal experimental, tem um / deslocamento em relação ao menor ângulo  $\theta_{m1}$  previsto pela teoria (eq.-5). Esse deslocamento é também - observado nos primeiros lóbulos secundários (Figuras-13 e 15). Outro fenômeno interessante que acontece é que à medida que  $\theta_m$  aumenta ( $0^\circ$  a  $90^\circ$ ), os lóbulos - tendem a desaparecer. Essa atenuação não foi explicada pela teoria (6,17).
- B - Todos os nulos dos padrões das antenas, estão acima - do zero teórico. Esse fato, pode ser melhor visuali- zado nas figuras-15a. e 15b. Esses resultados estão de acordo com o estudo experimental feito por George' H. Brown (58), que indica que os nulos incompletos / são esperados nos padrões das antenas cônicas. A ra- zão para isso é que as antenas da figura-15 (a,b), são mais cônicas do que cilíndricas. Aumentando-se o com- primento efetivo da antena, sua forma torna-se-ã mais cilíndrica do que cônica, e nesse caso os nulos seriam mais definidos. Mesmo assim, estão <sup>do</sup> acima do zero - teórico, visto que, sempre existem sinais residuais - devido ao efeito térmico (17).

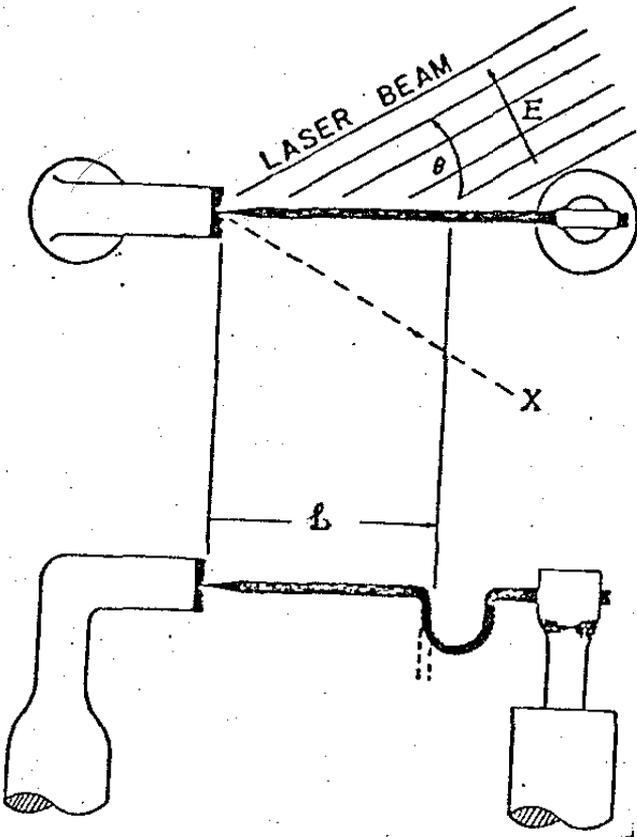


Figura-12 - Geometria do filamento do diodo.  
X marca a localização do espe-  
lho re-refletor (6).

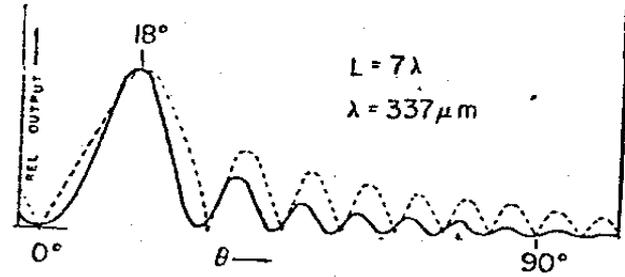


Figura-13 - Radiação padrão de uma  
antena de  $L = 7\lambda$  (6).

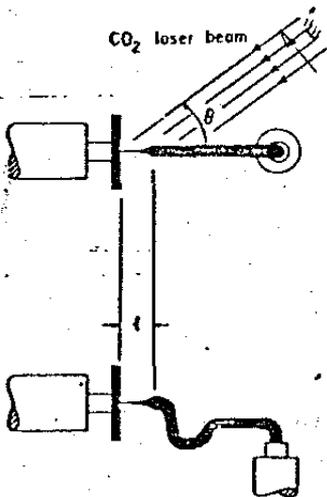
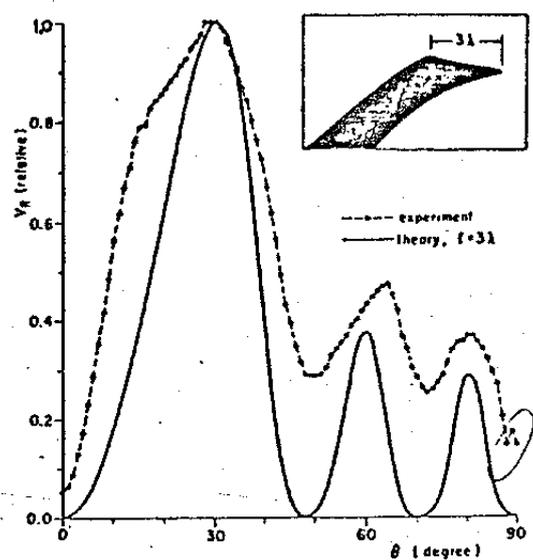
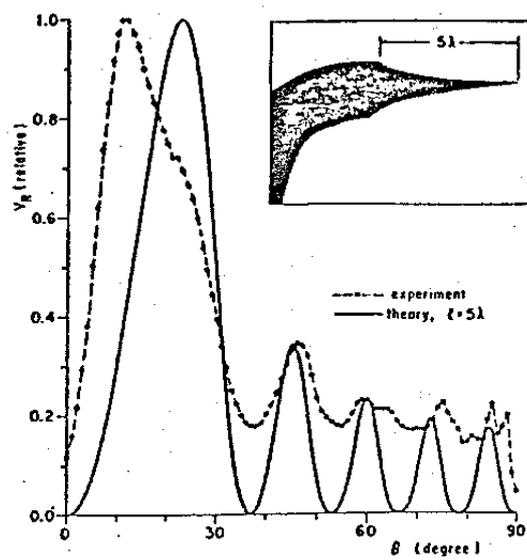


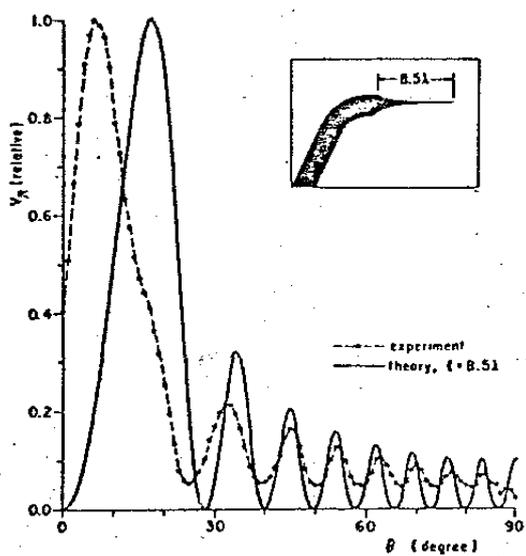
Figura-14 - Geometria do filamento do diodo (17).



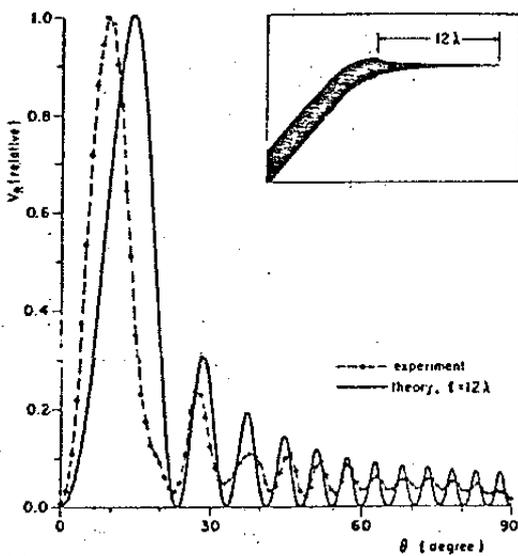
(a)



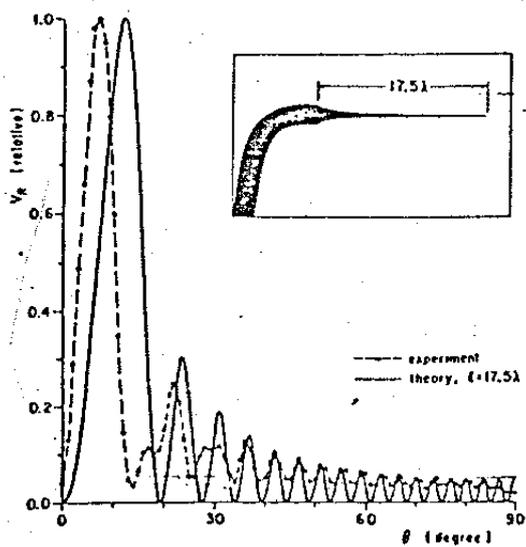
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura-15 - Radiação padrão das antenas com diferentes comprimentos efetivos ( $3\lambda < l < 17\lambda$ ) (17).

### CAPÍTULO III

#### DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL

O arranjo experimental utilizado nesse trabalho, é constituído basicamente por um sistema laser IVL e um detetor do tipo diodo de metal-isolante-metal que é mostrado esquematicamente na figura-16. É apresentado nesse capítulo uma rápida descrição do sistema laser IVL, seguida de uma descrição detalhada, da construção do diodo do tipo MIM. Evidencia-se o fato, de que nenhuma técnica sofisticada é exigida para a confecção desse detetor, mas que "dicas artesanais" são fundamentais para um bom funcionamento desse dispositivo.

#### A - SISTEMA LASER IVL

A radiação IVL é obtida através de um bombeamento óptico em moléculas polares. O princípio físico básico de um laser molecular bombeado opticamente e emitindo no IVL é o seguinte: um meio gasoso amplificador (meio ativo) contido num ressonador óptico, sofre uma inversão de população pela excitação seletiva de uma transição vibracional-rotacional por uma coincidência acidental entre a fonte de bombeio e a linha de absorção da molécula polar. Emissão estimulada de radiação ocorre então, por uma transição puramente rotacional do nível populado para um não populado do mesmo estado vibracional. Essa radiação está normalmente compreendida no IVL. O laser de CO<sub>2</sub> se constitui na mais eficiente fonte de bombeio óptico, sendo responsável por mais de 95% de todas as linhas laser obtidas a partir de 1.970 (59). A molécula de metanol tem sido considerada como o melhor meio ativo de laser IVL, apresentando aproximadamente 350 linhas (60). Detalhes teóricos e experimentais sobre a espectroscopia molecular pela análise de experimento de radiação laser IVL por bombeio óptico, com moléculas de metanol e algumas de suas espécies isotopadas como meio ativo são descrito por D. Pereira (60).

Usamos um laser de CO<sub>2</sub> C.W. convencional como fonte de -

bombeio, descrito em detalhes por M. A. Algatti (61). A pressão total utilizada é ~20torr numa proporção aproximadamente 1.5:2:6.5 de  $\text{CO}_2$ :  $\text{N}_2$ :He, tendo portanto, uma largura de linha ~90MHz, e potências típicas de 15W em quase todas as linhas, que perfazem um número de ~91 linhas dentro dos ramos 9R (46+02), 9P (04+48), 10R (46+02) e / 10P (02+48). A radiação desse laser passa através de um chopper mecânico operando em 26Hz e então é focalizado, por um espelho de / 32cm de foco, num orifício de 1.5mm no espelho de entrada do laser' IVL,

Um ressoador do tipo Fabry-Perot formado por dois espelhos de vidro com deposição de ouro, raio de curvatura 1.4m, 7.5cm de - diâmetro e separados por 1m de distância foi utilizado como cavidade óptica para o laser IVL (62). A entrada da radiação laser de  $\text{CO}_2$ , é permitida pelo orifício de 1.5mm no espelho de entrada do laser IVL, sendo essa extremidade fechada por uma janela de NaCl em ângulo de Brewster. O outro espelho está acoplado a um micrômetro' ( $1\mu\text{m}$  por divisão), tendo uma varredura da cavidade de aproximada - mente 3.5cm. Um espelho acoplador de cilindro de cobre de 6.0mm de diâmetro, cortado a  $45^\circ$ , polido e submetido a uma deposição de ouro, é posicionado a várias distâncias do eixo da cavidade para variar o acoplamento das linhas oscilando com diferentes comprimentos de onda, com o exterior. Aproximando-o ou afastando-o do eixo da cavidade, associado aos diafragmas situados na frente dos espelhos da cavidade, isso permite uma excelente discriminação contra linhas de - longos ou pequenos comprimentos de onda, respectivamente.

A radiação sai da cavidade através de uma janela de quartzo de 1.5mm de espessura e 8.0mm de diâmetro, situado em posição - oposta ao espelho de acoplamento. Essa janela corta a radiação laser de  $\text{CO}_2$ , mas também a de baixos comprimentos de onda IVL ( $10-50\mu\text{m}$ ), podendo minimizar a intensidade de linhas com  $\lambda$  até  $100\mu\text{m}$  (60). Junto a essa janela encontra-se uma lente de politeleno de 1.6cm de / distância focal, usada para focalizar a radiação de saída.

A detenção da radiação IVL é feita com um detetor de me '

tal-isolante-metal (W-Ni), preso num translador XYZ+ $\theta$ , situado no foco de um espelho parabólico. Esse espelho de cobre polido, cortado a  $45^\circ$ , de distância focal de 9mm, preso a um suporte XYZ, é posicionado no foco da radiação que sai da cavidade IVL. Ele melhora a focalização para a deteção, aumentando significativamente o acoplamento da radiação IVL com a antena cônica (5).

As pressões ótimas de funcionamento das linhas laser IVL' são determinadas por uma válvula tipo Pirani, e as polarizações relativas através de um polarizador de mexa metálica.

Em nosso experimento, o meio ativo do laser IVL é o meta-nol ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ). Essa escolha se deve basicamente a dois motivos: Primeiro que é uma molécula de baixo custo e de fácil aquisição e se - gundo porque apresenta como característica um grande número de linhas laser IVL (~350), várias com potências médias consideradas - altas (~1mW) e, portanto, importante para aplicações. Em nosso caso a linha escolhida é a de comprimento de onda de  $\lambda=118.8\mu\text{m}$ , apresentando, no sistema descrito acima, uma potência de 1mW. Essa linha é obtida pelo bombeio óptico com a linha 9P (36) do laser de  $\text{CO}_2$ , e tem uma polarização relativa (em relação à polarização do  $\text{CO}_2$ ) perpendicular.

Passa-se agora, a descrever detalhadamente a construção' do detetor de ponta de contato do tipo MIM.

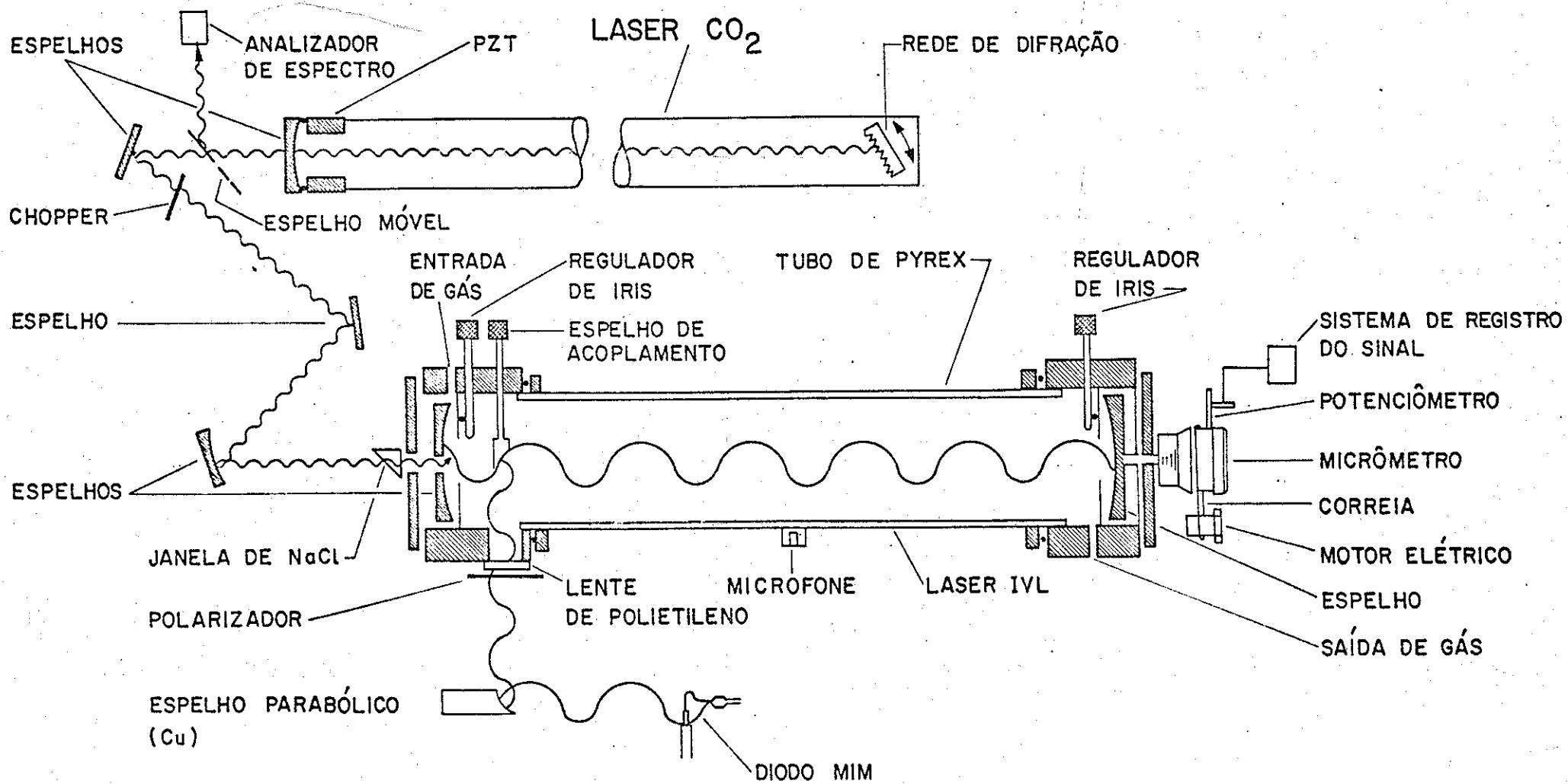


Figura-16 - Arranjo experimental: Sistema Laser IVL com detecção por Diodo de ponta de contacto Metal-Isolante-Metal.

## B - CONSTRUÇÃO DO DIODO DE METAL-ISOLANTE-METAL (W-Ni)

Como já dissemos, nenhuma técnica sofisticada é necessária para a confecção de um detetor do tipo MIM para o IVL. Descreveremos aqui detalhadamente os passos para confecção, observando-se a necessidade de "dicas artesanais" consideradas fundamentais para a construção de um diodo MIM utilizável. Dividiremos essa descrição em quatro partes: B-1- Montagem da antena, B-2- obtenção da ponta cônica, B-3- obtenção do níquel oxidado e B-4- montagem do detetor.

### B -1- MONTAGEM DA ANTENA

No ítem B-2 (cap. II) ficou caracterizada a necessidade de se usar filamentos de tungstênio de pequeno diâmetro para um bom funcionamento da antena. No nosso caso, utilizaremos um filamento de  $25\mu\text{m}$  de diâmetro. Aqui já nos deparamos com os primeiros problemas: como cortar esse filamento na forma desejada da figura-17 e como fazer sua fixação no suporte com ajuste óptico.

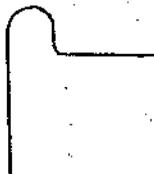
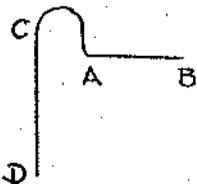


Figura-17. Formato do filamento

Com a ajuda de uma pinça especial de ponta fina e lisa, dobramos um pedaço de tungstênio até atingir a seguinte forma:

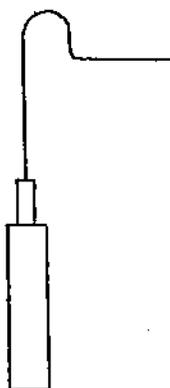


em seguida cortamos o pedaço que funcionará como antena (seguimento AB) um pouco maior do tamanho necessário, lembrando das condições  $l_0 = n\lambda$  e  $R_A = 60(1.4 + \ln \frac{2l_0}{\lambda})$ , Normalmente isso está compreendido entre  $500\mu\text{m}$  e  $1500\mu\text{m}$ .

O segmento CD, que será fixado num suporte é cortado em ~4mm, para que a antena fique no centro da base de níquel.

Esse segmento será fixado agora, através do uso de dois tubos de cobre, um de ~0.1mm de diâmetro interno e 0.5mm de diâmetro externo, e outro de 1mm de diâmetro interno e 2mm de diâmetro externo. Ambos têm aproximadamente 5mm de altura.

O procedimento é o seguinte: fixa-se com o alicate de ponta fina, o tubinho capilar dentro do outro tubo de cobre, e em seguida com o auxílio de uma lupa e da pinça, insere-se o filamento de tungstênio, pelo segmento CD, no interior do primeiro capilar até uma profundidade de ~1.5mm. Novamente com o alicate de bico pressiona-o para o tungstênio ficar bem fixo. A forma final é a seguinte:



#### B -2- OBTENÇÃO DA PONTA CÔNICA

Como já discutimos no item C (cap.II), para manter um contato completo na junção, deve-se utilizar um filamento com uma ponta de diâmetro pequeno. Para isso necessita-se de um recipiente com uma solução básica de NaOH(1N), no qual o filamento de tungstênio é imerso perpendicularmente. O suporte da antena (filamento de tungstênio) é preso por um outro suporte metálico para que se tenha um contato elétrico com a base de cobre. O arranjo desse experimento é mostrado na figura-18. Liga-se o circuito para que ocorra o ataque químico (etching). Imediatamente após o término desse ataque, desliga-se o circuito e a ponta estará pronta. Esse ataque químico reduz gradualmente o diâmetro do filamento, formando uma ponta

cônica .

Logo após o "etching" as pontas devem ser checadas no microscópio, pois algumas podem apresentar imperfeições. Tiramos algumas fotos das pontas perfeitas e das defeituosas que são mostradas na figura-19. A número 1, por exemplo, apresenta um defeito / que é provocado no momento em que ocorre o ataque químico, pois nesse exato momento o recipiente com a solução básica deve estar em repouso. Essas pontas são tão finas que um leve toque pode danificá-las, veja a foto número 2. A antena número 7 apresentou-se instável quando testada como detetor, mesmo aparentando-se perfeita, - deve existir algum defeito que não conseguimos perceber em nosso microscópio. A ponta número 8, além de apresentar um defeito causado no momento do "etching", foi deixado fora do vácuo durante um mês. Depois disso ao examiná-la percebemos um princípio de oxidação. Isto é, o filamento de tungstênio e as antenas, depois de utilizadas' devem ser guardados numa campânula e em seguida fazer o vácuo. As antenas perfeitas estão nas fotos de números 3, 4, 6 e 9.

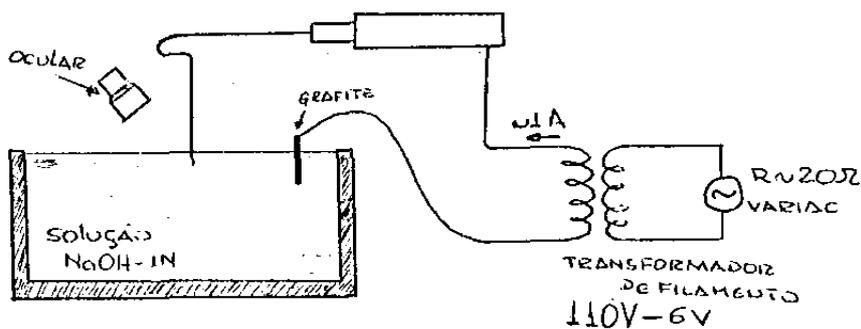
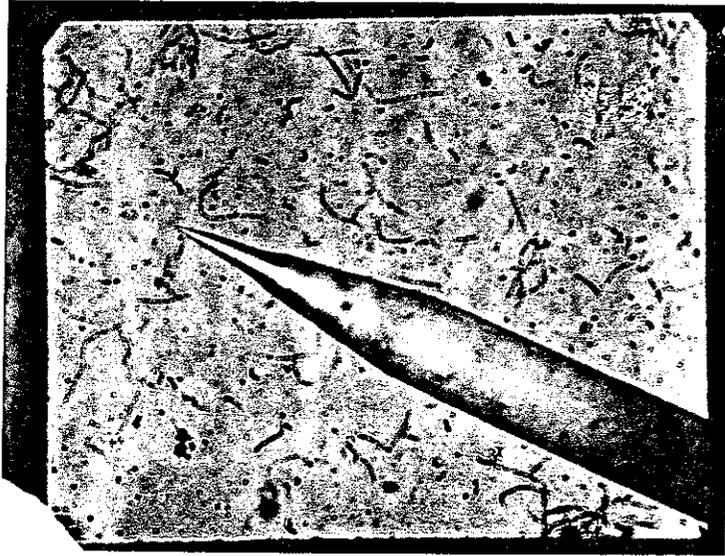


Figura-18 - Arranjo experimental para a obtenção da ponta cônica.



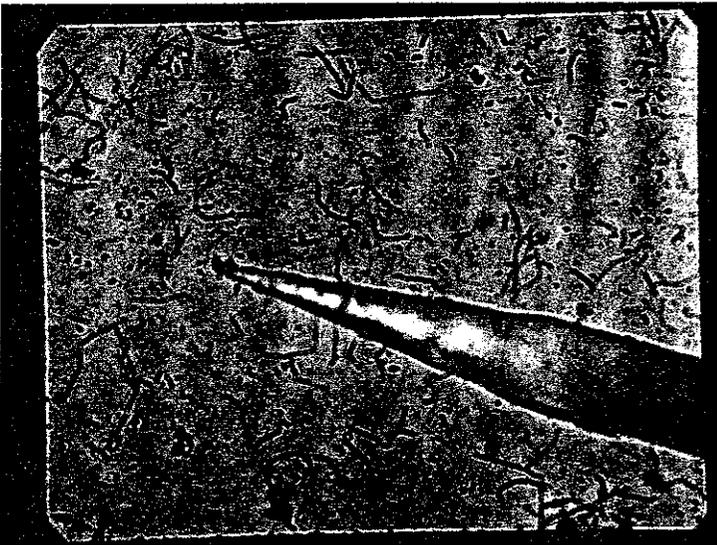
X500

№ 1



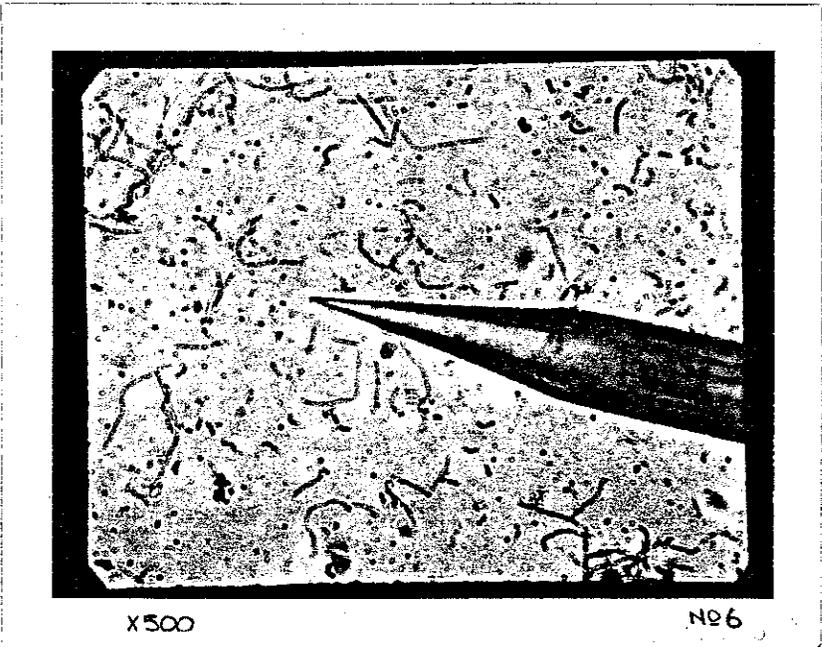
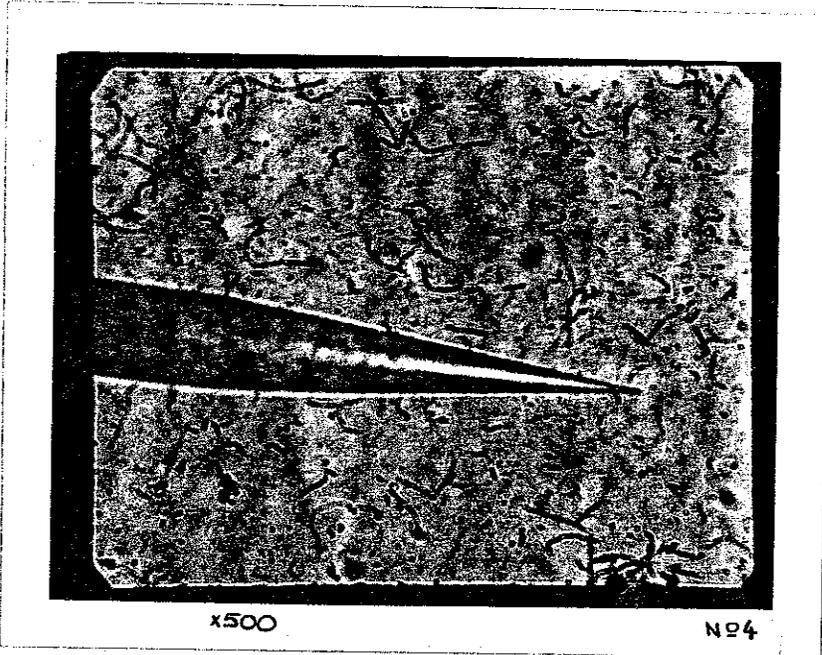
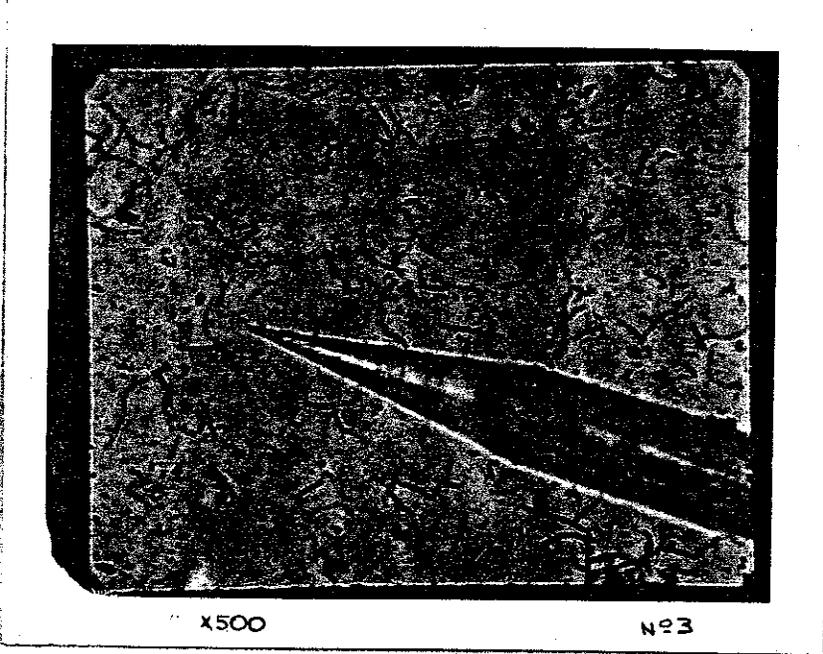
X1000

№ 2



X500

№ 2



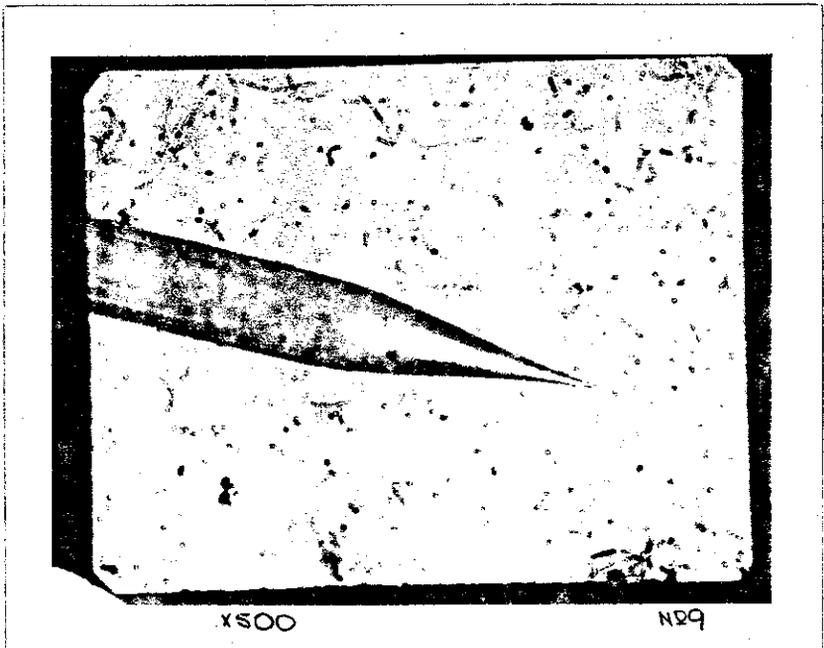
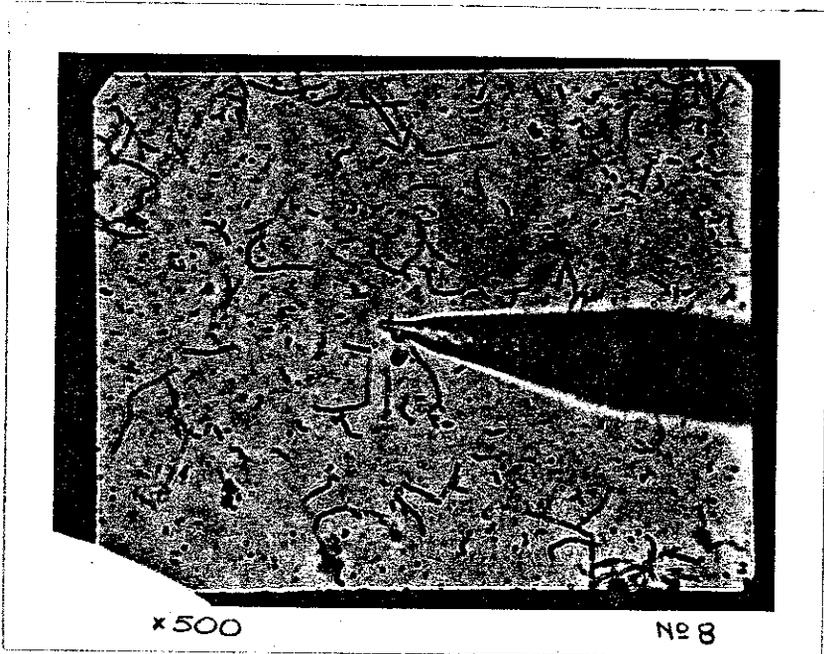
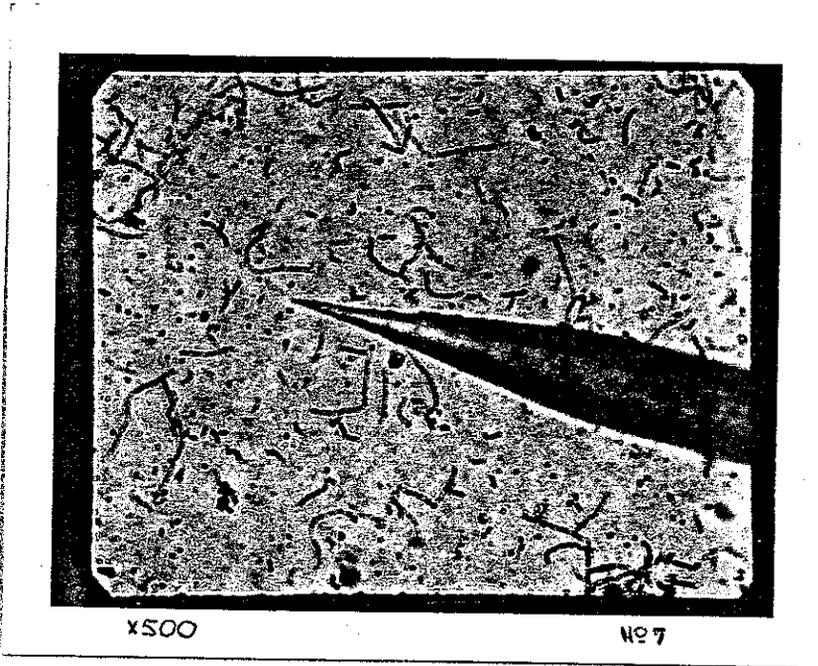


Figura-19 - Fotos das pontas cônicas obtidas através do ataque químico.

### B -3- OBTENÇÃO DO NÍQUEL OXIDADO

Escolhemos o níquel, porque ele facilita a formação de / uma fina camada de óxido estável, de aproximadamente 1-2nm de esp<sub>u</sub>ra, devido a sua suavidade. Como já discutimos no ítem B-2 ( - Cap. II).

A técnica de polimento é convencional. Corta-se vários' pedaços de aproximadamente 15mm de comprimento de uma barra cilí<sub>n</sub> - drica de níquel de 2mm de diâmetro. O polimento é feito na secção' reta do níquel até a superfície ficar espelhada.

Fizemos alguns postes de níquel os quais foram polidos no INSTITUTO DE ESTUDOS AVANÇADOS DO CTA em São José dos Campos - São' Paulo.

O poste de níquel de  $10\text{Å}$  de espessura de óxido, que utili<sub>z</sub>amos em nosso experimento, foi cedido por K. M. Evenson do "NATIO-  
NAL BUREAU OF STANDARD" de Boulder-Colorado, USA.

### B -4- MONTAGEM DO DETETOR

No suporte óptico contendo os ajustes micrométricos, exis<sub>t</sub>e um material isolante, com um furo de 2mm de diâmetro onde está - colocado um fio de cobre ligado ao centro quente de um conector BNC de saída. Insere-se o tubo de cobre e a antena no furo do material isolante até tocar o fio "quente" de cobre. Nesse ponto, a ponta - da antena deverá estar com a extremidade apontando para o centro da base polida e oxidada do poste de níquel. Esse poste está preso - na carcassa do suporte óptico e em contato elétrico com a terra / (figura-20).

Finalmente é chegada a hora do ajuste óptico da antena - com o níquel oxidado para se ter o circuito do diodo MIM completado. Isso deve ser realizado em duas etapas:

1 - Ajuste Grosso: a função desse parafuso micrométrico é de transladar o poste de níquel à antena. Com a ajuda de um mi / croscópio, aproxime-o até que se comece a ter imagem da antena re -

fletida na superfície espelhada do poste de níquel (figura-21), em seguida fixe-o no translador XYZ+0 (figura-22).

2 - O Ajuste Fino é feito com um ohmímetro de baixa potência. Quando a antena penetra na camada de óxido, a resistência do diodo cai do  $\infty$  para alguns  $K\Omega$ . Continua-se aumentando lentamente a pressão até obter uma resistência na faixa de  $100\Omega$  a  $1K\Omega$  (figura-23). Em seguida conecta-se o cabo coaxial e novamente mede-se a resistência na outra extremidade do cabo (figura-24). Isso porque o detetor é muito sensível, ao conectar o cabo coaxial a resistência elétrica pode variar para mais ou para menos. Do mesmo modo, pressione-o ou afrouxe-o, até obter a resistência desejada e o detetor estará pronto para o experimento.

Têm-se assim terminado a construção de um diodo do tipo - MIM.

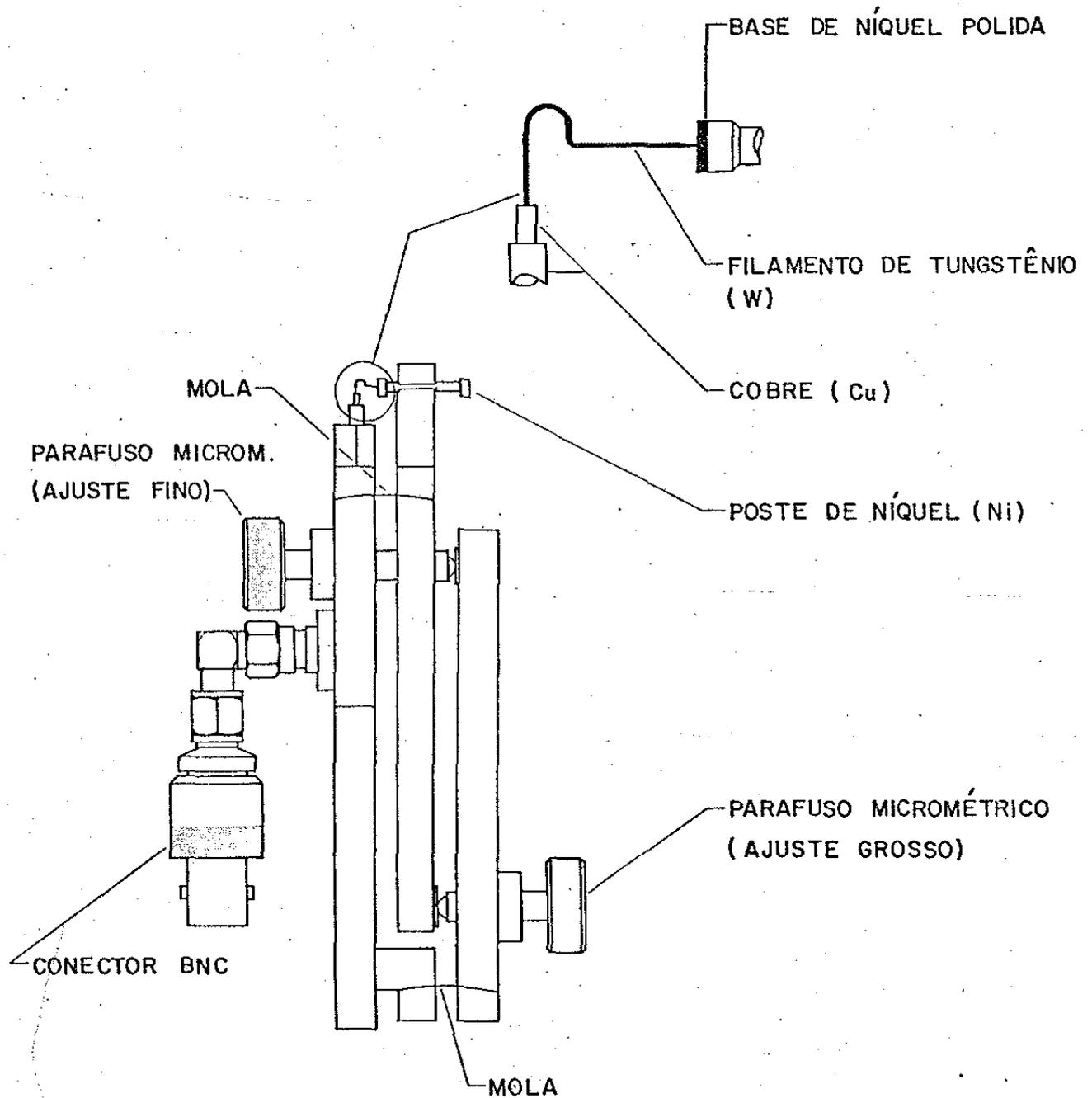


Figura-20 - Perspectiva do suporte óptico utilizado nesse experimento.



Figura-21 - Imagem da antena refletida na superfície espelhada da base de níquel.

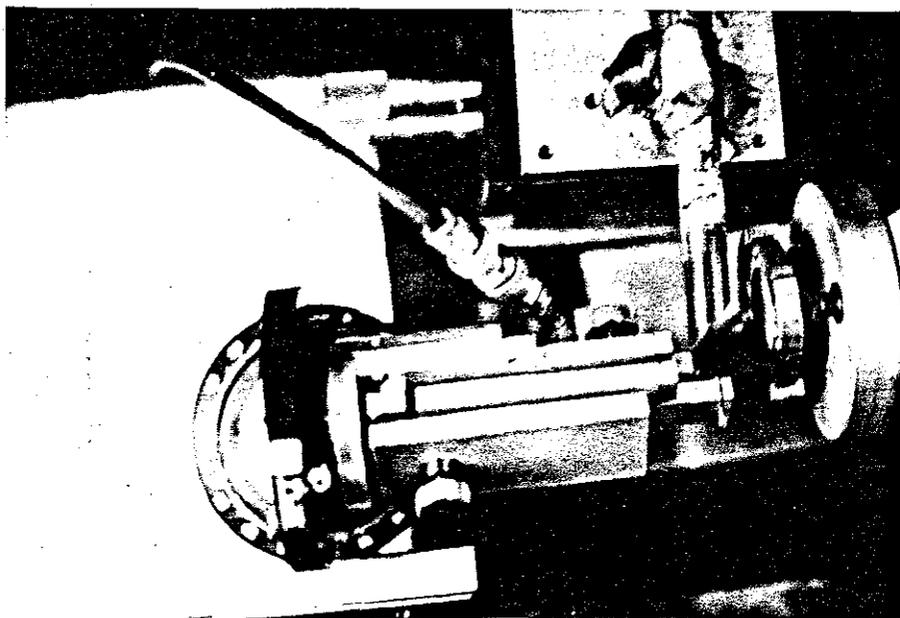


Figura-22 - Detetor fixado no translador XYZ+ $\theta$  .

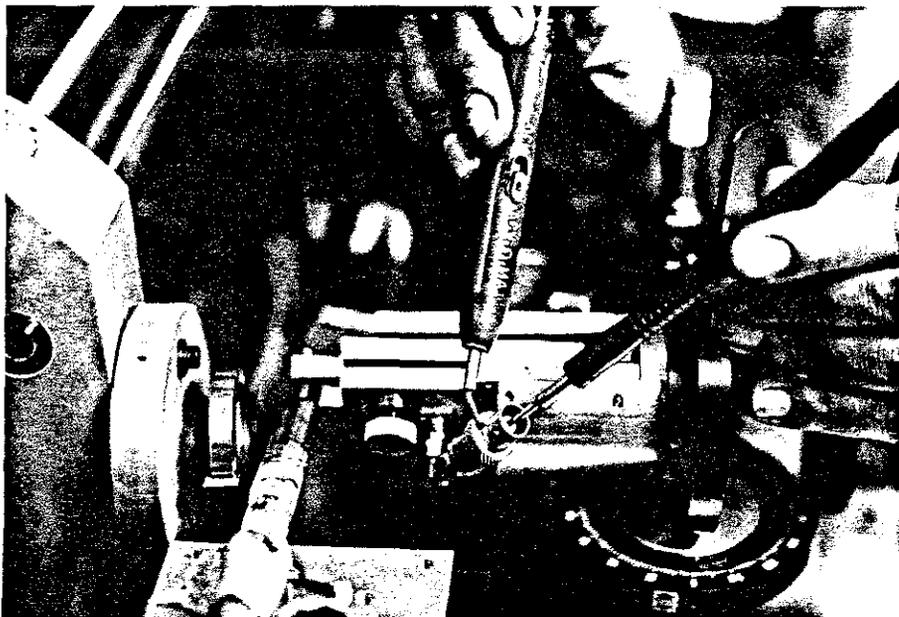


Figura-23 - Medida da resist $\hat{e}$ ncia do diodo antes de conectar o cabo coaxial.

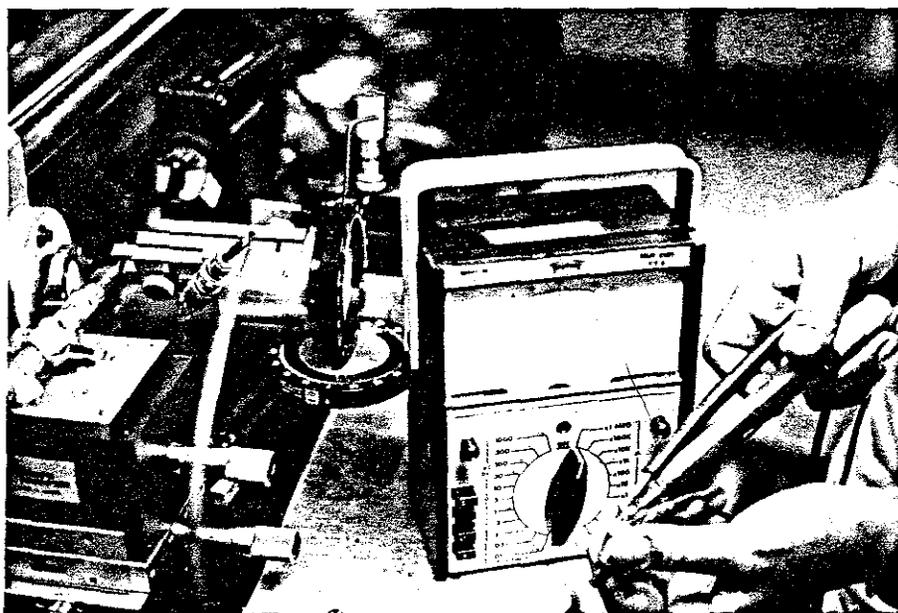


Figura-24 - Medida da resist $\hat{e}$ ncia na extremidade do cabo coaxial.

CAPÍTULO IVMEDIDAS EXPERIMENTAIS E INTERPRETAÇÕES

Nos itens desse capítulo, trataremos das medidas da radiação padrão de três antenas com diferentes comprimentos efetivos, da medida da voltagem detetada em função da resistência do diodo e das interpretações dos resultados obtidos. Para esse último utilizaremos as considerações teóricas e experimentais já discutidas no capítulo-II.

A - MEDIDA DA RADIAÇÃO PADRÃO

Vimos anteriormente que a radiação que se deseja detetar' deve ser polarizada (perpendicular ou paralela), para que se obtenha um sinal otimizado. Em nosso experimento, como já discutimos, o meio ativo da cavidade IVL é o álcool metílico. Seleccionamos a linha mais intensa com comprimento de onda de  $118.8\mu m$  e de polarização perpendicular com relação a linha de bombeio 9P (36) do laser de  $CO_2$ .

Variamos manualmente o ângulo  $\theta$  formado entre a radiação IVL e a antena, num intervalo de  $2^\circ$ . Para cada ponto fixa-se o ângulo e maximiza-se a voltagem detetada  $V_0$ , reposicionando o diodo com o translador X-Y. Em seguida lê-se o sinal no osciloscópio.' Para cada medida checka-se a resistência do diodo, pois se houver alguma variação, que não é difícil de ocorrer nesse tipo de experimento, deve-se voltar ao zero experimental e reiniciar as medidas.' No final desse capítulo discutiremos com detalhes essa exigência. - A figura-25, mostra como se deve girar o detetor de uma radiação - com polarização perpendicular.

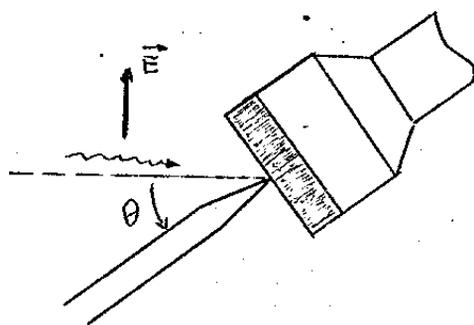


Figura-25 - Como variar o ângulo  $\theta$  para uma radiação com polarização relativa perpendicular.

A -1- RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Nessa secção apresentaremos as tabelas dos resultados experimentais obtidos e os gráficos correspondentes, comparando a curva experimental com a teórica. Para isso utilizamos a equação-3 - do capítulo-II (secção-E-1), e seus respectivos comprimentos efetivos.

TABELA -1- Resultados experimentais obtidos com a variação do ângulo  $\theta$  , para  $b = (652. \pm 5.88) \mu m$ .

$\theta(^{\circ})$	V(mV)	$\theta(^{\circ})$	V(mV)
00	.160	46	.090
02	.250	48	.100
04	.400	50	.220
06	.720	52	.280
08	.850	54	.280
10	.900	56	.200
12	1.000	58	.100
14	1.100	60	.090
16	1.200	62	.130
18	1.200	64	.220
20	1.200	66	.220
22	1.100	68	.180
24	.800	70	.160
26	.500	72	.120
28	.280	74	.160
30	.160	76	.200
32	.140	78	.160
34	.240	80	.080
36	.350	82	.060
38	.440	84	.070
40	.460	86	.080
42	.360	88	.060
44	.160	90	.018

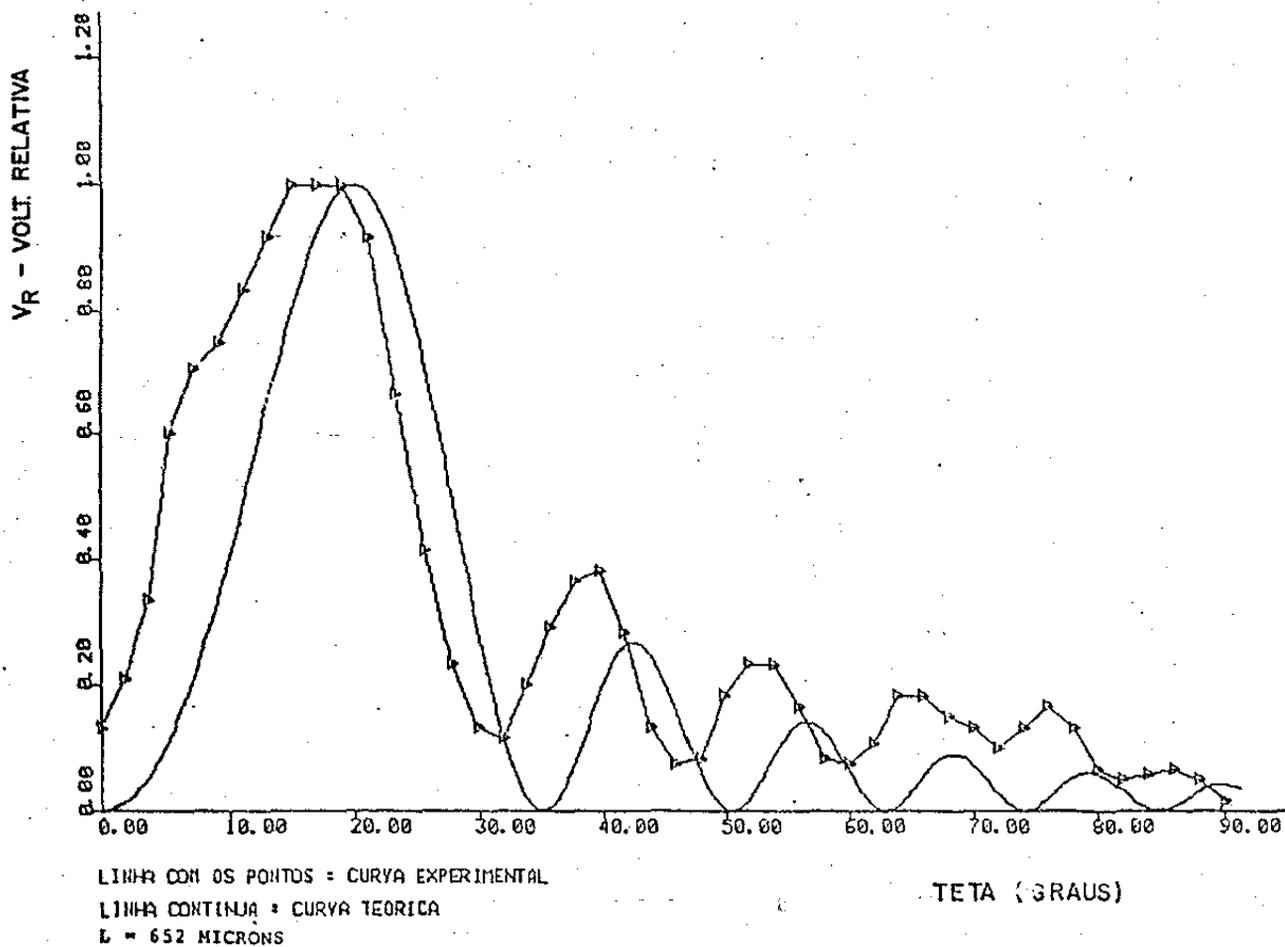


Figura 26 - Comparação da curva experimental da radiação padrão com a curva teórica da antena de  $\lambda = 5.5\lambda$ .

TABELA -2- Resultados experimentais obtidos com a variação do ângulo  $\theta$  , para  $\lambda = (882. \pm 5.88) \mu m$ .

$\theta(^{\circ})$	V(mV)	$\theta(^{\circ})$	V(mV)
00	.600	46	.180
02	.240	48	.060
04	.500	50	.040
06	.800	52	.070
08	1.000	54	.120
10	1.200	56	.080
12	1.300	58	.036
14	1.400	60	.024
16	1.200	62	.050
18	.900	64	.030
20	.650	66	.026
22	.320	68	.008
24	.130	70	.012
26	.220	72	.030
28	.420	74	.026
30	.480	76	.010
32	.640	78	.018
34	.560	80	.020
36	.270	82	.022
38	.130	84	.010
40	.120	86	.008
42	.220	88	.010
44	.250	90	.008

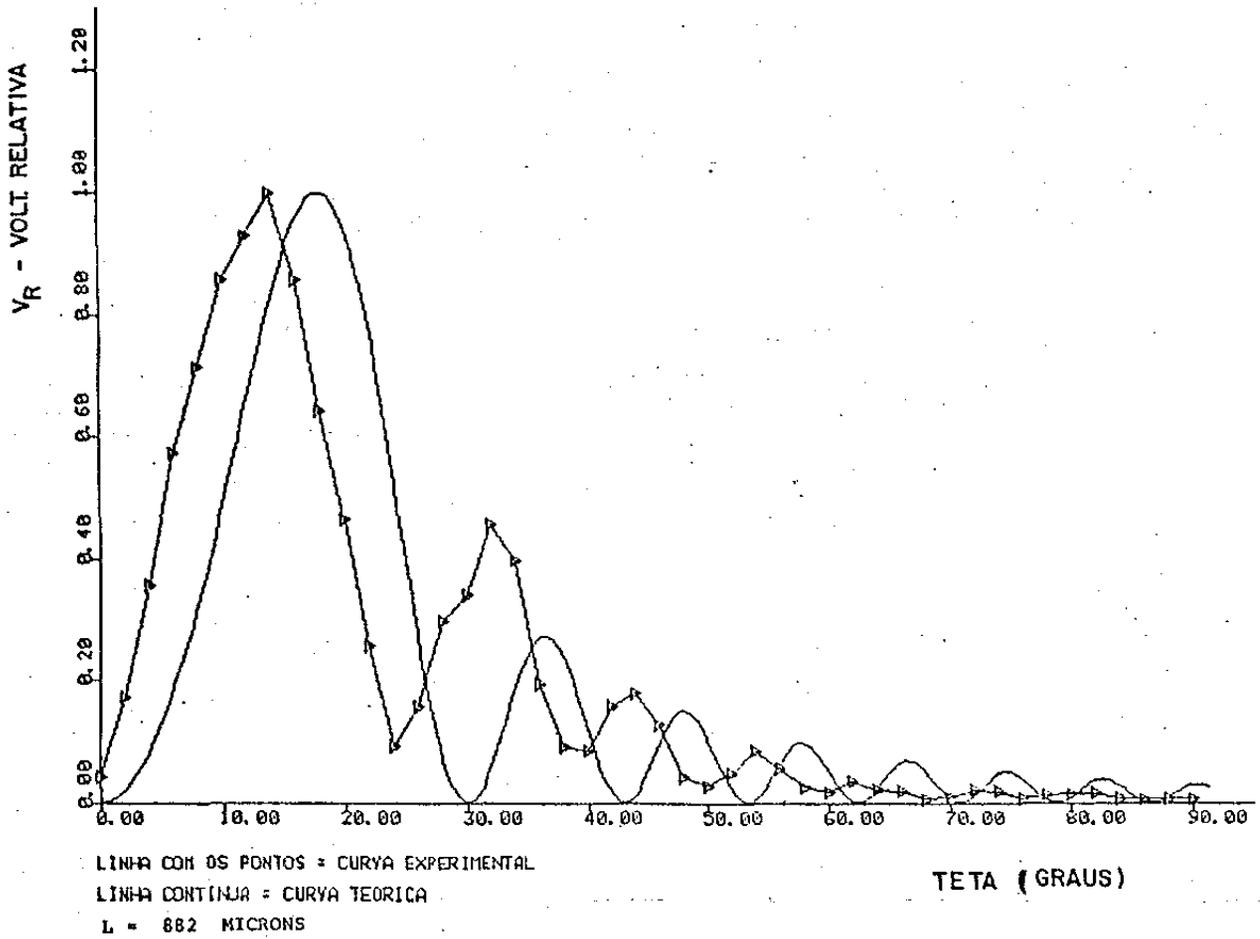


Figura 27 - Comparação da curva experimental da radiação padrão com a curva teórica da antena de  $b = 7.4\lambda$ .

TABELA -3- Resultados experimentais obtidos com a variação do ângulo  $\theta$  , para  $\lambda_0 = (1364. \pm 5.88) \mu\text{m}$

$\theta(^{\circ})$	V(mV)	$\theta(^{\circ})$	V(mV)
00	.070	46	.120
02	.200	48	.110
04	.380	50	.130
06	.480	52	.120
08	.700	54	.100
10	.900	56	.120
12	1.000	58	.070
14	.800	60	.090
16	.500	62	.090
18	.250	64	.070
20	.150	66	.110
22	.180	68	.100
24	.280	70	.080
26	.260	72	.100
28	.220	74	.060
30	.120	76	.070
32	.140	78	.040
34	.200	80	.030
36	.180	82	.040
38	.140	84	.020
40	.130	86	.024
42	.150	88	.015
44	.160	90	.015

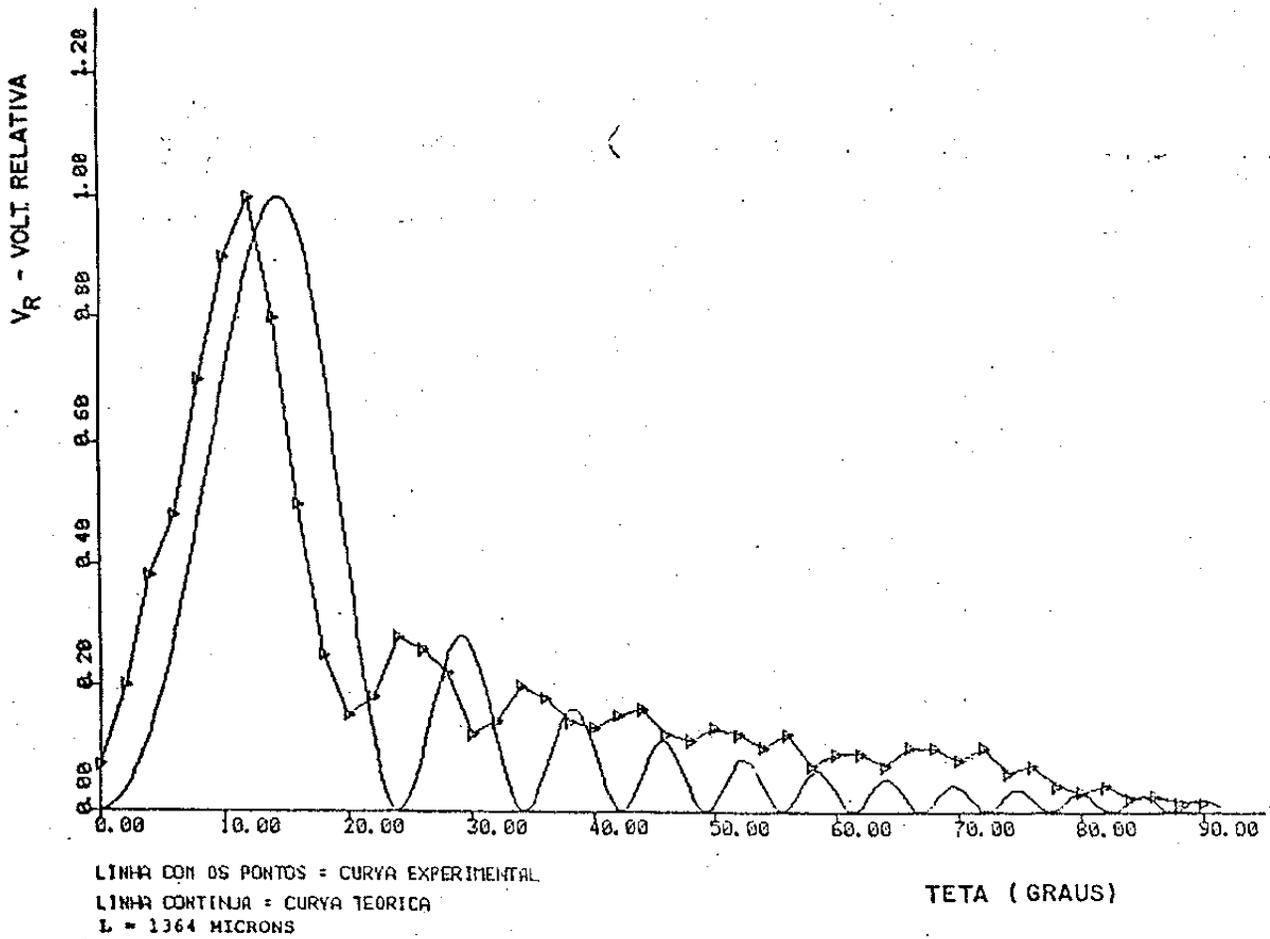


Figura 28 - Comparação da curva experimental da radiação padrão com a curva teórica da antena de  $h = 11.5 \lambda$  .

A -2- INTERPRETAÇÃO DOS DADOS

$\theta_{m1}$  é o ângulo que corresponde ao lóbulo principal (eq.-5); para nossos resultados experimentais é aquele em que o diodo apresenta uma voltagem máxima. (veja nas tabelas-1, 2, 3).

Vamos reescrever as equações (5) e (6)

$$\theta_{m1} = \cos^{-1} \left( 1 - 0.371 \frac{\lambda}{b} \right) \quad (5)$$

$$n = \frac{b}{\lambda} \quad (\text{n}^\circ \text{ de lóbulos}) \quad 0^\circ < \theta < 90^\circ \quad (6)$$

$\lambda = 118.8 \mu\text{m}$  (comp. de onda da radiação IVL incidente)

Operando com essas equações e comparando com nossos valores experimentais, obtém-se:

<u>Comp. Efet. (<math>\mu\text{m}</math>)</u>	<u><math>\theta_t</math> (teórico)</u>	<u><math>\theta_E</math> (exp.)</u>	<u>n (teórico)</u>	<u>n (exp.)</u>
(652. $\pm$ 5.88)	- 21° 11'	18°	5.5	6
(882. $\pm$ 5.88)	- 18° 11'	14°	7.4	7
(1364. $\pm$ 5.88)	- 14° 36'	12°	11.5	12

Os valores experimentais estão próximos dos esperados teoricamente (veja tabela acima). Isso significa que, os modelos teóricos apresentados nas equações-5 e 6, permite-nos prever o ângulo no qual a resposta do detetor é máxima. Por exemplo, como os parâmetros  $b$  e  $\lambda$  são conhecidos,  $\theta_{m1}$  é facilmente calculado pela equação-5. Variando-se o ângulo  $\theta$  do detetor até as proximidades de  $\theta_{m1}$  deve-se encontrar a voltagem máxima a ser detetada.

Podemos acrescentar ainda, que o filamento de tungstênio' comporta-se como uma antena receptora de ondas propagantes.

Consideremos agora, a comparação das curvas experimentais com as curvas teóricas mostradas nas figuras-26, 27, 28. A nossa interpretação não é muito diferente daquelas descritas (13,14) discutida na última secção do capítulo-II. Se observarmos nossos resultados (figuras-26, 27 e 28), o mesmo fenômeno ocorre, o ângulo  $\theta_E'$  (experimental) em todos eles aparece deslocado em relação ao ângulo  $\theta_t$  (teórico). O mesmo acontece em relação ao lóbulos secundários. Percebe-se também a tendência dos lóbulos desaparece

rem quando estamos próximo de  $90^\circ$ .

Esse deslocamento de  $\theta_E$  em relação ao  $\theta_t$ , acreditamos - que seja causado pelo zero teórico não coincidir com o zero experimental. E ainda, em nosso experimento o suporte XYZ+ $\theta$  do detetor - não é fixado rigidamente, mesmo depois de achar uma posição ótima - para as medidas, pois ao apertar o parafuso que fixa o cilindro em que o detetor está preso, não podemos garantir que encontraremos essa posição ótima, mesmo com o auxílio do translador XYZ+ $\theta$ .

Essa atenuação dos lóbulos quando  $\theta_E$  aproxima-se de  $90^\circ$ , ainda não foi explicada pela teoria. A medida que o  $\theta_E$  experimental aumenta, o espelho inclina-se aproximando-se da radiação incidente, com a tendência de cercá-la quando  $\theta_E$  atingir  $90^\circ$ . Será que não há uma reflexão na borda do espelho quando inclinado com ângulos próximos de  $90^\circ$ ?

Segundo a teoria, era de se esperar que quanto maior o comprimento efetivo (no caso, nossas antenas são de formas mais cilíndricas do que cônicas), que os zeros teóricos fossem mais definidos. Observando nossos resultados vemos que, o zero teórico é mais definido para  $l = 882 \mu m$  (Figura-27), como o esperado. Para  $l = 1364 \mu m$  (Figura-28) ele comporta-se como se estivesse saindo do menor zero experimental. Isso sugere que existe um comprimento efetivo ótimo ( $l_{\text{ót}}$ ) para as medidas experimentais, mas mesmo assim os zeros experimentais estarão acima do zero teórico, visto que, sempre existem sinais residuais devido ao efeito térmico.

Vamos agora analisar nossos resultados experimentais considerando a teoria do tunelamento de elétrons livres. Essa teoria nos fornece as seguintes equações (capítulo-II, secção-F-2):

$$S = 1.025 L (\phi_0)^{1/2} \quad - \text{parâmetro adimensional da barreira}$$

$$\phi_0 = \frac{1}{2} (\phi_1 + \phi_2) (eV) \quad - \text{altura média da barreira}$$

$$\alpha = \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1 + \phi_2} \quad - \text{fator de assimetria}$$

$$L \rightarrow (\text{Å}) \quad - \text{espessura da barreira}$$

$$\beta_i = m \quad - \text{responsividade da corrente } (V_b = 0)$$

$$V_0 = 4\beta_i R_A P \quad - \text{voltage máxima detetada (teórico)}$$

$R_A$  pode ser estimado por meio da fórmula da resistência' de radiação de uma antena de ondas propagantes (51),

$$R_A = 60 \left( 1.4 + \ln \frac{2l}{\lambda} \right), \text{ para } \frac{l}{\lambda} \gg 1$$

$l$  é o comprimento efetivo da antena .

Os valores das funções trabalho do níquel e do tungstênio são dados por (62):

$$\phi_W = 4.38 \text{ eV}$$

$$\phi_{Ni} = 4.32 \text{ eV}$$

Para  $L=10\text{Å}$  (cap.-III-B-2), obtem-se os seguintes resultados teóricos:

$$\alpha \approx 10^{-2}$$

$$S \approx 21.38$$

$$\beta_i \approx 2 \times 10^{-3} \text{ (A/W)}$$

Fizemos os cálculos teóricos (para  $P=1\text{mW}$ ) e comparamos / com nossos resultados experimentais (tabela abaixo) . As tabelas' 1,2 e 3, fornecem-nos os valores das voltagens máximas detetadas experimentalmente.

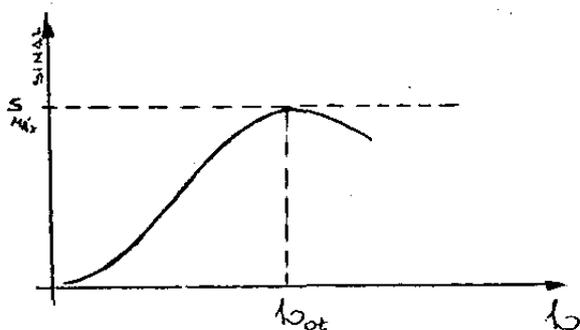
$(l \pm 5.88) \mu m$	$V_{0\text{máx}}$ (EXP.) (mV)	$R_A$ ( $\Omega$ )	$V_{0\text{máx}}$ (teórico) (mV)
652.	1.2	-228	1.8
882.	1.4	-244	1.9
1364.	1.0	-272	2.2

Como os parâmetros ( $\alpha, S, \phi_0$  e  $\beta_i$ ) são constantes, percebemos que a medida que  $R_A$  aumenta,  $V_0$  (teórico) também aumenta (tabela - acima), o que não acontece com o  $V_0$  (experimental). Sabendo que:

$$R_A \sim f(l) \quad \text{e} \quad n \sim f(l)$$

percebemos, que existe uma competição entre  $R_A$  e  $n$  com o comprimento efetivo  $l$ . Se  $l$  é grande, é bom para  $R_A$ , mas  $n$  torna-se muito' grande, o que não é bom em termos de deteção, porque a energia tende a se propagar ao longo do fio condutor, consequentemente diminui

rã o fluxo radial. Se  $b$  é pequeno, é ruim para  $R_A$ . Então, deve existir um comprimento efetivo ótimo ( $b_{ot}$ ) que satisfaça tanto a  $R_A$  como a  $n$ , maximizando o acoplamento da radiação sobre o diodo. Com essa análise, acreditamos que o sinal do diodo varia com o comprimento efetivo, para um determinado comprimento de onda, como é mostrado no gráfico abaixo,



e ainda, que  $b_{ot}$  está entre  $6\lambda < b_{ot} < 8\lambda$ .

#### B - MEDIDA DA VOLTAGEM DETETADA EM FUNÇÃO DA RESISTÊNCIA DO DIODO

Medimos o sinal do diodo em função da resistência para cada uma de nossas antenas. Maximizamos o sinal nas proximidades do ângulo previsto teoricamente. Variamos a resistência no intervalo de 200-1000  $\Omega$ . Assim que terminava a medida abríamos um pouco mais a resistência e fechávamos a radiação laser, para resfriar o diodo durante 20 minutos. Ao reiniciarmos as medidas, pressionávamos o contato através do ajuste fino voltando para 200  $\Omega$  e recomeçávamos o experimento. Fizemos isso, três vezes para cada antena. O resultado pode ser observado pelas tabelas-4, 5 e 6.

TABELA -4- Resultados experimentais obtidos com a variação da resistência do diodo, para  $l = (652. \pm 5.88) \mu m$

R( $\Omega$ )	V <sub>1</sub> ( mV )	V <sub>2</sub> ( mV )	V <sub>3</sub> ( mV )
200	.480	.600	.700
300	.680	.700	1.000
400	1.100	.700	1.500
500	1.400	.800	.700
600	1.500	.800	1.100
700	1.000	.800	1.000
800	1.100	.900	1.000
900	.600	.800	1.000
1000	1.100	.700	1.200

TABELA -5- Resultados experimentais obtidos com a variação da resistência do diodo, para  $l = (882. \pm 5.88) \mu m$ .

R( $\Omega$ )	V <sub>1</sub> ( mV )	V <sub>2</sub> ( mV )	V <sub>3</sub> ( mV )
200	.075	.150	.200
300	.120	.280	.320
400	.220	.200	.400
500	.200	.180	.420
600	.250	.240	.500
700	.220	.240	.600
800	.250	.440	.280
900	.280	.320	.300
1000	.280	.320	.300

TABELA -6- Resultados experimentais obtidos com a variação da resistência do diodo, para  $l = (1364. \pm 5.88) \mu m$ .

R( $\Omega$ )	V <sub>1</sub> ( mV )	V <sub>2</sub> ( mV )	V <sub>3</sub> ( mV )
200	.180	.150	.250
300	.280	.250	.380
400	.560	.250	.380
500	.700	.250	.450
600	.650	.380	.440
700	.700	.280	.480
800	.650	.320	.450
900	.600	.280	.400
1000	.600	.280	.400

B -1- INTERPRETAÇÃO DOS DADOS

Com os dados das tabelas-4, 5 e 6, observa-se que o comportamento da variação da voltagem detetada com a resistência do diodo, é semelhante aos resultados experimentais discutidos no capítulo-II (secção-C). Observamos que a voltagem detetada aumenta com a resistência do diodo até atingir um valor máximo, depois torna-se instável e decresce lentamente. Das três medidas que foram feitas para cada antena, cada resistência corresponde a voltagens detetadas diferentes (veja as tabelas-4, 5,6), sendo que não mexemos no detector, variamos somente o parafuso micrométrico do ajuste fino, aumentando ou diminuindo a pressão de contato do diodo até a resistência atingir  $200\Omega$ . Esperávamos que isso ocorresse devido a não-uniformidade da superfície de níquel e da ponta da antena (tungstênio), que consideraremos lisa para nossa análise. Quando voltamos para o valor inicial da resistência, a ponta da antena não estará na mesma posição anterior, então essa mudança de sinal implica na variação da barreira de tunelamento (figura-29).

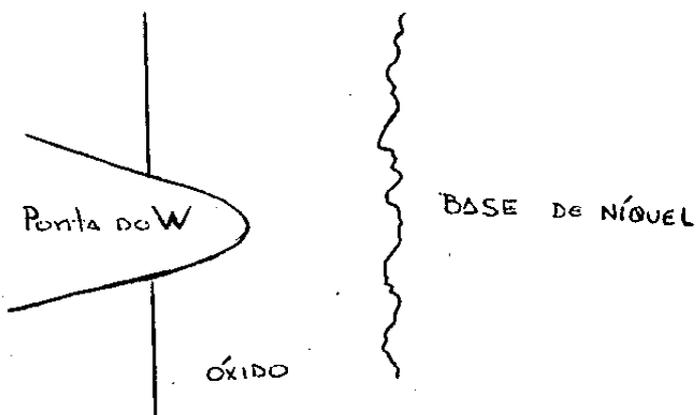
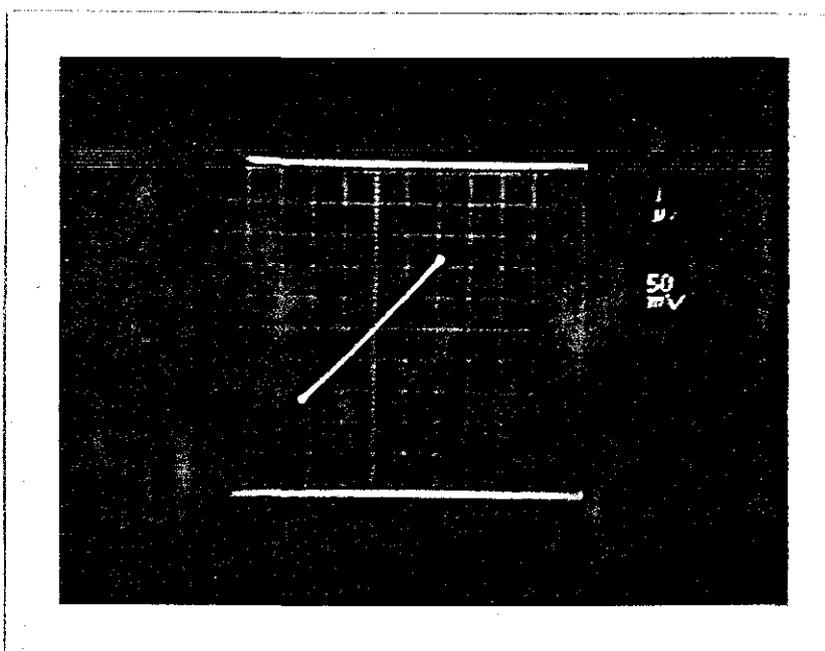


Figura-29 - Ponta do tungstênio nas proximidades da superfície não uniforme da base de níquel.

### C - CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA DO DIODO

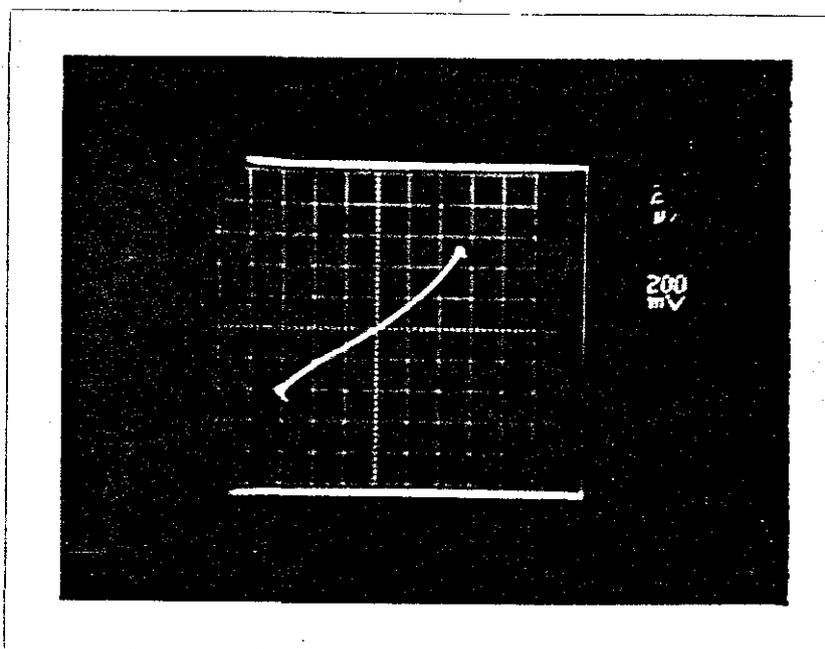
Nesse ítem, apresentaremos algumas fotos que mostram as curvas típicas de I-V de um diodo (MIM) de tungstênio-níquel, na ausência da radiação laser (Figura-30). Para isso utilizamos um traçador de curvas Tektronix. Tentamos traçá-la experimentalmente, / que não foi possível por causa da instabilidade desse dispositivo - (já discutida na secção-B-2, desse capítulo). Através dessas fotos pode se observar que a corrente não é linear em relação à voltagem' V.



Vert.  $100\mu\text{A}/\text{cm}$

Horiz.  $50\text{mV}/\text{cm}$

$$R = 500\Omega$$



Vert.  $2\mu\text{A}/\text{cm}$

Horiz.  $200\text{mV}/\text{cm}$

$$R = 100\text{k}\Omega$$

Figura-30 - Curvas típicas I-V de um diodo MIM. (W-Ni).

## D - CÁLCULO DO NEP (NOISE EQUIVALENT POWER)

Um dos parâmetros mais importante relacionado à performance de um detetor de radiação eletromagnética, é a sua potência equivalente de ruído, NEP (Noise Equivalent Power). Esse parâmetro, no entanto, pode variar de detetor para detetor, bem como do equipamento "acessório" utilizado associado a um mesmo detetor (por exemplo, lock-in, pré-amplificadores, osciloscópio, etc.).

Descreveremos aqui as condições de trabalho utilizadas por nós, determinando-se para essas condições o NEP do nosso sistema. Baseados em dados experimentais determinamos também a sensibilidade do nosso detetor.

Dados experimentais:

$R=600\Omega$  (resistência do diodo)

$P=1\text{mW}$  (potência incidente)

Ruído= $3\mu\text{V}$  (sinal do osciloscópio na ausência da radiação laser)

Sinal máximo =  $1.5\text{mV}$  (veja tabela-4)

Considerando-se o sinal de saída como uma função linear da intensidade, podemos considerar os seguintes resultados como corretos:

### 1- Sensibilidade do detetor

$$\text{Sensibilidade} = \frac{\text{Sinal máximo}}{\text{Pot. incid.}} = \frac{1.5\text{mV}}{1\text{ mW}}$$

$$\text{Sensibilidade} = 1.5\text{V/W}$$

### 2- NEP do detetor

$$\left\{ \begin{array}{l} 3\mu\text{V} \rightarrow x\text{W} \\ 1.5\text{V} \rightarrow 1\text{W} \end{array} \right. \longrightarrow \text{NEP} = 2 \cdot x 10^{-6}\text{W}$$

Existindo um acordo com os resultados apresentados no capítulo-II (secção-A-3).

E - COMENTÁRIO

Para o tipo de experimento que temos feito (obtenção de parâmetros e resultados para caracterização óptica e elétrica do - detetor), em geral, a instabilidade mecânica da junção é muito problemática, exigindo medidas cuidadosas, delicada manipulação e ~~pa~~ e paciência. Nas medidas de deteções, de frequências, etc., não - haverá instabilidade mecânica, conhecendo-se o comprimento efetivo da antena e o comprimento de onda da radiação incidente. Nesse caso, o diodo será manipulado somente para maximizar a voltagem detetada nas proximidades do ângulo previsto teoricamente. Depois não será mais tocado, a não ser que ocorra algum acidente, eliminando-se o problema.

## CAPÍTULO V

Como mencionamos inicialmente, o objetivo principal dessa tese, era a construção e a caracterização de um detetor do tipo metal-isolante-metal, para lasers operando no infravermelho longínquo. A idéia era que a partir dessa caracterização, se atingisse um nível de capacitação na construção e utilização desse equipamento, minimizando, assim, problemas relacionados à detecção nessa região do espectro. Esses problemas, associados ao grupo de Lasers e Aplicações no qual esse trabalho foi realizado, são de vários tipos. Por exemplo, como discutido no capítulo-I, na região de  $\lambda \gg 100 \mu m$  uma carência muito grande de detetores se faz sentir, devido a impossibilidade de se utilizar elementos fotocondutivos (limitados superiormente em  $\lambda \sim 50 \mu m$ ). Por outro lado, em contraposição à utilização, possível, de detetores bolométricos usados nessa região, está o fato real do alto custo desse equipamento ( $\sim US\$5.000$ ) associado à dificuldade de sua operação (necessidade de temperaturas baixas (hélio líquido)). Dificuldades da mesma ordem ocorrem com a utilização dos detetores de diodo de ponta de contato do tipo MS (Barreira de Schottky) e JJ (Junção Josephson).

Essas dificuldades nos levaram à escolha de se trabalhar com o diodo do tipo metal-isolante-metal, na tentativa de se realizar um equipamento de detecção em boas condições de operação para utilização no laboratório. Esse interesse vem do fato da operação desse dispositivo ser à temperatura ambiente, de sua resposta rápida (importante para outras aplicações) e do baixo custo para a aquisição do material necessário para a sua confecção.

No entanto, algumas dificuldades intrínsecas também existem, associadas ao entendimento, construção e caracterização desse equipamento. Isso ficou evidente ao longo da descrição dessa tese. No capítulo-II, descrevemos as teorias que tentam explicar da melhor maneira possível os processos físicos de funcionamento desses diodos de ponta de contato do tipo MIM, enfatizamos aquela que me

lhor se adaptou às características do nosso dispositivo.

No tocante à construção do detetor, temos visto a necessidade de importantes "dicas artesanais" com respeito à confecção da antena e polimento da base do poste de níquel, que foram utilizados para se ter detetores operando de maneira aceitável.

Conforme a interpretação dos resultados experimentais obtidos no capítulo-IV, tornou-se possível a determinação do comprimento efetivo ótimo, permitindo a maximização da resposta do diodo. Além disso, pode-se prever satisfatoriamente o ângulo do lóbulo principal, conhecendo-se o comprimento efetivo da antena e o comprimento de onda da radiação incidente a ser detetada. No experimento em que variamos a resistência do diodo, percebemos através das respostas obtidas para cada medida reiniciada, uma mudança da barreira de tunelamento. Essa instabilidade mecânica da junção, foi a maior dificuldade que encontramos para o tipo de experimento descrito nessa tese. Esse problema é eliminado nas medidas de deteções, de frequências, mistura de frequências, etc., conhecendo-se os parâmetros que maximizam a resposta do diodo, colocando-se o detetor numa posição ótima para as medidas e não mais tocando-o.

Com essas demonstrações, concluímos a factibilidade tecnológica associada à construção e utilização desse tipo de dispositivo.

Para um melhor entendimento e funcionamento do diodo, interessantes estudos ainda podem ser realizados, como por exemplo, a resposta no IV e no visível, teste de outros materiais para a antena e o poste metálico, construção da junção metal-isolante-metal por meios das técnicas litográficas, etc..

Em termos de aplicações no laboratório, temos interesse em utilizá-lo como detetor no IVL para vários tipos de cavidades. Em particular, na caracterização de laser de guia de onda usando um espelho híbrido como janela de saída (63). Esse tipo de espelho foi estudado por nós com a confecção de uma mascara capacitiva acopladora otimizada para o comprimento de onda de  $\lambda = 118.8 \mu m$ , para

ser utilizada em uma cavidade guia de onda de IVL, já existente, cujo meio ativo será o álcool metílico. Outros experimentos possíveis utilizando esse dispositivo como detetor IVL em experiências de espectroscopia molecular, por exemplo, ressonância magnética com lasers IVL, para medidas em diagnósticos de plasmas com lasers IVL, medidas de frequências de lasers IVL e geração de IVL continuamente sintonizada. Em termos gerais, inúmeras outras aplicações podem ser realizadas, como por exemplo, em metrologia, astrofísica, radioastronomia, etc..

APÊNDICE - AA EQUAÇÃO TONEL

De uma maneira rápida, mencionamos no capítulo-III que, se dois eletrodos metálicos estão separados por um filme isolante, as condições de equilíbrio exige que, o topo do "gap" de energia - esteja posicionado sobre o nível de Fermi dos eletrodos. Portanto, existirá uma barreira de potencial impedindo o fluxo de elétrons entre eles.

Segundo Simmons (47), a corrente eletrônica pode fluir - através de uma região isolante entre dois eletrodos se:

- A) a barreira é suficientemente fina para permitir sua penetração pelo efeito túnel.
- B) Os elétrons nos eletrodos tenham uma energia térmica suficiente, para vencer a barreira e fluir na banda de condução.

A análise de (47), é feita para baixas temperaturas, de tal modo que a corrente térmica possa ser desprezada, restringindo somente ao transporte de elétrons entre os eletrodos pelo efeito - túnel.

Para facilitar nosso entendimento, vamos nos familiarizar com as seguintes notações:

- $m$  - massa do elétron
- $e$  - carga do elétron
- $h$  - constante de Planck
- $L$  - espessura da barreira
- $L_1, L_2$  - limites da barreira no nível de Fermi
- $J$  - densidade da corrente
- $V$  - voltagem sobre o filme isolante
- $\eta$  - nível de Fermi
- $f(E)$  - função de Fermi-Dirac
- $\psi$  - Função trabalho do eletrodo metálico
- $\varphi$  - altura da barreira retangular
- $\bar{\varphi}$  - altura média da barreira

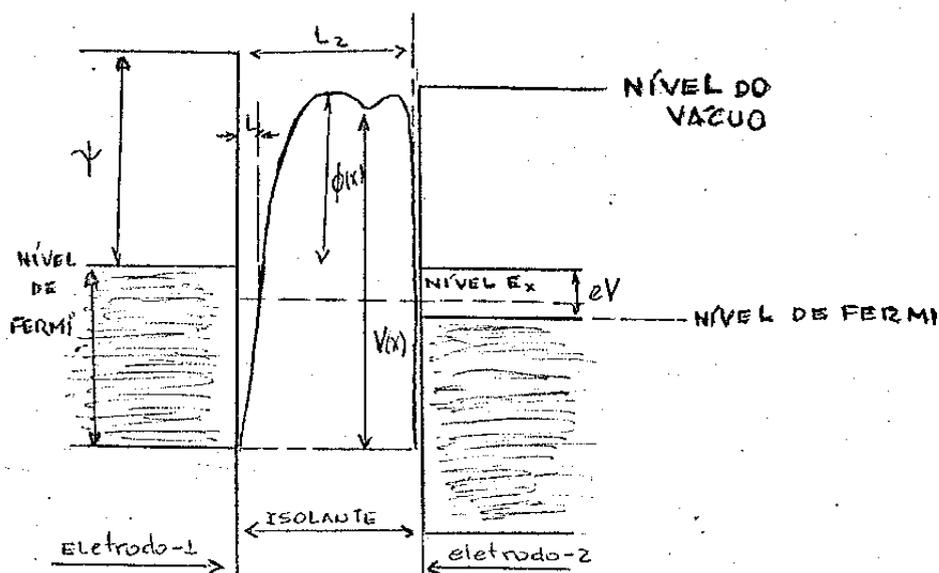


Figura-A-1 - Barreira simples de um isolante de filme  $fi$  no entre dois eletrodos metálicos (47).

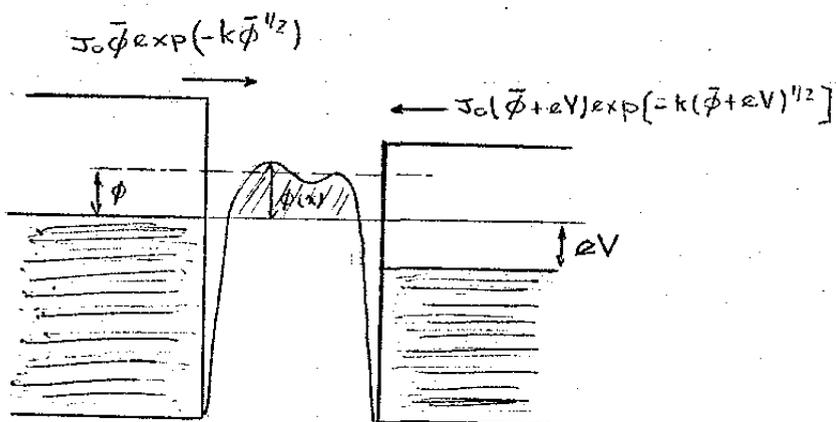


Figura-A-2 - Ilustração da equação-(A-20), mostrando o -  
fluxo de corrente entre os dois eletrodos.

(47)

$D(E_x)$  é a probabilidade para que um elétron possa penetrar numa barreira de potencial de altura  $V(x)$  - assume-se que a barreira está na direção de  $x$ , como mostra a figura-A-1. Pela aproximação WKB, obtem-se

$$D(E_x) = \exp \left\{ - \frac{4\pi}{h} \int_{L_1}^{L_2} [2m(V(x) - E_x)]^{1/2} dx \right\} \quad (A-1)$$

onde,  $E_x = \frac{1}{2}mv_x^2$  é a componente da energia do elétron incidente na direção de  $x$ . O número  $N_1$  de elétrons que tunelam através da barreira, do eletrodo-1 para o eletrodo-2 é dado por

$$N_1 = \int_0^{v_m} n(v_x) D(E_x) dv_x = \frac{1}{m} \int_0^{E_m} n(v_x) D(E_x) dE_x \quad (A-2)$$

pois,  $v^2 = \frac{2E}{m}$ ;  $2v dv = \frac{2dE}{m}$   $\therefore v dv = \frac{dE}{m}$

$E_m$  é a energia máxima dos elétrons nos eletrodos e  $n(v_x)dv_x$  é o número de elétrons por unidade de volume, com velocidade entre  $v_x$  e  $(v_x + dv_x)$ . Assumindo uma distribuição isotrópica da velocidade dentro dos eletrodos, o número de elétrons por unidade de volume, entre os limites infinitesimais, é dado por

$$n(v)dv_x dv_y dv_z = \frac{2m^4}{h^3} f(E) dv_x dv_y dv_z \quad (A-3)$$

onde,  $f(E)$  é a distribuição de Fermi-Dirac. Da equação (A-3),

$$\begin{aligned} n(v_x) &= \frac{2m^4}{h^3} \int \int_{-\infty}^{\infty} f(E) dv_y dv_z \\ &= \frac{4\pi m^3}{h^3} \int_0^{\infty} f(E) dE_n \end{aligned} \quad (A-4)$$

Na equação (A-4), o integrando é expresso em coordenadas polares, isto é,

$$v_n^2 = v_y^2 + v_z^2$$

$$E_n = \frac{mv_n^2}{2}$$

Substituindo, (A-4) em (A-2), obtém-se,

$$N_1 = \frac{4\pi m^2}{h^3} \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \int_0^{\infty} f(E) dE_n \quad (A-5)$$

O número de elétrons que tunelam do eletrodo-2 para o - eletrodo-1 é determinado de modo análogo. A probabilidade de tunelamento  $D(E_x)$  é a mesma nos dois sentidos, e se o eletrodo-2 está no potencial positivo  $V$ , em relação ao eletrodo-1, a função de Fermi-Dirac será escrita como  $f(E+eV)$ , então

$$N_2 = \frac{4\pi m^2}{h^3} \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \int_0^{\infty} f(E+eV) dE_n \quad (A-6)$$

O fluxo líquido de elétrons,  $N=N_1 - N_2$ , através da barreira será:

$$N = \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \left\{ \frac{4\pi m^2}{h^3} \int_0^{\infty} [f(E) - f(E+eV)] dE_n \right\} \quad (A-7)$$

seja,

$$\xi_1 = \frac{4\pi m^2 e}{h^3} \int_0^{\infty} f(E) dE_n,$$

$$\xi_2 = \frac{4\pi m^2 e}{h^3} \int_0^{\infty} f(E+eV) dE_n$$

e

$\xi = \xi_1 - \xi_2$  a equação-A-7, torna-se,

$$J = \int_0^{E_m} D(E_x) \xi dE_x \quad (A-8)$$

#### RELAÇÃO DA VOLTAGEM CONTRA A CORRENTE PARA UMA BARREIRA COMUM.

Da Figura-A-1, observa-se que  $V(x) = \eta + \varphi(x)$ , substituindo em (A-1), tem-se que,

$$D(E_x) = \exp \left[ -\frac{q}{h} (2m)^{1/2} \int_{L_1}^{L_2} (\eta + \varphi(x) - E_x)^{1/2} dx \right] \quad (A-9)$$

Integrando-a e usando a equação-A1-5 da observação desse apêndice, obteremos

$$D(E_x) \approx \exp[-A(\eta + \bar{\varphi} - E_x)^{1/2}] \quad (\text{A-10})$$

onde,  $\bar{\varphi}$  a altura média da barreira sobre o nível de Fermi do / eletrodo com polarização negativa, é dada por

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\Delta S} \int_{L_1}^{L_2} \varphi(x) dx$$

e

$$A = \left( \frac{4\pi\beta\Delta L}{h} \right) (2m)^{1/2}$$

( $\beta$  está definido na observação, final desse apêndice)

Para  $0^\circ\text{K}$ ,  $\xi_1$  e  $\xi_2$  são dados por

$$\xi_1 = \frac{4\pi m e}{h^3} (\eta - E_x)$$

e

$$\xi_2 = \frac{4\pi m e}{h^3} (\eta - E_x - eV)$$

onde,

$$\xi = \begin{cases} \left( \frac{4\pi m e}{h^3} \right) (eV) & , 0 < E_x < \eta - eV \\ \left( \frac{4\pi m e}{h^3} \right) (\eta - E_x) & , (\eta - eV) < E_x < \eta \\ 0 & , E_x > \eta \end{cases} \quad (\text{A-11})$$

Substituindo as equações (A-10) e (A-11) em (A-8), teremos

$$J = \frac{4\pi m e}{h^3} \left\{ eV \int_0^{\eta - eV} \exp[-A(\eta + \bar{\varphi} - E_x)^{1/2}] dE_x + \int_{\eta - eV}^{\eta} (\eta - E_x) \exp[-A(\eta + \bar{\varphi} - E_x)^{1/2}] dE_x \right\} \quad (\text{A-12})$$

Para diminuir as dificuldades dos cálculos de integração da equação (A-12), escreva-a da seguinte forma:

$$J = \frac{4\pi m e}{h^3} \left\{ eV \int_0^{\eta - eV} \exp[-A(\eta + \bar{\varphi} - E_x)^{1/2}] dE_x - \bar{\varphi} \int_{\eta - eV}^{\eta} \exp[-A(\eta + \bar{\varphi} - E_x)^{1/2}] dE_x + \int_{\eta - eV}^{\eta} (\eta + \bar{\varphi} - E_x) \exp[-A(\eta + \bar{\varphi} - E_x)^{1/2}] dE_x \right\} \quad (\text{A-13})$$

A primeira das integrais da equação-A-13, produz

$$\left(\frac{8\pi m V}{h^3}\right)\left(\frac{e}{A}\right)^2 \left\{ [A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2} + 1] \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}] - [A(\bar{\varphi} + \eta)^{1/2} + 1] \exp[-A(\bar{\varphi} + \eta)^{1/2}] \right\} \quad (A-14)$$

O segundo termo da equação-(A-14), é desprezível comparado ao primeiro, em geral  $A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2} \gg 1$ ; então a equação-(A-14) pode ser escrita de um modo reduzido,

$$\left(\frac{8\pi m e^2}{h^3 A}\right) V(\bar{\varphi} + eV)^{1/2} \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)] \quad (A-15)$$

De modo análogo, faz-se a segunda integral da equação-(A-13), aproveitando das aproximações que conduziram para a equação-(A-15), o segundo termo integrado será,

$$-\left(\frac{8\pi m e}{h^3 A^2}\right) \bar{\varphi} \left\{ [A\bar{\varphi}^{1/2} + 1] \exp(-A\bar{\varphi}^{1/2}) - [A(\bar{\varphi} + eV) + 1] \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}] \right\} \quad (A-16)$$

A terceira integral da equação-A-13, tem a seguinte forma,

$$\int z^3 e^{-Az} dz = -e^{-Az} \left( \frac{z^3}{A} + \frac{3z^2}{A^2} + \frac{6z}{A^3} + \frac{6}{A^4} \right) \quad (A-17)$$

onde,

$$z^2 = \eta + \bar{\varphi} - E_x$$

O terceiro e o quarto termo dentro do parentes da equação-(A-17), / são desprezíveis quando comparados com os dois primeiros termos; - então a terceira integral da equação-(A-13) será:

$$\left(\frac{8\pi m e}{h^3 A}\right) \left\{ \bar{\varphi}^{3/2} \exp(-A\bar{\varphi}^{1/2}) - (\bar{\varphi} + eV)^{3/2} [-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}] \right\} + \left(\frac{8\pi m e}{h^3 A}\right) \left(\frac{3}{A}\right) \left\{ \bar{\varphi} \exp(-A\bar{\varphi}^{1/2}) - (\bar{\varphi} + eV) \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}] \right\} \quad (A-18)$$

Somando as equações (A-15), (A-16) e (A-18), têm-se que:

$$J = \left( \frac{e}{2\pi h} \right) (\beta \Delta L)^{-2} \left\{ \bar{\varphi} \exp(-A \bar{\varphi}^{1/2}) - (\bar{\varphi} + eV) \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}] \right\} \quad (A-19)$$

A equação-A-19, pode ser expressa da seguinte forma:

$$J = J_0 \left\{ \bar{\varphi} \exp(-A \bar{\varphi}^{1/2}) - (\bar{\varphi} + eV) \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}] \right\} \quad (A-20)$$

onde,

$$J_0 = e / [2\pi h (\beta \Delta L)^2]$$

A vantagem da equação-(A-20), é que ela pode ser aplicada para qualquer forma de barreira de potencial desde que a altura média da mesma seja conhecida. Ou se a característica da voltagem em função da corrente da junção túnel é conhecida, a altura média da barreira pode ser determinada.

A equação-(A-20), pode ser interpretada como se as densidades de correntes  $J_0 \bar{\varphi} \exp(-A \bar{\varphi}^{1/2})$  e  $J_0 (\bar{\varphi} + eV) \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}]$  estivessem fluindo do eletrodo-2 para o eletrodo-1 e de 1 para 2, respectivamente. Daí resultará a densidade líquida de corrente  $J$ , dada pela equação-(A-20) (Figura-A-2). Quando  $V$  é zero, pode se considerar a existência de um estado de equilíbrio dinâmico-, isto é, em cada direção flui uma densidade de corrente de intensidade  $J_0 \bar{\varphi} \exp(-A \bar{\varphi}^{1/2})$ .

#### INTERVALO DE BAIXA VOLTAGEM

Embora a equação-(A-20), possa ser usada para voltagem muito baixas, uma forma mais conveniente pode ser deduzida para esse intervalo

$$J = J_0 \left\{ \bar{\varphi} \exp(-A \bar{\varphi}^{1/2}) - (\bar{\varphi} + eV) \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}] \right\} \quad (A-21)$$

Observa-se que, desde que  $eV \simeq 0$ ,  $\beta$  toma o valor unitário. Já que  $\bar{\varphi} \gg eV$ , da equação (A-21), pode ser escrita,

$$J = J_0 [\bar{\varphi} - (\bar{\varphi} + eV) \exp(-AeV/2\bar{\varphi}^{1/2})] \exp(-A\bar{\varphi}^{1/2}). \quad (A-22)$$

obs.-  $(\bar{\varphi} + eV)^{1/2} = \bar{\varphi}^{1/2} + \frac{1}{2} \bar{\varphi}^{-1/2} eV + \dots$

Expandindo a  $\exp(-AeV/2\bar{\varphi}^{1/2})$ , e desprezando os termos que contêm  $V^2$  e de ordens maiores, a equação (A-22), torna-se:

$$\begin{aligned} J &= J_0 [\bar{\varphi} - (\bar{\varphi} + eV)(1 - AeV/2\bar{\varphi}^{1/2})] \exp(-A\bar{\varphi}^{1/2}) \\ &= J_0 eV \left[ A\bar{\varphi}^{1/2}/2 - 1 \right] \exp(-A\bar{\varphi}^{1/2}) \end{aligned} \quad (A-23)$$

Já que  $A\bar{\varphi}/2 \gg 1$ , a equação se reduz a

$$J = J_L \bar{\varphi}^{1/2} V \exp(-A\bar{\varphi}^{1/2}) \quad (A-24)$$

onde,

$$J_L = \left[ (2m)^{1/2} / \Delta L \right] (e/h)^2$$

Já que  $eV$  é muito pequeno, a voltagem na altura média da barreira, pode ser considerada igual a zero, então, nesse caso, a equação (A-24) expressa  $J$  como uma função linear de  $V$ ; isto é, a junção é ôhmica para voltagens muito pequenas.

A equação (A-24), diz claramente que o fluxo de corrente devido ao tunelamento de elétrons, depende somente das voltagem aplicada.

#### OBSERVAÇÃO:

Para integrar uma função arbitrária  $f(x)$ , isto é,

$$\int_{s_1}^{s_2} f(x) dx \quad (A1-1)$$

uma função  $\bar{f}$  é definida como,

$$\bar{f} = \frac{1}{\Delta S} \int f(x) dx \quad (A1-2)$$

isto é,  $\bar{f}$  é o valor médio de  $f(x)$ . A equação-(A1-1) é então escrita como,

$$\int_{S_1}^{S_2} f^{1/2}(x) dx = \bar{f}^{1/2} \int_{S_1}^{S_2} \left\{ 1 + \frac{[f(x) - \bar{f}]}{\bar{f}} \right\}^{1/2} dx \quad (A1-3)$$

Expandindo a equação-(A1-3) e desprezando os termos  $\left\{ \frac{[f(x) - \bar{f}]}{\bar{f}} \right\}$  e os termos de ordens maiores,

$$\int_{S_1}^{S_2} f^{1/2}(x) dx = \bar{f}^{1/2} \int_{S_1}^{S_2} \left\{ 1 + \frac{[f(x) - \bar{f}]}{2\bar{f}} - \frac{[f(x) - \bar{f}]^2}{8\bar{f}^2} \right\} dx \quad (A1-4)$$

A integral do segundo termo nos colchetes é zero, como é definido pela equação-(A1-2); assim ao integrar a equação-(A1-4), tem se

$$\begin{aligned} \int_{S_1}^{S_2} f^{1/2}(x) dx &\approx \bar{f}^{1/2} \Delta S \left\{ 1 - \frac{1}{8\bar{f}^2 \Delta S} \int_{S_1}^{S_2} [f(x) - \bar{f}]^2 dx \right\} \\ &= \beta \bar{f} \Delta S \quad (A1-5) \end{aligned}$$

onde,

$$\Delta S = S_2 - S_1$$

e

$$\beta = \text{fator de correção} = 1 - \frac{1}{8\bar{f}^2 \Delta S} \int_{S_1}^{S_2} [f(x) - \bar{f}]^2 dx \quad (A1-6)$$

Usualmente,

$$1 \gg \frac{1}{8\bar{f}^2 \Delta S} \int_{S_1}^{S_2} [f(x) - \bar{f}]^2 dx ;$$

isto é,  $\beta \approx 1$ . Deste modo

$$\int_{S_1}^{S_2} f^{1/2}(x) dx = \bar{f}^{1/2} \Delta S \quad (A1-7)$$

numa boa aproximação.

APÊNDICE - BANÁLISE DO TUNELAMENTO NO DETETOR MOM DE PONTA DE CONTATO

Analisaremos nesse apêndice, que a responsividade só pode ser obtida para um contato de tunelamento assimétrico em função da área, espessura, altura média da barreira e da assimetria, e que o limite de resposta da constante de tempo RC, que o diodo MOM pode produzir, é muito menor do que o valor teórico do mecanismo de tunelamento (49). Para isso utilizaremos os resultados analíticos obtidos por Samuel I. Green (40).

A característica da corrente contra a voltagem, é representada de uma maneira quase linear, ou seja,

$$I = aV + bV^2 + cV^3 \quad (\text{Amp.}) \quad (B-1)$$

Irradiando o diodo, assume-se que uma pequena potência  $P_r$ , com frequência angular  $\omega$ , é acoplado sobre ele. Para essa suposição, pode-se aproximar a resistência do diodo para  $1/a$  ( $R=1/a$ ). A voltagem que aparece sobre o diodo é,

$$\begin{aligned} V &= (2P_r R)^{1/2} \sin \omega t \\ &= (2R/a)^{1/2} \sin \omega t \end{aligned} \quad (B-2)$$

para uma primeira aproximação.

Antes de continuarmos, façamos uma rápida observação. Se uma voltagem  $V_D \cos \omega t$  é aplicada ao diodo simultaneamente com uma tensão de polarização  $V_b$ , existirá uma corrente retificada. Portanto, para obter a curva característica I-V, vamos considerar a expansão de Taylor.

Do capítulo-II (secção-F), vimos que:

$$V = V_D + V_D \sin \omega t$$

$$\Delta V = V_D \sin \omega t$$

mas,

$$I = I_b + \left( \frac{\partial I}{\partial V} \right)_{V_b} \Delta V + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right)_{V_b} \Delta V^2 + \dots$$

portanto,

$$I - I_b = \dot{i}_n \quad \text{- corrente retificada}$$

$$\begin{aligned} \overline{\dot{i}_n}_{t=T} &= \left( \frac{\partial I}{\partial V} \right)_{V_b} \langle \Delta V \rangle + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right)_{V_b} \langle \Delta V^2 \rangle \\ &= \left( \frac{\partial I}{\partial V} \right)_{V_b} \langle V_b \sin \omega t \rangle + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right)_{V_b} \langle V_b^2 \sin^2 \omega t \rangle \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \sin \omega t \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T \sin \omega t \, dt = \frac{1}{\omega T} [-\cos \omega t]_0^T \\ &= \frac{1}{\omega T} [-(\cos \omega T - \cos 0)] \\ &= \frac{1}{\frac{2\pi}{T} T} [-(\cos 2\pi - \cos 0)] = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \sin^2 \omega t \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T \sin^2 \omega t \, dt = \frac{1}{2T} \int_0^T (1 - \cos 2\omega t) \, dt \\ &= \frac{1}{2} \end{aligned}$$

$$\dot{i}_n = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right)_{V_b} \frac{V_b^2}{2}$$

$$\dot{i}_n = \frac{1}{4} \left( \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right)_{V_b} V_b^2 \quad (\text{B-3})$$

Evidenciando a na equação (B-1), teremos que,

$$I = a \left( V + \frac{1}{a} V^2 + \frac{c}{a} V^3 \right)$$

então,

$$\tilde{i}_n = \frac{1}{4} V_D^2 \left( 2 \frac{b}{a} + \frac{6c}{a} V_D \right)$$

$$\tilde{i}_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{V_D^2}{a} (b + 3cV_D)$$

Como,  $P_n = \frac{|V_D|^2}{2R}$  e  $R = 1/a$

$$\tilde{i}_n = \frac{|V_D|^2}{2R} (b + 3cV_D)$$

$$\tilde{i}_n = P_n (b + 3cV_D) \quad (B-4)$$

Então, a responsividade da corrente será,

$$\beta_i = \frac{\tilde{i}_n}{P_n} = (b + 3cV_D) \text{ (A/W)} \quad (B-5)$$

Da equação-B-4, a componente da corrente dc ( $V_D = 0$ ), será

$$I_D = b \cdot \frac{P_n}{a} \text{ (AMP)} \quad (B-6)$$

Da equação-B-6), podemos escrever a responsividade do diodo em termos da voltagem detetada por Watt incidente, ou seja,

$$V_D = I_D \cdot R = \frac{bP}{a} \cdot \frac{1}{a} = bP/a^2$$

então,

$$\beta_i = \frac{V_D}{P_n} = \frac{b}{a^2} \left( \frac{\text{volts}}{\text{Watt}} \right) \quad (B-7)$$

A voltagem detetada é proporcional ao quadrado da voltagem irradiada, daí a designação do detetor quadrático.

A responsividade de um detetor caracterizado pela equação (B-1), pode ser estimada diretamente a partir da característica da voltagem contra a corrente, seus efeitos das altas frequências são ignorados. A taxa de retificação, quando uma voltagem  $V_D$  é aplicada sobre a barreira do diodo na ausência de uma tensão de polarização é dada por (56)

$$\begin{aligned} \eta(V_D) &= \left| \frac{I(V_D)}{I(-V_D)} \right| \\ &= \frac{aV_D + bV_D^2 + cV_D^3}{aV_D - bV_D^2 + cV_D^3} \end{aligned}$$

$$\eta(V_0) \simeq 1 + \left( \frac{2bV_0}{a} \right) \quad (\text{B-8})$$

então,

$$\beta_i = \frac{b}{a} R = \left\{ [\eta(V_0) - 1] / 2V_0 \right\} R \quad (\text{B-9})$$

Da equação da taxa de retificação, determinada por Stratton (56), para um sanduíche de filme fino de metal-isolante-metal, em termos dos parâmetros de uma barreira comum (Figura-B-1), teremos,

$$\eta(V_0) = \exp \left( \frac{4\pi^2 (2m)^{1/2} (\phi_2 - \phi_1) L e V_0 \left\{ 1 - (e^2/4\epsilon L) \left[ (1/\phi_1) + (1/\phi_2) \right] \right\}^3}{2h [2(\phi_2 - \phi_1) - (4e^2/\epsilon L) 2m^2]^{3/2}} \right) \quad (\text{B-10})$$

onde,

- h - constante de Planck
- $\phi_1, \phi_2$  - alturas das barreiras (eV)
- L - espessura da barreira (Å)
- $\epsilon$  - constante dielétrica da barreira de óxido
- e - carga do elétron
- m - massa do elétron

Se a força imagem é desprezada ao fixar a constante dielétrica  $\epsilon$  igual a infinito, aplica-se a equação-B-10 para uma barreira trapezoidal de energia simples de alturas  $\phi_1$  e  $\phi_2$ , com espessura L descrita na Figura-B-1. Com essa consideração, a equação-B-10, pode ser escrita da seguinte forma,

$$\eta(V_0) = \exp \left( 0.568 \frac{(\phi_2 - \phi_1) L V_0}{(\phi_2 - \phi_1)^{1/2}} \right) \quad (\text{B-11})$$

Fazendo uma aproximação para baixas voltagens, e inserindo a equação-(B-11) em (B-9), leva a uma responsividade igual a,

$$\beta_i = \left[ 0.284 (\phi_2 - \phi_1) L R \right] / (\phi_2 + \phi_1)^{3/2} \left( \frac{\text{volts}}{\text{watt}} \right) \quad (\text{B-12})$$

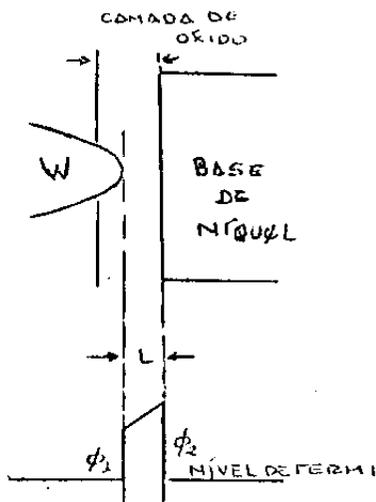


Figura-B-1 - Geometria do diodo de ponta de contato de metal-isolante-metal e o diagrama do nível de energia da barreira de tunelamento(40).

Seja,  $\phi_0 = \frac{\phi_2 + \phi_1}{2}$  e  $\alpha = \frac{\phi_2 - \phi_1}{\phi_2 + \phi_1}$ , a altura média da barreira e o fator de assimetria normalizado, respectivamente definidos. - Então, a equação-(B-12), pode ser escrita, de um modo mais simplificado ou seja,

$$\beta_i = 0.20 \left( \alpha L R / \phi_0^{1/2} \right) \left( \frac{\text{volts}}{\text{watt}} \right) \quad (\text{B-13})$$

De Simmons (Ap.A), a menor componente linear da resistência de um contato de tunelamento, de uma barreira trapezoidal é dada pela equação-(A-24). Como,

$$R = \frac{\partial J(V)}{\partial V}$$

então,

$$R = 3.18 \times 10^{-15} \left( L / A \phi_0^{1/2} \right) \exp(1.023 \phi_0^{1/2} L) \quad (\text{ohms}) \quad (\text{B-14})$$

onde,  $\phi_0$  está em eV, L em Å e a área de contato A em m<sup>2</sup>. A responsividade para baixas frequências será então,

$$\beta_i = 6.36 \times 10^{-16} \left[ \alpha L^2 / A \phi_0 \right] \exp(1.023 \phi_0^{1/2} L) \left( \frac{\text{volts}}{\text{watt}} \right) \quad (\text{B-15})$$

Desde que o tempo de tunelamento através de uma barreira de energia, é da ordem de 10<sup>-16</sup>s (49), o limite da frequência de resposta de um diodo MOM de ponta de contato, atribui-se ao produto da resistência e da capacitância do contato de tunelamento. Como  $C = \epsilon_n \epsilon \frac{A}{L}$ , o produto é dado por

$$RC \approx 2.81 \times 10^{-16} (\epsilon_n / \phi_0^{1/2}) \exp(1.023 \phi_0^{1/2} L) \quad (\text{seg}) \quad (\text{B-16})$$

onde,  $\epsilon_n$  é a constante dielétrica relativa da barreira de óxido. -  
 Nota-se que a área do contato é cancelada, ou seja, ela não afeta a  
 frequência de resposta. Para valores típicos (40),  $RC \sim 10^{-13}$  s, os va-  
 lores obtidos pela teoria do tunelamento é, portanto, maior.

APÊNDICE - CTEORIA DA ANTENA DE FIO LONGO.

Nesse apêndice, faremos uma rápida análise da sistematização dos cálculos de Poynting e da definição da fórmula para a radiação padrão de uma antena de fio longo (52).

C -1- SISTEMATIZAÇÃO DOS CÁLCULOS DE POYNTING.

Geralmente, no método de Poynting, o campo é calculado - num ponto muito distante do radiador, De modo que, as suposições' abaixo relacionadas podem ser justificadas.

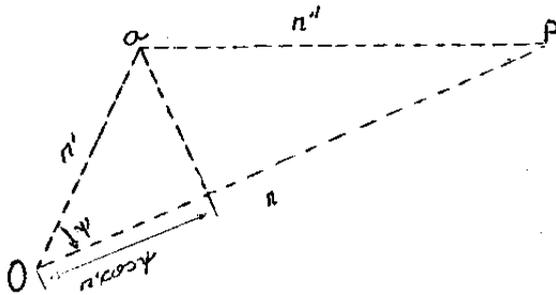


Figura-C-1. Coordenadas de um elemento de corrente em a e do ponto P, com relação a origem O (52).

- A) As diferenças dos vetores radiais, para diferentes pontos do radiador, são insignificantes sobre suas magnitudes.
- B) As diferenças nas direções dos vetores radiais, para diferentes pontos sobre o radiador, são desprezíveis.
- C) Todas as componentes do campo, que decrescem com a distância, mais rápido do aquelas que decrescem com  $1/r$ , são desprezíveis.
- D) As diferenças nos vetores radiais de diferentes pontos do radiador, com a finalidade de achar as diferenças de fases, são tomadas como  $r'\cos\psi$  (Figura-C-1) ,

onde  $r'$  é o raio do elemento que está irradiando,  $\hat{a}$  - partir da origem,  $\psi$  é o ângulo entre  $r'$  e  $r$ . O raio  $r$  é a distância da origem até o ponto P, onde o campo será calculado.

Consideremos o vetor potencial no ponto P, a uma distância  $r$  da origem (Figura-C-1), para um arranjo qualquer dos elementos de corrente. (Assumiremos que  $\vec{J}_a$  e  $\vec{A}$  variam harmônicamente com o tempo). Onde o elemento  $\underline{a}$  é um deles e está a uma distância  $r'$  da origem. Para distâncias  $r \gg r'$ , teremos:

$$\vec{A} = \mu \int \frac{\vec{J}_a e^{i\omega[t - (\frac{r''}{v})]}}{4\pi r''} dV' \quad (C-1)$$

Daqui por diante, para essas suposições,  $e^{i\omega t}$  estará embutido em nossas deduções. Então a equação-C-1, pode ser escrita do seguinte modo,

$$\vec{A} = \mu \int \frac{\vec{J}_a e^{i\omega(t - \frac{r''}{v})}}{4\pi r''} dV' \quad (C-2)$$

como sabemos,

$$r'' = r - r' \cos \psi \quad (C-2a)$$

$$r'' \approx r \quad (C-2b)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi r'}{c} = \frac{\omega}{c} \quad (C-3)$$

Da equação-C-2, têm-se que:

$$\begin{aligned} e^{-\frac{i\omega r''}{v}} &= e^{-\frac{i\omega}{v}(r - r' \cos \psi)} \\ &= e^{-\frac{i\omega r}{v}} \cdot e^{\frac{i\omega r' \cos \psi}{v}} \end{aligned} \quad (C-4)$$

Substituindo a equação-C-3 em (C-4),

$$e^{-\frac{i\omega r''}{v}} = e^{-ikr} \cdot e^{ikr' \cos \psi} \quad (C-5)$$

Substituindo agora as equações (C-2b), e (C-5) em (C-2), teremos que,

$$\vec{A} = \frac{\mu e}{4\pi r} \int_{V'} \vec{J}_a e^{ikr' \cos \psi} dV' \quad (C-6)$$

Da equação-C-6, podemos observar que a integral somente depende da distribuição da suposta corrente, da configuração da antena e da direção do campo que se quer calcular, não é mais uma função de  $r$  (observe que ele está completamente fora da integral). Portanto, essa integral é definida como o vetor radiação  $\vec{N}$

$$\vec{N} = \int_{V'} \vec{J}_a e^{i k n' \cos \psi} dV' \quad (C-7)$$

Então,

$$\vec{A} = \mu \frac{e^{-i k r}}{4 \pi r} \vec{N} \quad (C-8)$$

Escrevendo a equação-C-8, em coordenadas esféricas e seus respectivos vetores unitários, as componentes do potencial vetor  $\vec{A}$  numa dada direção, será dado por

$$\vec{A} = \mu \frac{e^{-i k r}}{4 \pi r} \left[ \vec{a}_n N_n + \vec{a}_\theta N_\theta + \vec{a}_\phi N_\phi \right]$$

Sabendo que  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ , e desenvolvendo em coordenadas esféricas, tem-se que

$$\vec{B} = \vec{a}_n B_n + \vec{a}_\theta B_\theta + \vec{a}_\phi B_\phi$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{A} = \mu \frac{e^{-i k r}}{4 \pi r} \left\{ \frac{\vec{a}_n}{r \sin \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} (A_\phi \sin \theta) - \frac{\partial}{\partial \phi} (A_\theta) \right] + \frac{\vec{a}_\theta}{r} \left[ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (A_n) - \frac{\partial}{\partial n} (n A_\phi) \right] + \frac{\vec{a}_\phi}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial n} (n A_\theta) - \frac{\partial}{\partial \theta} (A_n) \right] \right\}$$

As componentes de  $\vec{B}$ , que não decrescem mais rápido do que aquelas com  $1/r$ , são

$$B_\theta = -\frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial n} (n A_\phi) \right]$$

e

$$B_\phi = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial n} (n A_\theta) \right]$$

Derivando-as, obteremos

$$B_\theta = \frac{i \nu k e^{-i k r}}{4 \pi r} N_\phi$$

$$B_\phi = -\frac{i \nu k e^{-i k r}}{4 \pi r} N_\theta$$

lembrando que,  $\vec{B} = \mu \vec{H}$

$$H_{\theta} = \frac{ik e^{-ikr}}{4\pi n} N_{\phi}$$

$$H_{\phi} = -\frac{ik e^{-ikr}}{4\pi n} N_{\theta}$$
(C-9)

e que o campo elétrico, na forma do potencial retardado, é dado / por

$$\vec{E} = -\frac{i\omega}{k^2} \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - i\omega \vec{A}$$

do mesmo modo, vamos escolher somente as componentes de E, que não decrescem mais rápido do que aquelas com  $1/r$ . Elas são as seguintes

$$E_{\theta} = -\frac{i\omega \mu e^{-ikr}}{4\pi n} N_{\theta}$$

$$E_{\phi} = -\frac{i\omega \mu e^{-ikr}}{4\pi n} N_{\phi}$$
(C-10)

O valor médio do vetor de Poynting, é dado por

$$P_n = \frac{1}{2} \text{Re} [\vec{E} \times \vec{H}^*]$$

ou seja,

$$P_n = \frac{1}{2} [E_{\theta} H_{\phi}^* - E_{\phi} H_{\theta}^*]$$

onde,

$$E_{\theta} H_{\phi}^* = \frac{k^2 \mu}{16\pi^2 n^2} |N_{\theta}|^2$$

$$E_{\phi} H_{\theta}^* = -\frac{k^2 \mu}{16\pi^2 n^2} |N_{\phi}|^2$$

(obs. -  $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$ )

então,

$$P_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{k^2 \mu}{16\pi^2 n^2} [ |N_{\theta}|^2 + |N_{\phi}|^2 ]$$

$$P_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \cdot \frac{\mu}{16\pi^2 n^2} [ |N_{\theta}|^2 + |N_{\phi}|^2 ]$$

$$P_n = \frac{\mu}{8\lambda^2 n^2} [ |N_{\theta}|^2 + |N_{\phi}|^2 ]$$
(C-11)

A potência média é dada por

$$W = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} P_n n^2 \sin\theta d\theta d\phi$$

$$W = \frac{\eta}{8\lambda^2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} [ |N_\theta|^2 + |N_\phi|^2 ] \sin\theta d\theta d\phi \quad (C-12)$$

Como já esperávamos, a equação-C-12 não depende de  $r$ .

O vetor de Poynting dá a densidade real da potência em qualquer ponto. A intensidade de radiação  $K$ , é definida como sendo uma quantidade que não depende da distância do radiador, assim como a potência radiada numa dada direção por unidade de ângulo sólido.  $K$  é o valor médio de  $P$  sobre uma esfera de raio unitário.

$$K = \frac{\eta}{8\lambda^2} [ |N_\theta|^2 + |N_\phi|^2 ] \quad (C-13)$$

e

$$W = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} K \sin\theta d\theta d\phi \quad (C-14)$$

Portanto, uma curva de  $K$  em função da direção pode definir a radiação padrão. Deve ser reconhecido que  $K$  é uma potência da radiação padrão e não um campo intenso da radiação padrão.

Antes de iniciarmos o próximo item, façamos uma pequena observação. Se todas as correntes fluírem numa só direção, ou seja, na direção do eixo fixo das coordenadas esféricas, o vetor  $A$  terá somente a componente  $Z$ . Então,

$$\begin{aligned} N_\phi &= 0 \\ N_\theta &= -N_z \sin\theta \\ K &= \frac{\eta}{8\lambda^2} |N_z|^2 \sin^2\theta \end{aligned} \quad (C-15)$$

#### C -2- UMA ONDA SE PROPAGANDA SOBRE UM FIO RETO

Consideraremos um fio reto, cujo comprimento varia de  $Z = 0$  a  $Z = L$ , excitado por uma única onda incidente. Assume-se que ela não se atenua e tem uma velocidade de fase igual  $1/\sqrt{\mu\epsilon}$

(Figura-C-2). Como todas as correntes estão na direção de Z o vetor radiação (equação-C-7) terá somente a componente em Z.

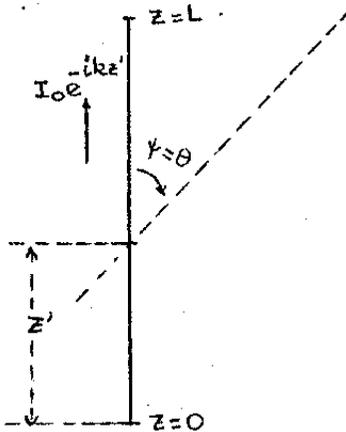


Figura-C-2. Fio fino de comprimento L, suportando a propagação de uma onda.

Nessa circunstância,  $\psi$  será igual a  $\theta$ , então a equação-C-15 pode ser aplicada.

$$N_z = I_0 \int_0^L e^{-ikz'} \cdot e^{ibz' \cos \theta} dz'$$

$$N_z = I_0 \int_0^L e^{-ibz'(1 - \cos \theta)} dz'$$

$$N_z = -\frac{I_0}{ik(1 - \cos \theta)} \int_0^L e^{-ibz'(1 - \cos \theta)} [-ik(1 - \cos \theta)] dz'$$

$$N_z = -\frac{I_0 \left[ e^{-ibz'(1 - \cos \theta)} \right]_0^L}{ik(1 - \cos \theta)}$$

$$N_z = -\frac{I_0 \left[ 1 - \cos(kL(1 - \cos \theta)) - i \sin(kL(1 - \cos \theta)) \right]}{ik(1 - \cos \theta)}$$

$$N_z = \frac{I_0}{k(1 - \cos \theta)} \left\{ i \left[ 1 - \cos(kL(1 - \cos \theta)) - \sin(kL(1 - \cos \theta)) \right] \right\}$$

Lembrando que,

$$z = a + bi$$

$$|z|^2 = (a + bi)(a - bi) = (a^2 + b^2)$$

então,

$$|N_z|^2 = \frac{I_0^2}{k^2(1-\cos\theta)^2} \left[ \cos^2(kL(1-\cos\theta)) - 2\cos(kL(1-\cos\theta)) + 1 + \sin^2(kL(1-\cos\theta)) \right]$$

$$|N_z|^2 = \frac{I_0^2}{k^2(1-\cos\theta)^2} \left[ 2 - 2\cos(kL(1-\cos\theta)) \right]$$

$$|N_z|^2 = \frac{2I_0^2}{k^2(1-\cos\theta)^2} \left[ 1 - \cos(kL(1-\cos\theta)) \right]$$

mas,

$$\sin^2 \alpha = \frac{1 - \cos 2\alpha}{2}$$

então,

$$|N_z|^2 = \frac{4I_0^2}{k^2} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{kL}{2}(1-\cos\theta)\right)}{(1-\cos\theta)^2}$$

Portanto, a equação-C-15, pode ser escrita da seguinte forma:

$$K = \frac{I_0^2 \eta}{2\pi^2 k^2} \cdot \frac{\sin^2\theta \sin^2\left(\frac{kL}{2}(1-\cos\theta)\right)}{(1-\cos\theta)^2} \quad (C-16)$$

Como existe simetria sobre o eixo, a potência radiada será dada por,

$$W = 2\pi \int_0^\pi K \sin\theta d\theta = 2\pi \int_0^\pi \frac{I_0^2 \eta}{2\pi^2} \cdot \frac{\sin^2\theta \sin^2\left(\frac{kL}{2}(1-\cos\theta)\right)}{k^2(1-\cos\theta)^2} \sin\theta d\theta$$

$$W = 30I_0^2 \int_0^\pi \frac{\sin^3\theta \sin^2\left(\frac{kL}{2}(1-\cos\theta)\right)}{(1-\cos\theta)^2} d\theta \quad (C-17)$$

A equação-16, nos dá a fórmula da radiação padrão.

REFERÊNCIAS

1. R.K.Willardson and A.C.Beer (edited by) Semicondutores and Semimetals, Vol. 1 (Acad. Press, New York 1966).
2. D.Pereira, G.Madalluno e M.Golli, Rev. de Física Aplicada e Instrumentação, Vol. 1, nº 1 (1985).
3. J.J.Jiménez, Rev. Phys. Appl. 14, 353 (1979).
4. D.J.E.Knight and P.T.Woods, J.Phys.E. Scient. Instr. 9, 898, (1976).
5. K.M.Evenson, M.Inguscio, D.A. Jennings and F.R.Petersen, J. Appl. Phys. (1984) Oct.
6. L.Matarrese and K.M.Evenson, Appl. Phys. Lett. 17,8 (1970)
7. J.J.Jiménez, F.R.Petersen, Infrared Phys. 17, 541 (1977)..
8. H.R.Fettermann. B.J.Chifton, P.E. Tannewald and C.D.Parker, Appl. Phys. Lett. 24, 70 (1974).
9. C.Kittel, "Solid State Physics", 5ª ed. New York, Wiley
10. T.G.Blaney, "Infrared and Millimeter Waves", Vol.3, Cap. I, Academia Press (1982).
11. M. McCall, D.T.Hodges and W.A. Garber, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-25, 463 (1977).
12. L.O.Hocker, A.Javan, D.R.Frenkel, L.T.Sullivan, Appl. Phys. Lett., 10, 147 (1967).
13. C.C.Germes, P.L.Richards and Sidney Shapiro, J. Appl. Phys., 39, 3905 (1968).
14. J.R. Waldram, Rep. Prog. Phys. 39, 751 (1976).
15. M.G. Helbium, S.Wang, J.R. Whinnery and T.K.Gustafson, IEEE J. Quantum Electron. QE-14, 159 (1978).
16. K.M.Evenson, D.A. Jennings and F.R.Petersen, J.Phys. (Paris) 42, C8-473 (1981).

17. B.Twn and S.E.Schawarz, Appl. Phys. Lett. 26, 672 (1975)
18. L.O. Hocker, D.R.Sokoloff, V.Daneau, A.Szoke and A.Javan, Appl. Phys. Lett.12, 401(1968).
19. K.M. Evenson, J.S.Wells, L.M.Matarrese and L.B. Elwell, Appl. Phys. Lett. 16, 159 (1970).
20. K.M.Evenson, G.W.Day, J.S.Wells and L.O.Muller, Appl. Phys. Lett. 20, 133 (1972).
21. A.Sanchez, S.K. Singh and A.Javan, Appl. Phys. Lett. 21, 240 (1972).
22. D.A.Jennings, F.R.Petersen and K.M.Evenson, in Laser Spectroscopy IV, edited by H.Walther and K.M.Rothe (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1979), p. 39.
23. J.W.Dees, Microwave J. 9, 48 (1966).
24. V.Daneau, D.Sokoloff, A.Sanchez and A.Javan, Appl. Phys. Lett. 15, 398 (1969).
25. R.E.Drullinger, K.M.Evenson, D.A.Jennings, F.R.Petersen, J.C. Bergquist and Lee Burkins, Appl. Phys. Lett. 42, 137 (1983)
26. K.M. Evenson, D.A. Jennings and F.R. Petersen, Appl. Phys. Lett. 44, 577 (1984).
27. D.A. Jennings, K.M. Evenson, Proceedings of a Conference on Infrared and Millimeter Waves, pg. 102 (1984).
28. C.C.Bradley and G.J.Edwards, IEEE J.Quantum Electron. QE-9,548 1973.
29. K.M.Evenson, F.R.Petersen and J.S. Wells, "Laser Spectroscopy Proceedings of Yail Symposium", edited by R.G. Brewer and Mooradian (Plenum, New York, 1974), p. 143
30. G.M.Elchinger, A. Sanchez, C.F.Davis Jr. and A.Javan, J. Appl. Phys. 47, 591 (1976).

31. H.N. Daniel, M.Steiner and H. Walther, Appl. Phys. 25,7(1981)
32. E.Sakuma and K.M.Evenson, IEEE J. Quantum Electron QE-10, 599 (1974).
33. Bor-Long Twu and S.E.Schwarz, Appl. Phys. Lett. 25,595(1974).
34. T.E.Sullivan, A.A.Lucas, P.H.Clutler, J.Appl. Phys. 49,5270 (1976).
35. T.E.Sullivan, A.A.Lucas, P.H.Clutler, Appl. Phys. Lett. 14, 289 (1977).
36. S.M. Faris, T.K. Gustafson and J.C.Wiesner, IEEE J. Quantum Electron QE-9, 737 (1973).
37. A.Sanchez, C.F.Davis, K.C.Lin and A.Javan, J. Appl. Phys. 49, 5270 (1978).
38. A.Javan and A.Sanchez, "Lasers Spectroscopy, Proceedings of vail Symposium" edited by R.G.Brewer and Mooradian (Plenum, New York, 1974, pg. 11
39. T. Kwosawa, T.Sakurai and K.Tamaka, Appl. Phys. Lett. 36, 751 (1980).
40. S.I.Green, J.Appl. Phys. 42, 1166 (1971).
41. S.P.Kwok, G.I. Haddad and G.Lobou, J.Appl. Phys. 42,554(1971).
42. Y.Yasuoka, T. Sakurada and T.Miyata, Jpm. J.Appl. Phys. 17, 171 (1978).
43. Y. Yasuoka T.Sakurada, D.P.Sin and T.K.Gustafson, J.Appl.Phys. 50, 5860 (1979).
44. S.R.Pollack, J. Appl. Phys. 34, 877 (1963).
45. S.M.Sze, J.Appl. Phys. 38, 2951 (1967).
46. S.M.Sze, Physics of Semiconductor Devices (John Wiley and Sons, (1968), p.496
- 47.a) J.G. Simmons, J. Appl. Phys. 35, 2472 (1964).

- 47.b) J.G.Simmons, J.Appl. Phys., 34, 1793 (1963).
48. S.M.Faris and T.K. Gustafson, Appl. Phys. Lett. 25, 544 (1974).
49. T.E.Hartman, J.Appl. Phys. 33, 3427 (1962).
50. "Handbook of Chemistry and Physics", 55<sup>th</sup> ed. edited by Robert C. Weast ( Chemical Rubber, Cleavland, 1974 ) p.E.70
51. Henry Jasik, edited, "Antena Engimeening Handbook" ( McGraw-Hill Book Co., Inc. New York, 1961 ), Cap. 4
52. S.Ramo, J.R. Whinnery and T.Yan Duzer, "Fields and Waves in Communications Electronics Electronics" ( Wiley, New York, 1965 ) Cap. 12
53. Erichi Sakuma, Japan J.Appl. Phys. 16, 877, n° 5 (1977).
54. J.Stratton, "Eletromagnetic Theory" (McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1941, pg. 443.
55. A.Comeron, J.J.Jiménez e J. Ch. Bolomey, Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, 4, 585 (1984).
56. R.Stratton, J.Phys. Chem. Solids, 23, 1177 (1962)
57. R.B. Ruthedge, S.E.Shwarz and A.T.Adams, Infrared Phys. 18, 713 (1978).
58. G.H. Brown and O.M. Woodward Jr., RCA Rev. 13, 425 (1952).
59. T.Y. Chang, T.I. Bridges and E.G.Burkhardt, Appl. Phys. Lett. 17, 249 (1970).
60. D.Pereira, Tese de Doutorado - Unicamp (1985)
61. M.A.Algatti - Tese de Mestrado - Unicamp (1984).
62. J.Tomaseli - Tese de Mestrado - Unicamp (1984)
63. E.J.Danielewicz, T.K. Plant T.A. De Temple, Opt.Commum. 13,366 (1975).

LEGENDA DAS FIGURAS

- Figura 1 - Esquema da incidência da radiação sobre a junção W-Ni
- Figura 2 - Foto de uma ponta de tungstênio obtida por um microscópio eletrônico (x 45000)
- Figura 3 - Curva característica I-V do diodo de ponta de contato do tipo MIM.
- Figura 4 - Variação da voltagem detectada em função da resistência do diodo.
- Figura 5 - Característica I-T para diodos com diferentes espessuras da camada de óxido.
- Figura 6 - Junção túnel metal-isolante-metal.
- Figura 7 - Fiolongo de comprimento L suportando uma onda incidente.
- Figura 8 - Radiação padrão de um oscilador linear nos modos  $m=3, 4, 7$  e  $9$ .
- Figura 9 - Comprimento efetivo da antena.
- Figura 10 - Representação esquemáticas da radiação padrão de uma antena de filamento.
- Figura 11 - Modelo dos circuitos equivalente da antena/diodo.
- Figura 12 - Geometria do filamento do diodo. X marca a localização do espelho re-refletor.
- Figura 13 - Radiação padrão de uma antena de  $l_0 = 7\lambda$ .
- Figura 14 - Geometria do filamento do diodo.
- Figura 15 - Radiação padrão das antenas com diferentes comprimentos efetivos ( $3\lambda \leq \underline{l_0} \leq 17\lambda$ ).
- Figura 16 - Arranjo experimental : sistema laser IVL com detecção por diodo de ponta de contato de metal-isolante-metal.

Figura 17 - Formato do filamento.

Figura 18 - Arranjo experimental para obtenção da ponta cônica.

Figura 19 - Fotos das pontas cônicas obtidas através do ataque químico.

Figura 20 - Perspectiva do suporte óptico utilizado nesse experimento.

Figura 21 - Imagem da antena refletida na superfície espelhada da base de níquel.

Figura 22 - Detetor fixado no translador XYZ+ $\theta$ .

Figura 23 - Medida da resistência do diodo antes de conectar o cabo coaxial.

Figura 24 - Medida da resistência na extremidade do cabo coaxial.

Figura 25 - Como variar o ângulo  $\theta$  para uma radiação com polarização relativa perpendicular.

Figura 26 - Comparação da curva experimental da radiação padrão com a curva teórica da antena  $l = 5,5\lambda$ .

Figura 27 - Comparação da curva experimental da radiação padrão com a curva teórica da antena  $l = 7,4\lambda$ .

Figura 28 - Comparação da curva experimental da radiação padrão com a curva teórica da antena de  $l = 11,5\lambda$ .

Figura 29 - Ponta do tungstênio nas proximidades de superfície não uniforme da base de níquel.

LEGENDA DAS TABELAS

- Tabela 1 - Resultados experimentais obtidos com a variação do ângulo  $\theta$ , para  $b = (652. \pm 5.88) \mu\text{m}$ .
- Tabela 2 - Resultados experimentais obtidos com a variação do ângulo  $\theta$ , para  $b = (882. \pm 5.88) \mu\text{m}$ .
- Tabela 3 - Resultados experimentais obtidos com a variação do ângulo  $\theta$ , para  $b = (1364. \pm 5.88) \mu\text{m}$ .
- Tabela 4 - Resultados experimentais obtidos com a variação da resistência do diodo, para  $b = (652. \pm 5.88) \mu\text{m}$ .
- Tabela 5 - Resultados experimentais obtidos com a variação da resistência do diodo, para  $b = (882. \pm 5.88) \mu\text{m}$ .
- Tabela 6 - Resultados experimentais obtidos com a variação da resistência do diodo, para  $b = (1364. \pm 5.88) \mu\text{m}$ .