

Enio Luiz Carpi
Bacharel em Física - UNICAMP - 1984

*Este exemplar corresponde
a redação final da tese
defendida por Enio Luiz Carpi
e aprovada pela comissão
julgadora com distinção e
louvor em 21-12-88*

PROJETO E CONSTRUÇÃO DE
UM LASER DE VAPOR METÁLICO
DE MERCÚRIO

Dissertação apresentada à
Faculdade de Engenharia
Elétrica da UNICAMP como
requisito parcial para
obtenção do título de
MESTRE EM ENGENHARIA
ELÉTRICA

Orientador: Prof. Dr. Vítor Baranauskas
Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica
Departamento de Semicondutores, Instrumentos e Fotônica

Dezembro de 1988

A Graça, à Carol, ao Dudu e àquele que
está chegando.
Aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Devido à natureza deste trabalho, diversas pessoas das mais diversas áreas contribuíram para a realização desta tese. É muito difícil lembrar de todas. Peço desculpas se alguém não for mencionado, mas minha gratidão sempre estará presente.

Ao Prof. Vitor pela paciência, incentivo e orientação nos mais diversos momentos.

Aos Prof. Mario Bica, Nagai, Ribeiro e Júlio pelo apoio na instrumentação e serviços.

Ao pessoal do grupo de lasers do IEAV pelos espelhos.

Aos meus colegas da ELEBRA Microeletrônica, em especial ao Dr. Len Mei, ao Alex, ao Lino e ao "Barney" pela ajuda nos mais diversos momentos.

Aos meus colegas do grupo de lasers, especialmente ao Dr. Anderson, e também à nova turma que chegou, agradeço o incentivo, as críticas e o interesse.

E a todos que das mais diversas maneiras, contribuíram para a realização deste trabalho.

Agradecimentos especiais à FAPESP pelo apoio financeiro durante parte desta tese.

Resumo

Descreve-se as principais características construtivas de um Laser de Vapor Metálico de Mercúrio, He/Hg. O projeto foi feito numa configuração do tipo coluna positiva com dimensões 12 mm x 1000 mm. A excitação foi realizada com um circuito tipo Brumlein (50 nF 16 kV, 1,2 nF 8 kV) e disparo por Spark-gap. Observou-se emissão preferencial em 567 nm em diversas pressões parciais de Hg. A análise temporal do pulso em 567 nm mostra um atraso de cerca de 10 us entre o pulso de corrente e o máximo de intensidade de laser.

SUMÁRIO

	pag.
CAPÍTULO I - Aplicações de Laser em Microeletrônica	01
1.1 - Introdução	01
1.2 - Processamento de Microestruturas	02
1.2.1 - Reações Fotoquímicas	02
1.2.2 - Reações Pirolíticas	07
1.2.3 - Processos Térmicos	09
1.2.4 - Reações Fotoeletroquímicas	11
1.3 - Conclusões	13
1.4 - Bibliografia	14
CAPÍTULO II - Lasers de Vapores Metálicos	16
11.1 - Introdução Histórica	16
11.2 - Teoria de Lasers	17
11.2.1 - Introdução	17
11.2.2 - Princípios Básicos	17
11.2.3 - A Radiação Emitida	23
11.2.4 - Lasers Super-radiantes	24
11.3 - Sistemas Gás/Vapor Metálico	26
11.3.1 - O Sistema He/Hg	27
11.3.2 - Sistemas de Vapores Metálicos	31
11.4 - Bibliografia	33
CAPÍTULO III - Detalhes Construtivos do Protótipo	35
111.1 - Introdução	35
111.2 - Tubo do Laser	35
111.3 - Sistemas de Vácuo e Gases	37
111.4 - Sistema de Excitação Elétrica	38

III.5 - Conclusões	43
III.6 - Bibliografia	44
CAPÍTULO IV - Resultados Experimentais	45
IV.1 - Introdução	45
IV.2 - Arranjo Experimental	45
IV.2.1 - O Laser de He/Hg (1)	46
IV.2.2 - O Fotodetector (2)	46
IV.2.3 - Monocromador (3)	47
IV.2.4 - Medidores de Vácuo (4 e 8)	47
IV.2.5 - Medidas de Alta Tensão (5)	48
IV.2.6 - Medidas de Temperatura (6 e 9)	48
IV.3 - Procedimentos Operacionais	48
IV.3.1 - Ajuste do Espelho de Retorno	48
IV.3.2 - Operação do Laser	49
IV.4 - Resultados	50
IV.5 - Bibliografia	61
CAPÍTULO V - Modificações no Protótipo e Considerações	62
Finais	
V.1 - Modificações no Protótipo	62
V.2 - Trabalhos Futuros	63

CAPÍTULO I

APLICAÇÕES DE LASER EM MICROELETRÔNICA

1.1 - INTRODUÇÃO

O sinergismo entre a radiação laser e a microeletrônica, tem apresentado resultados expressivos e promete revolucionar ainda mais as técnicas de fabricação de circuitos integrados.

O início de intensa atividade de pesquisa na área, a partir de meados da década de setenta, derivou da descoberta de que a radiação laser pode eliminar os indesejáveis defeitos cristalinos provocados pelo processo de implantação iônica. Inicialmente, a pesquisa concentrou-se no estudo de técnicas de recozimento térmico rápido, estendendo-se para outras aplicações térmicas tais como epitaxia, difusão, deposição pirolítica, e depois, abrangendo a utilização da radiação laser para indução de reações fotoquímicas. O começo da década de oitenta marcou o início de intensa pesquisa para explorar as possibilidades de micro-reações controladas por laser para deposição, remoção e dopagem de materiais eletrônicos. Atualmente, já existem protótipos de sistemas de escrita direta para o processamento de "gate-arrays" que fazem deposição de metais, SiO₂, remoção direta para formação de interconexões, com capacidade para o processamento de circuitos de 8000 portas e metalização dupla. Neste capítulo procuramos apresentar uma revisão geral das técnicas já desenvolvidas e de projeções futuras.

1.2 - PROCESSAMENTO DE MICROESTRUTURAS

O processamento de microestruturas com laser, tanto orgânicas quanto inorgânicas, vem obtendo larga importância tecnológica na indústria de semicondutores. A radiação laser pode ser utilizada como fonte de radiação UV profundo (em substituição à lâmpadas de Mercúrio, por exemplo), como fonte de calor em reações pirolíticas, ou ainda, como agente catalisador em reações fotoquímicas.

1.2.1 - Reações Fotoquímicas

a) Deposição

Diversos materiais podem ser depositados via fotólise induzida por laser. Este tipo de processamento apresenta como grande vantagem a baixa temperatura do processo. Para a sua realização, é necessário que a energia do fóton seja fortemente absorvida pelos reagentes. No caso de deposição de metais, podem ser utilizados vapores homogêneos de organometálicos (1). As moléculas mais utilizadas são principalmente Alquilas e Carbonilas simples de metais, pois as Alquilas complexas ou Haletos somente geram átomos de metais livres, após um processo de absorção multifotônica. De acordo com a literatura, materiais tais como Fe, Cr, W, Zn, Al e Ga podem ser facilmente depositados com taxas entre 1 e 5 um/s e consegue-se atingir resolução de linha da ordem de 0,7 um. Filmes de SiO₂ e Si₃N₄ podem ser depositados com radiação ultravioleta entre 193 nm e 257 nm, a partir de reações envolvendo SiH₄/NH₃ e SiH₄/N₂O. Os filmes depositados apresentam boas características de adesão e resistividade. Na

figura 1.1, temos um exemplo de linhas de W depositadas a partir da decomposição de Wf6 com laser de Ar+(2).

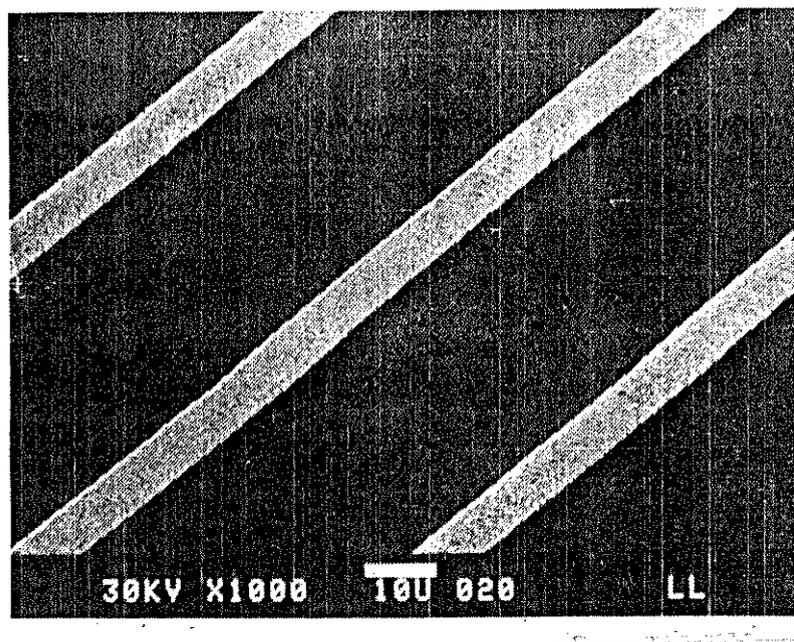


Figura 1.1. Linhas de W depositadas com laser de Ar+.

b) Remoção

As reações de remoção mais estudadas são as que envolvem Si, Ge, InP e SiO₂. As razões que fazem a remoção fotoquímica ativada por laser ser atrativa, do ponto de vista do processamento de semicondutores, são as altas taxas de remoção, química específica, baixas temperaturas do substrato, alta seletividade e elevado grau de anisotropia. Reações fotoquímicas podem gerar, por exemplo, altas concentrações localizadas de Cloro com a utilização de radiação visível (457 à 514 nm) para atacar Si lí-

clo. Outros semicondutores estudados são Ge, GaAs e InP, principalmente estes últimos devido às possibilidades de formação de redes de difração para a fabricação de dispositivos optoeletrônicos.

O mecanismo de ataque via fotoquímica consiste na **dissociação** de uma ou várias espécies químicas próximas à interface semiconductor/reagente, para produzir um átomo reativo ou radical livre. Estas espécies reagem com a superfície do semiconductor para formar compostos voláteis que abandonam a superfície do semiconductor, resultando na remoção química. No caso mais simples, podemos ter a absorção de um único fóton. Mas podemos ter, também, a absorção multifotônica de radiação pulsada de um laser de CO₂ (3). Os resultados típicos são taxas de 0,01 à 0,1 um/s e 2 à 3 um de resolução. A principal fonte de radiação utilizada é o laser de Argônio.

c) Sensibilização

Possivelmente esta seja uma das principais aplicações da radiação laser. Para entendermos sua importância como fonte de radiação, é útil lembrar que uma fonte ideal deve ter potência elevada no comprimento de onda desejado (para diminuir o tempo de exposição), alta monocromaticidade (para se obter melhor desempenho do sistema óptico) e finalmente, emitir radiação nas regiões de UV médio e UV profundo do espectro (para aumentar a resolução sem diminuir demasiadamente a profundidade de foco). Lasers tipo Excimer são os mais indicados. Os lasers de KrF, emitindo em 249 nm já fazem parte de protótipos de "stepper's" com resolução de 0,4 um e 25 s de exposição por campo (4). Expe-

rimentos envolvendo fotografação por contato com lasers de F2 emitindo em 157 nm, indicam a possibilidade de se obter estruturas com 0,15 μm de largura (5). Nestas aplicações, o laser pode atuar como fonte de radiação apenas sensibilizando mais rapidamente o fotoresiste, sendo necessária ainda a etapa posterior de revelação (clássica). Utilizando-se lasers de alta potência, podemos ter a revelação direta sem processamento posterior. O processo consiste na quebra da molécula do fotoresiste, gerando espécies de baixo peso molecular, que são ejetadas ou evaporam (fotoablação). Resistes tais como AZ 2400, PMMA e polimidas podem ser processados com lasers de ArF (193 nm) para a obtenção de estruturas submicrométricas (6). Na figura 1.2 temos um aparato típico usado em tais experiências. Na figura 1.3, temos o resultado da remoção de polimida com laser de Excimer.

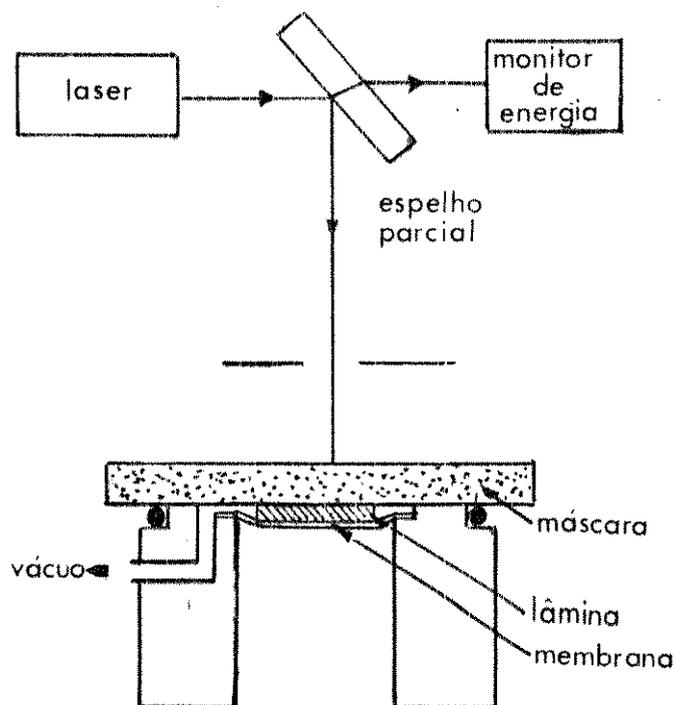


Figura 1.2. Esquema típico com utilização de laser de Excimer.



Figura 1.3. "Via hole" em polimida com laser de Excimer (2).

Outra aplicação importante é a fabricação de máscaras e retículos, onde equipamentos de geração de padrões à laser substituem, na maioria dos casos, os equipamentos que utilizam feixes de elétrons, exibindo as mesmas características de rapidez, sem a necessidade de infra-estruturas complexas, e ainda, por preço mais baixo. Os lasers necessários neste tipo de equipamento precisam ter alta potência (> 100 W) e emitir no modo TEM₀₀. O laser mais usado é o de Ar⁺ emitindo em 364 nm, comprimento de onda coincidente com a linha I do Mercúrio (365 nm) (7). Recentemente, demonstrou-se que é possível a fabricação de linhas extremamente finas através de um processo de absorção à dois

fótons (8). Neste caso, escolhe-se uma fotoresina cuja banda proibida seja maior que a energia de excitação dos fótons do laser, conseguindo-se resolução superior ao limite de Rayleigh.

1.2.2 - Reações Pirolíticas

a) Deposição

A radiação infravermelha ou visível focalizada, tem sido utilizada para aquecimento localizado e ativação de reações térmicas. A deposição de materiais a partir de reações pirolíticas induzidas por laser, comporta-se segundo os princípios de CVD convencional. As propriedades espectrais das espécies químicas devem ser escolhidas de tal forma que a radiação não seja absorvida em determinado comprimento de onda para que não ocorra reação na fase gasosa. As propriedades ópticas e térmicas do substrato e do depósito são parâmetros importantes pois definirão diretamente a taxa de crescimento do filme.

Com laser de CO₂, emitindo em 10,6 μm , é possível a deposição de Si (9,10), Fe e W (9), e Ti e Cu (10). Estudos mais recentes utilizam-se de lasers emitindo no espectro visível (Ar+ e Cd) para diminuir a largura das linhas depositadas e melhor acoplar a radiação ao substrato. As reações químicas termicamente induzidas trabalham com temperaturas entre 300 C e 1500 C. Linhas de Poli-Silício de excelente qualidade, com 2 μm de largura foram depositadas à 600 C com laser de Ar+, emitindo em 488 nm (2). As taxas podem atingir valores da ordem de 300 $\mu\text{m}/\text{min}$ e a resolução pode chegar a 0,2 μm (13).

b) Remoção

As reações químicas induzidas termicamente caracterizam-se por elevadas taxas de reação, devido às elevadas temperaturas que podem ser atingidas. Por exemplo, as taxas de ataque de Silício por Cl_2 podem atingir valores da ordem de 70 $\mu\text{m}/\text{min}$ (1).

Na figura 1.4, temos um excelente exemplo da potencialidade deste tipo de tratamento, onde o substrato de Silício foi removido por uma reação com Cl_2 sem a remoção do SiO_2 de cobertura. A reação foi iniciada em uma das bordas e continuou pela lâmina, induzida pela radiação de um laser de Ar^+ que atravessou o filme transparente de SiO_2 (1).

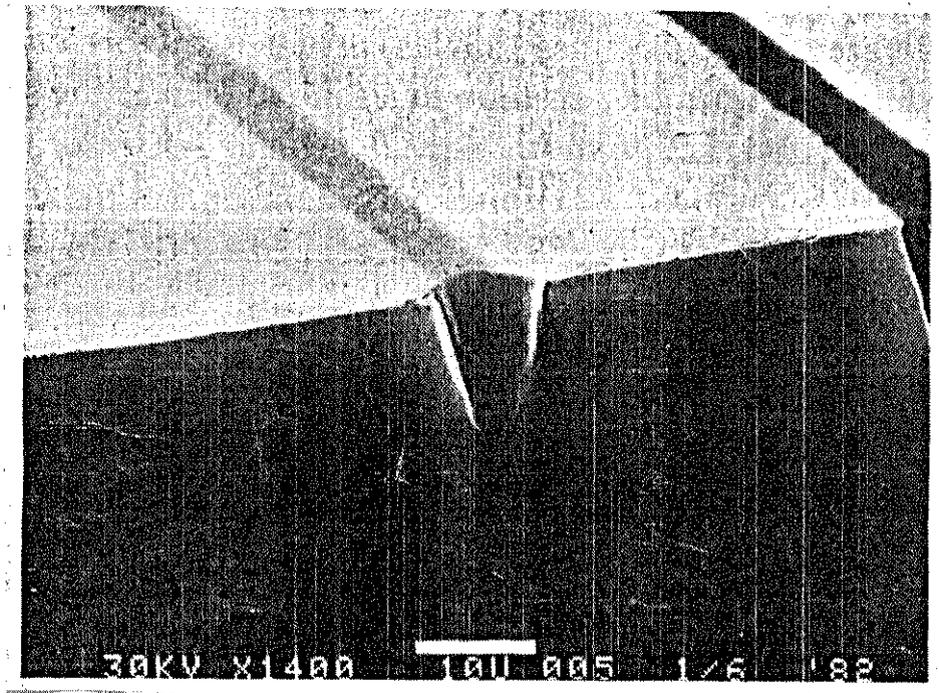


Figura 1.4. Canais sob SiO_2 (1).

Metals também podem ser removidos por este tipo de técnica. Rothschild e colaboradores (12), demonstraram a remoção de Cromo, Molibdênio e Tungstênio com Cl_2 e NF_3 e radiação de um laser de Argônio, onde ficou clara a existência de fenômenos fotoquímicos e térmicos. As dimensões mínimas obtidas foram da ordem de 0,22 μm . Alumínio também pode ser removido, obtendo-se linhas de 1,5 μm de largura (15).

1.2.3 - Processos Térmicos

a) Dopagem

Os métodos de dopagem induzida por laser, surgem como uma extensão da deposição pirolítica. Por este método é possível a obtenção de junções rasas, com profundidades menores que 1 μm e dimensões laterais submicrométricas. Estes resultados podem ser explicados pelo fato dos gradientes da distribuição da temperatura de sólidos aquecidos por laser serem extremamente elevados. Basicamente, dois tipos de comportamento podem ocorrer: um, onde a limitação do transporte de dopantes está na interface, e outro, onde a limitação está no "bulk". A limitação na interface ocorre nos casos em que a difusão é rápida em temperaturas moderadas. A difusão de dopantes metálicos do grupo IIb em semicondutores binários do grupo III-V é um exemplo. Para processos mais lentos, onde há necessidade de altas temperaturas superficiais, ocorre a limitação no "bulk", caso de difusão intersticial no Silício. Nestes casos, aparecem elevadas taxas de decomposição por pirólise do vapor dopante e é mais difícil o controle da concentração superficial do dopante usando fotólise.

Podemos ter, ainda, dopagem a partir de filmes pré-depositados. Técnicas de fotoexcitação são usadas para a difusão de Prata em ligas de Germânio/Selênio. Deve-se lembrar que as ligas de Ge/Se dopadas com Prata são resistes inorgânicos e a utilização de radiação laser no processamento destes materiais, aumenta a eficiência do processo por uma ordem de magnitude (16). Pulsos de laser de Rubi, emitindo em 694 nm, podem gerar difusões de Boro, Fósforo, Antimônio e Bismuto com profundidades menores que 0,4 um (17). Estes resultados são muito importantes tendo-se em vista a atual ênfase em dispositivos com junções rasas. Outra vantagem desta técnica é a limpeza do processo e a possibilidade de gerar-se profundidades de junção diferentes em cada localização do dispositivo e, desta maneira, produzir dispositivos com voltagens de ruptura diferentes.

b) Recozimento

Uma das pioneiras aplicações da radiação laser foi o recozimento de defeitos na estrutura cristalina gerados por implantação iônica. As pesquisas na aplicação da radiação laser no recozimento térmico rápido teve início em meados da década de 70 e, desde o seu início, ficou estabelecido que um dos principais atrativos desta técnica era a inalteração do perfil de dopagem. Isto pode ser explicado pelo fato de o processo de recozimento ocorrer na fase sólida, por períodos de tempo da ordem de ms. Uma camada amorfizada por uma implantação iônica de aproximadamente 1000 Å de espessura, é recozida à 800 C, com laser, em poucos segundos. O comprimento de difusão dos dopantes é de apenas alguns Angstroms. Na figura 1.5, temos um exemplo de perfil

implantado e do mesmo perfil após recozimento por laser (16).

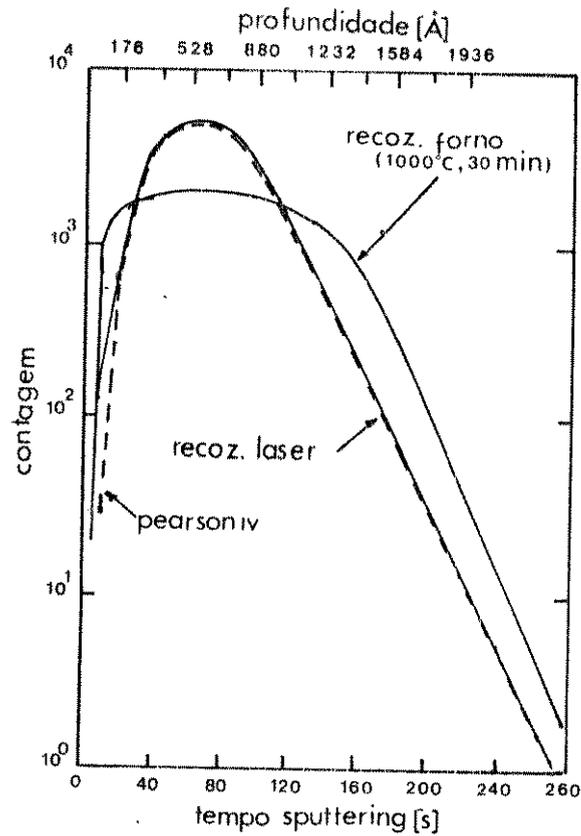


Figura 1.5. Perfil de dopagem após um recozimento por laser.

1.2.4 - Reações Fotoeletroquímicas

a) Deposição

As reações de deposição são ativadas através da geração direta de portadores na interface semiconductor/reagente (este normalmente um líquido) usando-se fótons com energia acima do "band-gap". Esta técnica permite a deposição de filmes metálicos

extremamente finos, pois o processo de geração de portadores superficiais termina quando o filme impede a passagem de radiação até a superfície do semiconductor. A resolução do processo é determinada pela quantidade de portadores difundidos para fora da região irradiada.

Por este processo, é possível a deposição de diversos metais, tais como Níquel, Cobre, Cádmio e Zinco em Silício tipo p, a partir de diversas soluções envolvendo sulfatos destes metais e irradiação do semiconductor com radiação de 633 nm de um laser de He/Ne, com ou sem "ajuda" de uma fonte externa. Dependendo do metal depositado fotoeletroquimicamente formar contato ôhmico ou retificador, podemos ter ou não separação dos portadores fotogerados. Deste modo, no caso de formação de contatos ôhmicos, podemos ter a interrupção da geração destes portadores após a deposição de algumas monocamadas (20).

b) Remoção

As reações de remoção obedecem o mecanismo inverso da deposição fotoeletroquímica. Os reagentes utilizados também são na grande maioria dos casos, líquidos, havendo no entanto, alguns casos de utilização de reagentes gasosos. O mecanismo das reações fotoeletroquímicas é similar ao das reações galvânicas, onde as áreas iluminadas e não iluminadas funcionam como regiões anódicas e catódicas, respectivamente. Os semicondutores mais pesquisados são os do grupo III-V. O GaAs (tipo n), por exemplo, pode ser atacado em soluções de H₂SO₄ e H₂O₂ diluídas em água e irradiado com radiação de 257 nm, formando estruturas com 1 µm de largura (1). Redes holográficas com espaçamento de 0,5 µm foram obtidas

com o mesmo reagente, mas com comprimento de onda de 488 nm, por Schnell e colaboradores (21). Para amostras do tipo p, a remoção pode ser feita em soluções de NaOH e radiação de 633 nm (laser de He/Ne) (22). Foi demonstrada também a remoção de Silício em soluções HF para a gravação de linhas com laser de Ar+ ou formação de imagens projetadas com laser de He/Ne (23).

1.3 - CONCLUSÕES

Como vimos brevemente neste capítulo, o laser pode vir a ser uma importante ferramenta na fabricação de circuitos integrados. Já existem modelos comerciais para recozimento térmico de semicondutores a laser, equipamentos de ajuste de resistores ("trimming"), "stepper's" de gravação a laser. Quanto às outras aplicações em deposição e remoção de filmes, teremos em breve, equipamentos comerciais voltados à produção em pequena escala, onde o custo para fabricação de máscaras torna o processo convencional proibitivo. Este desenvolvimento é que nos incentivou à construção de um laser de emissão no visível em diversas frequências, objeto desta tese.

1.4 - BIBLIOGRAFIA

1. D.J. EHRLICH, J.Y. TSAO; J.Vac.Sci.Tech.,B1(4),969 (1983)
2. J.G. BLACK et alii.; J.Vac.Sci.Tech.,5(1),419 (1987)
3. P.D. BREWER, R.M. OSGOOD Jr.; Laser Processing of Semiconductors and Hybrids Circuits - SPIE (611), 82 (1988)
4. V. POL; Solid State Tech., JAN, 71 (1987)
5. H.G. GRAIGHEAD et alii.; J.Vac.Sci.Tech.,1(4),1186 (1983)
6. S. RICE, K. JAIN; Appl. Phys.,A33, 195 (1984)
7. J.C. MCMENAMIN; Solid State Tech., Aug, 59 (1987)
8. A.W.MOL, V. BARANAUSKAS; Rev. Brasil.Apl.Vac.,6(1,2),150 (1986)
A.W.MOL, G.P. THIN, V.BARANAUSKAS, Abstracts, CLEO'88
9. V. BARANAUSKAS; et alii.; Appl. Phys. Lett, 1980
10. V. BARANAUSKAS, Progress of Laser-CVD of Silicon Thin-Films
Proceedings SPIE 252 B (1988)
11. S.D. ALLEN, A.B.TRIGUBO; J. Appl. Phys.,54, 1641 (1983)
S.D. ALLEN et alii.; Laser Diagnostics and Photochemical
Processing for Semiconductors Devices - North Holland, NY 1983
12. S.D. ALLEN; J. Appl. Phys., 52, 6501 (1981)
13. D.J. EHRLICH et alii.; Appl. Phys. Lett., 39, 957 (1981)
14. M. ROTSCCHILD et alii.; J.Vac.Sci.Tech.,B5(1),414 (1987)
15. J.Y. TSAO, D.J. EHRLICH; Appl. Phys. Lett.,43,146 (1983)
16. K. POLASKO et alii.; IEEE Electron Dev.Lett.,EDL-5(1),24 (1984)
17. E. FOGARASSY et alii.; J. Appl. Phys.,52(2), 1076 (1981)
18. A. GAT et alii.; Appl. Phys. Lett.,32, 276 (1978)
19. J.M. MOISSON et alii.; J Appl. Phys., 59(7), 2444 (1986)
20. T.L. ROSE et alii.; Appl. Phys. Lett, 42(2), 193 (1983)
21. J.P.SCHNELL et alii.; Progress In Holographic Applications -

SPIE (600), 20 (1985)

22. F.W. OSTERMAYER Jr., P.A KOHL; Appl.Phys.Lett., 39(1), 76 (1981)
23. G.P. THIM, V. BARANAUSKAS; Tese de Mestrado - DSIF/FEE/UNICAMP (1988)

LASERS DE VAPORES METÁLICOS

II.1 - INTRODUÇÃO HISTÓRICA

Desde a primeira demonstração do efeito laser em 1960, este fenômeno tem sido demonstrado em diferentes sistemas físicos. A partir do primeiro laser de Rubi, o efeito laser foi obtido em cristais, em vidros, em semicondutores, em corantes líquidos e gases. Nos últimos anos, o laser de vapor metálico tem despertado a atenção dos pesquisadores da área, pois permite a obtenção de radiação pulsada com comprimentos de onda desde o ultravioleta até o infravermelho (1).

O primeiro laser de vapor metálico foi de Césio, desenvolvido em 1961 na Universidade de Columbia. A excitação era feita por uma lâmpada de Hélio e a emissão ocorria no infravermelho. Por volta de 1963, pesquisadores dos Laboratórios Bell construíram o primeiro laser de vapor de Mercúrio. Outros metais intensamente pesquisados foram Cádmio, Zinco, Manganês, Chumbo, Ouro e outros. Devido às características obtidas de emissão e potência dos lasers de vapor metálico, que não os comparava favoravelmente aos lasers de He/Ne e de Ar, as pesquisas com esse tipo de laser só voltaram a atrair atenção dos pesquisadores quando foi demonstrada a emissão quase-contínua em um laser de Hélio/Cádmio. Esta descoberta levou à posterior obtenção de emissão contínua neste sistema e, também, em outros sistemas metálicos (Selênio, por exemplo).

Equipamentos comerciais são disponíveis desde o início da década de oitenta. A maioria dos sistemas comercializados são lasers de vapor de Cobre, seguidos de lasers de vapor de Ouro, estes últimos com crescente aplicação médica. Outros metais têm despertado pouco interesse comercial. O efeito laser no Cobre foi primeiramente observado em 1968. Em 1972, foi demonstrada a possibilidade de vaporizar o Cobre através da descarga elétrica no gas. Esta descoberta permitiu obter-se potências da ordem de 40 W a 15 kHz, o que tornou os lasers de vapor de Cobre comercialmente competitivos com outros lasers do espectro visível.

11.2 - TEORIA DE LASERS

11.2.1 - Introdução

Após três décadas de existência, o laser evoluiu de "uma invenção à procura de uma aplicação" à um dos mais importantes desenvolvimentos tecnológicos deste final de século.

Em 1917, Einstein previu a existência do processo de emissão estimulada (2). A ciência moderna precisou esperar até o início da década de 50 para a obtenção de um laser de microondas - MASER - e até o início da década de 60 para o primeiro laser óptico (3). A partir de então as pesquisas na área se avolumaram, propiciando a obtenção do efeito laser nos mais diversos materiais.

11.2.2 - Princípios Básicos

Para a obtenção do efeito laser, existem três condições

básicas: existência de um meio ativo, existência de inversão de população e alguma forma de realimentação, exceção para os lasers super-radiantes. A partir da idéia de níveis de energia quantizados proposta por Bohr, vemos que uma transição entre dois níveis energéticos envolve a absorção ou emissão de radiação com frequência dada pela relação:

$$\Delta E = h\nu \quad (11.1)$$

onde $h = 6,625E-34$ Js => constante de Planck.

A mudança de nível energético com a absorção ou emissão simultânea de luz é conhecida como transição atômica. Transições altamente prováveis são conhecidas como transições permitidas. As proibidas são aquelas com pequena ou nenhuma probabilidade de ocorrerem. Essas transições são governadas pelas regras de seleção. As regras de seleção normalmente são válidas para átomos com baixo número atômico e para moléculas de baixo peso. Para átomos pesados e moléculas complexas podem ocorrer "violações" dessas regras, devido a degenerescência dos níveis. Elas são:

- a) os elétrons devem trocar a paridade;
- b) $\Delta J = 0$ ou $\Delta J = +/- 1$, sendo permitidas transições com $J = 0$;
- c) $\Delta S = 0$.

Elétrons em certos níveis caem para um nível inferior mais facilmente que elétrons em outros níveis. Cada estado excitado possui um tempo de vida característico que indica o tempo médio necessário à um elétron decair e emitir radiação. A maioria dos estados excitados possuem tempo de vida da ordem de 10 ns. Existem estados excitados nos quais um elétron não decai facilmente com a emissão de um fóton. O decaimento ocorre pela perda

de energia por colisões atômicas, por exemplo. Os tempos de vida desses estados são da ordem de ms ou mais. Esses estados são chamados **metaestados** e apresentam importância fundamental para o efeito laser.

O decaimento radiativo normal, a partir de um estado energético mais alto para um outro estado inferior, é chamado **emissão espontânea**. Existem ainda, processos que forçam um elétron para um nível superior ou estimulá-o a saltar para um nível inferior. Para um elétron saltar à um nível superior, é necessário que a energia do fóton incidente seja maior ou igual à diferença de energia entre os dois níveis envolvidos na transição, como pode ser visto na equação (11.1). Este é o processo de **absorção** à um fóton. Pelo mesmo mecanismo, um elétron estimulado pode saltar à um nível inferior quando interage com um fóton cuja frequência corresponde à diferença de energia dos níveis, emitindo assim, um outro fóton com a mesma frequência. Esta é a **emissão estimulada**. Estes processos podem ser melhor visualizados na figura 11.1.

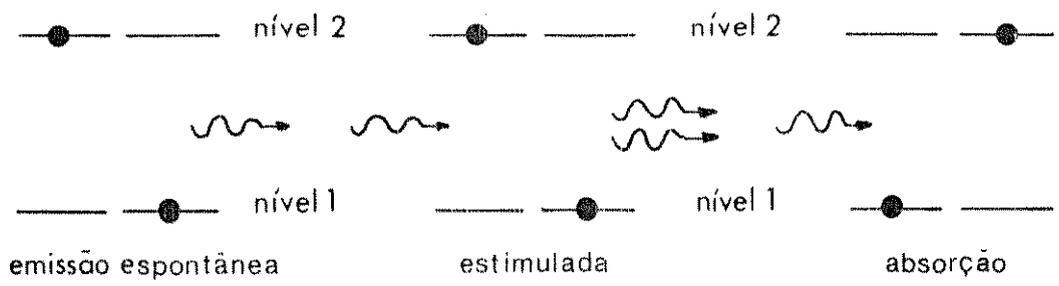


Figura 11.1. Desenho esquemático de transições.

Um grande número de átomos excitados gera uma amplificação da radiação incidente. Para tal, precisamos ter mais átomos excitados que não excitados, isto é, precisamos ter **inversão de população**. É útil lembrar que, em equilíbrio térmico, os elétrons sempre tendem a permanecer nos níveis de menor energia. A inversão de população leva os elétrons à terem uma distribuição de equilíbrio não térmica.

A partir dos conceitos de absorção e da teoria de ganho para pequenos sinais (4), podemos deduzir uma relação entre o coeficiente de absorção e a diferença de população:

$$\alpha = B_{ij} (N_i - N_j) h\nu / 4\pi c \quad (11.2)$$

onde B_{ij} é o coeficiente de Einstein para absorção estimulada entre os i -ésimo e o j -ésimo níveis: N_i e N_j , as populações dos níveis i e j , respectivamente e ν a frequência da radiação. Se existe inversão de população, isto é, se $N_j > N_i$, temos $\alpha < 0$. Isto equivale a termos **amplificação**. Em sistemas gasosos, uma boa maneira de fazer-se a inversão de população é através de descargas elétricas de alta tensão.

A amplificação será maior à medida que a diferença de população também o seja. O coeficiente de ganho, definido como nem sempre é grande o suficiente para a obtenção da amplificação desejada. Os valores são da ordem de frações de porcentagem por centímetro de meio ativo, exceção dos laser **super-radiantes** sobre os quais falaremos mais tarde. Em razão dos baixos valores de ganho, precisamos ter meios ativos extremamente longos. Para evitar a construção de equipamentos de grande porte, utilizamos espelhos que dirigem o feixe de radiação em múltiplas reflexões, simulando um meio ativo bastante longo. Um sistema com um espelho

100% refletor e um 98% refletor equivale à um meio ativo cujo comprimento é cerca de 50 vezes a distância entre os espelhos. O uso de espelhos transforma o amplificador laser em uma cavidade óptica ressonante. Devemos aqui introduzir o conceito de **ganho de limiar** que é o mínimo ganho necessário para iniciar e sustentar uma oscilação laser, compensando todas as perdas da cavidade. O ganho de limiar também determina qual a inversão de população mínima necessária. Supondo-se então um meio com ganho β , comprimento L , absorção αl , e espelhos com refletância R_1 e R_2 , temos que a condição de limiar para oscilação laser é dada por:

$$G = R_1 R_2 \exp[2(\beta - \alpha) L] = 1 \quad (11.3)$$

O ganho necessário para tal oscilação estacionária é:

$$\beta_{th} = \alpha l + \ln(1/R_1 R_2)/2L \quad (11.4)$$

O segundo termo do lado direito de (11.4) representa a "perda" da cavidade sob a forma de radiação útil. Não discutiremos aqui as condições de estabilidade para as cavidades ópticas. Mas cavidades instáveis possuem atrativos como ajuste de acoplamento de saída e alta eficiência na utilização do meio ativo.

Veremos agora algumas das cavidades que podemos utilizar em nosso protótipo. A primeira delas trata-se de uma cavidade concêntrica, que consiste em dois espelhos de raio r separados por uma distância $L = 2r$. Neste tipo de montagem temos que para $L > 2r$, a cavidade pode ser aproximada (5) para uma cavidade instável com refletores convexos de grande raio de curvatura. Para $L < 2r$, sendo L uma distância ligeiramente inferior à posição concêntrica, o ajuste dos espelhos torna-se não crítico, correspondendo à uma cavidade com espelhos côncavos quase planos.

A segunda cavidade que pode ser usada é a cavidade hemiconcêntrica. Temos neste caso a substituição de um dos espelhos côncavos por outro plano, posicionado no centro de curvatura do esférico. A grande vantagem desta cavidade é a insensibilidade em relação à inclinação do espelho plano.

A terceira a ser comentada é a do tipo confocal, onde $L = r$, sendo, desse modo, um caso particular da cavidade concêntrica. Neste tipo de cavidade temos perdas muito pequenas para o modo fundamental.

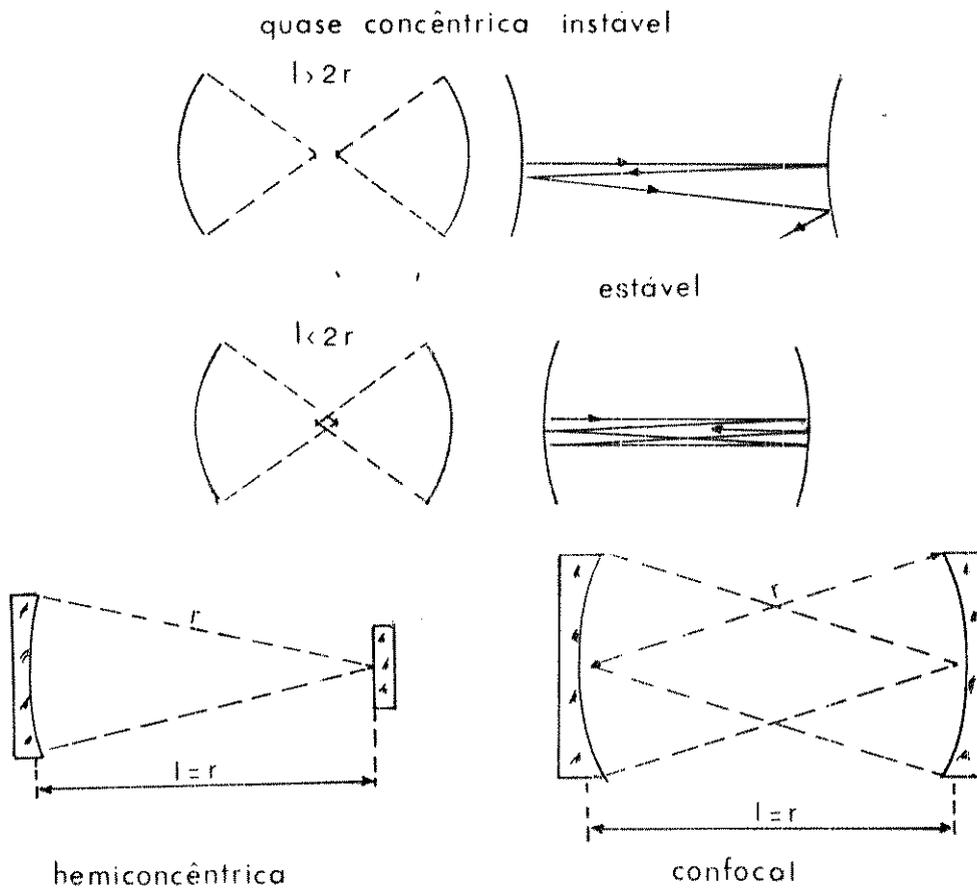


Figura 11.2. Possíveis cavidades ópticas de laser.

Os lasers gasosos, com janelas de Brewster, podem operar facilmente com montagens do tipo concêntrica, hemiconcêntrica ou confocal, uma vez que as perdas por difração são insignificantes quando comparadas com as outras perdas. Como estamos perto dos valores limite da região instável, cuidados devem ser tomados para que as distâncias entre os espelhos sejam inferiores à $2r$, no caso de estruturas concêntricas e inferiores à r no caso dos tipos focais e hemiconcêntricas. Temos na figura 11.2 um esquema simplificado das cavidades de interesse.

Quando o objetivo for a obtenção de potência máxima, a cavidade indicada é a consistindo de espelhos côncavos separados por uma distância $L \gg r$, para a máxima utilização do meio ativo. A cavidade confocal é utilizada quando temos lasers de alto ganho.

11.2.3 - A radiação emitida

Até agora, descrevemos as características básicas do meio ativo tais como regras de seleção, amplificação e noções sobre cavidade. Veremos a seguir, algumas características da radiação laser emitida.

A primeira característica a ser abordada é o alargamento espectral das linhas. A equação (11.2), na verdade, deveria conter um termo dependente da frequência. Temos, portanto, que tanto o coeficiente de absorção quanto o de ganho são funções da frequência. Diversos mecanismos geram alargamento espectral. Os mais importantes são o alargamento Doppler, o alargamento por colisões e o alargamento por tempo de vida.

O alargamento Doppler ocorre devido ao fato de os átomos

do meio ativo, exceção talvez dos meios ativos sólidos, possuem diferentes componentes de velocidade na direção do observador e, portanto, diferentes frequências aparentes de ressonância. O efeito total é o alargamento da linha de emissão. O alargamento Doppler aumenta com a temperatura e diminui com o aumento da massa atômica do átomo. Este mecanismo é predominante em lasers emitindo no visível, pois a temperatura é elevada e as massas atômicas são relativamente baixas.

Em gases moleculares, o principal mecanismo de alargamento é o por colisões. Se um átomo sofre uma colisão enquanto está emitindo um fóton, a fase do "trem de ondas" é subitamente alterada. Como as colisões são aleatórias, a alteração do trem de ondas também é, alargando a banda de emissão. Este mecanismo também é responsável pelo alargamento espectral que ocorre em lasers sólidos como o de Rubi e o de Nd:vidro. A diferença está na ausência de colisões entre os átomos. O que existe são interações entre os átomos no sólido, produzindo o mesmo efeito de alargamento.

Por último, o alargamento por tempo de vida impõe um limite fundamental para a largura espectral. Este mecanismo influencia na largura espectral pelo fato de o trem de onda emitido pelo átomo não ser infinitamente longo, e, portanto, não perfeitamente sinusoidal. Isto acarreta o aparecimento de um espectro que ocupa uma pequena banda centrada na frequência de emissão. Além disso, colisões diminuem o tempo de vida de uma transição, contribuindo para o alargamento da linha.

Outra característica a ser analisada é a presença de modos de emissão. A emissão laser consiste em uma superposição de

um grande número de ondas, cada uma viajando em uma direção ligeiramente diferente ao longo do eixo óptico do laser. Isto acarreta a formação de uma estrutura tri-dimensional de padrões de campo auto-repetidos conhecidos como modos de ressonância transverso-longitudinais. Além disso, considerando que os fatores de qualidade (lembre-se que estamos tratando de uma estrutura ressonante) são elevados para apenas algumas das frequências do espectro de uma linha, temos os modos axiais de ressonância. Assim, os modos de uma emissão são caracterizados por três letras: m, n e q, sendo m e n referentes à característica transversal do modo e q a axial, esta última sendo normalmente omitida. Os modos são designados pela notação TEM_mn, isto é, Transversal EletroMagnetico. A estrutura de modos é importante, pois determina as potencialidades do uso de determinado laser. Tal estrutura está profundamente relacionada à coerência espacial e temporal da emissão.

11.2.4 - Lasers Super-radiantes

Como vimos anteriormente, a amplificação de radiação ocorre se a população do nível superior é maior que a do nível inferior. Existem alguns sistemas lasers com amplificação suficiente para produzir emissão, pelo menos, parcialmente coerente, cujo alargamento espectral é menor que a largura de linha de uma emissão espontânea. Este tipo de laser não requer um sistema de espelhos para formar a cavidade de ressonância óptica. Diversos materiais apresentam emissão superradiante (6), como por exemplo, o Ne, em 540,1 nm, o Pb, em todas as linhas do Pb I, etc. A

emissão em 615 nm do Hg, possui, seguramente, ganho superior a 0,001 dB/cm. As linhas superradiantes apresentam largura cerca de uma ordem de grandeza inferior às linhas de emissão espontânea e de absorção (7). Enquanto a intensidade da emissão de um laser apresenta uma relação linear com a inversão de população, os lasers superradiantes apresentam relações quadráticas (8). É possível, portanto, a obtenção de emissão superradiante com os níveis de bombeamento usuais.

11.3 - SISTEMAS GÁS/VAPOR METÁLICO

Em certos tipos de lasers de vapor metálico, o gás presente no sistema, além do vapor metálico, apresenta importância fundamental no processo de excitação. Nestes sistemas, a função primordial desse gás é o armazenamento de energia. Isto ocorre através da excitação de diversos estados do gás devido às descargas de alta tensão. Os dois gases mais utilizados são o Hélio e o Neônio. Basearemos nossas explicações no gás He por ser o mais utilizado.

Um dos melhores meios de energizar um gás para a obtenção de inversão de população necessária ao efeito laser, é através de descargas elétricas. A descarga elétrica consiste na produção de um campo elétrico num gás à baixa pressão dentro de um recipiente de material adequado com eletrodos nas bordas. O campo elétrico gerado no recipiente acelera os elétrons presentes até altas velocidades (10^6 m/s). Através de colisões com os átomos do gás, eles perdem parte de suas energias. As colisões com os átomos, geram espécies excitadas e ionizadas, criando mais elétrons livres para continuar o processo de excitação. O Hélio,

entre todos os átomos, tem o mais alto "gap" de energia entre o estado "ground" e o primeiro estado excitado. Então, quando aplicamos descargas elétricas em um gás de Hélio, os elétrons devem ser acelerados a mais de 20 eV para a ionização/excitação de seus átomos. Três dos estados excitados possuem longo tempo de vida (metaestados): o singlete ($2\ 3S$), o triplete ($2\ 1S$) e "ground" iônico ($2S1/2$). Os átomos de He tendem a permanecer em um desses estados, criando assim, um reservatório de energia. Esta energia é transferida ao átomo metálico com as colisões que ocorrem na mistura gasosa, levando à inversão de população desejada.

11.3.1 - O Sistema He/Hg

Por ser um elemento pesado o Mercúrio metálico ionizado apresenta um denso diagrama de energias conforme ilustrado na figura 11.2 (9). Ele apresenta cerca de 14 linhas de emissão laser, sendo 10 confirmadas espectroscopicamente. Elas pertencem ao espectro visível e infravermelho próximo. As de maior interesse para nós são as de 567,7 nm e 615 nm. Estas linhas caracterizam-se por seu elevado ganho, sendo obtida emissão CW para a de 615 nm e quase-CW para a de 567,7 nm.

A emissão de radiação em 567,7 nm envolve os níveis $5f2F7/2$ e $6d2D5/2$. O mecanismo de excitação envolve colisões eletrônicas duplas a partir do estado "ground" do Hg (11,12). Nestas colisões o átomo é simultaneamente ionizado e excitado por uma colisão com um elétron altamente energético. Isto pode explicar a razão desta emissão ser favorecida por tensões de pulso

mais elevadas e pelo pequeno atraso em relação ao pulso de corrente (13).

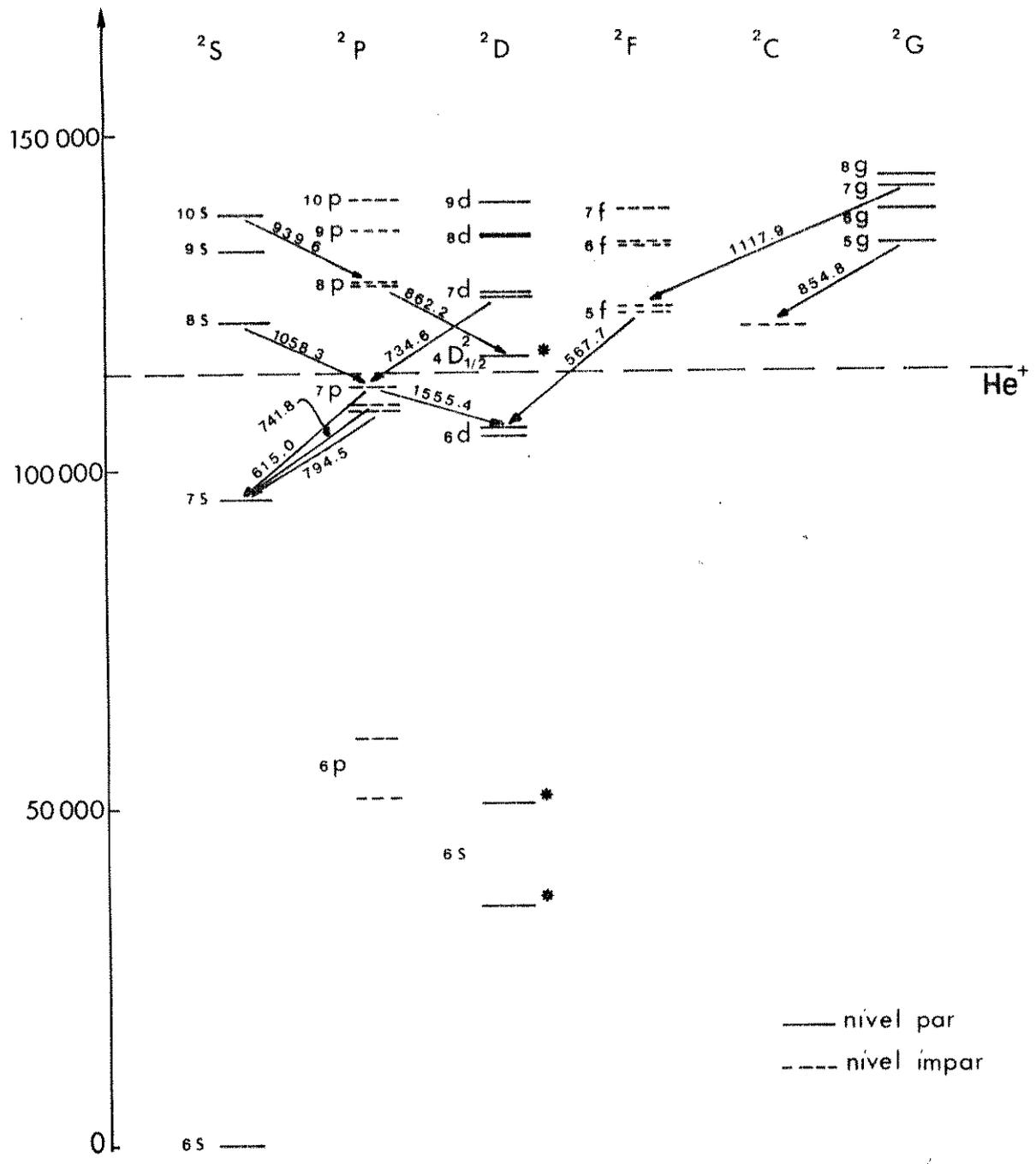


Figura 11.3. Diagrama de energias do Mercúrio II.

A emissão vermelha (615 nm) envolve os níveis $7p2P3/2$ e $7s2S1/2$. Neste caso, a inversão de população ocorre segundo uma reação de troca de carga, também conhecida como reação Duffendack (11,13). As características essenciais deste tipo de reação são que ela envolve o rearranjo de dois elétrons e que ela ocorre à energias térmicas. Uma vez que neste tipo de reação não há liberação de elétrons, os únicos níveis energéticos do Mercúrio que podem receber energia de maneira eficiente são aqueles com energia muito próxima à do He^+ (entre ± 2 eV da ressonância). Pelo diagrama de energias mostrado na figura 11.2, vemos que isto só ocorre para os níveis $7p2P3/2$ e $7p2P1/2$, que são os níveis superiores envolvidos nas emissões em 615 nm e 794,5 nm, respectivamente.

O ganho de cada linha pode ser maximizado, dependendo da fonte de excitação, do gás tampão, da geometria da cavidade e da cavidade Fabry-Perot. Na tabela 11.1, temos um resumo dos resultados obtidos.

O Hélio é o mais usado gás tampão nos estudos sobre esta emissão. Outras possíveis escolhas recaem sobre o Neônio e mesmo o Argônio. As fontes de excitação geralmente compreendem capacitores carregados a até 10 kV. Nos estudos mais recentes, foram utilizadas fontes de corrente de até 60 A em estruturas com catodo oco. As dimensões dos tubos utilizados variam em relação ao comprimento e diâmetro, sendo comum comprimentos maiores que 1 m e diâmetros estreitos da ordem de 3 mm. É interessante salientar que a emissão em 615 nm é favorecida em tubos com diâmetros pequenos. Isto pode ser explicado pelo fato de os elétrons próximos às paredes do tubo serem mais "frios". É

TABELA 11.1

LAMBDA [nm]	GÁS TAMPÃO	PRESSÃO [Torr]	EXCITAÇÃO	GEOMETRIA [mm]	POT.	EMISSÃO	REF
479,7	He	0,5	capac./10kV delay line	1200X6	5W	p	12
567,7	He	0,5	idem	idem	5W	p	12
	Ar	0,2	modulador 40Kv, 30 A	1300X7	-	p	14
615	He	0,5	10uC, 10kV (60Hz)	3000X3,5	40W pico 4mW/120Hz	p	15
	He	0,5	capac/10kV delay line	1200X6	5W	p	12
	He	0,8 à 1,2	10uC, 10kV (60Hz)	2250X15	-	p	10
	He	1 à 2	5kV/2us (1kHz)	catodo oco	2 a 3W	p	16
	He	4,5	370mA	1000X3 tr. cataf.	10mW	CW	11
	He	5	1000pF/8kV	1000X23	-	p	17
	He	7	2kV, 10A (30kHz)	catodo oco	120mW/cm	p	18
He	16	250mA	500X3 cat.oco	>80mW	qCW	19	
734,6	He	0,8 à 1,2	10uC/10kV (60Hz)	2250X15	-	p	10
741,8	He	30	até 60A	530X15	-	CW	20
794,5	He	1 à 2	5kV/2us (1kHz)	catodo oco	-	p	16
	He	30	até 60A	530X24 cat.oco	7W	CW	20
	He	-	até 4A	500X3 cat.oco	5mW	CW	19
854,7	He	0,8 à 1,2	10uC/10kV (60Hz)	2250X15	-	p	10
862,2	He	idem	idem	idem	-	p	10

possível, portanto, a emissão simultânea em 615 nm e 567,7 nm através de um ajuste na corrente de excitação ou no tempo de subida da rampa do pulso, obtendo-se emissão central para 567,7 nm e anular para 615 nm. Todos os experimentos utilizam cavidade de Fabry-Perot e quase todos utilizam-se de fontes pulsadas.

11.3.2 - Sistemas de vapores metálicos

Estes sistemas caracterizam-se pela utilização do gás tampão apenas como transportador, uma vez que a excitação ocorre diretamente no átomo metálico por impacto eletrônico. Exemplo deste tipo de sistema é o laser de Cobre (21). Veremos algumas das características de lasers de vapor de Cobre como exemplo.

Lasers de Cobre caracterizam-se por alta potência, alta frequência de pulsação e "elevada" eficiência (cerca de 1%). Ele emite linhas pulsadas com comprimentos de onda de 510,6 nm e 578,2 nm, tendo a primeira elevado ganho. Os níveis envolvidos são $2P_{3/2}$ e $2D_{5/2}$, e $2P_{1/2}$ e $2D_{3/2}$, respectivamente. Ambas as transições possuem um metaestado como nível inferior, o que acarreta em emissões auto-finalizadas. Neste tipo de laser, a frequência de pulsação é determinada pela rapidez de desexcitação do metaestado. Com o gás tampão à baixa pressão, o mecanismo de "quenching" envolve colisões dos átomos com a parede do tubo. Para alta pressão, o "esfriamento" ocorre através de colisões com o gás tampão. O gás tampão influe na duração do pulso laser, no tempo de recuperação (agindo sobre a taxa de "quenching") e pela facilidade de obtenção de emissão laser, pois o tempo e a voltagem de "breakdown" dependem da pressão do gás tampão. Estudos mostram que os melhores resultados são obtidos com Neônio à 20

Torr (22,23).

Equipamentos típicos para lasers de Cobre consistem em tubos de Alumina com diâmetro de 5 - 50 mm e comprimento variável entre 250 mm e 650 mm. A isolação térmica é fundamental para assegurar a obtenção das temperaturas de trabalho.

11.4 - BIBLIOGRAFIA

1. R. BECK et alii.: "Table of Laser Lines in Gases and Vapors"; Springer Series in Optical Sciences - II
2. A. EINSTEIN: Physik. Zeitsch., 18, 121 (1917)
3. T.H. MAIMAN et alii.: Phys. Rev., 123, 1151 (1961)
4. Veja, por exemplo, D.C. O'SHEA "Introduction to Lasers and Their Applications" - Addison/Wesley Pub., 1977
5. D. RÖSS: "Lasers - Light Amplifiers and Oscillators" Academic Press 1969
6. W.B. BRIDGES, A.N. CHESTER: IEEE J.Q. Elect., QE-1(5), 66 (1965)
7. V.S. EGOROV, G.A. PLEKHOTKIN: Opt.&Spectrosc., 26, 286 (1969)
8. R. BONIFACIO, P. SCHWANDIMANN: Lett. Nuovo Cimento, 3(15), 509 (1970)
9. C.E. MOORE: "Atomic Energy Levels III"; NBS (1958)
10. A.L. BLOOM et alii.: Phys. Rev., 135(3A), 578 (1964)
11. A. FERRARIO: Opt. Commun., 7(4), 376 (1973)
12. H.J. GERRITSEN, P.V. GOEDERTIER: J. Appl. Phys., 35, 3060 (1964)
13. J.M. GREEN, C.E. WEBB: J. Phys. B, 7(13), 1698 (1974)
14. H.G. HEARD, J. PETERSON: Proceed. IEEE, 52(9), 1049 (1964)
15. W.E. BELL: Appl. Phys. Lett., 4(2), 34 (1964)
16. R.L. BYER et alii.: J. Opt. Soc. Am., 55(12), 1598 (1965)
17. D.J. DYSON: Nature, 207, 361 (1965)
18. H. WIEDER et alii.: Rev. Sci. Instr., 38, 1538 (1967)
19. J.A. PIPER, C.E. WEBB: Opt. Commun., 13(2), 122 (1975)
20. J.P. GOLDSBOROUGH, A.L. BLOOM: IEEE J.Q. Elect., QE-5(9), 459 (1969)
21. V. BARANAUKAS, Projeto de um Laser de Vapor de Cobre Metálico para 100 W, trabalho não publicado
22. G.M. FERRAR: IEEE J.Q. Elect., QE-2, 856 (1973)

23. P.A. BOKHAN et alii.: Sov. J.Q. Elect.,8(10), 1220 (1978)

CAPÍTULO III

DETALHES CONSTRUTIVOS DO PROTÓTIPO

III.1 - INTRODUÇÃO

A construção de lasers é um interessante trabalho experimental por envolver assuntos interdisciplinares como tecnologia de vácuo, óptica, mecânica, projeto eletrônico e ciência dos materiais. Neste capítulo apresentamos os detalhes do projeto e construção de um laser pulsado de He/Hg. Primeiramente, descreveremos os detalhes construtivos do tubo do laser, incluindo uma discussão sobre as opções escolhidas em relação à sua geometria, aquecimento e posicionamento dos eletrodos. A seguir, apresentamos o sistema de vácuo, com detalhes de vedação e controle, e finalmente, o circuito de excitação elétrica, com sua descrição, características e detalhes de montagem.

III.2 - TUBO DO LASER

Adotamos uma configuração conforme ilustrado na figura III.1. A cavidade do laser consiste em um tubo de Pyrex com flanges de nylon em ambas extremidades, suportadas em um perfil de Alumínio. As flanges, além de contribuir para a fixação do tubo, servem para a conveniente alocação dos eletrodos, entradas de gases e montagem das janelas em ângulo de Brewster. Optamos por esta configuração para minimizar os trabalhos de vidraria, bem como permitir a fácil troca dos eletrodos e dos outros elementos, visto que a vedação é propiciada. A temperatura é monitorada por um termômetro digital com um sensor termopar de

Cromel/Alumel. O sensor é do tipo bainha aterrada para evitar possíveis descargas de alta tensão no medidor. O sistema permite bom controle da temperatura, tendo como única deficiência, o ajuste fino da temperatura. A adoção de um controlador ligado ao Variac e ao fio resistivo permite a melhoria do sistema.

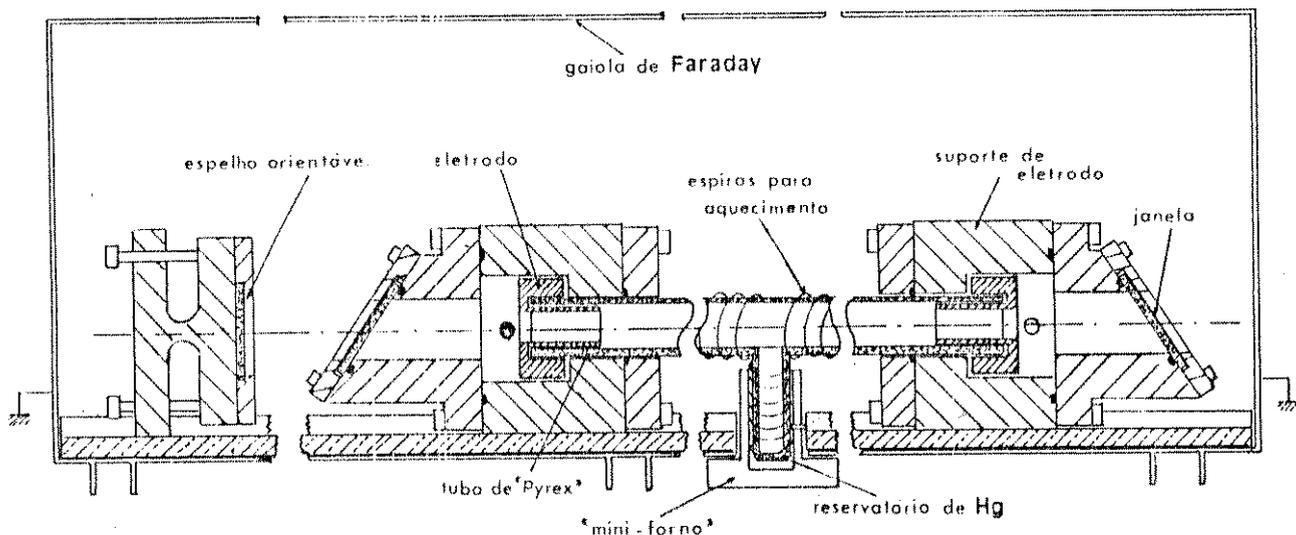


Figura III.1. Esquema do Laser de He/Hg.

Os eletrodos são feitos de Cobre, com geometria anular, de modo a tornar homogênea a distribuição de corrente na cavidade. São montados numa configuração tipo coluna positiva. Optamos por esta configuração devido à simplicidade, e possível adaptação futura para um sistema coaxial. Uma gaiola de Faraday, construída em Alumínio, convenientemente aterrada, permite a observação do plasma formado durante a operação do laser com toda segurança.

Apesar dos ganhos das linhas de interesse neste trabalho

serem elevadas, utilizamos um espelho côncavo de retorno para aumentar o caminho óptico. Uma alternativa a ser considerada é a utilização de cavidade óptica do tipo confocal conforme descrito no capítulo anterior. Optaremos pela geometria confocal por ser a mais indicada para emissões com elevado ganho. O espelho de reflexão total apresenta refletância de 99,9% e foi construído com a deposição em vácuo de camadas alternadas de MgF₂ e PbF₂ sobre vidro BK-7 polido com precisão de $\lambda/2$. A camada final é de SiO₂ usada para proteção dos filmes depositados.

III.3 - SISTEMA DE VÁCUO E GASES

Como em geral os lasers de vapor metálico não são muito sensíveis à contaminações por outros vapores, e como as pressões típicas para um laser de Mercúrio são da ordem de 1 à 5 Torr, um sistema de vácuo mecânico é suficiente para o atendimento de suas exigências. A figura III.2 mostra o sistema de fluxo axial de gases (He) e do sistema de vácuo.

O fluxo é controlado manualmente através de uma válvula tipo agulha (modelo Edwards LV-5). O sensor de pressão tipo termopar (modelo Varian 621) fica posicionado na extremidade de saída dos gases dentro de uma proteção de grade aterrada para impedir seu bombardeamento por átomos ionizados. A bomba de vácuo utilizada é do tipo mecânico (Edwards EDM-6). As conexões utilizadas são mangueiras tipo Poly-Flo de 1/4 de polegada.

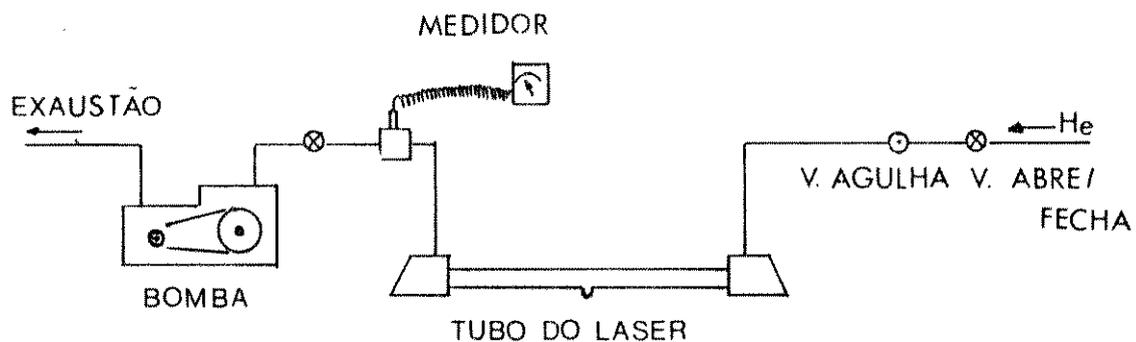


Figura III.2. Sistema de vácuo e gases.

Inicialmente, devido ao comprimento das mangueiras, houve problemas de ionização entre o "spark-gap" e a grade aterrada, e entre o capacitor e a conexão de gás impedindo a ionização da mistura gasosa dentro do tubo. O problema foi resolvido com a colocação de mangueiras mais longa, aumentando a impedância. Todas as juntas são vedadas com "O'rings" de Viton, o que mostrou-se bastante eficiente, com exceção da vedação dos pinos de contato dos eletrodos. Nestes casos, optamos pela utilização de borracha de silicone para a hermetização, pois a construção de novos suportes acarretaria em substanciais atrasos na construção do protótipo. Mais detalhes podem ser visualizados no esquema da figura III.1.

III.4 - SISTEMA DE EXCITAÇÃO ELÉTRICA

O uso de descargas elétricas de alta tensão para a

ionização de gases usados em lasers, é bastante difundida pois trata-se de uma maneira eficiente para a excitação de meios gasosos. Na figura III.3, podemos ver o diagrama elétrico do sistema de excitação utilizado em nosso trabalho.

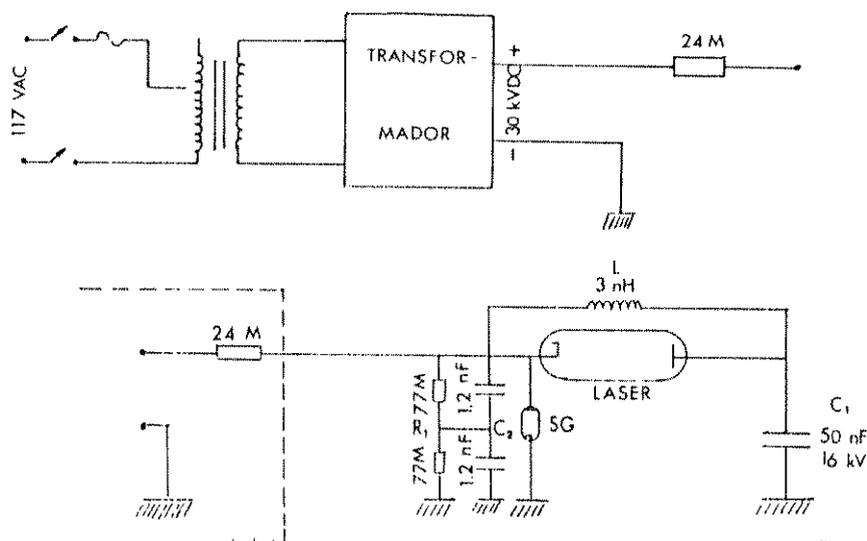


Figura III.3. Diagrama do circuito de excitação.

Ele consiste em um transformador DC (DEL Electronics Co., modelo 30/1/5) de 125 VAC (0.75 mA) e 30 KVDC (1.25 mA). A saída negativa do transformador é aterrada e a positiva está conectada a um banco de resistores até um total de 24 MΩ, que limita a corrente em 1,25 mA. A fonte de alta tensão alimenta um circuito tipo Brunblein que consiste em um capacitor de 50 nF (16kV) - C1, em capacitores de 1,2 nF (8 kV) - C2 - e resistores de 77MΩ - R1, atuando como divisor resistivo, de uma bobina de bloqueio de 3 nH - L - e de um "spark-gap" - SG - controlando o disparo de C1. Veremos, a seguir alguns detalhes construtivos desses componentes. Os dois capacitores C2 são montados, junto com o divisor resistivo, em uma placa de circuito impresso com as trilhas de Cobre definidas segundo processo padrão. Esta montagem

é parafusada na caixa onde está alojado o transformador DC e, para evitar descargas indesejáveis, a isolação elétrica é feita com folhas de Mylar.

O spark-gap consiste em um suporte de Cobre com formato de "L" que suporta um parafuso também de Cobre com a ponta arredondada, afim de obter-se redução da indutância da montagem. Alinhado com e abaixo do parafuso, temos uma placa de Cobre que é aterrada. Temos, dessa maneira, um capacitor com distância variável entre as placas e tendo ar como dielétrico. O spark-gap fica posicionado dentro da gaiola de Faraday, bem próximo ao catodo do laser para minimizar o atraso de tempo entre o pulso de disparo de SG e a descarga de C1.

A seguir, temos o indutor L, consistindo em uma conexão de PVC com rosca, onde o fio de Cobre é enrolado. Toda a montagem fica embutida em um tubo de PVC com tampas de Nylon. Dessa maneira, construímos uma bobina de bloqueio com 3 nH de baixo custo.

Por fim temos o capacitor C1 (50 nF, 16kV) fixo à gaiola de Faraday, bem próximo ao anodo do laser. Toda a fiação usada nas interligações dos diversos componentes é feita com cabos de uso automotivo. Inicialmente, utilizamos cabos coaxiais entre SG e o catodo, e entre C1 e o anodo, mas após os primeiros testes constatamos o surgimento de descargas de alta tensão e optamos pela utilização dos cabos mencionados acima.

O funcionamento do circuito Brumlein baseia-se nas propriedades de chaveamento do spark-gap. O comportamento do circuito adotado pode ser dividido em dois regimes: o DC e o transiente. No regime DC, temos o carregamento de SG, de C1 e C2,

C1 sendo carregado através de L, que comporta-se como um curto-circuito neste regime. Este processo ocorre até a tensão de ruptura de SG seja atingida, tensão determinada pelo espaçamento entre suas placas. O regime transiente inicia-se com a ruptura do ar entre as placas de SG. Imediatamente após esta ruptura, temos a descarga de C1 e C2. Devido às características de comportamento do indutor L, agora um circuito aberto no regime transiente, C1 deve descarregar sua energia pelo interior do tubo do laser, ionizando a mistura gasosa contida em seu interior, tornando possível a emissão estimulada. Após a descarga de C1, temos o início de novo ciclo DC, a uma taxa determinada pela tensão da fonte. O papel do spark-gap é o de provocar o disparo do circuito e determinar a tensão armazenada nos capacitores. Podemos, portanto, através da tensão da fonte, controlar a frequência de disparo. Como a energia armazenada em C1 é

$$E(C1) = (C1 \cdot Vc2) / 2 \quad (III.2)$$

quanto mais alta a tensão de disparo, maior será a energia do pulso do laser. A tensão final em C2 pode ser conhecida a partir da análise de um circuito RC série. Como vimos anteriormente, o indutor L pode ser substituído por um curto circuito no regime DC. Considerando a figura III.3, temos, então, que a tensão final em C2 é dada por:

$$Vc2(t) = E (1 - \exp(-t/T)) \quad (III.3)$$

onde $T=RC$ e E a tensão na fonte. Temos na figura III.5, as curvas esperadas para a tensão em C2.

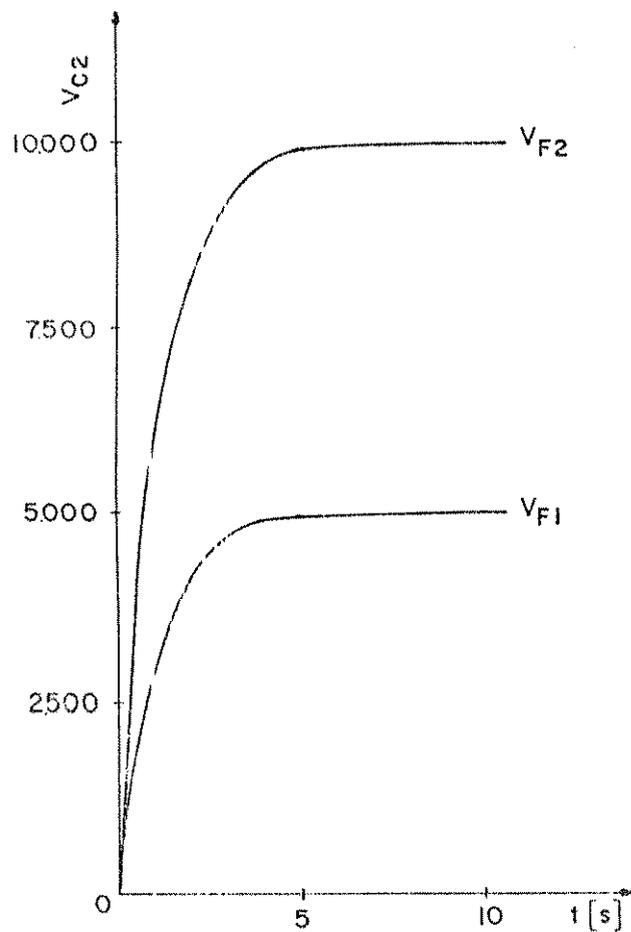


Figura III.4. Tensão em C_2 em função da tensão na fonte.

A corrente de excitação do laser pode ser conhecida se soubermos, a priori, as características transientes do plasma do laser e de SG. Supondo um modelo equivalente para estes componentes (5), podemos ter na descarga o seguinte circuito:

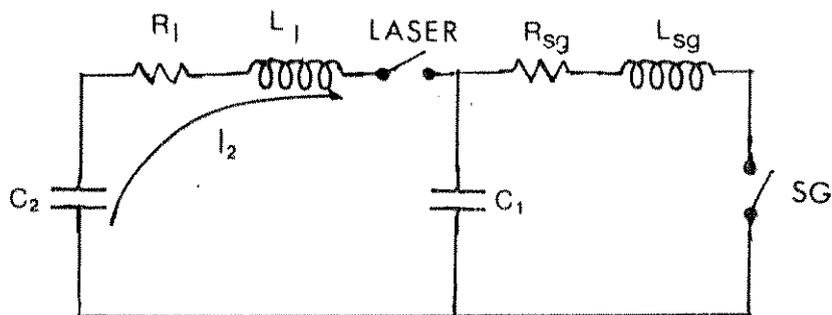


Figura III.5. Circuito de descarga (5).

Qualitativamente, o circuito deve produzir a seguinte forma de pulso:

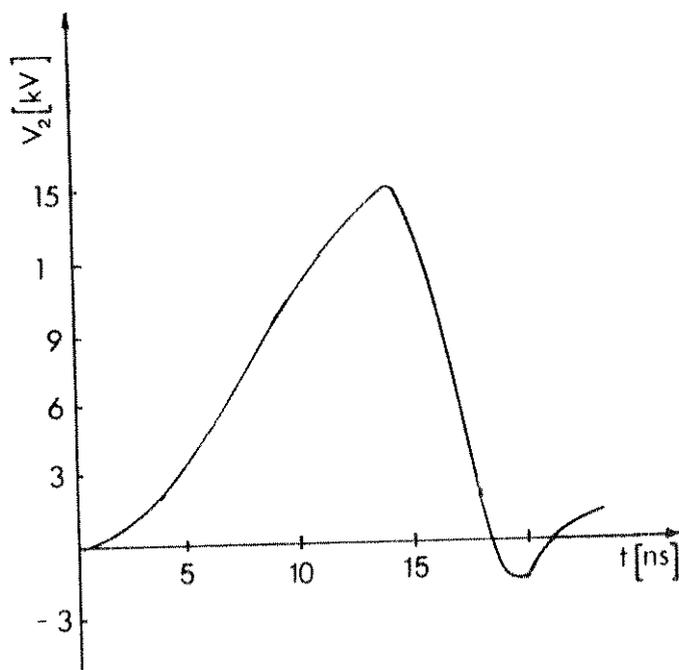


Figura III.6. Forma do pulso de descarga (5).

III.5 - CONCLUSÕES

O protótipo construído mostrou-se adequado às nossas necessidades experimentais. Entretanto, durante o trabalho experimental ficou demonstrada a necessidade de pequenas modificações que serão mencionadas no capítulo V.

III.6 - BIBLIOGRAFIA

1. A.L. BLOOM et alii.; Phys. Rev., 135(3A), 578 (1964)
2. W.B. BRIDGES, A.N. CHESTER; IEEE J.Q. Elect., QE-01(5), 66 (1965)
3. R. BONIFACIO, P. SCHWANDIMANN; Lett. Nuovo Cimento, 3(15), 509 (1970)
4. C. IWASAKI, T. JITSUNO; IEEE J.Q. Elect., QE-18(3), 423 (1982)

CAPÍTULO IV

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentamos as medidas experimentais de diversos parâmetros do protótipo, e sua análise comparativa com os dados disponíveis na literatura.

IV.2 - ARRANJO EXPERIMENTAL

Diversas variáveis foram monitoradas durante a obtenção dos dados acerca do funcionamento do laser de He/Hg: pressão total, temperatura, tensão de disparo e potência emitida. A montagem experimental está esquematizada na figura IV.1. Temos um laser de He/Ne (1), um fotodetetor (2), um monocromador (3), um sensor de vácuo tipo termopar (4), uma ponta de alta tensão (5), um sensor termopar de Cromel/Alumel (6), um registrador (7), um medidor de vácuo (8), um medidor de temperatura (9) e um osciloscópio (10).

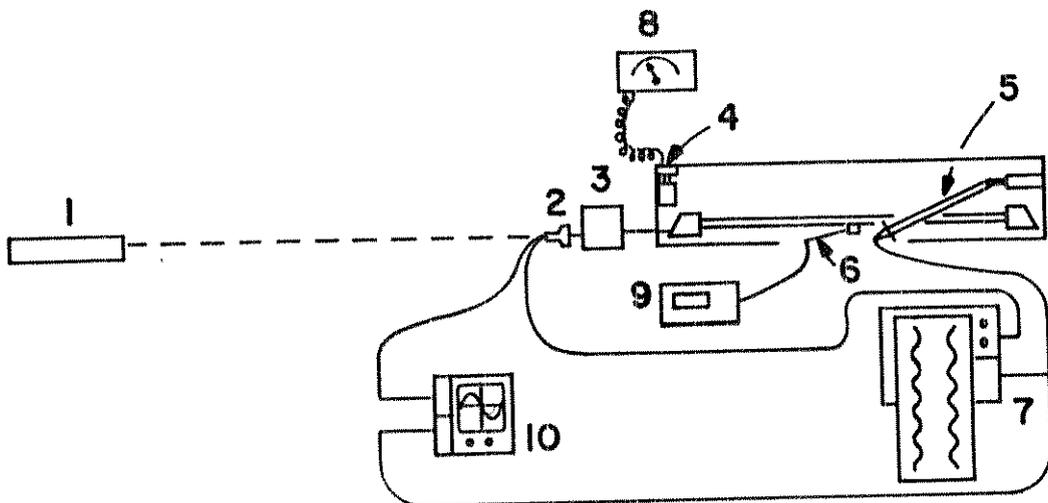


Figura IV.1. Montagem experimental.

IV.2.1 - O laser de He/Ne (1)

O laser de He/Ne (Spectra Physics - 0,7 mW) foi utilizado para ajustes no espelho de retorno, para o alinhamento do conjunto óptico e para a calibração do fotodetector.

IV.2.2 - O fotodetector (2)

O fotodetector utilizado em nossas medidas é do modelo PIN 10, fabricado pela United Detector Technology e apresenta sensibilidade à radiação entre 300 nm e 1100 nm. A figura IV.2 mostra a resposta espectral deste fotodetector (1).

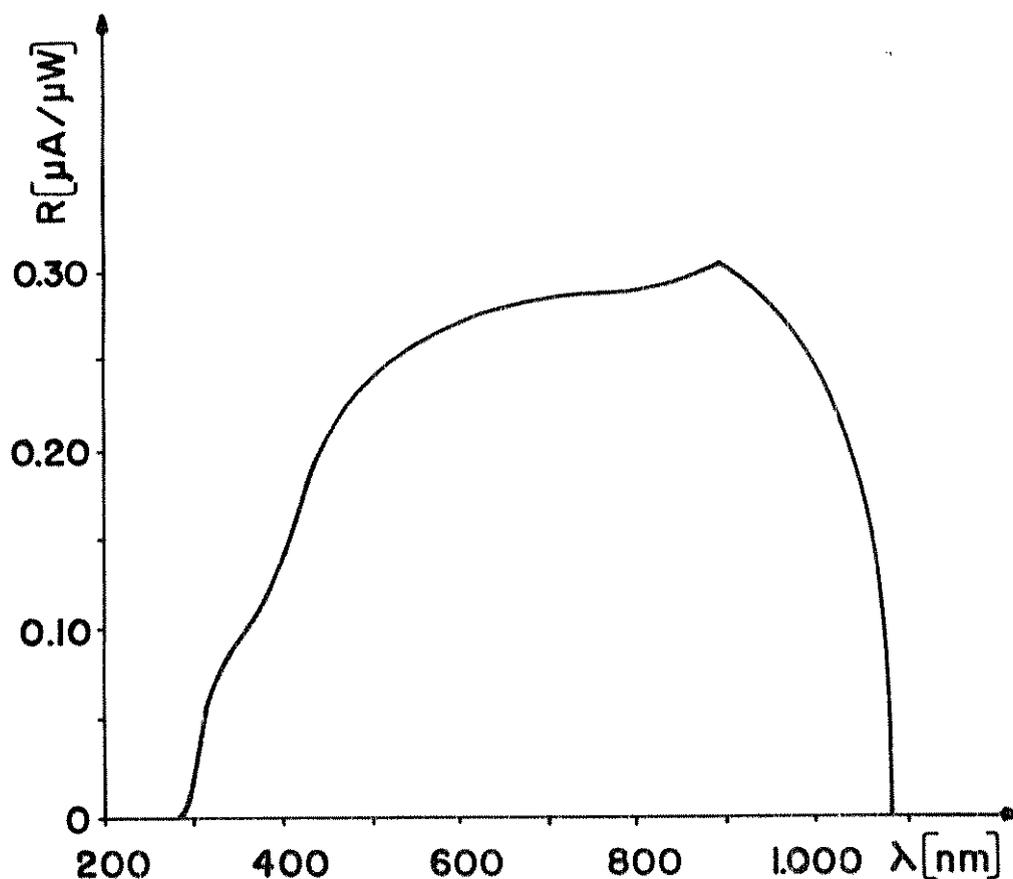


Figura IV.2. Resposta espectral do UDT PIN 10.

O fotodetector foi usado no modo fotovoltaico, onde ele funciona como uma fonte de tensão proporcional à intensidade da radiação incidente, enquanto o modo fotocondutivo, onde há polarização reversa do fotodiodo, temos uma fonte de corrente proporcional à intensidade da radiação incidente. O modo fotovoltaico permite menor ruído, apesar de uma menor sensibilidade a comprimentos de onda elevados. O modo fotocondutivo apresenta maior sensibilidade em comprimentos de onda elevados e maior rapidez de funcionamento. A escolha sobre o modo fotovoltaico foi baseada na menor geração de ruído e pela maior sensibilidade em comprimentos de onda menores. Este modelo apresenta tempo máximo de subida de 20 ns.

IV.2.3 - Monocromador (3)

O monocromador utilizado é um equipamento portátil da FUNDEC, possuindo uma resolução de 0,5 nm num intervalo de comprimento de onda abrangendo o ultra-violeta até o infra-vermelho próximo.

Além dos equipamentos descritos acima, temos os instrumentos utilizados nas medidas de tensão, vácuo e temperatura.

IV.2.4 - Medidores de Vácuo (4 e B)

As medidas de pressão são feitas com um medidor de vácuo Varian modelo 801 em conjunto com um sensor tipo termopar Varian modelo 621. O medidor trabalha numa faixa de 0 até 2000 micra, equivalendo à 0 e 2 Torr respectivamente.

IV.2.5 - Medidas de Alta Tensão (5)

As medidas elétricas de alta tensão são feitas com uma ponta redutora Grundig, modelo HT 30, apresentando um fator de redução de 1200 X. Medidas feitas em um osciloscópio mostraram um atraso de aproximadamente 1,2 ms entre um sinal de 60 Hz e o sinal da ponteira.

IV.2.6 - Medidas de Temperatura (6 e 9)

Para medir a temperatura do bulbo de Mercúrio temos um termopar tipo K (Cromel/Alumel) com bainha aterrada ligado à um termômetro digital Fluke, modelo 2100A. Completam a instrumentação um osciloscópio Trio-Kenwood de 60 MHz para as medidas de pulso e um registrador em papel contínuo da HP modelo 7100BM com módulos 17500A. Veremos a seguir os procedimentos experimentais.

IV.3 - PROCEDIMENTOS OPERACIONAIS

IV.3.1 - Ajuste do Espelho de Retorno

Para o adequado posicionamento do espelho de retorno, utilizamos o laser de He/Ne. Inicialmente removemos os suportes de eletrodos e janelas, expondo o tubo de Pyrex. Isto permitiu-nos encontrar a correta elevação do laser de alinhamento, pois é fácil visualizar qualquer inclinação indesejada. Após esta etapa completada, colocamos cada um dos suportes e centralizamos o feixe em relação aos eletrodos. Dessa maneira, obtivemos um feixe centralizado e paralelo.

Para o ajuste do espelho côncavo, fizemos o feixe passar por uma pequena abertura, da ordem de 1 mm de diâmetro, para termos um feixe bem estreito. Passamos então a modificar a incli-

nação do espelho usando os parafusos do suporte. É útil lembrar que o desenho deste suporte permitiu de ante-mão o alinhamento axial do espelho com o tubo, facilitando o trabalho envolvido nesta etapa. Uma vez alinhado e orientado, pudemos constatar a boa estabilidade mecânica do suporte.

IV.3.2 - Operação do Laser

A operação do protótipo requer pressões da ordem de 1 à 5 Torr, temperaturas acima de 40 C e tensões acima de 6 kV. Neste item discutiremos alguns aspectos operacionais do protótipo.

Uma vez ligada a bomba de vácuo, é necessário esperar cerca de 15 min para sua eficiência seja máxima. Este intervalo de tempo é utilizado também para o aquecimento do tubo e verificações finais dos eletrodos e demais conexões. A seguir, fazemos três purgas com He para eliminar a atmosfera residual. Entre as purgas 2 e 3, ligamos a fonte de alta tensão para que a formação de plasma dentro do tubo auxilie a descontaminação. Após a purga final, ajustamos a pressão interna através da válvula agulha para a pressão de trabalho - 1,2 Torr aproximadamente - e a temperatura desejada - 50 à 80 C - dependendo da medida a ser feita. A tensão e frequência de disparo são determinadas pela tensão da fonte e pelo espaçamento entre as placas do spark-gap. Para a desativação do protótipo, desligamos a fonte de alta tensão e descarregamos todos os pontos de acúmulo de cargas, fechamos a válvula agulha e a do botijão de Hélio e todos os equipamentos de medida. Veremos a seguir os resultados obtidos e sua análise.

IV.4 - Resultados

Na primeira fase do experimento, foi feita uma caracterização espectral do protótipo para a verificação da emissão. Médias de 15 à 20 pulsos foram considerados para evitar que pequenas flutuações na tensão de disparo pudessem ocasionar interpretações errôneas dos valores da potência emitida. Além disso, os valores apresentados nas figuras IV.3 e IV.4 foram normalizados em função da tensão de disparo. As figuras a seguir mostram as potências normalizadas de glow e de pulso em função do comprimento de onda para as temperaturas de 50, 60 e 70 C. Os valores obtidos foram corrigidos em função da resposta espectral do fotodiodo, conforme a figura IV.2. Analisando, inicialmente, a figura IV.3 que mostra a intensidade de glow, podemos distinguir quatro regiões distintas onde as intensidades são mais elevadas: a primeira até 480 nm, a segunda entre 510 nm e 620 nm, a terceira entre 640 nm e 690 nm e a quarta região acima de 740 nm. Na primeira região temos intensidades elevadas de emissão devido à presença de linhas intensas do espectro do Hg I e Hg II (2), do He I e He II (3). Na segunda região temos também linhas do He I e He II, e Hg I. A largura desta região pode ser explicada pela presença de grande número de linhas de menor intensidade dos espectros já mencionados, e do espectro do Nitrogênio, caracterizado por grande número de linhas de emissão nesta região do espectro (3). As regiões restantes também são explicadas pelo mesmo modo.

A figura IV.4 mostra a intensidade de emissão pulsada, também corrigida pela figura IV.2, para diferentes temperaturas.

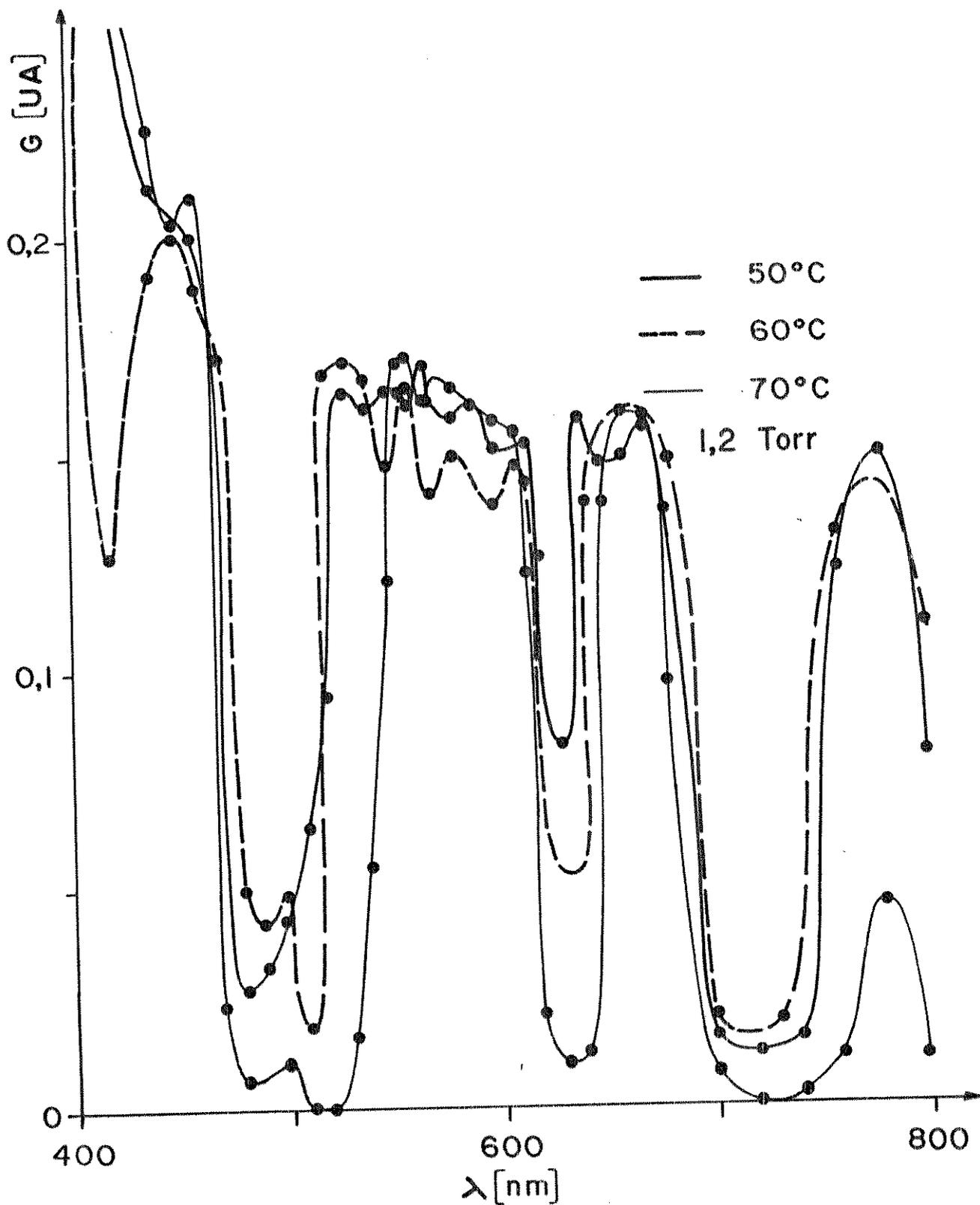


Figura IV.3. Distribuição espectral da emissão de glow.

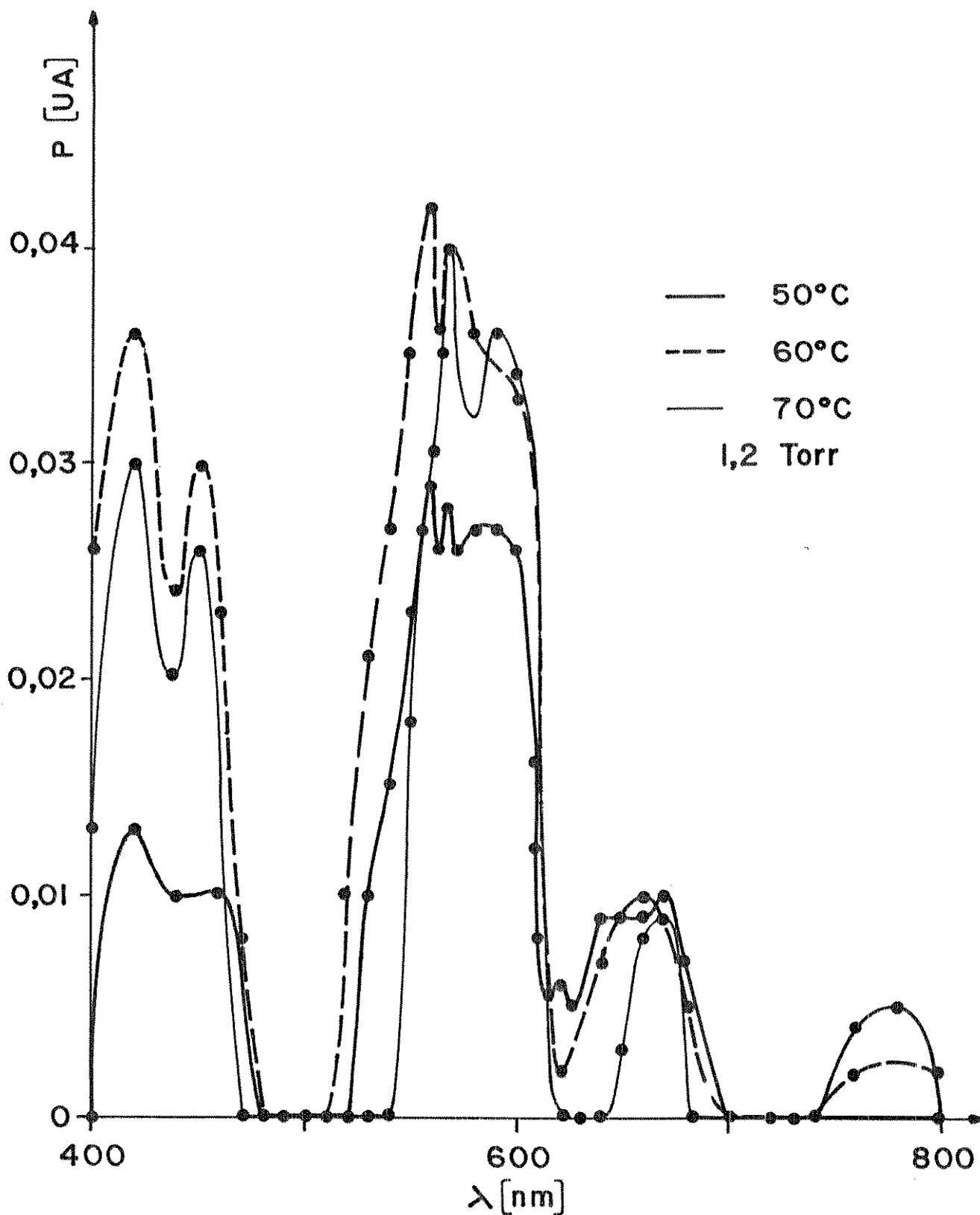


Figura IV.4. Distribuição espectral da emissão pulsada.

Também podem ser visualizadas quatro regiões distintas similares às da figura IV.3. Entretanto, podemos notar que as intensidades maiores ocorrem para comprimentos de onda compreendidos entre 520 nm e 615 nm. Pode ser vista claramente a emissão em 567 nm e uma emissão em 560 nm para as temperaturas de 50 e 60 C, desaparecendo para 70 C. Nesta temperatura vemos o aparecimento de um pico em 590 nm aproximadamente. A emissão em 560 nm pode ser proveniente da emissão em 546 nm, originada na transição envolvendo os níveis 6 3P2 e 7 3S (2). A emissão em 590 nm pode ser proveniente do espectro do He I, que possui uma linha em 588 nm (3). As emissões em 420 nm e 450 nm podem ser explicadas, também pelos espectros do Hg I, He I e II.

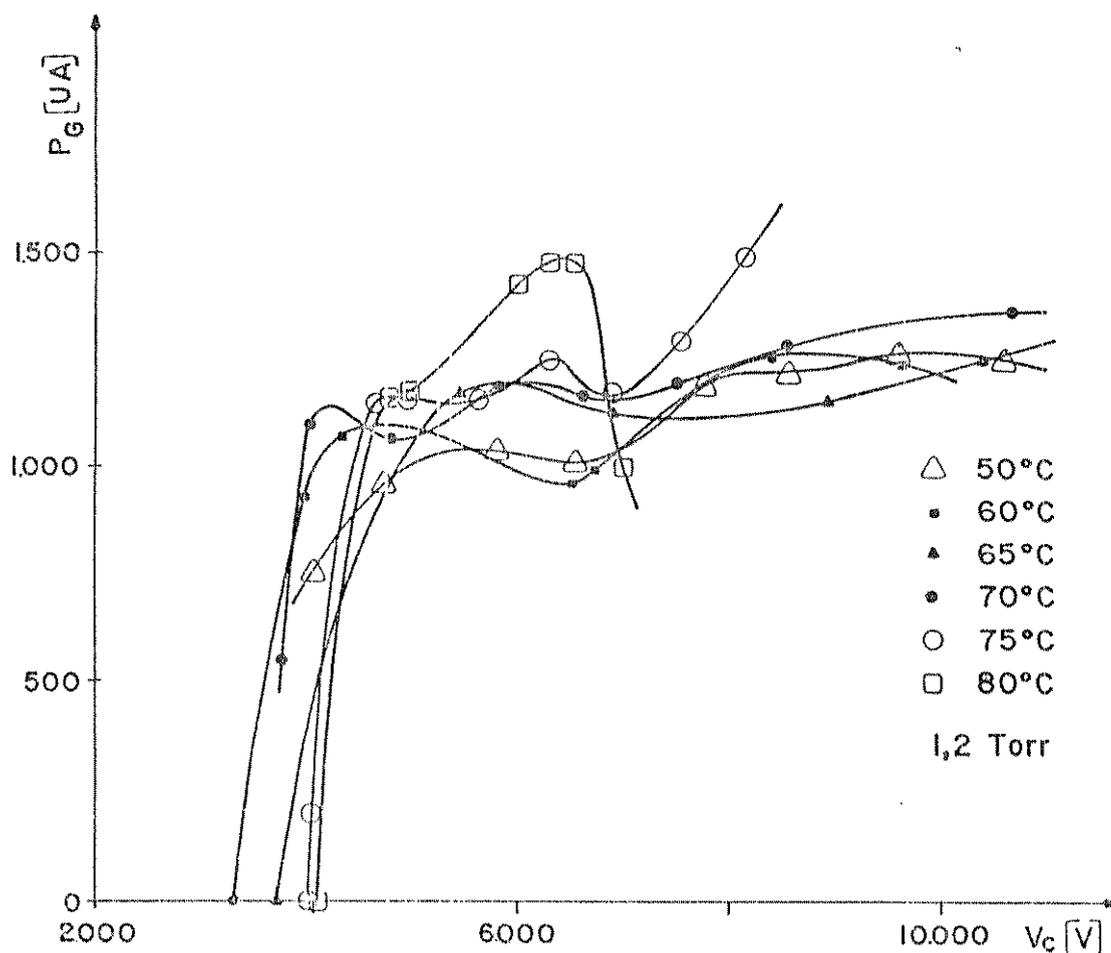


Figura IV.5. Emissão de glow em função da tensão de disparo

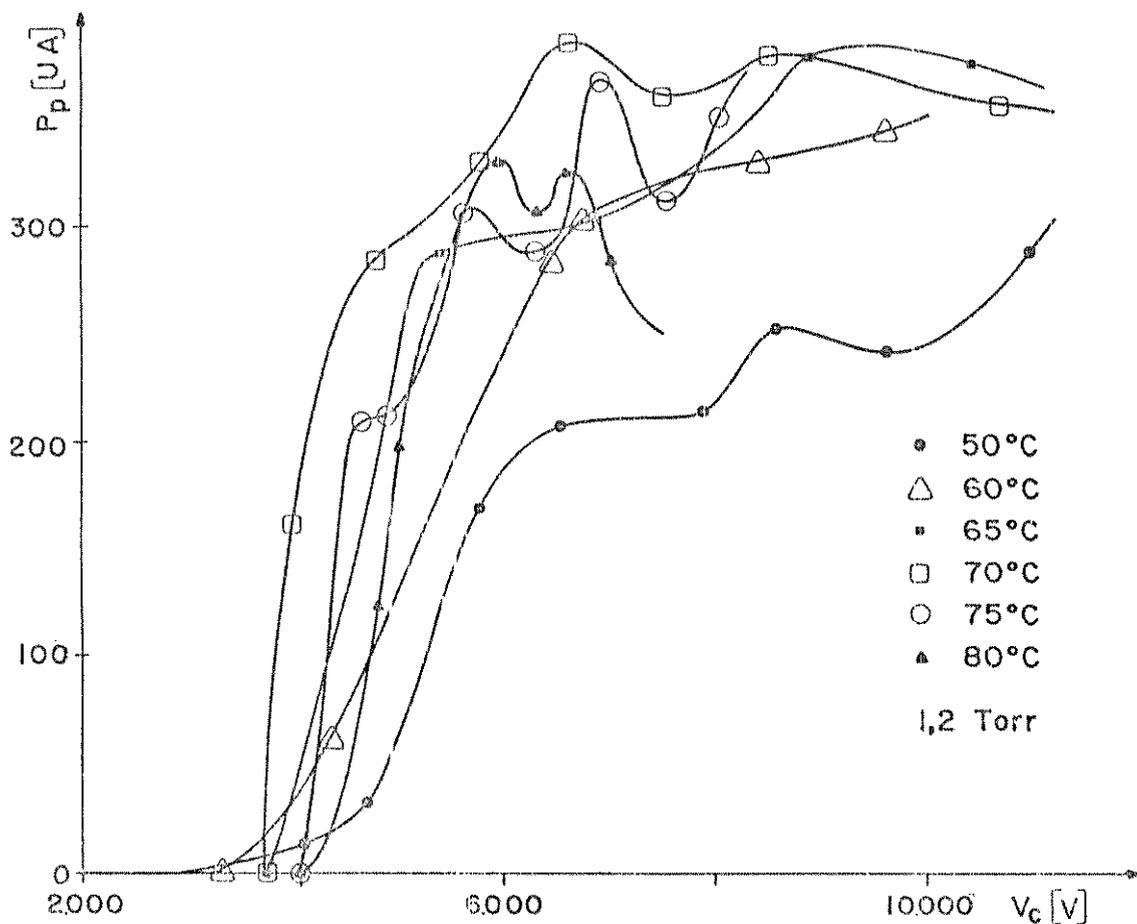


Figura IV.6. Emissão de pulso em função tensão de disparo.

As figuras IV.5 e IV.6 mostram as intensidades de glow e pulso como função da tensão de disparo. Podemos observar a existência de uma tensão de limiar tanto para a emissão de glow quanto para a pulsada. Com o auxílio do gráfico da pressão de vapor do Mercúrio em função da temperatura, mostrado na figura IV.7, podemos relacionar as tensões de limiar de emissão em função da pressão de vapor do Mercúrio. Essa relação pode ser melhor visualizada através da figura IV.8. Podemos notar que existe uma relação linear entre a tensão de limiar e a pressão de vapor do Hg na emissão de glow. Para a emissão pulsada, temos uma relação linear até a pressão de $7,3E-1$ Torr, aproximadamente, aumentando bruscamente a partir dessa pressão.

Outros dados interessantes podem ser obtidos quando

relacionamos as intensidades de emissão em função da temperatura. Como pode ser visto na figura IV.9, a relação entre a intensidade de glow e a temperatura do tubo não apresenta um comportamento previsível, dentro das limitações de nossas medidas.

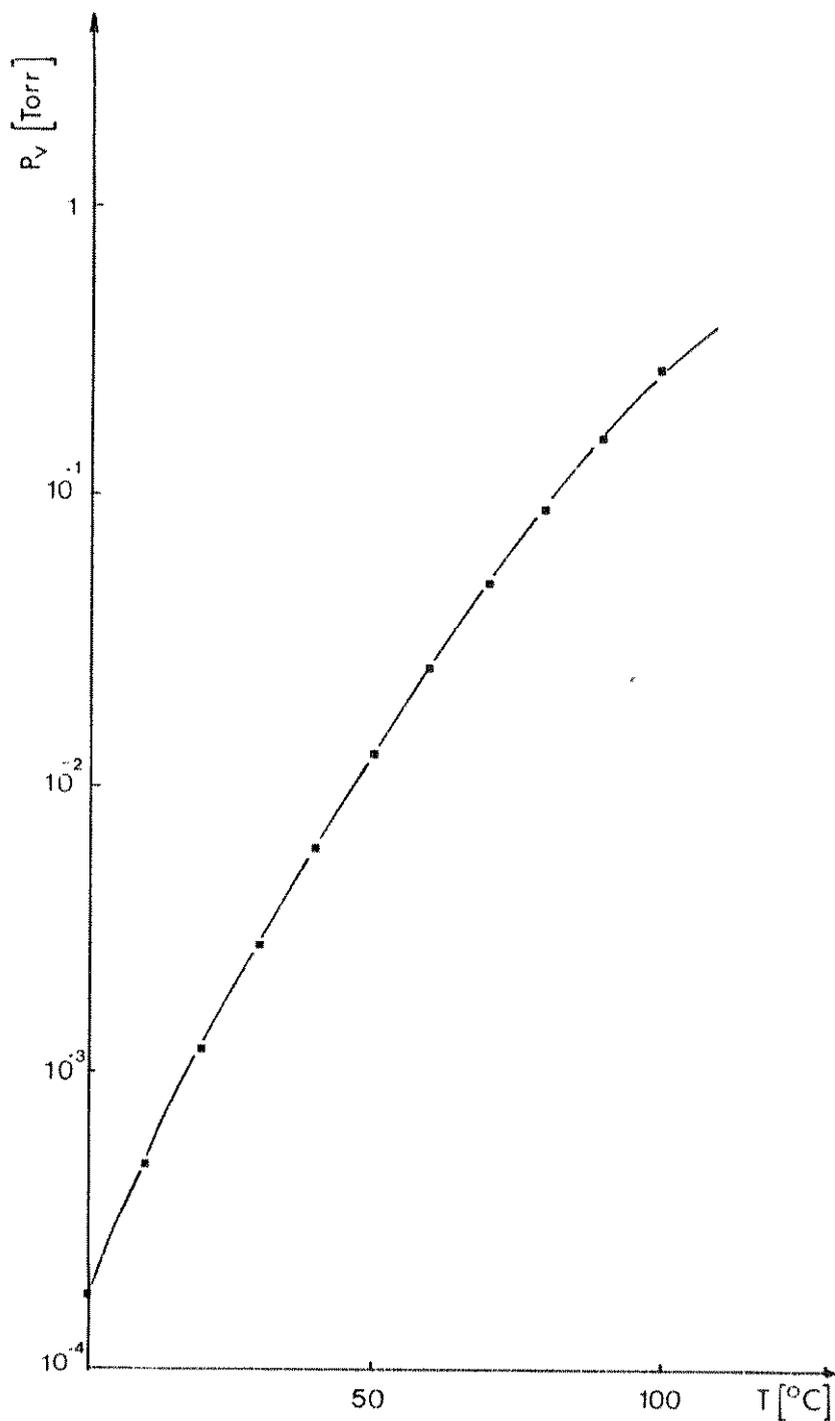


Figura IV.7. Pressão de vapor do Mercúrio (4).

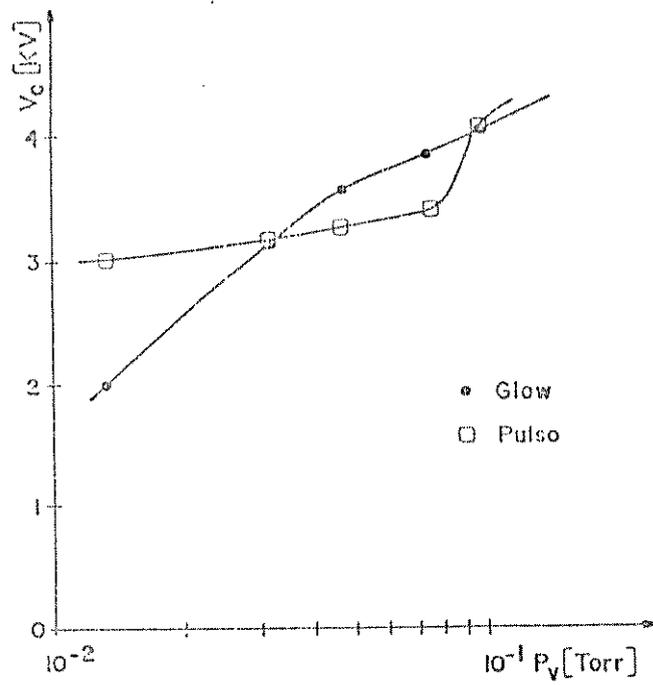


Figura IV.8. Tensão de limiar em função da pressão de vapor.

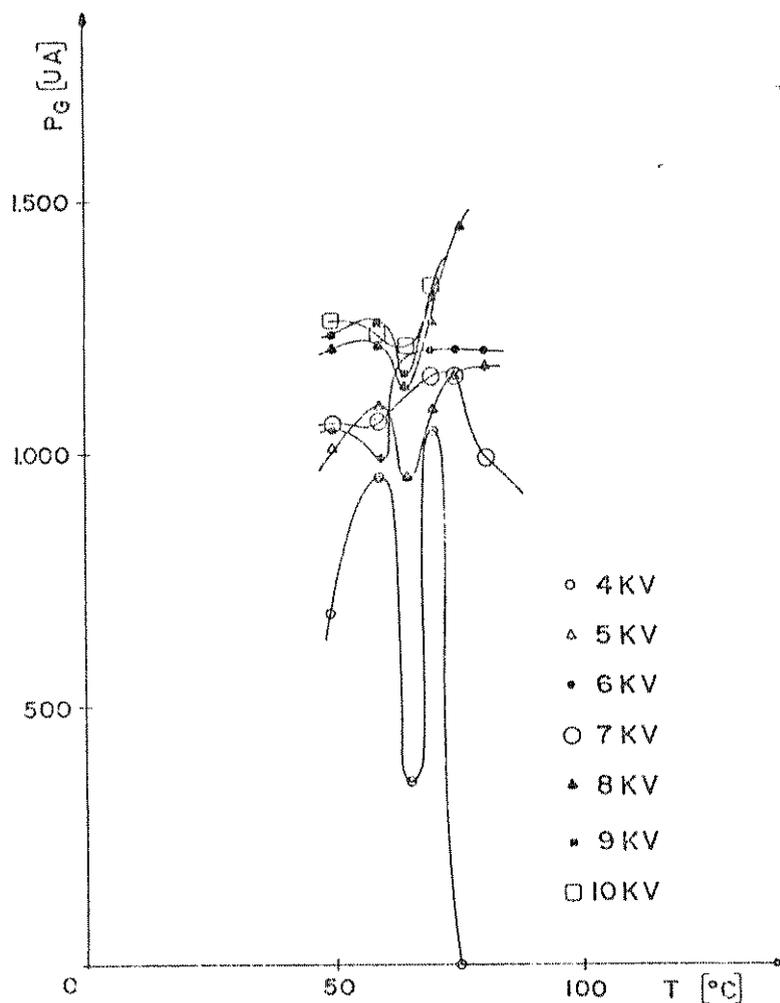


Figura IV.9. Intensidade de glow em função da temperatura.

O mesmo não ocorre quando plotamos a intensidade de pulso em função da temperatura, conforme ilustrado na figura IV.10. Podemos observar que, neste caso, existe um comportamento previsível, com o máximo da intensidade ocorrendo para a temperatura de 70 C, aproximadamente. Resultados similares são apresentados na literatura.

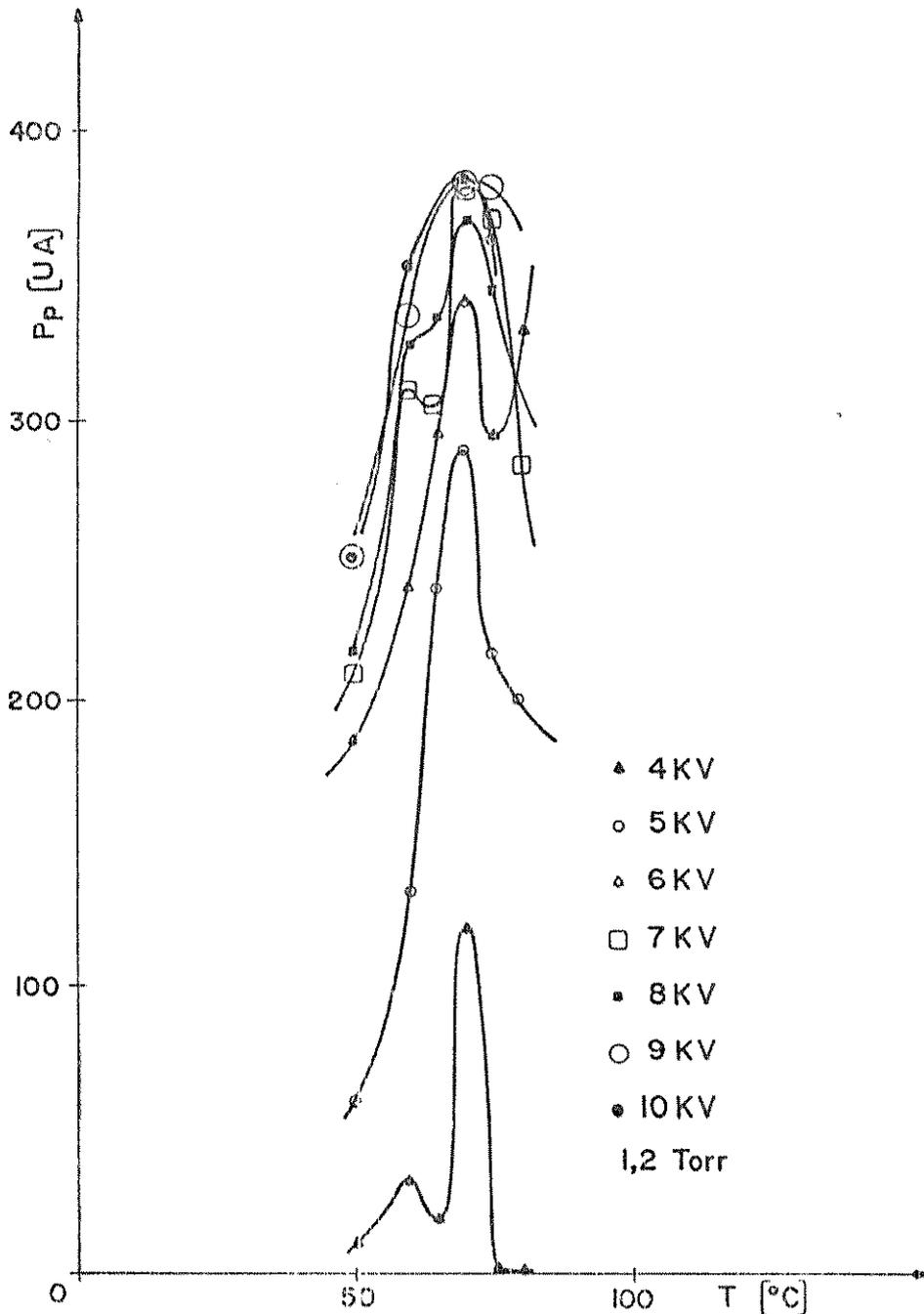


Figura IV.10. Intensidade de pulso em função da temperatura.

Na segunda fase do experimento, foi feita a análise temporal da emissão do protótipo. A figura IV.11 mostra o sinal do fotodetetor e o sinal da ponta redutora como sinal de triggering.

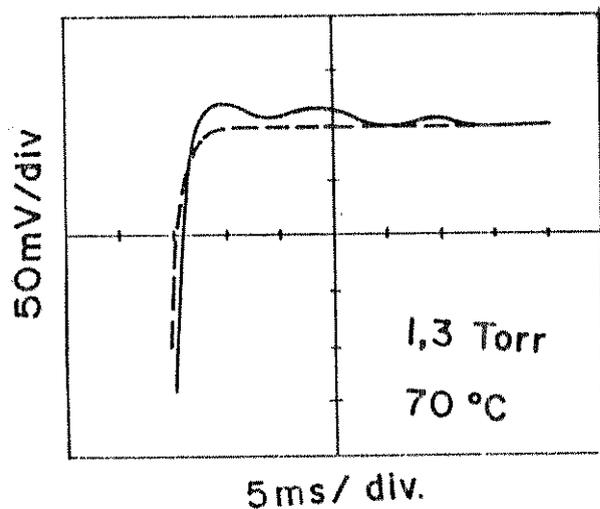


Figura IV.11. Intensidade de emissão do tubo.

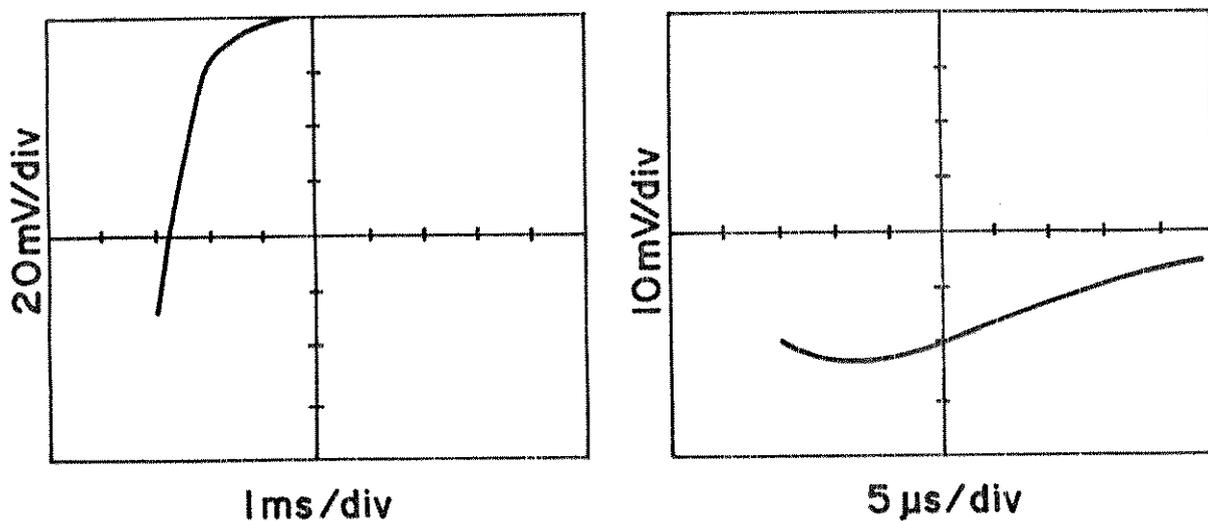


Figura IV.12. Análise temporal do pulso em 50 C.

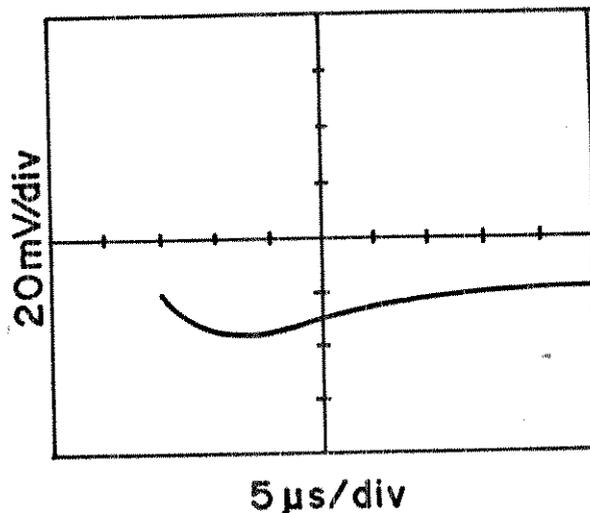
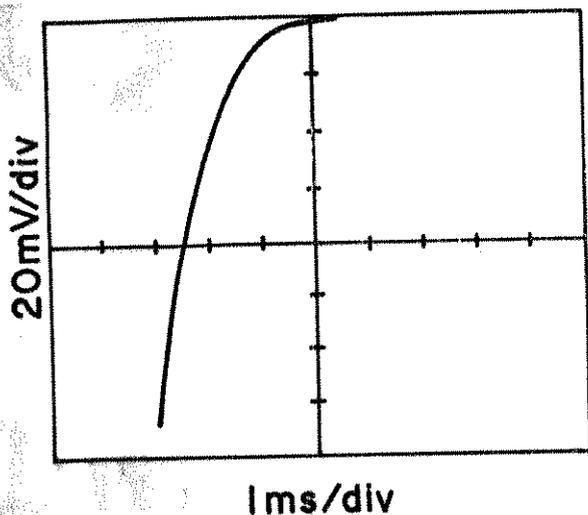


Figura IV.13. Análise temporal do pulso em 60 C.

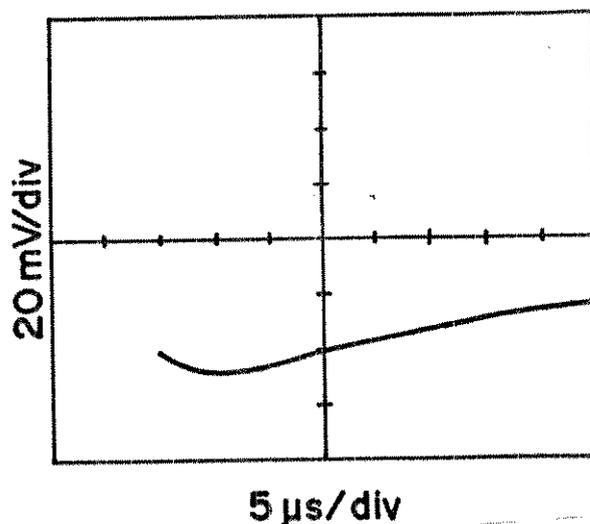
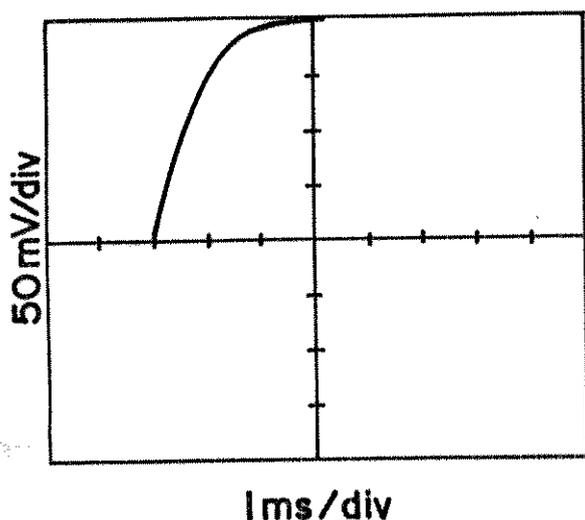


Figura IV.14. Análise temporal do pulso em 70 C.

O sinal foi coletado pelo fotodetector sem o monocromador, sendo portanto, uma medida da emissão total. A potência emitida foi estimada em 0,1 mW aproximadamente, para uma tensão de 4,7 kV. Podemos observar o transiente envolvido no disparo do capacitor, característica dos circuito empregado no protótipo e que foi visto no capítulo III. A emissão ocorre quase simultaneamente ao pulso de tensão. Análises mais precisas mostram que existe um atraso médio de 7 μ s, aproximadamente, entre o pulso de

tensão e o máximo de intensidade, conforme pode ser visto nas figuras IV.12 à IV.14. As medidas foram feitas para três temperaturas diferentes para uma tensão de 8,7 kV, aproximadamente, para a emissão em 567 nm. Novamente, a comparação destes resultados com a literatura, torna-se difícil devido à pouca bibliografia existente para a emissão em 567 nm, e também, pelo fato de a grande maioria dos trabalhos utilizarem fontes de corrente para a excitação, enquanto utilizamos neste trabalho uma fonte de tensão. A única referência para a emissão em 567 nm aparece em um artigo de Gerritsen e Goedertier (7), onde aparece um atraso de cerca de 3 us entre o pulso de corrente e o máximo de intensidade para 567 nm. Temos, portanto, que a emissão ocorre após o pulso de excitação, sendo que a emissão em 567 nm é favorecida por pulsos estreitos, isto é, por capacitâncias pequenas. A emissão no verde ocorre para capacitâncias entre 5 nF e 100 nF. Como pode ser visto, temos então diversas características da emissão do protótipo que concordam com os resultados da literatura existente. Entretanto, diversas modificações devem ser feitas para otimização de seu funcionamento, que serão discutidas no próximo capítulo.

IV.5 - BIBLIOGRAFIA

1. Manual técnico do fotodetector UDT PIN 10
2. C.E. MOORE: Atomic Energy Levels III; NBS (1958)
3. A.N.ZAIDEL: Table of Spectral Lines - Plenum
4. American Institute of Physics Handbook - 3rd. ed.
5. A. FERRARIO: Opt. Commun., 7(4), 376 (1973)
6. J.A. PIPER, C.E. WEBB: Idem, 13(2), 122 (1975)
7. H.J.GERRITSEN, P.V.GOEDERTIER: J. Appl. Phys., 35, 3060 (1964)

CAPÍTULO V

MODIFICAÇÕES NO PROTÓTIPO E CONSIDERAÇÕES FINAIS

V.1 - MODIFICAÇÕES NO PROTÓTIPO

Diversas modificações devem ser feitas no protótipo atual, decorrentes de sua utilização. Veremos as principais.

A primeira a ser mencionada diz respeito ao sistema de vácuo. A adoção de mangueiras com diâmetro maior melhorará sensivelmente o desempenho do sistema de bombeamento, pois haverá elevada diminuição da impedância do fluxo. Além disso, com mangueiras mais largas pode-se evitar a utilização de comprimentos longos, necessários para evitar a formação de plasma na mangueira, conforme descrito anteriormente. Devemos considerar, também a adoção de nova geometria para o bombeamento, com uma entrada central para o gás tampão e sua remoção pelos suportes de eletrodo.

A segunda modificação a ser feita relaciona-se ao sistema de aquecimento. A utilização de fios resistivos ligados à um Variac, resolveu parcialmente o problema. Para evitar diferenças de temperatura ao longo do tubo, devemos utilizar fitas para o aquecimento ligadas à um controlador de temperatura para melhor estabilidade térmica e uniformidade espacial.

A terceira, e mais importante, é a adoção de uma cavidade óptica do tipo confocal ou concêntrica. Desde o início do projeto do protótipo, teve-se como objetivo a construção de um laser superradiante, baseados nos elevados valores de ganho das linhas em 567 nm e 615 nm. Entretanto, durante sua caracterização

ficou evidente que há necessidade de uma cavidade ressonante. Como este protótipo pode ser usado para a obtenção do efeito laser em outros metais, a adoção da cavidade óptica será de importância fundamental.

Finalmente, a quarta modificação a ser mencionada é a construção de uma fonte de corrente que permita diversas combinações de pulsos, principalmente quanto à sua duração e intensidade. Isto permitirá grande flexibilidade para o estudo de outros sistemas de vapores metálicos.

V.2 - TRABALHOS FUTUROS

Espera-se que este trabalho possa servir de patamar para a realização de outros em continuidade, dentre os quais gostaríamos de destacar:

- I - Modelagem e Caracterização mais precisa do protótipo levando-se em consideração a ampla gama de variáveis disponíveis para estudo.
- II - Utilização do protótipo com outros metais (Zn, Cd, Pb.).
- III - Desenvolvimento de novo protótipo com catodo oco.
- IV - Aplicações deste protótipo em pesquisas de fotoeletroquímica, conforme ilustrado no capítulo I.