

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

Este exemplar corresponde a redação final
da tese defendida pelo aluno e aprovada pela
comissão julgadora.

22/05/91


" ESTUDO E DESENVOLVIMENTO DE UM LASER DE CO₂ TIPO GUIA
DE ONDAS EXCITADO POR RÁDIO FREQUÊNCIA "

PAULO RICARDO STELLER WAGNER

Dissertação realizada sob orientação do
Dr. JORGE HUMBERTO NICOLA, apresentada ao
Instituto de Física Gleb Wataghin da
Unicamp, em complementação aos requisitos
para a obtenção do título de Mestre em
Ciências.

IF/9105572

Campinas, fevereiro de 1991

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

À minha esposa Carmen Lucia
Ao meu pai (in memoriam)
À minha mãe

Agradecimentos

Agradeço às pessoas que durante todo o tempo me ajudaram, me estimularam e me aconselharam; e que de uma forma ou de outra tornaram possível a realização deste trabalho.

ABSTRACT

In this work we report the development of a CO₂ radio frequency excited waveguide laser.

Initially we present a theoretical study needed to understand the processes involved in the operation of the equipment.

Special attention was given to the theory related to the coupling losses, at the entrance of the waveguide, between the Gaussian modes of the free space and the waveguide modes. These losses are inherent of the optical cavity selected.

Another point that deserves higher attention is the high frequency discharges aspect, in special in the radio frequency discharge region.

As result of this study we build a prototype that gave 900 mW of output optical power at optimal condition for laser parameters: mirror position, pressure of gas mixture and electrical coupling.

ABSTRACT

In this work we report the development of a CO₂ radio frequency excited waveguide laser.

Initially we present a theoretical study needed to understand the processes involved in the operation of the equipment.

Special attention was given to the theory related to the coupling losses, at the entrance of the waveguide, between the Gaussians modes of the free space and the waveguide modes. These losses are inherent of the optical cavity selected.

Another point that deserve higher attention is the high frequency discharges aspect, in special in the radio frequency discharge region.

As result of this study we build a prototype that gave 900 mW of output optical power at optimal condition for laser parameters: mirror position, pressure of gas mixture and electrical coupling.

ÍNDICE

Introdução	1
Capítulo I - O Laser de Coz	
I.1 - Introdução	5
I.2 - A molécula de CO ₂	5
I.3 - Mecanismos de Excitação da Molécula de CO ₂	9
I.4 - Mecanismos de Relaxação da molécula de CO ₂	10
Capítulo II - Estudo de Guia de Ondas, Modos e Constantes de Propagação	
II.1 - Guias de Ondas	14
II.2 - Modos de um Guia de Ondas de Secção Transversal Retangular	16
II.3 - Constante de Propagação dos Modos e Constante de Atenuação	20
Capítulo III - Laser Operando em Regime de Guia de Ondas	
III.1 - Ressonadores de Laser Guia de Ondas	25
III.2 - Perdas por Acoplamento entre um Guia de Ondas e o Espaço Livre	26
Capítulo IV - Descarga Elétrica em Gases	
IV.1 - Introdução	33
IV.2 - Descarga D.C.	33
IV.3 - Descarga em Altas Frequências	

Capítulo V - Realizações Experimentais	
V.1 - Introdução	43
V.2 - Cabeça Laser	44
V.3 - Sistema de Refrigeração	46
V.4 - Sistema de Vácuo e Circulação de Gás	47
V.5 - Sistema de Alimentação Elétrica	48
V.6 - Óptica e Alinhamento do Laser	50
Capítulo VI - Resultados	54
Capítulo VII - Conclusões	57
Referências Bibliográficas	62

INTRODUÇÃO

INTRODUÇÃO

Em geral as descobertas científicas, como no caso do laser, tem para seu desenvolvimento e completicidade um triplo processo de realimentação entre a teoria, o experimento, as aplicações e as teorias específicas das aplicações.

Não há dúvidas de que a evolução das teorias e técnicas relacionadas com laser foi muito rápida. A partir da descrição inicial feita por Einstein, do processo da emissão estimulada, hoje dispomos de cálculos específicos para dezenas de sistemas laser, os quais prevêem ganho, largura de pulso, potência de pico ou contínua, modo de operação, divergência do feixe, estabilidade temporal e outras informações importantes.

A descrição de um laser por mais simples que seja, envolve grande parte da física. A fonte de alimentação elétrica é, em geral, específica. Portanto os fundamentos da eletro- eletrônica se incorporam à "teoria do laser", o mesmo ocorrendo com a técnica e a teoria do crescimento e dopagem de cristais, purificação de gases, teoria e técnica de alto vácuo e, é claro, toda a conceituação da óptica entre outras divisões didáticas da física.

A importância comercial do laser suscitou, a nosso ver, um interesse muito grande por parte de indústrias que dispõem de centros de pesquisas. Assim várias informações são consideradas confidenciais e o acesso a elas por interessados da área acadêmica não é fácil. Para ilustrar, podemos citar a descrição do processo de geração de super- pulso e o caso dos lasers tipo guia de ondas excitado por rádio frequência que é o objeto do presente trabalho.

Um laser a gás, como o de CO_2 , em princípio pode ser construído em dimensões, forma e com uma seleção de materiais constituintes do seu tubo tais que a radiação eletromagnética, gerada na região de descarga, se propague pelo tubo e, portanto, mostrando modos naturais do guia de onda e não de uma cavidade Fabry- Perot.

Sob o ponto de vista acadêmico este assunto representa um belo exercício de estudo de condições de contorno em teoria eletromagnética. O grau de complexidade da solução de tal problema é maior do que a solução do problema a dois espelhos formando um Fabry- Perot convencional. Esta complexidade advém do fato de que é indispensável o acoplamento da radiação externa ao guia de ondas com os modos do guia, bem como o espaço livre (posicionamento da óptica utilizada), para que possamos ter um feixe laser útil fora da cavidade.

A importância prática da operação de um laser tipo guia de ondas recai no fato de que tal "geometria" possibilita a construção de lasers com tubo de diâmetro interno extremamente reduzido, atingindo até o limite da difração. Lasers como o de CO_2 e o de HeNe, que dependem da depopulação de um nível inferior acima do nível fundamental, para o seu bom funcionamento, dependem da troca rápida de calor com as paredes do tubo. Esta condição é atingida quando o diâmetro do tubo é pequeno, resultando em potências maiores com a diminuição do diâmetro interno do tubo.

Outra contribuição do presente trabalho que julgamos importante é o estudo descrito no capítulo IV, onde nos preocupamos em entender o processo de excitação do gás, não por descarga elétrica provocada por eletrodos em alta tensão, mas sim através da rádio frequência em baixa tensão. Também neste caso a importância

acadêmica é grande, já que para o seu entendimento se faz necessário um ferramental teórico sobre eletro-eletrônica, teoria eletromagnética, cinética dos gases bem como a interação da rádio-frequência com elétrons sujeitos a um potencial atômico. Não há dúvidas de que, sob o ponto de vista prático, a excitação por rádio-frequência é importante visto que evita o uso de altas tensões, facilitando a construção de fontes de alimentação para lasers de baixa potência com o uso exclusivo de elementos de estado sólido.

O capítulo V do presente trabalho descreve o equipamento construído, onde procuramos justificar o material escolhido, as dimensões e ainda os métodos utilizados para a montagem do protótipo. É claro que as limitações de nosso laboratório nos obrigaram, muitas vezes, a trocar as idéias originais por soluções práticas e viáveis a curto prazo.

No último capítulo discutimos os resultados obtidos.

Para tornar completo este trabalho, foi incluído um capítulo sobre o laser de CO₂. Esta matéria está apresentada no primeiro capítulo.

CAPÍTULO I

O LASER DE CO₂

I - O LASER DE CO₂.

I.1 - INTRODUÇÃO

Devido a sua grande aplicabilidade nos mais diversos ramos da indústria, da medicina, da química e outros, o laser de CO₂ tem sido exaustivamente pesquisado, atingindo resultados que chegam a ser surpreendentes quando se pensa no pouco tempo transcorrido desde o seu surgimento (aproximadamente 30 anos).

A alta potência óptica de saída que este tipo de laser pode alcançar (até na ordem de kWatts), aliada à natureza da radiação infravermelha, característica das transições entre níveis vibracionais da molécula de CO₂, fazem com que o laser de CO₂ tenha tal importância tecnológica.

Neste capítulo será feito um estudo da molécula de CO₂ com os seus níveis vibracionais e as transições envolvidas entre eles, responsáveis pela obtenção da radiação infravermelha. Serão estudados também os mecanismos de excitação e desexcitação da molécula de CO₂.

De uma forma geral, um laser de CO₂ consiste de um tubo preenchido com uma mistura gasosa (geralmente CO₂, Nz e He), colocado entre dois espelhos formando uma cavidade óptica. As paredes desta são geralmente refrigeradas por meio de uma jaqueta com água circulante.

Os átomos ou moléculas do gás são excitados por meio de colisões com elétrons energéticos gerados durante uma descarga elétrica, ou ainda por meio de colisões com outros átomos ou moléculas.

A potência máxima de saída de um laser de CO₂ é encontrada ajustando-se empiricamente parâmetros como o diâmetro do tubo, a pressão do gás, o acoplamento óptico e a mistura gasosa. Tomando como exemplo dois lasers utilizando a mesma óptica e tubos de mesmo comprimento, mas de diâmetros diferentes, o laser com o tubo de diâmetro maior deverá operar com pressão de gás menor do que o outro. Além disso, para cada um dos casos, existe uma mistura gasosa que otimiza a potência de saída destes lasers.

Cada um dos componentes de mistura gasosa tem uma função específica no sistema: o CO₂ é a molécula responsável pela emissão da radiação infravermelha, o Nz é responsável pela promoção das moléculas de CO₂ do estado fundamental até um estado vibracional denominado nível laser superior, e o He contribui para o "resfriamento" das moléculas de CO₂, levando-as até o seu estado de mais baixa energia, denominado estado fundamental.

1.2 - A MOLÉCULA DE CO₂ E AS TRANSIÇÕES LASER.

A molécula de CO₂ é uma molécula linear, onde os átomos de oxigênio estão situados nas extremidades de um eixo que interliga os três átomos denominado eixo internuclear, e o átomo de carbono está situado no ponto médio deste eixo.

Os níveis vibracionais da molécula de CO₂ são gerados a partir dos três modos normais de vibração mostrados na figura 1.1. Note-se que um destes modos é duplamente degenerado.

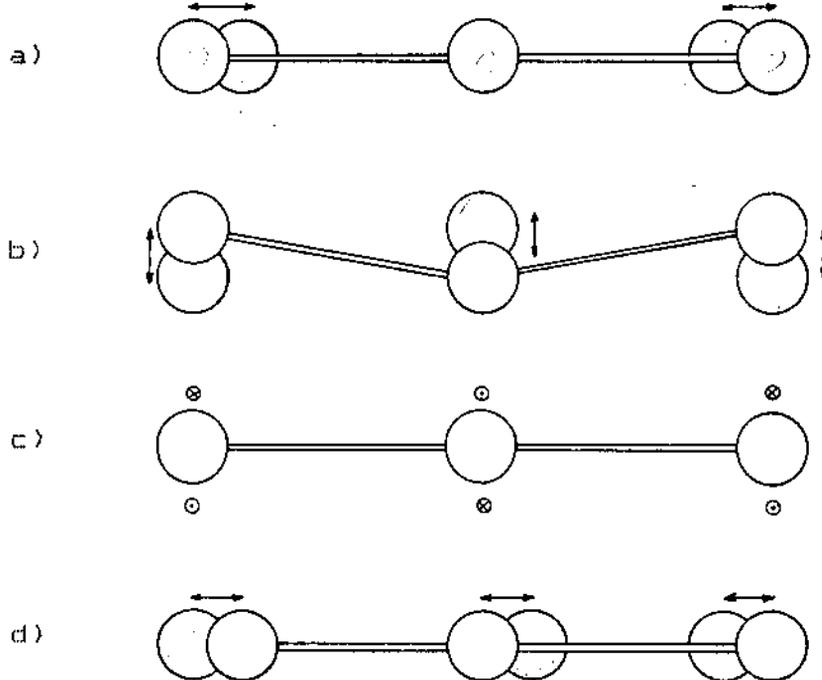


Figura I-1 Modos normais de vibração da molécula de CO₂.

Os modos normais de vibração recebem a seguinte denominação :

Modo de vibração simétrico - onde os dois átomos de oxigênio vibram no eixo internuclear de maneira simétrica com frequência ν_1 , enquanto que o átomo de carbono permanece estacionário (a);

Modo de vibração de torção - onde os três átomos vibram em um plano com frequência ν_2 . Este modo é duplamente degenerado, pois o mesmo pode representar a vibração dos átomos no plano da folha ou perpendicular a ela (b e c); e

Modo de vibração assimétrico - de frequência ν_3 , onde os átomos de oxigênio se movem em um mesmo sentido e o de carbono em sentido contrário (d).

A notação espectroscópica define um estado vibracional como (n_1, n_2^l, n_3) , onde n_1, n_2, n_3 são os números de quanta com frequência ν_1, ν_2 e ν_3 respectivamente, da molécula considerada. O superscrito l do número quântico da vibração degenerada assume os valores $l = n_2, n_2-2, \dots, 1, 0$ e cada l dá origem a um subnível. No nosso caso, $n_1 = 0, n_2 = 2$ e $n_3 = 0$, então $l = 2$ e $l = 0$ resultando os subníveis (02^20) e (02^00) . [1]

As transições laser ocorrem entre o nível vibracional (00^01) e os níveis vibracionais $(10^00 - 02^00)_I$ e $(10^00 - 02^20)_{II}$ da molécula de CO_2 . Estes últimos dois níveis aparecem desta forma porque os níveis (010^0) e (02^00) são acoplados pela ressonância de Fermi, resultando em uma mistura das autofunções originais devido a perturbações nos níveis vibracionais. [1]

Cada nível vibracional não é apenas um nível discreto, pois tem a ele associado uma série de níveis rotacionais, sendo assim, as transições em um laser de CO_2 ocorrem entre níveis rotacionais do nível vibracional (00^01) e níveis rotacionais dos níveis vibracionais $(10^00 - 02^00)_I$ e $(10^00 - 02^20)_{II}$, sendo que tais transições correspondem às bandas centradas próximo a $10,4 \mu m$ e $9,4 \mu m$ respectivamente.

É comum se dizer que o comprimento de ondas de um feixe laser de CO_2 é de $10,6 \mu m$, pois as transições da banda dos $10,4 \mu m$ ocorrem principalmente próximo a este comprimento de onda. O mesmo ocorre na banda dos $9,4 \mu m$ onde as transições principais estão próximas a $9,6 \mu m$.

A figura I-2 mostra os níveis vibracionais de mais baixa energia do CO_2 e do N_2 e as transições laser.

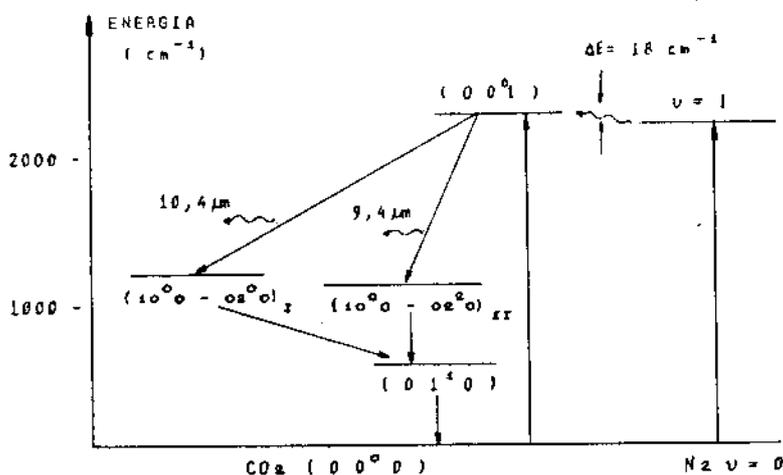


Figura I-2 Diagrama dos níveis de energia do CO₂ e do N₂.

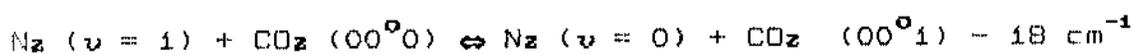
I.3 - MECANISMOS DE EXCITAÇÃO DA MOLÉCULA DE CO₂.

As moléculas de CO₂ podem ser excitadas através de vários processos. A transição de nosso interesse é aquela que leva a molécula de CO₂ do seu estado fundamental (00⁰0) até o nível laser superior (00⁰1).

O primeiro dos processos é aquele que envolve a colisão inelástica entre um elétron e uma molécula de CO₂ no estado (00⁰0). Neste processo, as moléculas de CO₂ são excitadas preferencialmente para níveis vibracionais (00⁰v₃), e como estes níveis são igualmente espaçados, a colisão destas últimas moléculas com outras no estado (00⁰0) promove a excitação das moléculas (00⁰0) para (00⁰1) e o decaimento das outras de (00⁰v₃) para (00⁰v₃ - 1), até atingirem o nível (00⁰1). Este fato é conhecido como decaimento em cascata, e de qualquer forma assume-se que uma

molécula de CO₂ é eficientemente excitada do nível (00⁰0) para (00⁰1) por meio de colisão inelástica com elétrons de baixa energia. [2]

O segundo processo, e mais eficiente que o primeiro, é aquele que envolve a colisão entre uma molécula de CO₂ (00⁰0) e uma molécula de N₂ (v = 1). A molécula de N₂ é excitada eletricamente por outro processo, a partir do seu estado fundamental (v = 0) até o estado excitado (v = 1). A partir daí, na colisão entre uma molécula de N₂ (v = 1) e uma molécula de CO₂ (00⁰0), ocorre uma transferência de energia por ressonância, de acordo com a equação :



A discrepância de energia de 18cm⁻¹ não é crítica, uma vez que este valor é muito menor que a energia térmica das moléculas na descarga, que é aproximadamente 210cm⁻¹. [3]

1.4 - MECANISMOS DE RELAXAÇÃO DA MOLÉCULA DE CO₂.

Da mesma forma que moléculas de CO₂ são excitadas até o nível vibracional (00⁰1) por meio de processos ressonantes, as moléculas nos níveis laser inferiores (10⁰0 - 02⁰0)_I ou (10⁰0 - 02⁰0)_{II} também são desexcitadas essencialmente por meio de colisões com outras moléculas.

Dentre os mecanismos de relaxação de uma molécula, podemos ressaltar dois tipos diferentes: aqueles que ocorrem por processos ressonantes, onde as moléculas excitadas perdem sua energia através de colisões com outras moléculas ou com as paredes

do recipiente que as contém; e aqueles que ocorrem por processos radiativos, onde a perda de energia da molécula está associada à liberação de um fóton com energia igual à perdida pela molécula.

A relaxação por processos radiativos podem ocorrer de duas formas; uma espontânea, onde uma molécula após receber uma determinada quantidade de energia do sistema, é excitada até um nível energético. Este nível energético tem um certo tempo de vida, sendo que após este tempo a molécula pode retornar diretamente para o nível original liberando um fóton com energia igual à diferença entre as energias dos níveis envolvidos, ou ainda esta molécula pode retornar ao nível original passando por níveis intermediários. Mas de qualquer forma, no decaimento espontâneo entre dois níveis, sempre um fóton é liberado.

A outra forma de relaxação por processo radiativo é a estimulada, onde um fóton com energia $E = h\nu$ ao passar nas proximidades de uma molécula num estado excitado E_1 , "estimula" o seu decaimento para um nível de energia $E_0 = E_1 - E$. Na transição do nível de energia E_1 para o nível de energia E_0 , a molécula libera um fóton com energia igual à do fóton que estimulou o decaimento.

É neste tipo de processo radiativo que encontramos a condição para laser, pois a partir de um primeiro fóton, um segundo fóton idêntico é gerado, e estes dois gerarão outros dois e assim por diante.

Para a molécula de CO_2 , a emissão laser (estimulada) ocorre na transição entre os níveis (00^0_1) e $(10^0_0 - 02^2_0)_I$ formando a banda dos $10,4 \mu\text{m}$ e entre os níveis (00^0_1) e $(10^0_0 - 02^2_0)_{II}$ formando a banda dos $9,4 \mu\text{m}$.

Os níveis laser inferiores têm praticamente duas vezes mais energia do que a necessária para levar uma molécula do estado (00^0_0) até o nível (010) , desta forma a colisão entre uma molécula no estado fundamental com outra no estado $(100 - 020)$ resulta em uma redistribuição de energia entre as duas moléculas podendo levá-las ao nível de energia vibracional (010) . [2]

A desexcitação das moléculas de CO_2 (010) também se faz através de colisões, entretanto estas colisões não são do tipo ressonante e podem envolver quaisquer outras moléculas do gás ou mesmo as paredes da descarga.

Este mecanismo de desexcitação em geral é lento, e a taxa de depopulação do estado (010) deve ser rápida o suficiente afim de que as moléculas retornem ao estado fundamental onde novamente os processos de excitação possam atuar.

A introdução de moléculas de He na mistura gasosa tem por objetivo favorecer a depopulação do estado (01^1_0) , o que é extremamente importante, visto que o tempo de vida deste estado é demasiado grande e a colisão das moléculas de CO_2 (010) com átomos de He diminuem sobremaneira os tempos de relaxação deste estado.

CAPÍTULO II

ESTUDO DE GUIA DE ONDAS, MODOS E CONSTANTES DE PROPAGAÇÃO

II - ESTUDO DE GUIA DE ONDAS, MODOS E CONSTANTE DE PROPAGAÇÃO

II.1 - GUIAS DE ONDAS

Guias de ondas são estruturas que, como o próprio nome sugere, são utilizadas para guiar ondas eletromagnéticas. Um guia de ondas consiste de um meio espacialmente distribuído caracterizado por suas propriedades elétricas (constante dielétrica ϵ e permeabilidade magnética μ) circundado por um outro meio com outras propriedades elétricas. A secção transversal do meio interno é arbitrária, porém constante ao longo de um eixo denominado eixo de propagação.

A estrutura de um guia de ondas pode consistir de um meio circundado por paredes metálicas, dielétricas, ou ainda por uma mistura destes dois materiais. Esta última é denominada estrutura híbrida. No nosso caso, vamos fazer um estudo de um guia de ondas de secção transversal retangular constituído de uma estrutura híbrida, com duas paredes metálicas e duas dielétricas, justapostas.

No interior de um guia de ondas, nem todas as frequências são permitidas existir, devido às dimensões do guia. Define-se frequência de corte como sendo a menor frequência que uma onda eletromagnética deve ter para se propagar no interior do guia.

Para um guia de ondas com dimensões transversais $a \times b$, a frequência de corte é dada por:

$$\omega_{mn} = \pi c \left(m/a^2 + n/b^2 \right)^{1/2} \quad (1)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e m e n são números inteiros que definem uma onda ou um conjunto de ondas eletromagnéticas que se propagam no interior do guia de ondas. [4]

Longe da frequência de corte, um metal não mais atua como um condutor, mas sim como um dielétrico. [5]. Desta forma pode-se considerar que em um guia de ondas com estrutura híbrida, tanto as paredes metálicas como as dielétricas atuam como dielétricos de constantes dielétricas complexas.

Neste capítulo, faremos uma análise das configurações dos campos eletromagnéticos e das constantes de propagação dos mesmos.

As configurações dos campos eletromagnéticos no guia podem assumir uma variedade de formas, e são soluções das equações de Maxwell aplicadas aos contornos. Tais soluções são conhecidas como modos de um guia de ondas.

Guias de ondas de secção transversal circular podem comportar modos transversalmente elétricos (TE), onde a componente do campo elétrico está totalmente contida em um plano transversal ao guia; modos transversalmente magnéticos (TM), onde a componente do campo magnético está totalmente contida em um plano transversal ao guia; ou ainda uma superposição destes dois modos, denominados modos híbridos, os quais contém todas as componentes dos campos eletromagnéticos. [5]

Os modos TE e TM são, por natureza, modos circularmente simétricos e permitem linhas de campos fechadas em um plano transversal ao eixo de propagação, sem contudo requerer uma componente longitudinal. Por este motivo, no interior de um guia de ondas de secção transversal retangular, devido à falta de simetria circular, não podem existir modos puramente transversais TM ou TE, devendo existir somente os modos híbridos EH. [6]

II . 2 - MODOS DE UM GUIA DE ONDAS DE SECÇÃO TRANSVERSAL RETANGULAR.

Para os estudos dos modos de um guia de ondas de secção transversal retangular, será considerada a estrutura de secção $2a \times 2b$ mostrada na figura II-1. A constante dielétrica complexa de duas paredes é ϵ_a e das outras duas é ϵ_b , e ϵ_0 é a permissividade da região interna do guia. A permeabilidade magnética de todos os meios é assumida ser a mesma do vácuo.

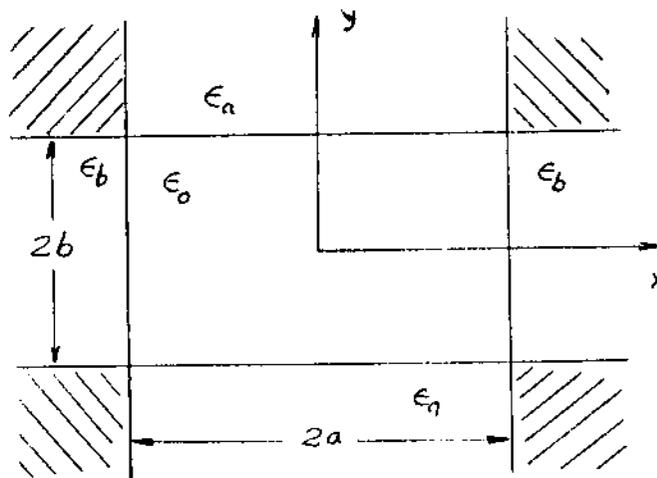


Figura II-1 Geometria de um guia de ondas de secção transversal retangular.

As distribuições de campos elétrico e magnético são soluções das equações de Maxwell aplicadas às condições de contorno adaptadas ao problema.

As equações a serem resolvidas são as seguintes:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{B} \end{bmatrix} = 0 \quad (2)$$

cujas soluções são do tipo:

$$\begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{B} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_0(x, y) \\ B_0(x, y) \end{bmatrix} e^{i(\lambda z + \omega t)} \quad (3)$$

O conjunto de soluções (3) sugerem que as mesmas sejam oscilações harmônicas que se propagam ao longo do guia de ondas (na direção Z) com constante de propagação γ .

Uma solução analítica exata deste problema não é possível devido à dificuldade de se aplicar as condições de contorno do guia. Portanto, algumas considerações devem ser feitas afim de que soluções aproximadas sejam apresentadas.

1- O comportamento dos campos no interior do guia não são afetados sobremaneira pelos cantos do guia, e as condições de contorno são aplicadas somente nas quatro superfícies internas.

2- As dimensões transversais do guia são muito maiores que o comprimento de onda da radiação no seu interior.

3- O ângulo de incidência dos campos com as paredes do guia é razeante.

4- A radiação se propaga essencialmente pelo interior do guia na direção do eixo z.

A consideração 1 sugere soluções que variam senoidalmente no interior do guia, onde não há absorção, e que decaem exponencialmente no interior dos dielétricos. A quantidade de energia que é refratada pelo dielétrico está relacionada com as perdas dos modos;

A consideração 2 sugere que a frequência angular dos campos \vec{E} e \vec{B} é muito maior que a frequência de corte para o guia;

A consideração 3 implica que se uma distribuição de campos \vec{E} e \vec{H} está contida em um plano cujo vetor de onda \vec{k} incide de maneira razante em uma superfície do guia e é refletida. As componentes longitudinais dos campos \vec{E} e \vec{H} (E_z e H_z) são muito menores (em amplitude) em relação às principais componentes, e como é mostrado em [5], [6] e [7], estas componentes longitudinais são reduzidas pelo fator λ/a ;

A consideração 4 implica em modos de baixas perdas, uma vez que a energia se propaga pelo interior do guia.

Sendo assim, os modos híbridos EH_{mn} são aproximações de um modo TEM, e podem ser classificados em dois tipos:

$$E^x H_{mn}^y \quad (\text{ polarização do campo elétrico na direção } x)$$

e

$$E^y H_{mn}^x \quad (\text{ polarização do campo elétrico na direção } y)$$

onde m e n são inteiros.

Os modos EH_{mn} são relacionados a seguir. [6]

a) Polarização \tilde{x} . Modos $E^x H^y_{m,n}$ ($m, n \geq 1$)

$$E_x = \left(\frac{\mu}{\epsilon_0} \right)^{1/2} H_y =$$

$$= \begin{bmatrix} \text{sen} \left(\frac{m \pi x}{2a} \right) \\ \text{cos} \left(\frac{m \pi x}{2a} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \text{sen} \left(\frac{n \pi y}{2b} \right) \\ \text{cos} \left(\frac{n \pi y}{2b} \right) \end{bmatrix} e^{(\gamma_{nm} z + i\omega t)}$$

$$E_y = 0$$

$$H_z \approx 0$$

$$E_z \approx 0$$

(4)

b) Polarização \tilde{y} . Modos $E^y H^x_{m,n}$ ($m, n \geq 1$)

$$E_y = \left(\frac{\mu}{\epsilon_0} \right)^{1/2} H_x =$$

$$= \begin{bmatrix} \text{sen} \left(\frac{m \pi x}{2a} \right) \\ \text{cos} \left(\frac{m \pi x}{2a} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \text{sen} \left(\frac{n \pi y}{2b} \right) \\ \text{cos} \left(\frac{n \pi y}{2b} \right) \end{bmatrix} e^{(\gamma_{nm} z + i\omega t)}$$

$$E_x = 0$$

$$H_z \approx 0$$

$$E_z \approx 0$$

(5)

Onde a função seno (cosseno) é usada quando o número do modo correspondente for par (ímpar).

A figura II-2 mostra as linhas de campos para alguns modos

$E^y H^x_{mn}$

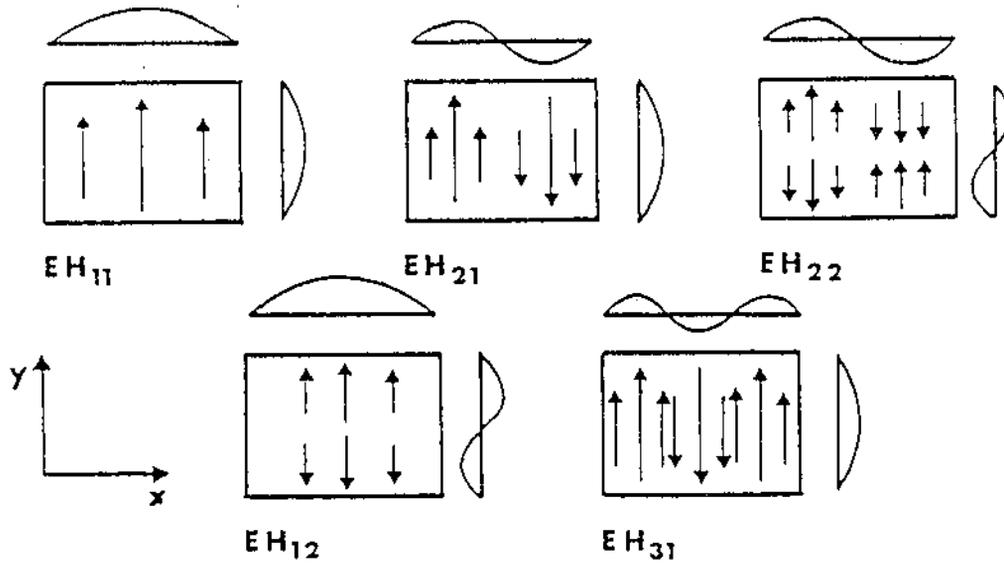


Figura II-2 linhas de campo elétrico para alguns modos $E^y H^x_{mn}$

II.3 - CONSTANTE DE PROPAGAÇÃO DOS MODOS E CONSTANTE DE ATENUAÇÃO.

A constante de propagação dos modos, que aparece na equação (3), no interior do guia é definida por:

$$\gamma_{m,n} = \beta_{m,n} + i \alpha_{m,n} \quad (6)$$

onde $\beta_{m,n}$ é a constante de fase, e $\alpha_{m,n}$ é a constante de atenuação dos modos.

As constantes de fase e de atenuação dos modos são dadas por: [6]

a) modos $E^X H^Y_{m,n}$

$$\beta_{m,n} = \text{Re} (\gamma_{m,n}) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda m}{4a} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda n}{4b} \right)^2 \right] \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{m,n} &= \text{Im} (\gamma_{m,n}) = \\ &= - \frac{1}{a} \left(\frac{m \lambda}{4a} \right)^2 \text{Re} \left[\frac{1}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{1/2}} \right] - \frac{1}{b} \left(\frac{n \lambda}{4b} \right)^2 \text{Re} \left[\frac{\bar{\epsilon}_a}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{1/2}} \right] \end{aligned} \quad (7b)$$

b) Modos $E^Y H^X_{m,n}$

$$\beta_{m,n} = \text{Re} (\gamma_{m,n}) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda m}{4a} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda n}{4b} \right)^2 \right] \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{m,n} &= \text{Im} (\gamma_{m,n}) = \\ &= - \frac{1}{a} \left(\frac{m \lambda}{4a} \right)^2 \text{Re} \left[\frac{\bar{\epsilon}_b}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{1/2}} \right] - \frac{1}{b} \left(\frac{n \lambda}{4b} \right)^2 \text{Re} \left[\frac{1}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{1/2}} \right] \end{aligned} \quad (8b)$$

onde $\bar{\epsilon}_a = \epsilon_a / \epsilon_0$ e $\bar{\epsilon}_b = \epsilon_b / \epsilon_0$

As expressões de atenuação para os modos, equações (7) e (8), possuem duas partes que correspondem ao campo elétrico normal a uma superfície e paralela à outra. A parte correspondente ao campo paralelo à superfície é proporcional a $\frac{1}{(\bar{\epsilon} - 1)^{1/2}}$, o que significa que, quanto maior é a constante dielétrica do material, maior é a refletividade do mesmo, ou seja menor é a atenuação.

A parte correspondente ao campo perpendicular à superfície é proporcional a $\frac{\bar{\epsilon}}{(\bar{\epsilon} - 1)^{1/2}}$ o que significa que enquanto a constante dielétrica do material aumenta, aumenta também a refletividade até atingir um máximo e depois decresce, o que equivale a dizer que o ângulo de incidência assume valores próximos ao ângulo de Brewster.

A constante ϵ que aparece nestas equações representa a constante dielétrica da superfície considerada e $\bar{\epsilon} = \epsilon / \epsilon_0$.

O índice de refração dos materiais é, em geral, dependente do comprimento de ondas λ , e é apresentado na forma :

$$n = \eta - i k. \quad (9)$$

Altos valores para η ou k não implicam na necessidade de altos valores de atenuação α . Tal fato pode ser compreendido como: materiais que tenham grande condutividade (grande k) ou grande constante dielétrica (grande η) tendem a excluir o campo do interior do dielétrico, ou seja, o campo é eficientemente refletido pela parede e se mantém confinado pelo guia. [8]

A polarização do campo elétrico em um guia de ondas é então determinado pelas atenuações dos modos $E^X H^Y$ e $E^Y H^X$. A polarização privilegiada do campo elétrico é paralela à superfície formada pelo material de menor atenuação.

Em guias de ondas feitos de materiais diferentes, dois a dois, além de se observar o índice de refração, deve-se também levar em consideração as dimensões transversais a e b do guia, uma vez que a atenuação varia com $1/a^3$ e $1/b^3$. Para um guia de ondas de secção transversal quadrada feito de duas paredes de alumínio e duas de BeO, o modo de mais baixa perda EH_{11} é polarizado perpendicularmente às paredes metálicas. [9]

CAPÍTULO III

LASER OPERANDO EM REGIME DE GUIA DE ONDAS

III - LASER OPERANDO EM REGIME DE GUIA DE ONDAS.

III . 1 - RESSONADORES DE LASER GUIA DE ONDAS.

Ressonadores de laser guia de ondas podem, de uma forma geral, ser considerados como ressonadores onde a radiação é transmitida em parte pelo guia de ondas e em parte pelo espaço livre.

Os modos de um laser operando em regime de guia de ondas consistem em distribuições de campos que devem ser reproduzidos tanto em fase como em amplitude, após um ciclo completo dentro do ressonador, estabelecendo a oscilação.

Um ressonador de um laser guia de ondas é mostrado na figura III-1. Em nosso caso vamos considerar, por simplicidade, que na região de guia de ondas são gerados apenas os modos de mais baixa ordem EH_{11} .

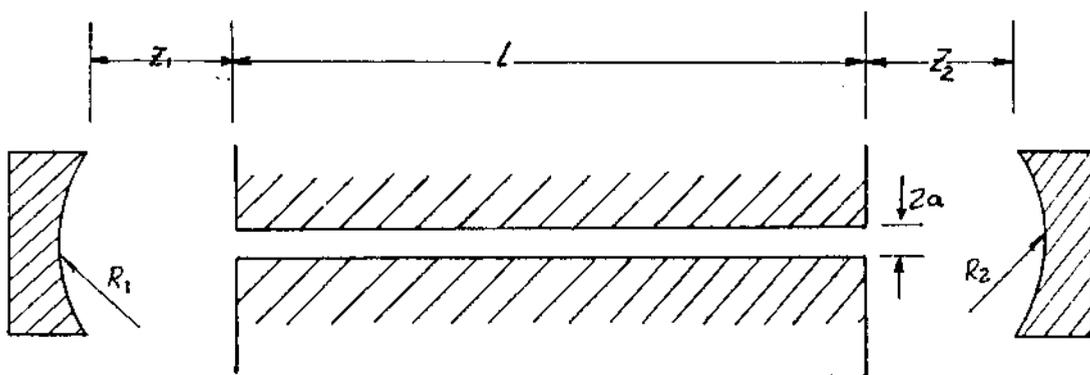


Figura III.1 - Ressonador de laser guia de ondas.

Os modos se propagam longitudinalmente pelo interior do guia na direção do espelho de raio de curvatura R_1 , distante Z_1 do final do guia. A radiação se propaga até o espelho e é refletida pelo mesmo segundo as leis normais da reflexão, reentrando no guia.

Após penetrar no guia, os modos interferem com outros modos e o campo resultante se propaga na direção do espelho de raio de curvatura R_2 distante Z_2 da outra extremidade do guia, e é novamente refletido de volta para o interior do guia. A distribuição de campos deve se reproduzir após cada ciclo a menos de um fator constante que está relacionado com as perdas destes modos. [10]

III . 2 - PERDAS POR ACOPLAMENTO ENTRE UM GUIA DE ONDAS E O ESPAÇO LIVRE.

Perdas por acoplamento entre um guia de ondas e o espaço livre são as perdas, em energia, decorrentes do acoplamento imperfeito entre os modos que são refletidos pelo espelho e os modos no interior do guia de ondas.

Estas perdas estão relacionadas com as diferenças de fase da frente de onda dos modos do espaço livre que chegam na entrada do guia e da frente de ondas dos modos que saem do guia. [10]

Se um guia de ondas é terminado por dois espelhos planos normais ao eixo do guia, os modos no seu interior são refletidos e, nesta situação, nenhuma perda por acoplamento deve ocorrer. Desta forma os modos deste ressonador são exatamente os modos de um guia de ondas aberto, descrito anteriormente no capítulo II pelas equações (2) e (3), e as perdas associadas a estes modos são devido às perdas por refração nas paredes durante a propagação.

À medida que os espelhos são afastados da cavidade, perdas adicionais são introduzidas devido ao acoplamento imperfeito dos modos.

Resolver o problema de perdas por acoplamento é determinar a fração de energia que reentra no guia após ter sido refletida pelo espelho e novamente convertida no modo EH_{11} .

A técnica utilizada para esta finalidade é decompor as amplitudes dos campos eletromagnéticos que saem do guia de ondas e expandí-las em termos dos modos normais gaussianos do espaço livre. Estes modos após se propagarem pelo espaço livre são refletidos pelo espelho, e como é mostrado em [10] e [11], sob determinadas condições impostas pela geometria da óptica utilizada, até 98% da energia que reentra no guia de ondas pode ser convertida no modo fundamental EH_{11} .

A maior parte desta energia, 99,86%, está contida nos cinco primeiros termos da expansão. O restante da energia que não é convertida no modo EH_{11} pode ser convertida em modos de ordem mais alta ou simplesmente se difundem e não penetram no guia, uma vez que tais modos divergem mais rapidamente que o modo EH_{11} . [7]

Cada extremidade do guia de ondas se comporta como uma fonte emissora dos modos que irão se propagar pelo espaço livre. A frente de onda destes modos gaussianos em cada ponto Z distante da da final do guia tem raio de curvatura R' dado por: [10]

$$R' = b \left(\frac{Z}{b} + \frac{b}{Z} \right) \quad (10)$$

onde $b = \pi \omega_0^2 / \lambda$ é parâmetro confocal do feixe gaussiano aproximado, e $2\omega_0$ é a cintura do feixe na entrada do guia.

Em cada posição Z pode-se colocar um espelho de raio de curvatura R , sendo que o melhor acoplamento (menor perda) ocorre quando o raio de curvatura R' da frente de ondas do modo gaussiano coincide com o raio de curvatura R do espelho. A geometria utilizada para os cálculos das perdas por acoplamento é mostrada na figura III-2.

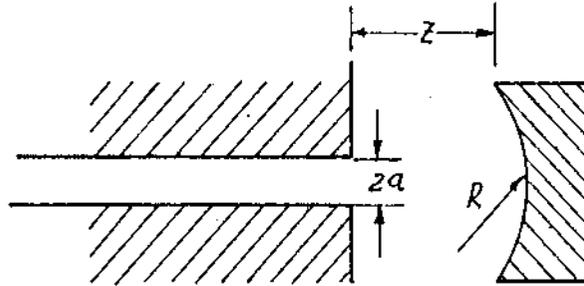


Figura III-2 - Geometria para o cálculo das perdas por acoplamento.

Antes de se passar para a apresentação e comentários dos resultados da situação em questão, é interessante que se faça uma interpretação do significado da equação 10. A curva característica desta equação é apresentada na figura III-3.

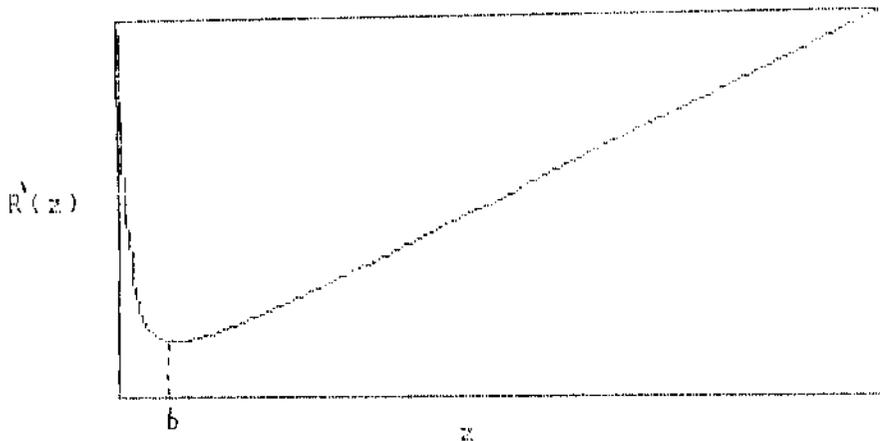


Figura III-3 - Curva característica do raio de curvatura R' da frente de onda do modo gaussiano em função da distância Z .

Como se pode notar na figura III-3, o raio de curvatura R' apresenta uma mudança dinâmica de valores passando por um mínimo em $Z = b$. Para $Z \rightarrow 0$ e para $Z \rightarrow \infty$ ($Z \gg b$), R' representa a frente de uma onda plana, diferentemente do que se poderia supor que a frente de onda que sai do guia de ondas fosse uma onda esférica que se propaga pelo espaço livre e que o seu raio de curvatura fosse sempre aumentando.

As perdas por acoplamento para o caso de $R = R'$ são calculadas numericamente em função de Z/b , e o resultado é mostrado na figura III-4. Note que as menores perdas por acoplamento são encontradas em $Z \rightarrow 0$, $Z = b$ e $Z \rightarrow \infty$ ($Z \gg b$). [10]

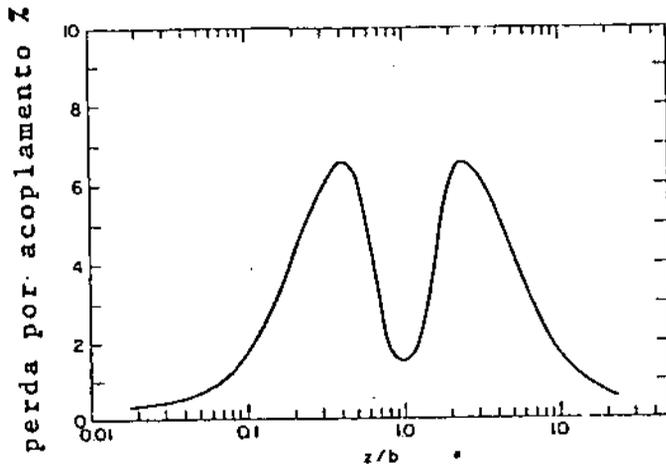


Figura III-4 - Perda por acoplamento X posição do espelho normalizada para Z/b ($R = R'$).

Para $Z \rightarrow 0$, confirma o fato de que não há perdas por acoplamento quando o guia de ondas é terminado por espelhos planos.

Para $Z = b$, todos os modos pares retornam em fase, e neste caso os modos ímpares retornam fora de fase e interferem destrutivamente.

Para $Z \gg b$, temos que todos os modos são degenerados (todos os modos estão em fase), uma vêz que $Z \rightarrow \infty$, $R \rightarrow Z$. Nota-se que este caso é semelhante ao apresentado para $Z \rightarrow 0$.

Mesmo quando o raio de curvatura da frente de ondas é diferente do raio de curvatura do espelho ($R' \neq R$) é possível determinar qual a posição de um espelho para que as perdas por acoplamento sejam pequenas.

A figura III-5, mostra uma família de curvas para o caso onde $R \neq R'$ e os índices que aparecem junto das curvas representam a razão R/B para cada uma delas. A curva tracejada que aparece nesta figura é a mesma apresentada na figura III-4.

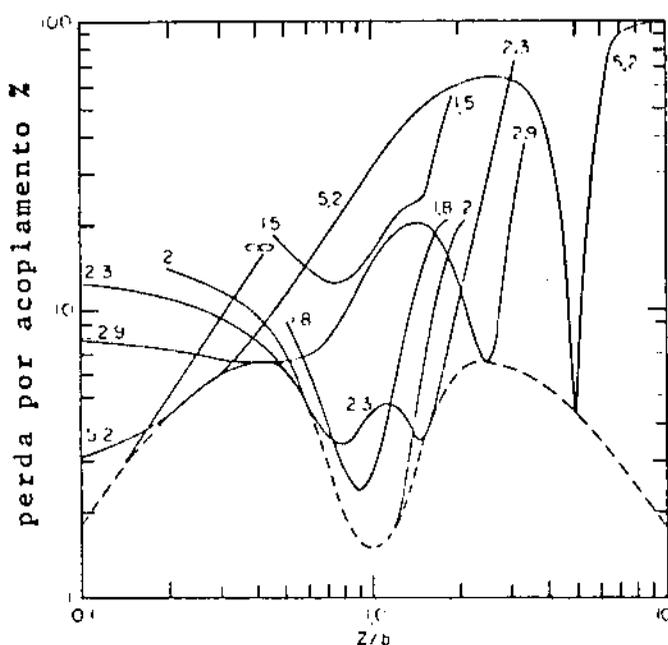


Figura III.5 - Perdas por acoplamento \times posição normalizada do espelho Z / b ($R \neq R'$).

Da figura III-5 pode-se notar que é possível, usando um espelho plano, obter perdas por acoplamento inferiores a 2%, condição que ocorre para $Z/b < 0,1$.

Esta situação é de particular interesse, visto que espelhos planos apresentam facilidades de manuseio, principalmente quanto ao alinhamento do mesmo com o eixo do guia de ondas.

Para o caso de um laser de CO₂ ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) operando em regime de guia de ondas com dimensões transversais $2a = 2\text{mm}$, e usando $\omega_0 = 0,7a$ [11], $b = 14,5 \text{ cm}$, espelhos planos podem ser colocados até uma distância de 1,45 cm do final do guia, obtendo perdas por acoplamento inferiores a 2%.

CAPÍTULO IV

DESCARGAS ELÉTRICAS EM GASES

IV - DESCARGAS ELÉTRICAS EM GASES.

IV.1 - INTRODUÇÃO

Um mecanismo fundamental responsável pela geração de fótons em laser a gás é o da excitação de átomos ou moléculas através de descargas elétricas.

Dois processos são comumente utilizados para tal finalidade: descarga em regime de corrente contínua, ou simplesmente descarga D.C., e descarga em campos alternados de altas frequência. Os resultados obtidos pela utilização de um ou outro processo, para a finalidade de geração de radiação laser, são bastante similares. Desta forma, a escolha do processo a ser utilizado recai sobre as vantagens e desvantagens apresentadas pelos mesmos.

Neste capítulo será feito um estudo qualitativo dos dois tipos de descarga, tentando-se evidenciar as propriedades características de cada um dos processos.

IV.2 - DESCARGA D.C.

Se entre dois eletrodos planos paralelos, separados por uma distância d (da ordem de alguns centímetros), imersos em uma região preenchida com um gás em baixa pressão (aproximadamente entre 30 mtorr e 10 torr) for aplicada uma diferença de potencial contínua a partir de 0 volt através de uma fonte com alta impedância interna, uma pequena corrente elétrica inicialmente irá circular pelo circuito. Os portadores de carga neste caso são os íons e elétrons existentes na descarga em pequeno número gerados por processos naturais, etc.

A figura IV-1 mostra o comportamento típico da tensão com a corrente em uma descarga D.C..

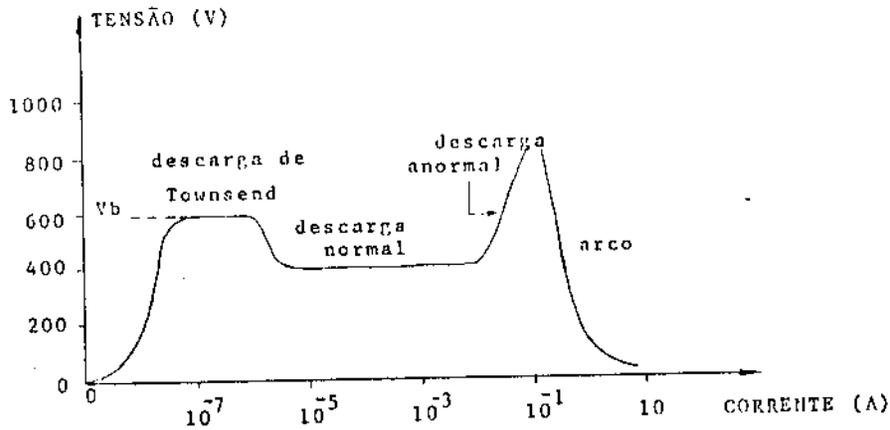


Figura IV-1 Curva característica tensão x corrente de uma descarga D.C..

Desde a tensão aplicada de 0 volt até a tensão próxima de V_b (que é chamada tensão da ruptura do gás), a corrente que circula pelo circuito é praticamente constante, pois todas as cargas estão se movendo. Quando a tensão aplicada atinge o valor V_b , os elétrons e íons adquirem energia cinética suficiente para produzirem elétrons por colisão com os eletrodos e pares íons-elétrons por colisão com as moléculas ou átomos neutros do gás.

Desta forma, um número muito grande de cargas é gerado e a corrente aumenta, sendo limitada pela impedância da fonte de tensão. Esta região é conhecida como a região de descarga de Townsend.

Aumentando-se ainda mais a tensão, um novo processo começa a ocorrer. Os íons têm energia suficiente para, ao colidirem com o catodo, ejetarem elétrons secundários do mesmo. Estes elétrons secundários entram no processo de geração de mais pares íons-elétrons. Neste instante, a tensão cai e novamente a corrente aumenta, e a descarga torna-se luminescente (região de descarga normal).

Na região de descarga normal, à medida que a corrente aumenta, aumenta também a área do catodo bombardeada pelos íons até se atingir um máximo de corrente, onde toda a área do catodo fica tomada pela luminosidade, e um aumento de corrente só é possível com o aumento da tensão aplicada. Esta região de descarga é conhecida como região anormal.

A região anormal é particularmente interessante, pois é nesta região que lasers a gás operam. Aumentando-se a tensão, aumenta-se a corrente e por conseguinte o número de elétrons com energia necessária para promover a excitação das moléculas do gás que geram os fótons, ou seja a potência óptica de saída de um laser pode ser feita através do controle externo da tensão aplicada sobre os eletrodos.

A partir da região de descarga anormal, aumentando-se ainda mais a voltagem, a descarga passa a ocorrer entre os eletrodos através de arco. Nesta situação a corrente é grande e o processo é de difícil controle.

Visualmente a descarga D.C. apresenta várias regiões luminosas entre os dois eletrodos. A figura IV-2 ilustra estas regiões, mostrando ainda a variação da tensão e do campo elétrico.

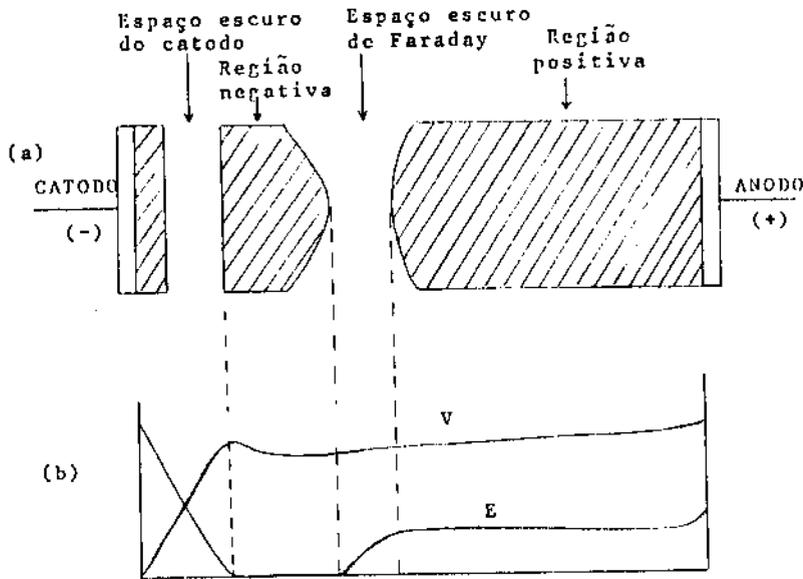


Figura IV-2 a) Regiões luminosas entre eletrodos em uma descarga D.C. b) Curvas de tensão e campo elétrico entre os eletrodos.

A luminosidade da região que aparece junto ao catodo é decorrente da radiação emitida pelos processos de desexcitação do material do catodo e dos íons após a colisão com o catodo.

A região escura (espaço escuro do catodo) é limitada pelo espaço que os elétrons secundários provenientes do catodo devem percorrer até obterem energia suficiente para provocar colisões ionizantes. Estas colisões ocorrem na região denominada região de luminosidade negativa, onde os elétrons perdem praticamente toda a energia, e a partir daí são novamente acelerados em direção ao anodo.

Como o campo elétrico entre a região negativa e o anodo é bastante fraco, os elétrons devem novamente percorrer uma certa distância até conseguirem promover colisões ionizantes e desta forma aparece um novo espaço escuro (espaço escuro de Faraday). Entre o espaço escuro de Faraday e o anodo aparece a coluna positiva. Nesta região, os elétrons têm velocidade aleatória devido as muitas colisões inelásticas com os átomos ou moléculas do gás.

O plasma da região positiva é caracterizado pela igualdade do número de cargas positivas e elétrons, ou seja, uma região eletricamente neutra e, devido à baixa mobilidade dos íons e ao campo elétrico muito fraco, a corrente é quase toda devida ao movimento eletrônico.

IV.3 - DESCARGAS EM ALTAS FREQUÊNCIAS.

Quando íons e elétrons contidos em um gás rarefeito são colocados na presença de um campo elétrico de frequência variável inicialmente baixa, na ordem de alguns KHz, observa-se que a descarga luminosa se comporta de maneira semelhante àquela em regime de corrente contínua, com os espaços escuros se alternando nos eletrodos com a mesma frequência do campo [12], sugerindo que os elétrons adquirem energia da mesma forma que na descarga D.C..

O campo elétrico com frequência de oscilação na região de rádio frequência por si só não é capaz de fornecer aos elétrons a energia suficiente para provocarem colisões ionizantes, uma vez que durante um semi-ciclo os elétrons são acelerados e no próximo semi-ciclo eles são desacelerados. Sendo assim, em média, a energia fornecida aos elétrons pelo campo elétrico é nula.

Desta forma, a energia recebida pelos elétrons durante uma descarga por R.F., está diretamente relacionada com a frequência de colisões sofridas pelos elétrons, ou seja, com o aumento da pressão do gás e também com a frequência de oscilação do campo elétrico.

A variação destes dois parâmetros, frequência de oscilação do campo e pressão do gás, permite que elétrons adicionais sejam gerados na descarga. Tal processo pode ser interpretado da seguinte forma: um elétron pode colidir com um átomo ou molécula aproximadamente no instante em que o campo elétrico muda de direção, e após cada colisão nesta situação, a velocidade adquirida pelo elétron é defasada do campo aplicado podendo implicar em um aumento da energia do elétron. Desta forma, após algumas colisões o elétron poderá ter energia suficiente para produzir colisões ionizantes. Mesmo que uma pequena fração de elétrons, a cada instante satisfaça esta condição, este mecanismo é o principal responsável pelo aumento do número de elétrons e consequentemente pelo aumento da ionização.

O espaço percorrido pelos elétrons entre duas colisões consecutivas (livre caminho médio) está diretamente relacionado com a frequência do campo aplicado e com a pressão do gás. Para uma frequência do campo e pressão do gás adequados, o deslocamento dos elétrons pode ser limitado a dimensões bastante reduzidas, possibilitando que a distância entre os eletrodos seja também reduzida.

Esta é uma situação de bastante interesse neste trabalho, visto que um laser operando em regime de guia de ondas pode utilizar descargas elétricas transversais em campos alternados, em geral na faixa de rádio frequência (dezenas de MHz), onde o

plasma fica confinado em uma região entre os dois eletrodos espaçados de alguns milímetros. É claro que, ao se escolher as condições de operação do laser tipo guia de ondas, deve-se levar em consideração que a distância entre os eletrodos deve ser maior que o livre caminho médio dos elétrons.

Neste caso, a diferença de tensão entre os eletrodos também é baixa, na ordem de algumas centenas de volts.

A manutenção da descarga em altas frequências não é devida à geração de elétrons secundários no catodo, uma vez que íons e elétrons não são necessariamente retirados da região de descarga e lançados contra os eletrodos (o que ocorre nas descargas D.C.), mas sim devido a um estado condutor em equilíbrio, e as perdas são internas na forma de luz, calor e também através da recombinação dos portadores de carga.

O movimento de um elétron sob a ação de um campo elétrico oscilatório de frequência angular ω , e levando-se em conta a interação com outras moléculas do gás, é descrito pela seguinte equação: [13]

$$m \dot{v}_D + m \nu_D v = -e E e^{j\omega t} \quad (11)$$

onde m e e são a massa e a carga do elétron respectivamente, v_D é a velocidade de deslocamento e ν é a frequência de colisão do elétron.

A velocidade de deslocamento do elétron é dada por:

$$v_D = \frac{e E e^{j \omega t}}{m (\nu + j \omega)} \quad (12)$$

A densidade de corrente é definida como:

$$J(t) = n e v_d \quad (13)$$

onde n é a densidade de elétrons.

Substituindo-se a equação (12) na equação (13) e usando-se a igualdade $E d = V$, pode-se então escrever a equação para a corrente, que é dada por:

$$i(t) = \frac{n e^2 A V e^{j \omega t}}{m d (\nu + j \omega)} \quad (14)$$

onde A é a área de descarga, d é a distância entre os eletrodos e V é a diferença de potencial entre os eletrodos.

A expressão (14) permite determinar a impedância Z da descarga, que é definida como:

$$Z \equiv \frac{V}{i} = \frac{m d (\nu + j \omega)}{n e^2 A} \quad (15)$$

Verifica-se em (15) que a impedância da descarga possui um termo puramente real (R_d) e um termo puramente imaginário (X_d), dados por:

$$R_d = \frac{m d \nu}{n e^2 A} \quad (16a)$$

e

$$X_d = \frac{\omega}{\nu} R_d \quad (16b)$$

Nas condições típicas de operação de um laser de CO_2 tipo guia de ondas, ν é da ordem de 10^{11} e ω é da ordem de 10^8 [14], ou seja $\nu \gg \omega$ e $R_d \gg X_d$, o que significa que a impedância da descarga em campos de alta frequência pode ser representada simplesmente como um resistor.

Das equações (16a) e (16b) pode-se notar que a impedância da descarga depende de geometria da cavidade, da pressão do gás e também da frequência do campo aplicado. Este último parâmetro é de fundamental importância, pois o mesmo pode ser ajustado para modificar as características da descarga, e no caso de um laser, o ajuste na frequência interfere fundamentalmente na otimização do seu desempenho.

Para um dado sistema, a impedância da descarga, agora assumida ser R_d , é dependente da frequência na forma: [15]

$$R_d = A + B / f \quad (17)$$

onde A e B são parâmetros característicos do sistema e condições utilizadas e independentes da frequência f.

CAPÍTULO V

REALIZAÇÕES EXPERIMENTAIS

V - REALIZAÇÕES EXPERIMENTAIS

V.1 - INTRODUÇÃO

O laser de CO₂ tipo guia de ondas proposto neste trabalho, é constituído de quatro partes que formam um sistema único, a saber:

- a) cabeça laser.
- b) sistema de refrigeração.
- c) sistema de vácuo e circulação de gás.
- d) sistema de alimentação elétrica.

O sistema de refrigeração e o sistema de vácuo e circulação de gás foram montados e testados separadamente afim de se detectar vazamentos ou mau funcionamento nos mesmos.

O sistema de alimentação elétrica foi inicialmente constituído de uma fonte geradora de rádio- frequência construída no próprio laboratório. Esta fonte foi projetada para operar em uma frequência fixa de 40 MHz e potência de saída ajustável de 0 a 180 W. No entanto, ela se mostrou pouco eficiente para o nosso propósito, pois necessitava de ajustes constantes devido ao seu circuito de amplificação ser bastante instável. Optou-se então, por uma fonte geradora com potência e frequência fixas. Esta fonte era um modelo comercial de 40 MHz de frequência e 100 W de potência.

Os sistemas, de refrigeração, de vácuo e alimentação elétrica, bem como a cabeça laser são descritos a seguir.

V.2 - CABEÇA LASER

A cabeça laser é constituída de três partes; uma caixa metálica na forma de um paralelepípedo, do guia de ondas e da óptica. As laterais e o fundo da caixa foram soldadas e a tampa foi feita de acrílico para permitir a visualização do interior da caixa.

A vedação entre a tampa de acrílico e a caixa foi feita através um O- ring de borracha.

As tampas frontal e traseira da caixa foram feitas de forma a permitir a colocação de suportes para os espelhos e o alinhamento dos mesmos.

Em uma das laterais da caixa foram colocados conectores para o sistema de refrigeração e para o sistema de vácuo e gás. Na outra lateral foram colocados dois conectores tipo BNC para a conexão dos cabos de R.F..

O volume interno da caixa também serviu como reservatório de gás.

O guia de ondas foi constituído de dois eletrodos de latão e duas lâminas de alumina (Al_2O_3), que após a montagem formou uma cavidade de 2 mm x 2 mm e comprimento de 252 mm.

A figura V-1 mostra uma vista em explosão e um corte transversal da montagem da estrutura do guia de ondas.

A estrutura do guia de ondas foi montada dentro da caixa e fixada sobre três suportes de nylon.

A opção por este tipo de estrutura foi feita para permitir a desmontagem, a verificação e a eventual substituição de componentes

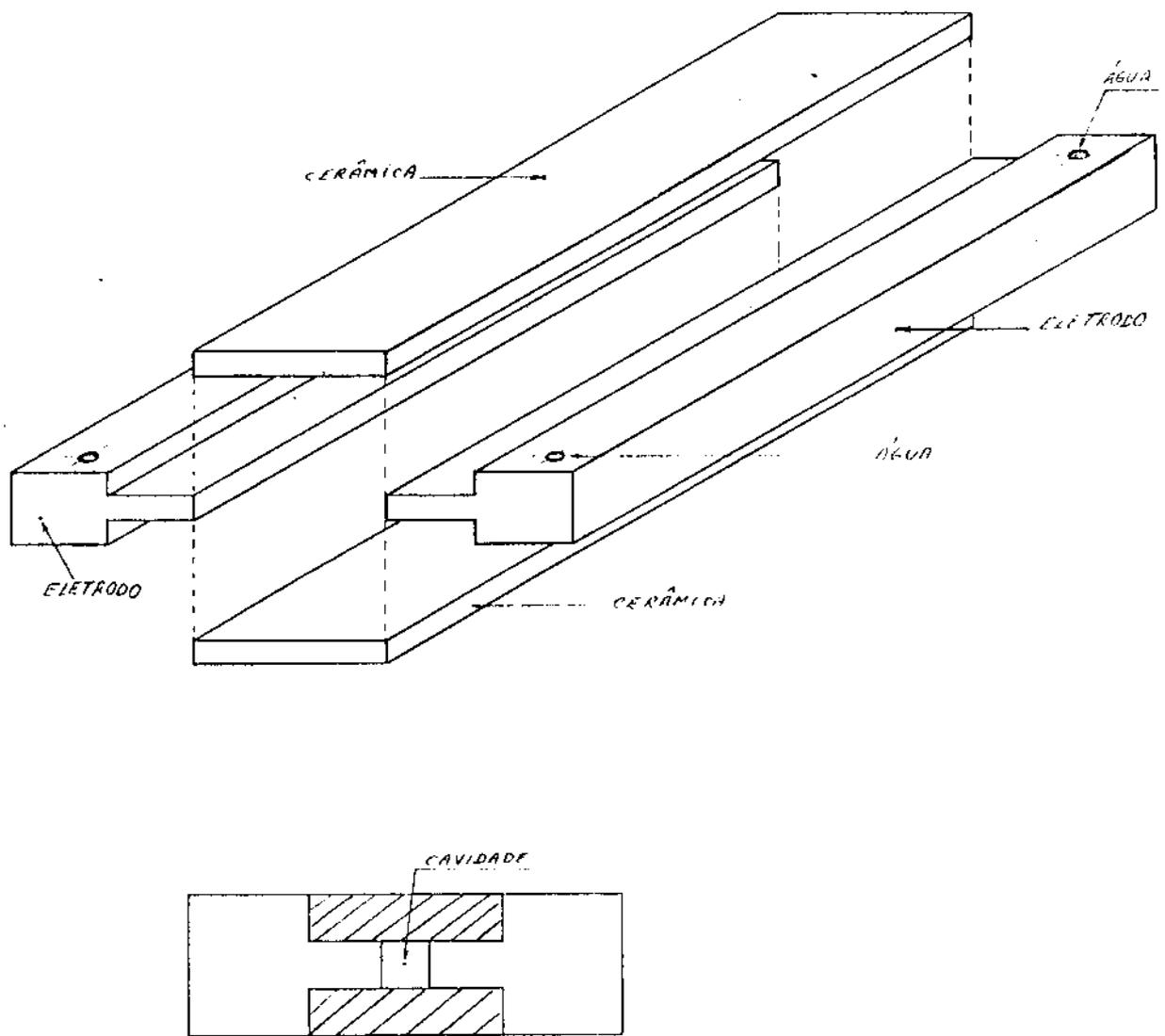


Figura V-1 - vista em explosão e corte transversal da estrutura do laser.

V.3 - SISTEMA DE REFRIGERAÇÃO

Afim de se retirar o excesso de calor da estrutura do guia de ondas, resultante da descarga elétrica, foi utilizado um circuito fechado de refrigeração.

Este sistema constituiu de uma bomba de circulação de refrigerante, um reservatório e mangueiras de conexão. (fig. V-2)

O refrigerante utilizado foi água desionizada e o reservatório foi escolhido um de volume grande o suficiente para que a temperatura da água não se elevasse demais eliminando assim, a necessidade de se usar um trocador de calor.

Na estrutura do guia de ondas a água circulava pelo interior dos eletrodos.

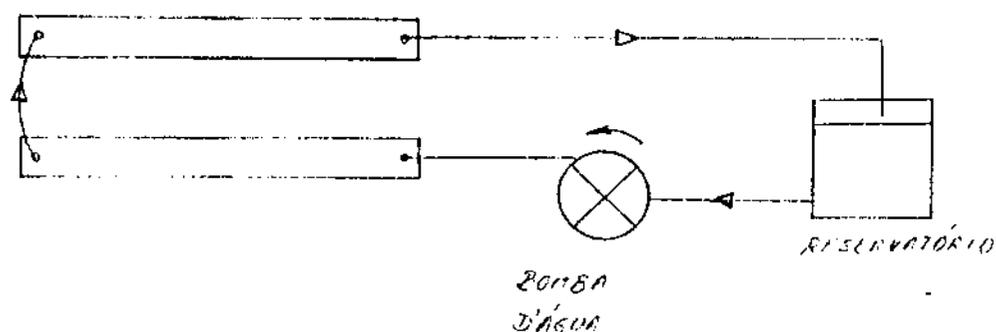


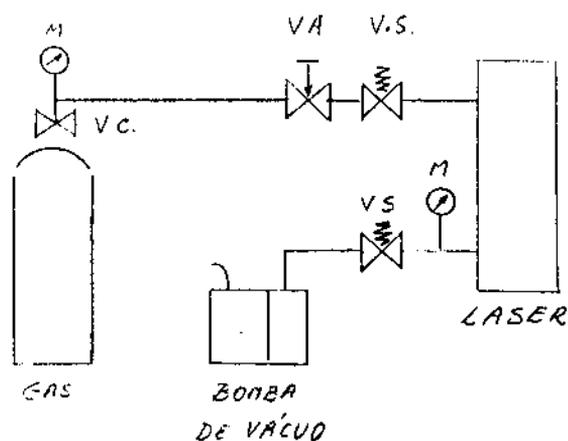
figura V-2 - Esquema do sistema de refrigeração.

V.4 - SISTEMA DE VÁCUO E CIRCULAÇÃO DE GÁS

O sistema de vácuo e circulação de gás foi montado utilizando-se uma bomba de vácuo de um único estágio, com velocidade de bombeamento de $3 \text{ m}^3/\text{h}$, uma válvula de agulha para controlar o fluxo de gás, duas válvulas solenóides para permitir ou não a entrada e saída do gás, um filtro para não permitir o retorno de vapor de óleo da bomba de vácuo para o sistema e um manômetro para a leitura de pressões.

A figura V-3 mostra o esquema do sistema de vácuo e circulação de gás.

O gás utilizado foi uma mistura padrão de CO_2 , N_2 e He nas proporções de 9%, 16% e 75%, respectivamente.



VA = VÁLVULA AGULHA
VS = VÁLVULA SOLENÓIDE
VC = VÁLVULA DO CILINDRO
M = MANÔMETRO

figura V-3 - Sistema de vácuo e circulação de gás.

V.5 - SISTEMA DE ALIMENTAÇÃO ELÉTRICA

A alimentação elétrica do laser foi feita através de uma fonte geradora de rádio frequência (R.F.) de 40 MHz e potência de 100 W.

Como a impedância da descarga é da ordem de algumas centenas de Ohms [13] e a impedância da fonte de R.F. é de 50Ω , foi necessário fazer o casamento das duas impedâncias. Para isso, foi construído um casador de impedâncias que permitiu a transferência de até 80% da potência fornecida pela fonte de R.F..

A figura V-4 mostra o esquema do casador de impedâncias utilizado em nosso experimento.

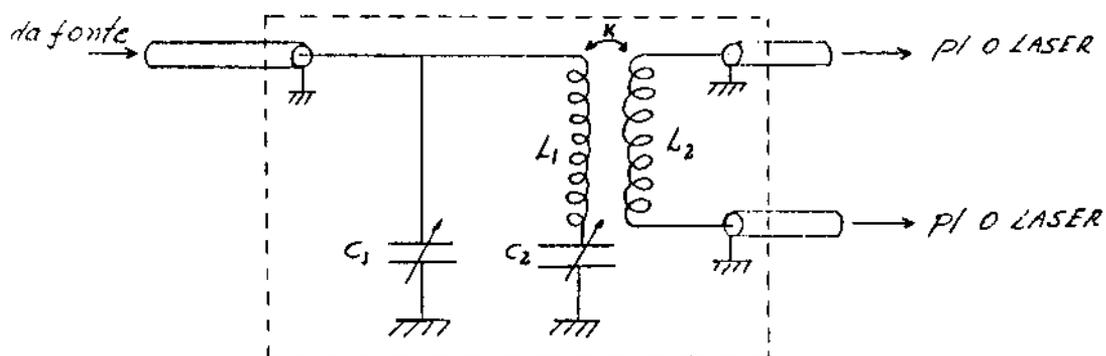


figura V-4 - Esquema do casador de impedâncias

Os valores dos capacitores C_1 e C_2 , bem como dos indutores L_1 e L_2 foram encontrados de maneira empírica a partir de valores estimados, e não foram medidos.

Os dois indutores foram montados coaxialmente e o melhor acoplamento entre os dois ($K \approx 1$) foi encontrado fixando-se o valor de L_1 e aumentando-se ou diminuindo-se o valor de L_2 .

Os capacitores utilizados foram do tipo normalmente usados em geradores de R.F. de potência, e suas capacidades foram alteradas até que se conseguisse um ajuste razoavelmente preciso no casamento das impedâncias.

Para medir as potências transmitida e refletida, utilizou-se um watímetro direcional.

O casamento de impedâncias foi obtido variando-se as capacitâncias de C_1 e C_2 de um modo iterativo até que se obtivesse o menor valor de potência refletida.

A figura V-5 mostra um diagrama do sistema de alimentação elétrica do laser de CO_2 .

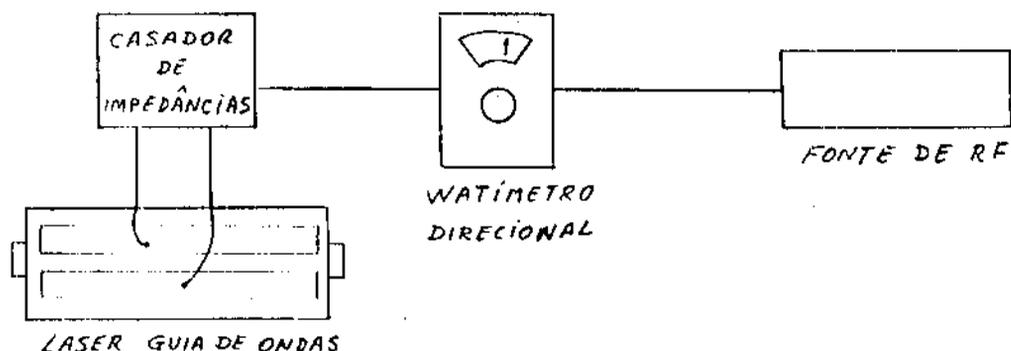


figura V-5 - Diagrama do sistema de alimentação elétrica.

No guia de ondas cada eletrodo foi ligado a uma das saídas do casador de impedâncias através de cabos coaxiais, tomando-se o cuidado para que a distância entre a cabeça laser e o casador de impedâncias fosse a menor possível, e que a caixa da cabeça laser e a caixa onde foi montado o casador de impedâncias fossem devidamente aterradas, afim de se evitar que ondas de R.F. fossem emitidas para o ambiente causando interferências em outros equipamentos.

V.6 - ÓPTICA E ALINHAMENTO DO LASER

A Óptica utilizada no laser foi composta por dois espelhos planos, um 100% refletor de ouro e o outro 95% refletor de germânio.

Os dois espelhos foram colocados em suportes como o mostrado na figura V-6.

SUPTES PI ESPELHOS

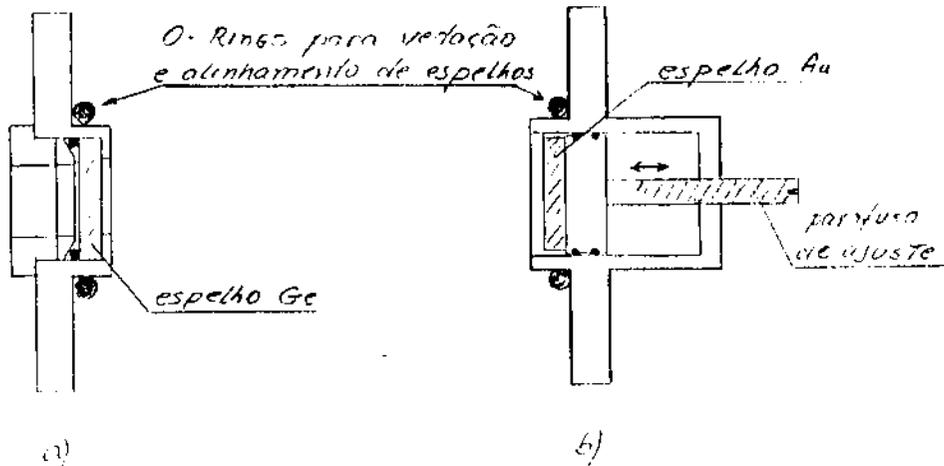


figura V-6 - Suportes para espelhos a) dianteiro b) traseiro

Os suportes foram posicionados nas tampas frontal e traseira da caixa do laser sobre O-rings, cujos objetivos eram o de dar vedação e usar a elasticidade dos O-rings para permitir o alinhamento dos espelhos.

O suporte do espelho traseiro foi dotado de um parafuso para ajustar a posição do espelho de ouro em relação à saída do guia de ondas, permitindo assim otimizar o acoplamento dos modos que retornam ao guia.

O alinhamento do laser consiste em fazer com que o eixo longitudinal do guia de ondas seja perpendicular aos planos dos espelhos.

Devido às reduzidas dimensões internas da cavidade do guia de ondas, o alinhamento teve que ser feito com o auxílio de um laser de HeNe, cujo feixe se fez atravessar a cavidade sem sofrer reflexões nas paredes internas da mesma.

Feito isso, colocou-se uma lâmina com um pequeno orifício entre o laser de HeNe e a entrada do guia de ondas, e em seguida colocou-se o suporte com o espelho de ouro. Ajustou-se o suporte através de três parafusos dispostos a 120° um em relação ao outro, até se conseguir que o feixe refletido pelo espelho torne a passar pelo orifício. (fig. V-7)

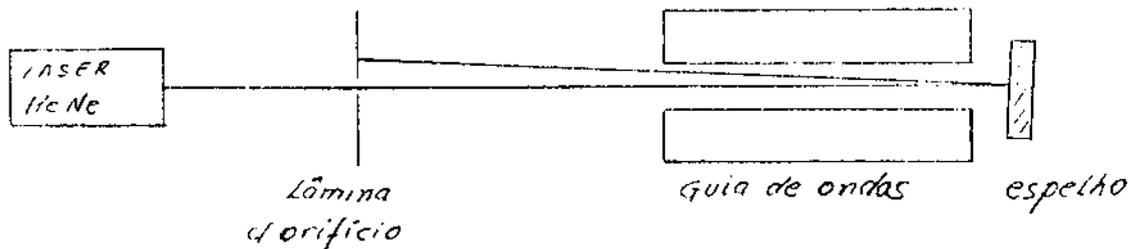


figura V-7 - Dispositivo para alinhamento do espelho traseiro.

Para se alinhar o espelho de germânio, o procedimento adotado foi idêntico ao utilizado para alinhar o espelho de ouro. Para isso admitiu-se que as superfícies interna e externa do espelho de germânio fossem paralelas.

Após ter sido feito o alinhamento dos dois espelhos, o laser foi ligado e a qualidade do modo emergente pode ser avaliada. Como o diâmetro do feixe laser emergente era da ordem de 1 mm, utilizou-se uma lente convergente para expandir o feixe.

O feixe expandido foi projetado em uma placa térmica, e então o alinhamento pode ser completado até que o modo projetado fosse o mais simétrico possível, uma vez que o modo obtido na saída deste tipo de laser é o TEM_{00} (EH_{11}), como mostrado na figura V-8. Este modo foi obtido a cerca de 15 cm da lente.

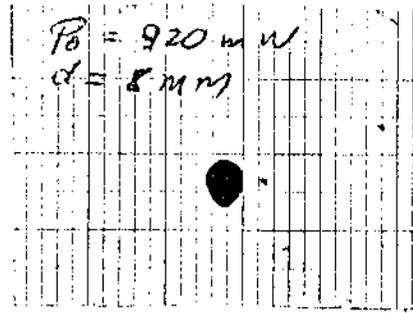


Figura V-8 - Modo do laser guia de ondas.

O dispositivo de verificação da qualidade do modo é mostrado na figura V-9.

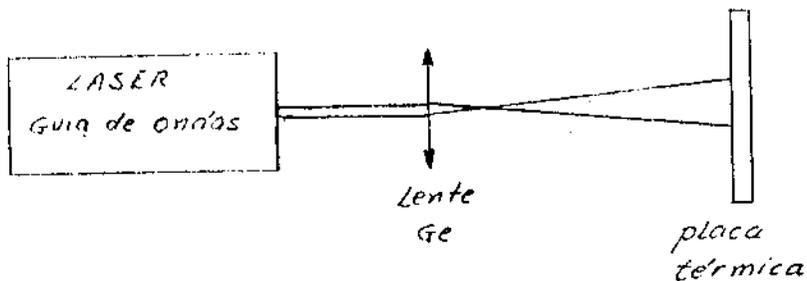


Figura V-9 - Dispositivo para verificação da qualidade do modo.

CAPÍTULO VI

RESULTADOS

VI - RESULTADOS

A última etapa deste trabalho foi medir a potência óptica de saída do laser e encontrar as condições de trabalho que otimizavam a sua operação.

Vários parâmetros devem ser utilizados afim de se obter a condição de otimização, tais como pressão e composição do gás, potência e frequência do campo de R.F. fornecidos ao sistema, a óptica utilizada (curvatura dos espelhos, distância dos espelhos até o final do guia de ondas e refletividade do espelho de acoplamento) e o material utilizado na construção do guia.

No nosso equipamento utilizamos, como fixos, os seguintes parâmetros:

Composição do gás: 9% de CO_2 , 16% de N_2 e 75% de He

Frequência de R.F.: 40 MHz

Espelho de acoplamento: plano, refletividade de 95% e posicionado a 4 mm do final do guia de ondas.

A potência de R.F. fornecida ao sistema foi otimizada através do casador de impedâncias e a potência máxima transferida foi 80 W. Este valor, entretanto, não significa que todos os 80 W foram transferidos para o laser, pois existiram perdas adicionais no casador de impedâncias e nos cabos que chegavam ao laser. Este fato foi constatado pelo aquecimento dos cabos e da caixa onde foi montado o casador de impedâncias.

Os únicos parâmetros que puderam ser variados, devido à concepção do projeto, afim de se obter as melhores condições de operação do laser foram a posição do espelho de ouro em relação ao final do guia de ondas e a pressão do gás.

A figura VI.1 mostra a potência óptica de saída do laser obtida em função da posição Z do espelho em relação ao final do guia de ondas. Em todos os casos, a pressão que maximizava a potência de saída era de 210 mbar (≈ 166 torr). As pressões mais baixas do que esta, além de a potência de saída ser menor, a descarga mostrava regiões de instabilidade (regiões de brilho mais intenso), principalmente próximo das extremidades do guia.

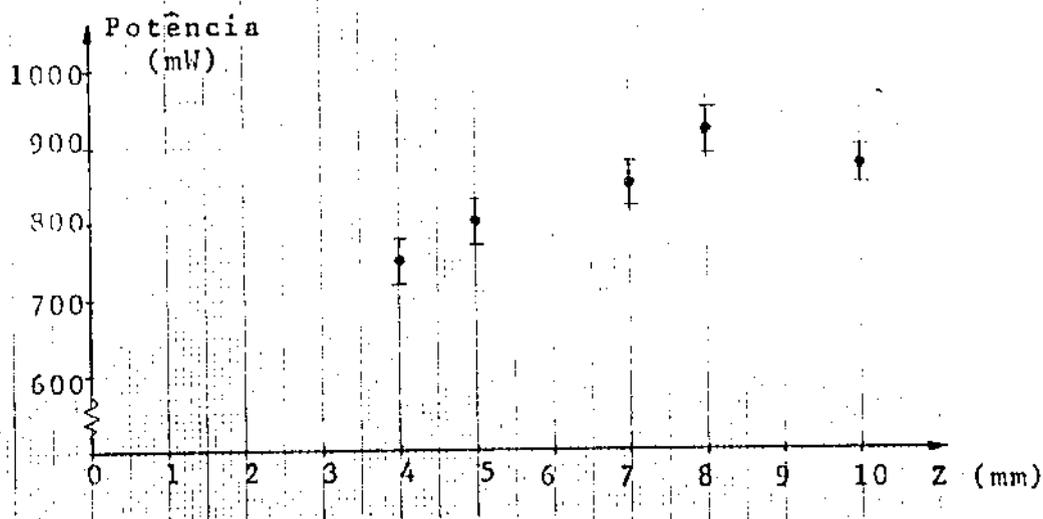


Figura VI-1 - Potência óptica de saída x posição Z do espelho de ouro.

Para medir a potência máxima de saída para cada posição Z do espelho, repetiu-se o procedimento descrito em V.6 com a finalidade de se garantir que qualquer desalinhamento do espelho de ouro, decorrente do deslocamento para a nova posição, fosse corrigido. Em todos os casos, antes de se ligar o laser e após ter sido feito o alinhamento dos espelhos, fazia-se vácuo no sistema até que a pressão estivesse abaixo de 2 mbar, e só então colocava-se o gás e ligava-se a fonte de R.F. fazendo o ajuste no casador de impedâncias até que a potência refletida fosse a mínima possível ($\approx 20\%$).

CAPÍTULO VII

CONCLUSÕES

VII - CONCLUSÕES

No capítulo IV foram mostrados os dois tipos de descarga elétrica em gases mais comumente utilizados em lasers.

No desenvolvimento deste trabalho optamos pelo uso de descarga transversal por R.F., primeiro objetivando um domínio maior desta técnica e também porque nos últimos anos a mesma tem sido amplamente utilizada no desenvolvimento de lasers de última geração.

O uso de descarga por R.F. em laser não é novidade, visto que o primeiro laser a gás, um laser de HeNe, foi excitado através de rádio-frequência.

As principais vantagens apresentadas pela descarga por R.F. são as seguintes:

- dimensões reduzidas da região de descarga: devido à rápida mudança de polaridade entre os eletrodos, permitindo que altas densidades de potência elétrica sejam transferidas para um pequeno volume de gás, sem contudo ocorrer arco entre os eletrodos.

- baixa tensão de operação: devido à reduzida distância entre os eletrodos, a tensão necessária para manter a descarga pode ser mantida a níveis baixos (da ordem de algumas centenas de volts) tornando segura a operação e manutenção do equipamento.

Nos lasers que utilizam descarga D.C., onde a distância entre os eletrodos em geral é grande, a tensão sobre os eletrodos é da ordem de alguns KV.

- homogeneidade da descarga: na descarga por R.F. os eletrodos podem ser montados perpendicular e paralelamente ao eixo longitudinal da cavidade da descarga (descarga transversal), e nesta configuração os eletrodos cobrem quase toda a região de descarga criando uma descarga homogênea. [16]

- consumo de gás: na descarga por R.F. a quebra de moléculas ocorre em quantidade muito inferior àquela apresentada pelas descargas D.C.. As moléculas de CO_2 quando quebradas são transformadas em radicais livres (CO^{++} e O^{--}). O oxigênio por si só é corrosivo e pode oxidar os materiais no interior da cavidade, e se ainda existir algum hidrogênio, este pode se recombinar com o oxigênio e formar vapor de água que será adsorvido pelas paredes da cavidade [17]. Além disso, íons na presença de um campo elétrico são acelerados pelo mesmo provocando a deterioração do anodo e do catodo, liberando partículas dos mesmos que podem contaminar o gás e ainda serem depositadas sobre as superfícies da cavidade ou sobre os espelhos.

A quebra das moléculas deve ser compensada pela troca de gás, sendo que nas descargas por R.F. o consumo do gás pode ser mantido a volumes bastante reduzidos em relação ao consumo exigido pelas descargas D.C..

Alguns cuidados devem ser tomados quando se utiliza descargas por R.F., com relação à ação dos campos que "escapam" do sistema e interferem em outros equipamentos situados nas proximidades da fonte geradora. Para evitar esta interferência, a fonte de R.F., bem como todas as partes que estiverem ligadas a ela devem ser devidamente blindadas e aterradas.

O uso da cavidade tipo guia de ondas nos permitiu adquirir conhecimentos sobre este novo tipo de estrutura, a qual difere bastante daquela utilizada nos lasers convencionais (que usam cavidade do tipo Fabry-Perot).

É importante esclarecer que o termo cavidade aqui empregado tem o significado de cavidade óptica, a qual inclui a região de descarga mais a parte óptica.

Nos lasers que utilizam cavidade tipo guia de ondas (ou simplesmente lasers guia de ondas) os modos "guiados" são aqueles "permitidos" para um guia de ondas, diferentemente dos lasers convencionais onde os modos são aqueles "permitidos" pela cavidade óptica.

O modo de saída obtido pelo nosso equipamento, mostrado na figura V-8 e a curva mostrada na figura VI-1, indicam que estes resultados estão de acordo com a teoria sobre guia de ondas apresentada nos capítulos II e III (modo de saída do laser guia de ondas e a sua dependência com a posição dos espelhos) e a teoria sobre descargas elétricas por R.F. (capítulo IV). No entanto, a potência de saída obtida esteve abaixo do valor por nós esperado, indicando uma eficiência do laser (razão entre a potência óptica de saída e a potência elétrica transferida para a descarga) da ordem de 2% (estimando-se que aproximadamente 50 W de R.F. foram efetivamente utilizados na descarga e os 30 W restantes foram dissipados na forma de calor no circuito elétrico ou por irradiação).

As razões que levaram a esta baixa eficiência podem ter sido:

- 1- irregularidades na cavidade (rugosidade ou tortuosidade excessivas dos eletrodos ou das cerâmicas) que causam

perdas adicionais dos modos;

2- contaminação do gás devido à degasagem dos materiais contidos no interior da caixa do laser ou ainda impurezas contidas no próprio gás;

3- a mistura do gás utilizado não foi otimizada para as condições de operação do laser.

O objetivo inicial deste trabalho era o de levantar as características de operação de um laser guia de ondas excitado por rádio-frequência. Entretanto, os resultados obtidos não foram aqueles que esperávamos, ou por limitações técnicas ou por desconhecimentos que nos levaram a erros de projeto. Mesmo assim, acreditamos que este trabalho tenha contribuído em muito como ponto de partida para novas pesquisas sobre este tipo de equipamento. Acreditamos também ser esta tecnologia a que mais se aproxima de um "estado de arte" na área de lasers de CO_2 , sendo que, este tipo de laser, atualmente ocupa uma posição privilegiada no "ranking" de aplicações nas áreas médicas, industriais e de pesquisas científicas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 - E. J. Lima - Tese de Mestrado, UNICAMP, 1984
- 2 - C. K. N. Patel - Cientific American, Aug. 1968, 23
- 3 - C. K. N. Patel - Phys. Rev. Let., Vol. 13, N^o 21, Nov. 1964, 617
- 4 - J. D. Jackson - Classical Electrodynamics, 1962
- 5 - E. A. J. Marcatili; R. A. Schmelzter - The Bell Syst. Tech. j., July 1964, 1783
- 6 - K. D. Laackmann; W. H. Steier - Appl. Opt., Vol. 15, N^o 5 May 1976, 1334
- 7 - J. J. Degnan - Appl. Phys. 11, 1976, 1
- 8 - R. L. Abrams; W. B. Bridges - IEEE j. Quant. Elect., Vol. QE - 9, Sep. 1973, 940
- 9 - M. A. E. A. Faris - Tese de Doutorado, Univ. de Lilli (França), 1985
- 10 - R. L. Abrams - IEEE j. Quant. Electr., Vol. QE - 8, Nov. 1972, 838
- 11 - D. M. Henderson - Appl. Opt., Vol. 15, N^o 4, April 1976, 1066
- 12 - B. Chapman - Glow Discharges Processes, 1980
- 13 - F. Moghbeli; D. He; G. Allcock; D. R. Hall - j. Phys. E. Sci. Instr., Vol. 17, 1984, 1159
- 14 - J. G. Grossman; L. W. Casperson; O. M. Stafsudd - Appl. Opt., Vol. 22, N^o 9, May 1983, 1298
- 15 - D. He, D. R. Hall - IEEE j. Quant. Electr., Vol. QE - 20, N^o 5, May 1984, 509

16 - P. V. Salvo - Photonics Spectra, July 1988, 142

17 - P. Laackmann - Laser and Optonics, March 1989