

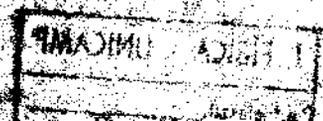
ESTUDO SOBRE AUTOPULSO EM LASERS DE
SEMICONDUTOR

ANTONIO CARLOS MOROSINI

ORIENTADOR : Prof. Dr. Márcio D'Olne Campos

Tese apresentada ao Instituto
de Física "Gleb Wataghin" pa
ra a obtenção do Título de
Mestre em Ciências.

JUNHO DE 1975



AGRADECIMENTOS

Ao meu Orientador Prof. Dr. Márcio D'Olne Campos, extendendo ao Prof. Dr. Navin B. Patel, pela orientação durante todo o trabalho.

Aos Profs. Drs. J.E. Ripper e N.G. Basov, pelo fornecimento das teorias a serem testadas.

Ao Francisco Carlos Prince, pela paciência em realizar a experiência junto comigo.

À Sandra Ferreira, pela pacenciosa e primorosa dactilografia.

À equipe de desenho, pelo grande interesse.

À Beny que me suportou durante a elaboração desta Tese.

À Fapesp, pelo suporte financeiro.

Aos demais que, quer por seu interesse ou indiferença tornaram possível este trabalho.

Í N D I C E

<u>INTRODUÇÃO</u>	05
<u>CAPÍTULO I</u> - Informações sobre o Funcionamento do Laser de Semicondutor	07
I.1 - Analogia entre Laser e Amplificador Reali- mentado Positivamente.....	07
I.2 - Princípios de Operação	09
I.3 - Laser de Junção p-n	14
I.4 - Modos de um Laser	16
<u>CAPÍTULO II</u> - Teorias sobre o Autopulso	21
II.1a - Q-Switching Repetitivo	21
II.1b - Resultados Obtidos	25
II.1c - Tratamento Matemático	27
II.1d - Comentários	27
II.2 - Acoplamento de Modos de 2 ^a Ordem	28
II.2a - Acoplamento de Modos de 1 ^a Ordem	28
II.2b - Ruído Quântico	30
II.2c - Acoplamento de Modos de 2 ^a Ordem (Teoria).....	33
II.2d - Comentários	43
II.3 - Sugestão de uma Experiência para testarmos as duas Teorias	43
<u>CAPÍTULO III</u> - Experiência	44
III.1 - Detecção do Autopulso	44
III.2 - Realimentação Ótica	46

III.3.	- Diagrama da Montagem	46
	a. Laser	48
	b. Sistema de Realimentação	50
	c. Sistema de Detecção	51
III.4	- Comentários	52
III.5	- Resultados	52
III.6	- Conclusão	55
	APÊNDICE I	56
	APÊNDICE II	60
	<u>REFERÊNCIAS</u>	62

INTRODUÇÃO

O fenômeno de autopulso, apresentado por lasers semicondutores, para certos valores de corrente e temperatura, consiste numa modulação da intensidade da luz emergente⁽¹⁾. O nome autopulso provém do fato de que o fenômeno é inerente ao laser, não sendo, portanto, induzido por sinal externo. Mesmo trabalhando em regime de corrente contínua observamos este tipo de comportamento. As frequências destes pulsos se situam, aproximadamente, no intervalo de 200MHz a 1.5GHz, o que nos fornece a possibilidade de utilizarmos lasers deste tipo para comunicações^(2,3,4). Devido a esta possibilidade, torna-se importante um conhecimento profundo dos fatores que regem a autopulsção, se quisermos um domínio completo sobre as frequências de pulsção, suas amplitudes, etc. Duas teorias se propõem a explicar a modulação da intensidade da luz. Uma leva em conta a interação não linear entre os modos do laser, aqui denominada de acoplamento de modos ("mode locking" de 2ª ordem^(5,6)). A outra baseia-se na não uniformidade da injeção de corrente no laser. Seus autores a denominam "Q-Switching"-repetitivo^(7,8).

O objetivo deste trabalho é o de, através de uma experiência, testar as duas teorias, verificando pelo menos qual dos dois mecanismos contribui mais para o regime de autopulsção.

Nesta apresentação optamos pela seguinte colocação dos assuntos: antes de apresentarmos as duas teorias, faremos uma revisão dos conhecimentos necessários ao bom entendimento destas. A analogia entre um laser e um amplificador realimentado positivamente, nos ajudará a entender o funcionamento do la-

ser, assim como os aspectos ligados a ruídos, os quais como veremos têm papel fundamental na teoria do acoplamento de modos (mode locking de 2ª ordem)⁽⁹⁾. Após a apresentação das teorias, explicaremos detalhadamente a montagem da experiência, seguindo se os resultados e conclusões.

CAPÍTULO I

INFORMAÇÕES SOBRE O FUNCIONAMENTO DOS LASERS DE SEMICONDUTOR .

I.1 - Analogia entre Laser e Amplificador realimentado positivamente.

Se tomarmos um ressoador ótico, formado por dois espelhos coaxiais e dentro deste colocarmos um meio ativo, teremos um laser típico. O meio ativo faria, aqui, o papel de amplificador da luz, enquanto que os espelhos forneceria a realimentação. Esse processo de amplificação e realimentação, sob determinadas condições, entra em oscilação de modo semelhante aos amplificadores realimentados positivamente⁽⁹⁾. Nesses aparelhos, o sinal fornecido por uma fonte é amplificado, sendo remetido à saída. Uma parte do sinal de saída é novamente levada à entrada do amplificador. A isto, denominamos realimentação, a qual será positiva, se obtivermos um aumento no sinal de saída. Além do sinal enviado pela fonte, temos um outro sinal o qual também será amplificado. Este sinal é inerente ao aparelho sendo denominado "ruído quântico"⁽⁹⁾. A origem deste tipo de ruído está ligada à quantização da carga, ou seja, ao caráter discreto dos elétrons. Geralmente este sinal tem pequena amplitude em relação ao sinal da fonte, sendo portanto mascarado. Se sob certas condições o sinal devido à realimentação for idêntico ao sinal de entrada, poderemos retirar a fonte, e o amplificador não terá meios de distinguir a mudança. Teremos então um oscilador. Para melhorarmos a analogia podemos fazer ainda outra hipótese. Vamos supor que não cheguemos a ligar a fonte. O ruído, presente no oscilador, pode ser amplificado de tal modo que atinjamos as condições de oscilação. Na

teoria do acoplamento de modos, analisaremos com mais detalhes o ruído quântico e sua amplificação. Todos os aspectos descritos acima têm seus análogos no funcionamento do laser. A figura (1) mostra os esquemas de um oscilador e de um laser. Podemos notar a semelhança entre um e outro.

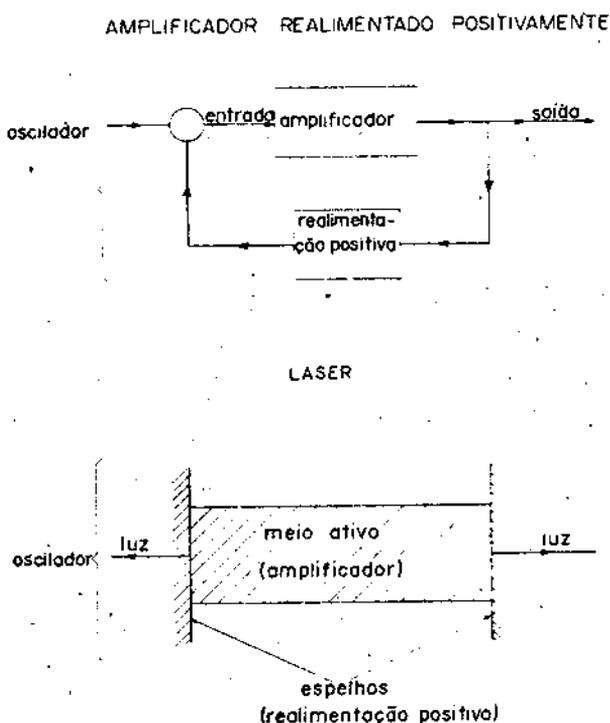


Fig.(1) - Analogia entre amplificador (oscilador) e laser.

O processo de amplificação e oscilação apresentado, é governado pelo parâmetro denominado "ganho". Basicamente o ganho é definido como sendo a razão entre o sinal de saída e o sinal de entrada. No nosso oscilador, a expressão matemática para o ganho pode ser escrita⁽⁹⁾

$$g = \frac{G}{1 - \beta G} \tag{1}$$

Nesta expressão G é o ganho sem realimentação e β o fator de realimentação. (O fator β corresponderá, para os nossos lasers de semicondutor, ao fator R o qual indica a reflexão interna - nos espelhos.). O amplificador torna-se um oscilador, quando $\beta G = 1$. Em outras palavras teremos um sinal de saída, sem o fornecimento de um sinal de entrada. No caso do laser a luz será amplificada no meio ativo, o qual do mesmo modo que o amplificador, tem associado a si, um certo ganho. No caso do laser, porém, a expressão para o ganho assume forma bem mais complexa como veremos adiante.

I.2 - Princípios de Operação

A amplificação da luz, ou seja, como atua o meio nesta amplificação, está intimamente ligada ao conceito de inversão de população e a conseqüente emissão estimulada. A inversão de população ocorre entre dois níveis eletrônicos, quando o nível de maior energia tem maior possibilidade de estar ocupado por eletrons, do que o nível mais baixo. Neste caso, a probabilidade de que um foton com energia $h\nu$ (igual à separação entre os níveis) provoque uma transição do nível superior para o inferior, supera a probabilidade de uma transição de baixo para cima⁽¹⁰⁾. Se esta transição for radiativa, teremos uma amplificação. A Fig. (2) mostra o gráfico da (energia x densidade de estados) para um semicondutor intrínseco a 0°K .

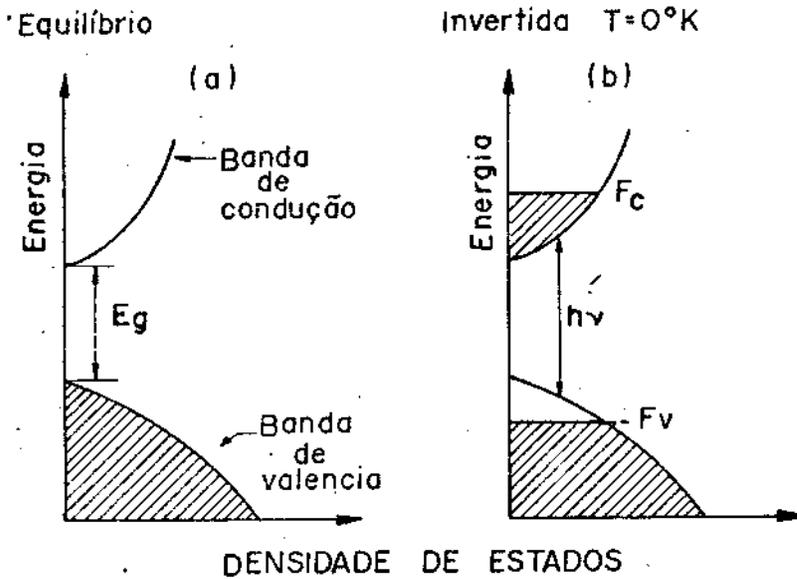


Fig.(2)
Inversão de população em um semiconductor intrínseco. F_c e F_v são os quase níveis de Fermi na banda de condução e valência respectivamente. A energia do foton é dada por $h\nu$.

A Fig.(2a) mostra a situação de equilíbrio a $0^\circ K$. A Fig.(2b) esquematiza a inversão de população a temperatura acima. Vemos a banda de valência com ausência de eletrons (ou cheia de buracos) até a energia F_v , enquanto a banda de condução encontra-se preenchida até a energia F_c . Em situação de população invertida, não temos o equilíbrio térmico. Este problema é contornado pela análise das características de tempo do semiconductor. Supondo-se o equilíbrio entre os portadores em cada banda, define-se os valores F_c e F_v como sendo os quase-níveis de Fermi para a banda de condução e de valência respectivamente (10). Estes quase-níveis estão a energias tais que a probabilidade de um estado estar ocupado é igual a $1/2$. A

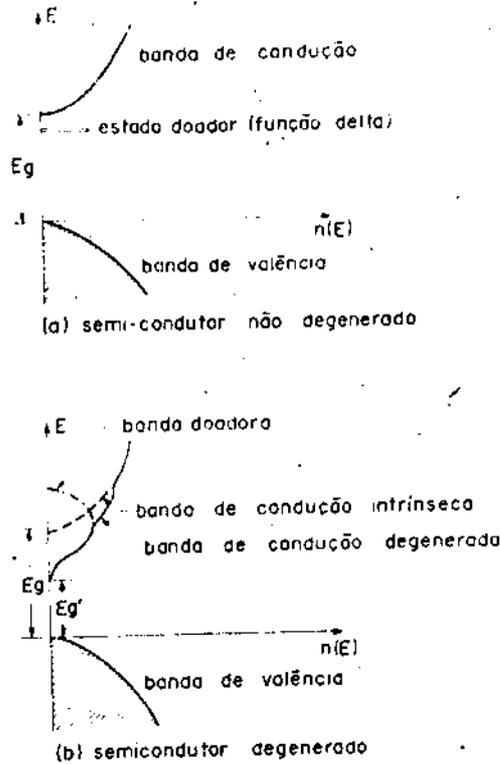
expressão desta probabilidade é fornecida pela estatística de Fermi-Dirac, como sendo :

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp(E - F_c) / KT} \quad (2)$$

Temos expressão semelhante para a banda de valência . Impondo-se a condição que o número de fons emitidos seja maior que o número de fons absorvidos, obtemos a condição de emissão estimulada

$$F_c - F_v > hv \quad (3)$$

Normalmente, não trabalhamos com semicondutores intrínsecos, mas sim com elementos dopados, ou seja, impurezas eletricamente ativas são adicionadas ao material com a finalidade de se melhorar a condução. Os principais efeitos da alta dopagem seriam: o nível de Fermi está localizado dentro das bandas permitidas ; os estados de impurezas alargam-se em bandas e a banda proibida intrínseca é reduzida. Estes efeitos levam ao conceito de degenerescência. Aqui, diremos apenas que, num material degenerado, o nível de Fermi se situará dentro da banda de condução ou de valência, dependendo do tipo de impureza ⁽¹¹⁾. A Fig.(3) mostra um semicondutor não degenerado e um degenerado. A Fig.(3a)-esquematiza um nível de impurezas porém não degenerado. A Fig. (3b) mostra o efeito da alta dopagem na banda de condução. O alargamento do nível de impurezas em bandas de impurezas, faz com que o nível de Fermi se coloque dentro da banda de condução.



Fig(3)-Densidade de estados $n(E)$ vs E
 (a) para um semi-condutor não degenerado.
 (b) para um semi-condutor degenerado

Para obtermos radiação coerente, devemos atingir não apenas as condições para a emissão estimulada, mas também, o ganho associado com as transições estimuladas deve ser maior do que as perdas totais existentes no meio ativo da cavidade. Devido à teoria do "Q-Switching" repetitivo, apresentaremos aqui, a expressão que relaciona o ganho com o nível de Fermi. Se fizermos a hipótese de que a dopagem em um semicondutor causa uma deformação nas bandas, tal que a densidade de estados perto do mínimo da banda de condução seja $\rho = \rho_0 \exp(\frac{E}{E_0})$ e que a banda de valência tenha um nível de energia de impurezas discreto, representado por uma função delta, encontraremos que o ganho em um semicondutor pode ser dado por^(7,12) (ver Apêndice I) :

$$g_i = A \rho_0 \exp\left(\frac{E}{E_0}\right) \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - F_i}{KT}\right)} \quad (4)$$

onde A é uma constante dependente da temperatura, F_i é o quase nível de Fermi na banda de condução, E é a frequência da luz emitida e E_0 depende da dopagem. O número de eletrons está relacionado com o nível de Fermi pela equação :

$$n_i = B \rho_0 \left(\frac{F_i}{E_0} \right) \quad (5)$$

onde B também depende da temperatura.

A Fig.(4) mostra o gráfico energia x densidade de estados de um semiconductor que satisfaz as hipóteses acima.

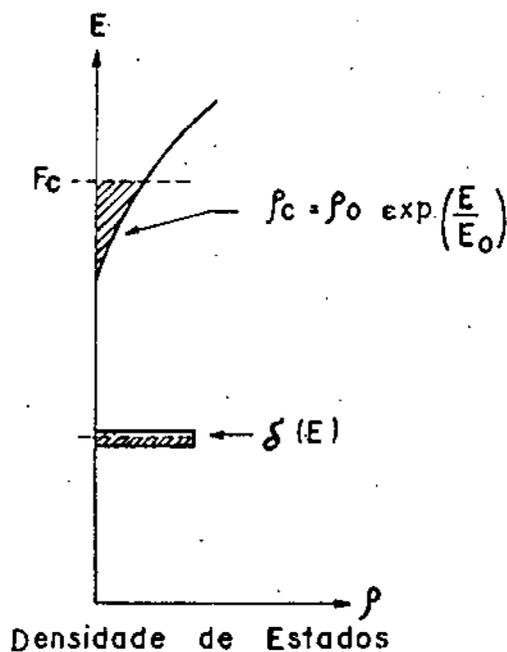


Fig.(4)
Modelo de semiconductor utilizado no
Q - Swifching - repetitivo.

Devemos observar que neste modelo de semiconductor, - tanto o ganho como a população dos níveis, trazem explicitamente o quase-nível da banda de condução, enquanto que as contribuições da banda de valência são desprezadas (7).

I.3 - Laser de Junção p-n

Até o momento, apresentamos conceitos, tais como, inversão de população, emissão estimulada, ganho, degenerescência e realimentação positiva. Resumindo, podemos dizer que para obtermos a ação de laser, três condições básicas devem ser preenchidas⁽¹¹⁾ : (1ª) um método de bombearmos os eletrons de um nível de menor energia para um de maior energia. Ou seja, de vemos poder conseguir uma inversão de população. (2ª) um número de eletrons, suficientemente grande, deve ser invertido tal que obtenhamos emissão estimulada o bastante para superarmos as per das. Em outras palavras, o ganho deve superar as perdas, e (3ª) uma cavidade ressonante deve prover a realimentação positiva.

O método mais comum de bombeamento, e também o mais viável, em lasers de semiconductor é o da injeção de corrente em uma junção p-n. A cavidade ressonante geralmente utilizada tem a forma de paralelepípedo com duas faces opostas clivadas (espelhos). Este paralelepípedo é denominado cavidade Fabry-Perot. A Figura 4 mostra a estrutura básica de um laser com as características acima.

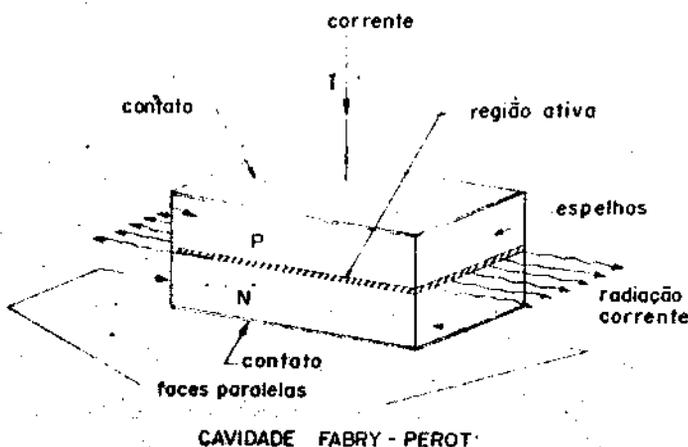


Fig.(4) - Estrutura básica de um laser de junção no forma de uma cavidade Fabry-Perot, isto é, um par de planos paralelos são clivados ou polidos.

Para entendermos melhor o método da injeção observe-mos a Fig.5. A Figura 5(a) nos mostra o diagrama de energia de uma junção p-n em equilíbrio. O lado p da junção é dopado fortemente com impurezas aceitadoras. Zinco, por exemplo. O lado n recebe dopagem de impurezas doadoras, vamos dizer, Telúrio - (Te). O efeito da alta dopagem é fazer com que o nível de Fermi (E_F) se localize no interior das bandas de valência e condução. Temos aí uma junção degenerada. A Figura 5(b) esquematiza a mesma junção após receber uma polarização direta V. Neste caso, o potencial aplicado tende a retificar a barreira de energia. Elétrons podem passar através do topo da barreira, atingindo o lado p onde realizam transições para os estados vazios na banda de valência e ftons serão emitidos com energia aproximadamente igual a E_g . Para uma voltagem suficientemente alta, de

DIAGRAMA DE ENERGIA DA JUNÇÃO P-n

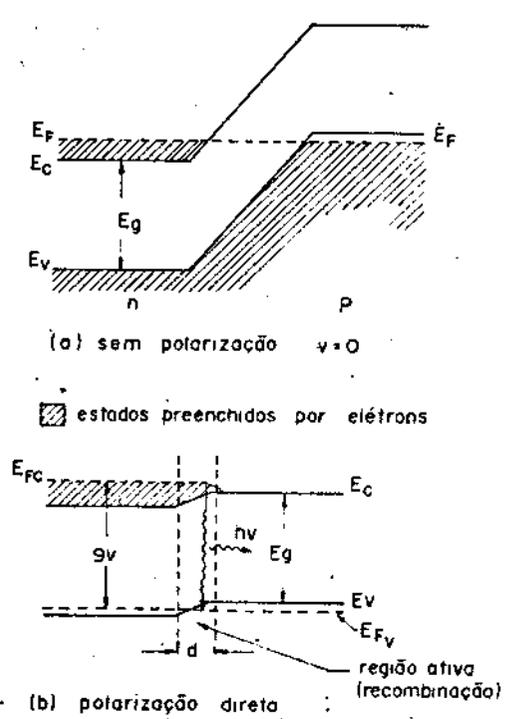


Fig 5

ve existir uma região ativa na vizinhança da junção, onde a po-

pulação é invertida. Porque esta região ativa é bastante fina (2μ), o ganho será máximo no plano da junção. Isto, faz com que, a geometria Fabry-Perot seja largamente utilizada, pois o caminho de realimentação estava diretamente no plano de ganho máximo.

Para obtermos a ação de laser, o ganho deverá satisfazer a condição, de que a luz realize um caminho completo na cavidade, sem atenuação. Neste caso podemos escrever

$$R \exp (g-\alpha)L = 1$$

ou

(5)

$$g = \alpha + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$$

Nas expressões, g é o ganho por unidade de comprimento no limiar, α representa as perdas por unidade de comprimento, L é o comprimento da cavidade e R a refletividade nos espelhos da cavidade. (O fator R faz o papel do fator β no amplificador) (11,13).

I.4 - Modos de um Laser

Associados a uma cavidade ressonante temos uma série de modos oscilando os quais dependerão da geometria do ressoador. Vimos nas seções anteriores, que se colocarmos um meio ativo no interior da cavidade teríamos um laser. O espectro de frequências que este laser emitirá, será determinado pela região de frequência para as quais o ganho no meio ativo, supera as perdas. Normalmente temos muitos modos do ressoador ótico que caem dentro desta região de oscilação. O que faz com que a saída de um laser consista de um espectro de frequências, espaçadas de acordo com os parâmetros da cavidade ressonante. 0

comprimento da cavidade ressonante, seus espelhos e o meio ativo encarregam-se de selecionar os modos que permanecerão oscilando. Entendemos por "modo" como sendo uma configuração de campo auto-consistente, ou seja, a distribuição do campo ótico se reproduz após percorrer um caminho fechado dentro da cavidade. Podemos identificar um conjunto de modos longitudinais (axiais), os quais formam um padrão de ondas estacionárias entre os espelhos. Estes modos têm a mesma forma de distribuição espacial de energia em um plano transversal, mas têm diferentes distribuições axiais correspondentes ao número diferente de meios comprimentos de onda (14,15).

O espaçamento de frequência para os modos de um laser depende fortemente das características do meio ativo. No caso de lasers convencionais (lasers de gás, por exemplo) o meio ativo não é dispersivo, ou seja, não temos em um gás uma variação marcante do índice de refração com a frequência. Isto faz com que este tipo de laser tenha um espectro de modos a intervalos de frequência, praticamente constante igual a $\frac{c}{2L}$. A Fig.6 esquematiza a saída de um laser convencional. Na Fig.6a vemos os modos longitudinais de uma cavidade ressonante. Cada frequência corresponde a um número de modo diferente, isto é, um número diferente de meios comprimentos de onda no ressoador. A Fig.6b mostra o ganho versus frequência. A linha pontilhada representa as perdas na cavidade. Vemos a região na qual o ganho supera as perdas. Na Figura 6c temos o aspecto da saída do laser (14).

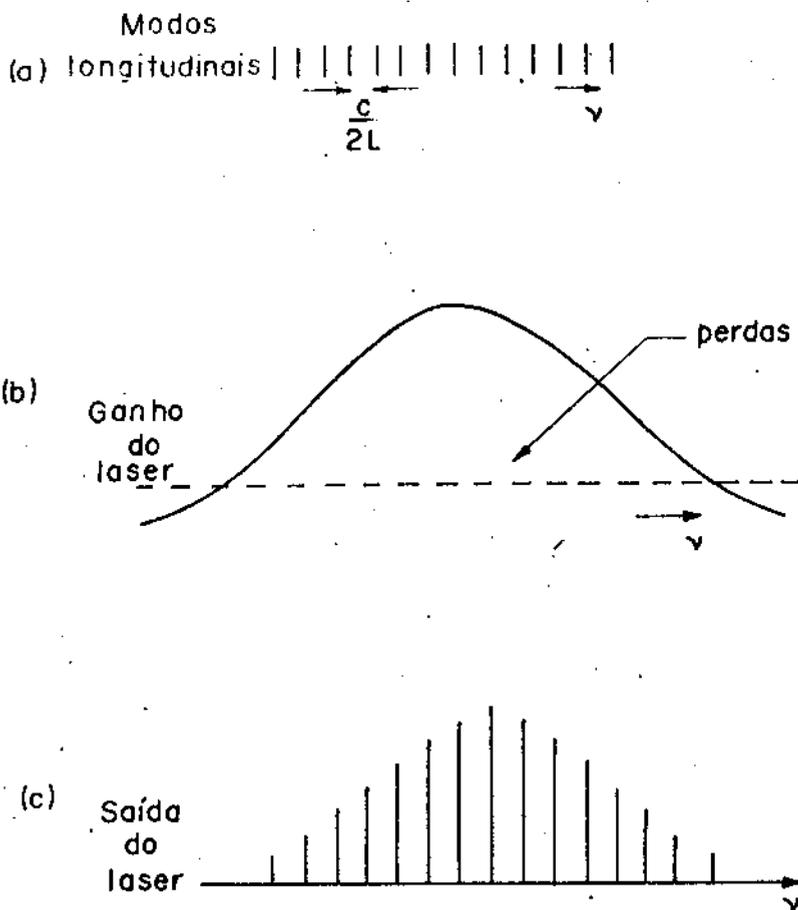


Fig.(6)
 OPERAÇÃO DE UM LASER COM VÁRIOS MODOS
 LONGITUDINAIS

Ao contrário de um laser convencional, o meio ativo de um laser de semicondutor é bastante dispersivo. Em uma cavidade-Fabry-Perot; de comprimento ℓ , a condição para termos ondas estacionárias, pode ser escrita⁽¹³⁾:

$$m \frac{\lambda}{2n} = \ell \quad (6)$$

Nesta expressão, m é um inteiro, e $\frac{\lambda}{n}$ o comprimento de onda da radiação no semicondutor, sendo que n , é o índice de refração. Podemos obter o espaçamento em frequência, utilizando $\lambda = \frac{c}{\nu}$ e derivando a expressão (6) em relação a ν . Obtemos então :

$$\Delta \nu = \frac{c}{2\ell \left(n + \nu \frac{dn}{d\nu} \right)} \quad (7)$$

Vemos portanto, que esta expressão, contém no denominador, o termo de dispersão $\nu \frac{dn}{d\nu}$. Experimentalmente verificou-se - que para energias próximas de energia da banda permitida, o índi

ce de refração varia de maneira acentuada. A Figura (7) mostra esta variação⁽¹⁷⁾. O resultado deste tipo de comportamento é um decréscimo em $\Delta\nu$ com a frequência.

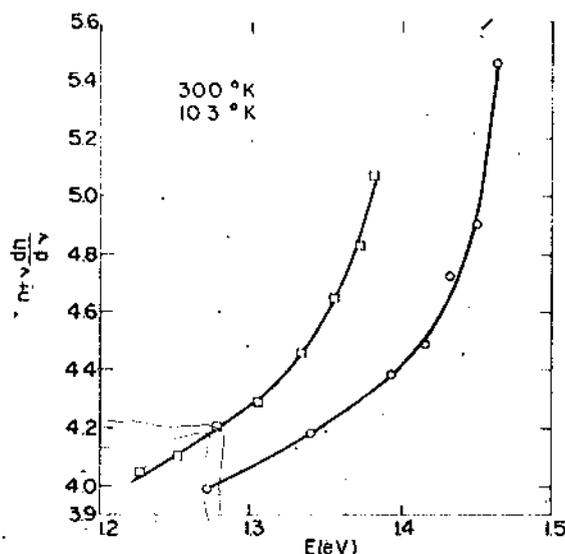


Fig 7 $n + \nu \frac{dn}{d\nu}$ como uma função da energia do foton E para 300 °K e 103 °K

O espectro de modos de um laser de GaAs de injeção, semelhante ao por nós utilizado, é apresentado na Figura 8. Podemos notar em 8 o decréscimo de $\Delta\nu$ com a frequência⁽¹⁶⁾.

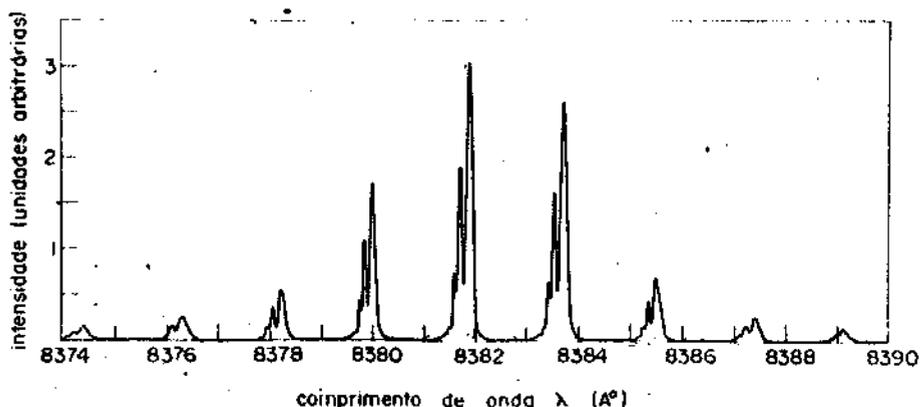


Fig.(8)- Espectro dos modos de um laser de GaAs de injeção. Observa-se as diferenças no espaçamento entre os modos

Tentamos, neste Capítulo, apresentar informações suficientes para o entendimento dos Capítulos que se seguem. No próximo Capítulo, apresentaremos as teorias que serão testadas pela experiência. Sempre que necessário voltaremos a nos referir a este Capítulo.

CAPÍTULO II

TEORIAS SOBRE O AUTOPULSO

Na apresentação das teorias, que iremos testar, escolhemos uma certa ordem cronológica. Apresentaremos antes a teoria do Q-Switching-repetitivo de Basov para logo em seguida apresentarmos a teoria de Ripper e Paoli, "Acoplamento de Modos de 2ª ordem".

II.1a - Q-Switching Repetitivo

A teoria do Q-Switching repetitivo foi inicialmente proposta por N.G. Basov^(4,18,19,20). O modelo de semiconductor utilizado, foi apresentado na Fig.(4) do Capítulo I. Como vimos, neste modelo, tanto o ganho, como a população de eletrons são funções do nível de Fermi. Seguindo o trabalho de Basov, T.P. Lee e R.H.R. Roldam conseguiram resultados mais precisos eliminando certas aproximações usadas anteriormente por Basov⁽⁵⁾. Tentaremos resumir a teoria e os resultados obtidos, baseando-nos no trabalho de Lee e Roldam.

O modelo do "Q-Switching-repetitivo" foi baseado na não uniformidade da corrente de excitação. A experiência que fundamenta esta teoria, foi realizada com diodos duplos de GaAs, feitos por difusão. Este diodo consiste de duas secções eletricamente isoladas e apenas uma cavidade ótica. O isolamento elétrico é conseguido pela resistência da camada difundida, a qual atinge cerca de 30 ohms⁽⁸⁾. Em cada secção, pode-se injetar correntes de modo independente. A Fig.(9) esquematiza este tipo de laser. Na Fig.(9a) temos uma visão das secções I e

2 com as respectivas correntes de excitação I_1 e I_2 . Os valores L_1 e L_2 indicam o comprimento de cada secção. A Fig.(9b) mostra uma vista geral do diodo duplo, destacando-se a faixa isolante⁽⁸⁾.

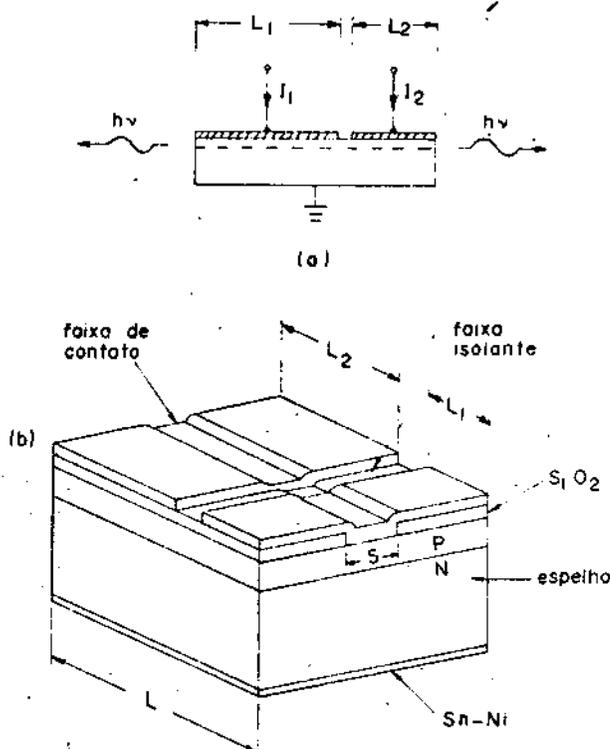


Fig (9)
ESQUEMA DO DIODO DUPLO.
(a) secções com as correntes e comprimentos
(b) vista geral do diodo

A não uniformidade de excitação é conseguida mantendo-se a corrente, em uma das secções, pouco abaixo do limiar; enquanto na outra secção é injetada uma corrente, várias vezes acima do limiar. Nesta situação, a secção, com corrente acima do limiar, atuará como amplificadora sendo que a outra será absorvedora. Para determinados valores das correntes, a luz do laser apresenta a autopulsação. Neste modelo, a explicação do fenómeno leva em conta apenas a variação do ganho e da popula-

ção dos elétrons na banda de condução. Em outras palavras, teremos que nos concentrar no comportamento do nível de Fermi, já que pelas equações (4) e (5), este influi diretamente no ganho e na população⁽¹²⁾. Na secção amplificadora, o nível de Fermi sofrerá um decréscimo com o aumento da densidade de fótons na cavidade. Esta queda no nível de Fermi fará o ganho decrescer. Por outro lado, o aumento do número de fótons, na secção absorvedora, irá causar um aumento no nível de Fermi nessa secção. O efeito será uma diminuição na absorção ou seja, um aumento no ganho. Se o decréscimo na absorção (α_2) com o aumento do número de fótons, for mais rápido do que a queda do ganho (g_1) na secção amplificadora, a curva do ganho líquido, como função da densidade de fótons, começará com uma inclinação positiva, atingirá um máximo e depois decrescerá. Em termos de emissão de luz, o ganho total irá crescer até superar as perdas da cavidade. Atingida esta condição, teríamos a emissão de luz, a qual ocorreria enquanto o ganho fosse igual ou maior que as perdas. Quando o valor do ganho se situasse abaixo das perdas, a emissão cessaria e o processo continuaria cíclico. Teríamos, então, uma série de pulsos de luz definindo-se a autopulsação. A Fig.(10) esquematiza o comportamento do nível de Fermi devido à injeção não uniforme. Na Fig.(10a) temos a secção 1 como amplificadora. Neste caso a secção 2 absorveria os fótons. A Fig.(10b) mostra o comportamento do nível de Fermi (F_c). As setas indicam o aumento ou queda do ganho (g), e do coeficiente de absorção α .

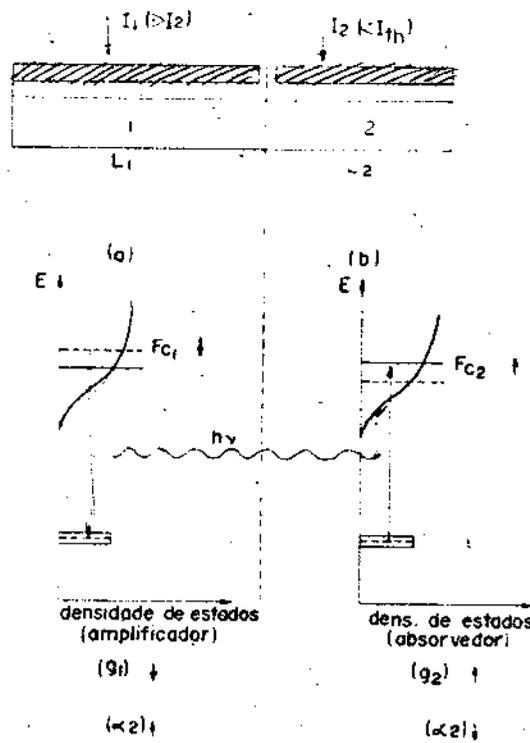


Fig.(10) - Variação do nível de Fermi nas secções do díodo duplo. A secção 1 é amplificadora e a secção 2 absorvedora.

A Fig.(11) mostra o processo de emissão de luz em função do tempo. Na Fig.(11a) vemos o comportamento da intensidade da luz. A Fig.(11b) mostra a variação das quantidades proporcionais às densidades de eletrons N_1 e N_2 . Durante a emissão, a densidade N_1 da secção 1 (amplificadora) decresce devido à alta densidade de ftons na cavidade, causando intensa recombinação. O aumento no número de ftons fará com que N_2 cresça, devido às transições de absorção. Ao cessar a emissão, teremos novamente N_1 crescendo e N_2 decrescendo e o processo se repete. Na Fig. (11c) temos a curva do ganho versus tempo. Quando o ganho se aproxima do máximo, teremos a emissão, a qual ocorrerá até que a queda atinja valores menores que as perdas. Após atingir o mĩ-

nimo o ciclo se repetirá(8).

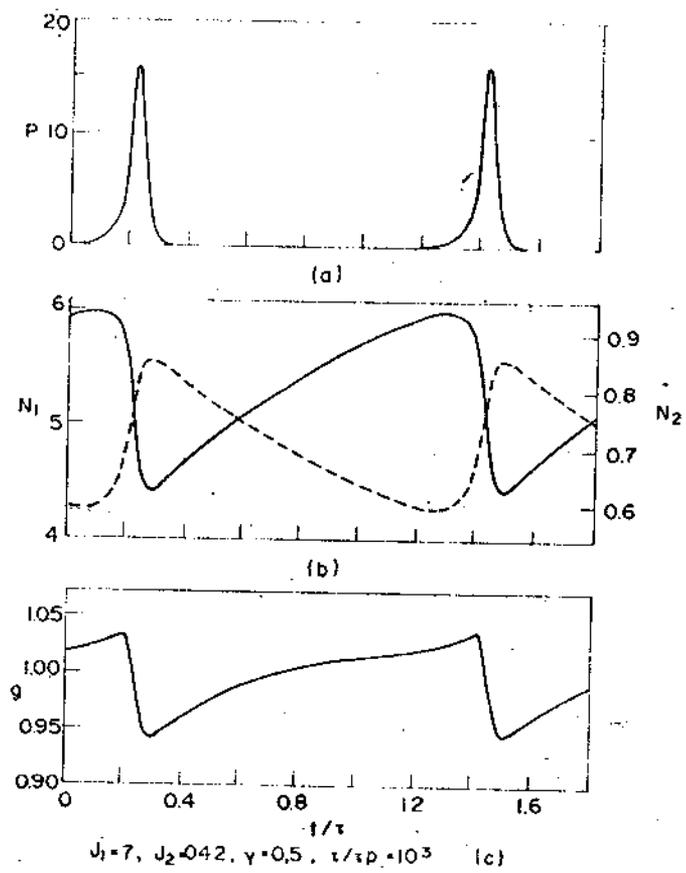


Fig (II) - Evolução no tempo (a) da intensidade da luz P, (b) das densidades de elétrons N_1 e N_2 e (c) o ganho total durante 2 ciclos completos

II .1b - Resultados Obtidos

Para entendermos os diagramas que apresentam os resultados obtidos é conveniente a definição das grandezas utilizadas. Lee e Roldam converteram as densidades de corrente em cada secção em quantidades normalizadas N_{10} e N_{20} . Estes são proporcionais a $\frac{j_1}{j_0}$ e $\frac{j_2}{j_0}$ respectivamente, onde j_1 e j_2 são as densidades de correntes em cada secção. A densidade nominal de corrente limiar, $j_{0_{th}} = 2.718 j_0$ é definida como sendo a densidade de corrente pa-

ra excitação uniforme (correntes iguais nas duas secções). A Fig. (12) mostra em diagrama de fase os resultados obtidos. Foram dispostas no gráfico as densidades de eletrons N_1 da secção amplificadora contra a densidade de eletrons N_2 da secção absorvedora. Em outras palavras, a corrente em uma secção como função da corrente na outra. A normalização faz com que no ponto $N_1 = N_2 = 2.718$ corresponda à densidade nominal de corrente limiar⁽⁸⁾.

Se N_1 for maior que 2.718, a secção I será amplificada, caso contrário absorvedora. As regiões acima da linha de limiar, limitadas por linha contínuas, são calculadas teoricamente. As limitadas por linhas pontilhadas são obtidas experimentalmente. O parâmetro $\gamma = \frac{v_1}{v_2}$ é a razão entre os volumes das secções.

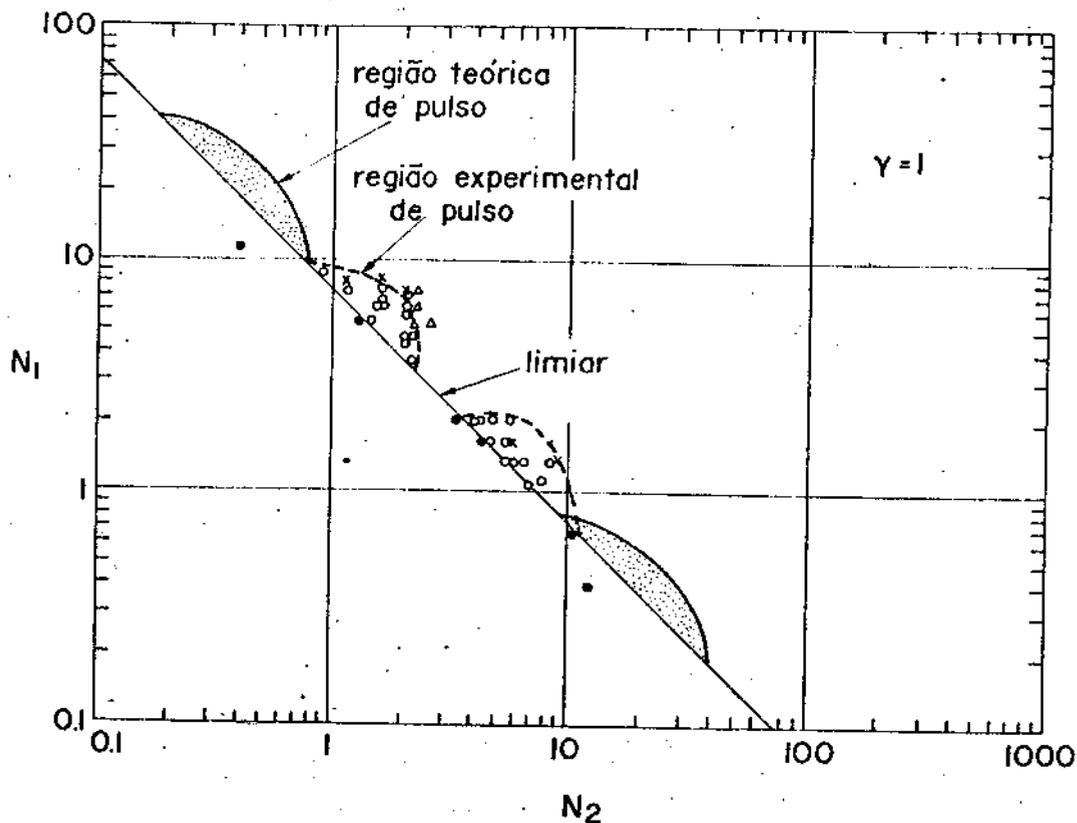


Fig.(12)- Diagrama N_1 vs N_2

II.1c - Tratamento Matemático

A análise matemática, nesta teoria é feita a partir das equações de variação com o tempo. Estas equações normalizadas podem ser escritas na seguinte forma⁽⁸⁾:

$$\frac{dP}{dt} = GP \ln(N_1 N_2^\gamma) \frac{1}{1+\gamma} - GP$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_{10} - N_1 - P \ln N_1 \tag{8}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_{20} - N_2 - P \ln N_2$$

onde P é proporcional à intensidade da luz, N_1 e N_2 são proporcionais às densidades de elétrons da banda de condução das seções 1 e 2, respectivamente, e N_{10} , N_{20} são as correspondentes correntes de injeção em cada seção. O parâmetro $\gamma = \frac{v_1}{v_2}$ fornece a relação entre os volumes das seções. O fator $G = \frac{\tau}{\tau_p}$ é dado pela razão entre o tempo de recombinação dos portadores τ e o tempo de vida dos ftons na cavidade τ_p .

II.1d - Comentários

Na análise matemática do modelo do Q-Switching repetitivo não se levou em conta a estrutura de modos do laser. Foi feita a hipótese que o laser operaria em um único modo, ou seja, a largura de linha seria homogênea. Uma segunda hipótese é a de que o nível de Fermi situa-se na parte da banda de condução,

deformada pela dopagem. Estas hipóteses básicas, foram também utilizadas por Basov na obtenção das equações de variação.

Observando os resultados teóricos e experimentais - na Fig.(12) podemos observar uma razoável discrepância entre cada tipo de resultado. O gráfico encontra-se em escala logarítmica o que de certa forma dificulta a visualização da diferença entre os valores. Na região teórica temos razões entre as correntes injetadas da ordem de 20, nos melhores casos. Isto significa que por esta teoria devemos ter a corrente em uma secção 20 ou mais vezes maior do que na outra. Trabalhando com lasers de uma única secção achamos difícil a existência de não uniformidades desta ordem. Os próprios resultados experimentais vistos na Fig. mostram razões bem menores entre as correntes.

II.2 - Acoplamento de Modos de 2ª Ordem (Mode Locking de 2ª Ordem)

De maneira diferente da teoria anterior, Ripper e Paoli basearam sua teoria em um laser operando com muitos modos. A interação destes modos com o meio dispersivo, e com a frequência de ressonância do ruído quântico, inerente ao laser, causaria o aparecimento do autopulso^(5,6) (A fim de sabermos o porque das denominações 1ª e 2ª ordem), apresentaremos antes algo sobre acoplamento de modos de 1ª ordem, o qual ocorre em laser convencionais.

II.2a - Acoplamento de Modos de 1ª Ordem

Vamos supor um laser convencional, operando em mui-

tos modos. Denominemos E_n a amplitude do modo enésimo, ω_n sua frequência e ϕ_n sua fase. O campo total E_T poderia então ser escrito⁽¹⁴⁾ :

$$E_T = \sum_n E_n e^{i[\omega_n(t-z/c) + \phi_n]} + cc \quad (9)$$

onde foi suposto que o modo se propaga na direção +z e cc é o complexo conjugado. Se, por algum meio, fixarmos os intervalos de frequência, fases relativas e amplitudes destes modos, a luz emitida pelo laser será uma função bem definida do tempo. Supondo termos intervalos de frequência iguais, $\omega_n = \omega_0 + n\Delta$, onde $\Delta = 2\pi(\frac{c}{2L})$, ω_0 a frequência central do laser e L o caminho ótico percorrido pela radiação. Podemos escrever :

$$E_T = \sum_n E_n e^{i[(\omega_0 + n\Delta)(t-z/c) + \phi_n]} + cc$$

ou

$$E_T = e^{i\omega_0(t-z/c)} \left\{ \sum_n E_n e^{i[n\Delta(t-z/c) + \phi_n]} \right\} + cc. \quad (10)$$

Obtivemos, portanto, uma expressão de modulação, cuja onda portadora tem frequência ω_0 e a onda moduladora irá depender das amplitudes E_n e fases ϕ_n . Observando a expressão, podemos notar que; o envelope se movimenta com a velocidade da luz, o envelope é periódico com período $T = \frac{2\pi}{\Delta} = \frac{2L}{c}$. Isto vale dizer, que a frequência do pulso é igual à separação em frequência entre os modos. Para ϕ_n constante, independente de n, este envelope consistirá de um único pulso no período T. Dentro da cavidade isto corresponde a um pulso de luz oscilando entre os espelhos com a velocidade da luz. Um laser operando -

desta forma é dito estar em regime de "Acoplamento de Modos de 1ª Ordem" (15).

II.2b - Ruído Quântico

Na analogia entre amplificador e laser, realizada na seção I do Cap. I, comentamos a existência de ruídos quânticos-inerentes tanto ao amplificador como ao laser. A origem desse ruído, encontra-se na natureza discreta e aleatória das transições que causam as emissões espontânea e estimulada. Haug descreve este tipo de ruído e seu efeito nas densidades de ftons e eletrons, introduzindo, nas equações de variação com o tempo, operadores os quais representam o caráter quântico do ruído (21). As equações utilizadas por Haug podem ser escritas :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N_f &= -2kN_f + E + GN_f + F_f(t) \\ \frac{d}{dt} N_e &= P - R_{esp} - GN_f - E + F_e(t) \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \swarrow \\ \text{fontes} \\ \text{de} \\ \searrow \\ \text{ruído} \end{array} \quad (11)$$

A primeira destas equações fornece a variação no número de ftons, enquanto que a segunda, indica como varia o número de eletrons. Os termos indicam : $-2kN_f$, perdas na cavidade; E, emissão espontânea; G, ganho; P, injeção; R_{esp} , emissão espontânea. As fontes de ruído são representadas pelos operadores $F_f(t)$ e $F_e(t)$. Anteriormente McCumber (22) havia predito o aparecimento de picos na região de microonda do espectro de ruído de lasers semicondutores. O ruído quântico excitaria a ressonância natural do laser. Utilizando-se as equações (11), Haug obteve numericamente a frequência desses picos para GaAs altamente dopado. A Fig.(13) mostra os resultados de Haug. Te-

mos a os picos situados na região de microondas.

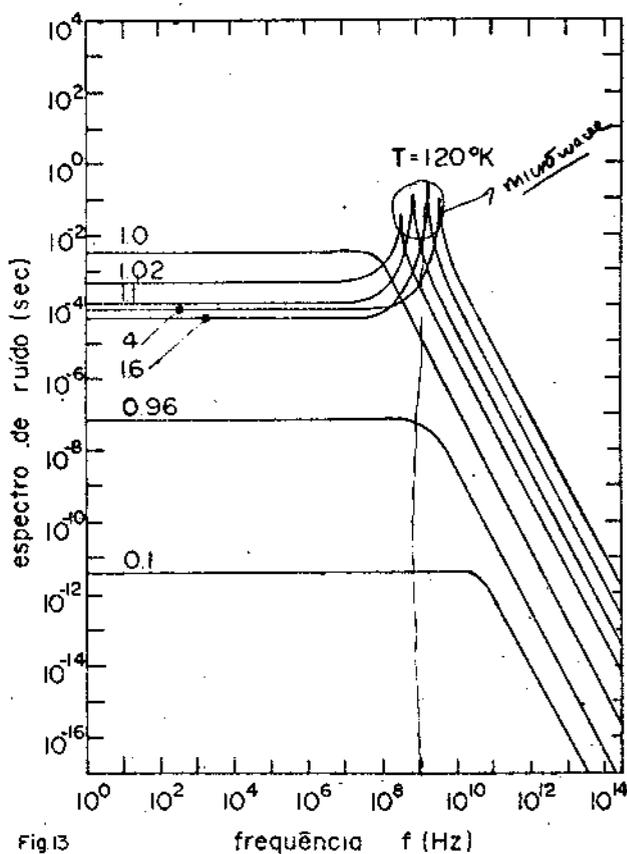


Fig.13

frequência f (Hz)

Estes picos anômalos na intensidade do espectro de ruído, foram observados experimentalmente por Ripper e Paoli(24). Os resultados obtidos aparecem na Fig.(14). Devemos observar o rápido crescimento do ruído absoluto com baixas correntes. Vemos também, que o pico cresce em frequência com o aumento da corrente. A Fig.(15) mostra a variação da frequência de ressonância ν_{max} com a corrente. O gráfico log-log in-

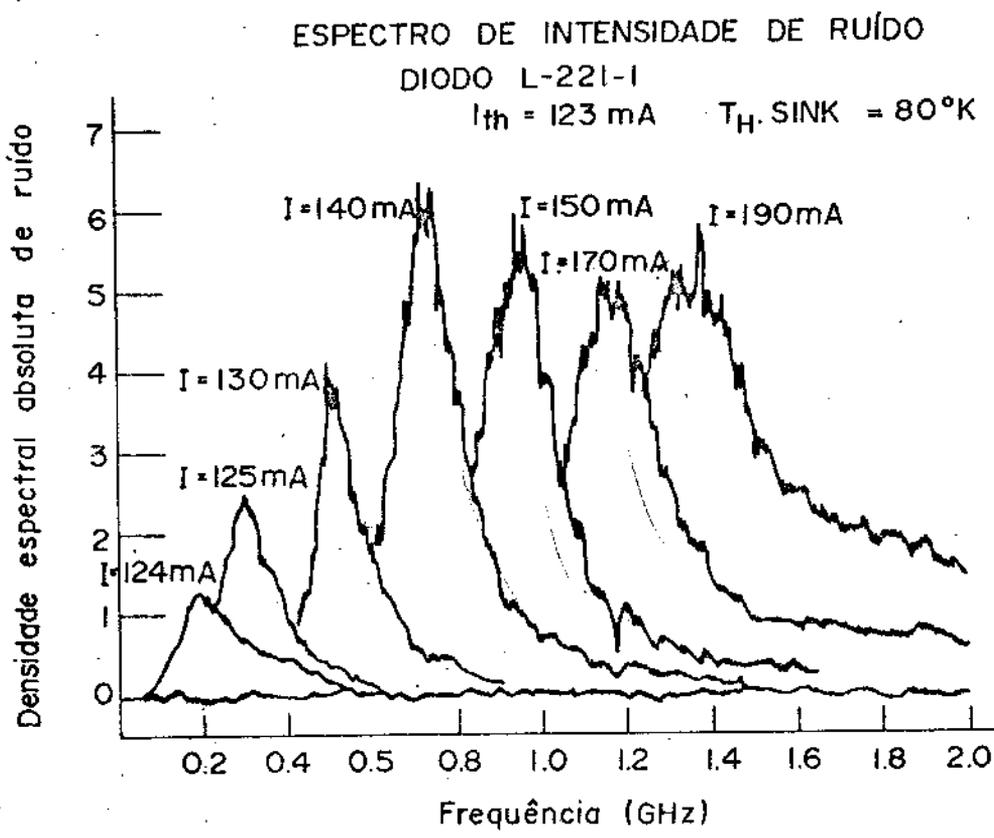


Fig.(14) Espectro de intensidade de ruído de um laser de GaAs, operado continuamente.

dica que ν_{max} varia aproximadamente com $(\frac{I}{I_{th}} - 1)^{1/2}$. Onde I_{th} é a corrente do limiar. Como esperado teoricamente, vemos pela figura, que ν_{max} se situa na região de microonda (200MHz a 1.5GHz) (24).

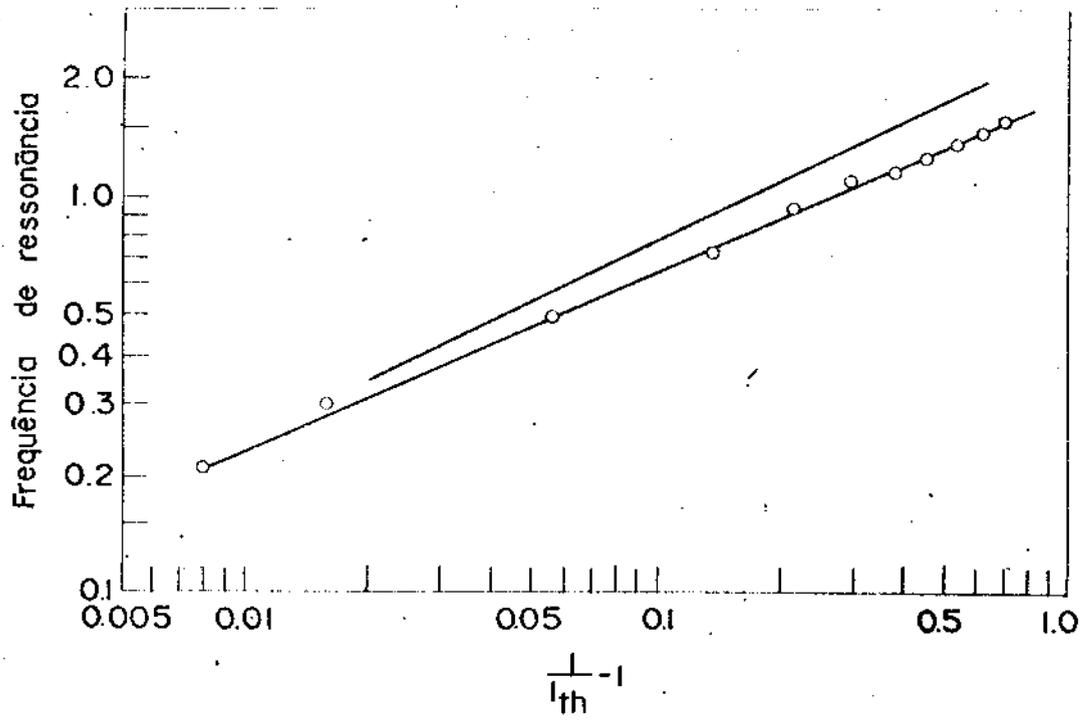


Fig.15) - A frequência de ressonância como uma função da corrente acima do limiar

Esta ressonância, no espectro de ruído, terá papel fundamental na amplificação dos batimentos causados pelo acoplamento de modos de 2ª ordem. Notemos que o intervalo 200MHz a 1.5GHz, coincide exatamente com o intervalo de frequências da autopulsação, citado na Introdução.

II.2c - Acoplamento de Modos de 2ª Ordem

1000614

No acoplamento de modos de 1ª ordem, vimos que o espaçamento em frequência, dos modos do laser, permanece fixo e a luz emitida é modulada, em uma frequência idêntica a desse espaçamento. Em um laser de semicondutor, de GaAs, do tipo por nós utilizado, o espaçamento entre os modos é da ordem de 10^{11} Hz. No entanto a frequência com que a luz é modulada, ou seja, a frequência de autopulso é cerca de duas ordens de grandeza menor

(10^8 Hz). Isto nos impede de atribuir o fenômeno ao acoplamento de 1ª ordem. Ripper e Paoli utilizaram o conceito de combinação entre modos, para explicar o aparecimento do que chamamos autopulso^(2,3). Anteriormente, Lamb descreveu a interação entre modos, utilizando-se de 3 modos⁽²⁵⁾. Ripper e Paoli ampliaram a interação entre 3 modos, descrita por Lamb, para todos os modos do laser⁽²⁾. O porque dos modos acoplarem é atribuído à interação não linear dos modos do laser, com o meio ativo. A equação (7) apresentada no Capítulo I mostra a variação do espaçamento de frequências de um laser semiconductor, com o índice de refração. Para as energias próximas às da banda permitida, vimos pela Fig.(7), o aumento marcante no índice de refração. O espaçamento em frequências, mostra um decréscimo para altas energias. Esta variação entre os intervalos torna difícil atingirmos a condição de acoplamento de modos de 1ª ordem, a qual determina que os mesmos sejam iguais. Mesmo, tendo a cavidade um Q baixo (10^4), o que permite termos frequências distantes, a condição de acoplamento em 1ª ordem não é atingida. Entretanto, o próprio fato do meio ser altamente dispersivo, pode fazer com que grupos de três ou quatro modos se acoplem de tal maneira que a diferença entre os espaçamentos de frequência seja uma constante, ou seja, que independa dos modos. Se denominarmos os modos por índices, i, j, k, ..., poderemos escrever que⁽²⁾ :

$$(v_i - v_{i-j}) = (v_{i+j+k} - v_{i+k}) \quad (12)$$

seja igual a uma constante e independa do modo i. Este tipo de comportamento é denominado "Acoplamento de Modos de 2ª Ordem". (Mode Locking de 2ª Ordem). Observando a expressão (12), po-

demos notar que o acoplamento entre os modos irá gerar a frequência.

$$\nu_{ijk} = \nu_{i-j} + (\nu_{i+j+k} - \nu_{i+k}) \quad (13)$$

Como veremos, em exemplo posterior, essa frequência pode situar-se à distância ν_m da frequência ν_i do modo i . Em outras palavras $\nu_{ijk} \pm \nu_m$ coincide com a frequência ν_i do modo i . Os batimentos resultantes dessa interação, entre as frequências dos modos e frequências geradas pela combinação entre os modos, modulariam a intensidade da luz à frequência ν_m , a qual seria a frequência do autopulso (região de microonda). Para que isto ocorra, os batimentos devem ser amplificados. Esta amplificação é conseguida pelo comportamento do ruído, visto anteriormente. Como foi visto, o espectro de ruído apresentava um pico anômalo na região de microonda. Chamaremos a frequência do pico de ressonância de ν_R , e pela Fig.(15) sabemos que sua variação é dada por $(\frac{I}{I_{th}} - 1)^{1/2}$. Ao variarmos a injeção, ν_R variará aproximando-se de ν_m e desta forma amplificando os batimentos. Em outros termos, os batimentos seriam amplificados pelo comportamento ressonante da interação entre os fons e os portadores nas populações invertidas. Com a finalidade de melhor esclarecermos o acoplamento entre modos, daremos nesta altura um exemplo no qual consideraremos a interação entre três modos de maneira similar a Lamb⁽²⁵⁾.

Exemplo de Acoplamento de Modos de 2ª Ordem

Dados três modos oscilando à frequências ν_1 ; $\nu_2 = \nu_1 + 100\text{GHz}$ e $\nu_3 = \nu_1 + 199\text{GHz}$, podemos obter todas as combinações entre os modos utilizando índices i, j , e k ($i, j, k=1, 2, 3$).

A tabela [1] mostra na segunda coluna as 27 combinações possíveis. Na terceira coluna temos os valores de frequência que se desviam de ν_1 . Os valores $\nu_2 - \nu_1 = 100\text{GHz}$ e $\nu_3 - \nu_1 = 199\text{GHz}$ foram escolhidos baseando-nos no espaçamento de frequência entre os modos do laser por nós utilizado.

i	j	k	$v_i - v_j + v_k$	Frequências geradas pelas combinações (GHz)
1	1	1	v_1	v_1
1	1	2	v_2	$v_1 + 100$
1	1	3	v_3	$v_1 + 199$
1	2	1	$2v_1 - v_2$	$v_1 - 100$
1	2	2	v_1	v_1
1	2	3	$v_1 + v_3 - v_2$	$v_1 + 99$
1	3	1	$2v_1 - v_3$	$v_1 - 199$
1	3	2	$v_1 + v_2 - v_3$	$v_1 - 99$
1	3	3	v_1	v_1
2	1	1	v_2	$v_1 + 100$
2	1	2	$2v_2 - v_1$	$v_1 + 200$
2	1	3	$v_2 + v_3 - v_1$	$v_1 + 299$
2	2	1	v_1	v_1
2	2	2	v_2	$v_1 + 100$
2	2	3	v_3	$v_1 + 199$
2	3	1	$v_1 + v_2 - v_3$	$v_1 - 99$
2	3	2	$2v_2 - v_3$	$v_1 + 1$
2	3	3	v_2	$v_1 + 100$
3	1	1	v_3	$v_1 + 199$
3	1	2	$v_2 + v_3 - v_1$	$v_1 + 299$
3	1	3	$2v_3 - v_1$	$v_1 + 398$
3	2	1	$v_1 + v_3 - v_2$	$v_1 + 99$
3	2	2	v_3	$v_1 + 199$
3	2	3	$2v_3 - v_2$	$v_1 + 298$
3	3	1	v_1	v_1
3	3	2	v_2	$v_1 + 100$
3	3	3	v_3	$v_1 + 199$

EXEMPLO DAS FREQUÊNCIAS GERADAS POR INTERAÇÃO ENTRE 3 MODOS

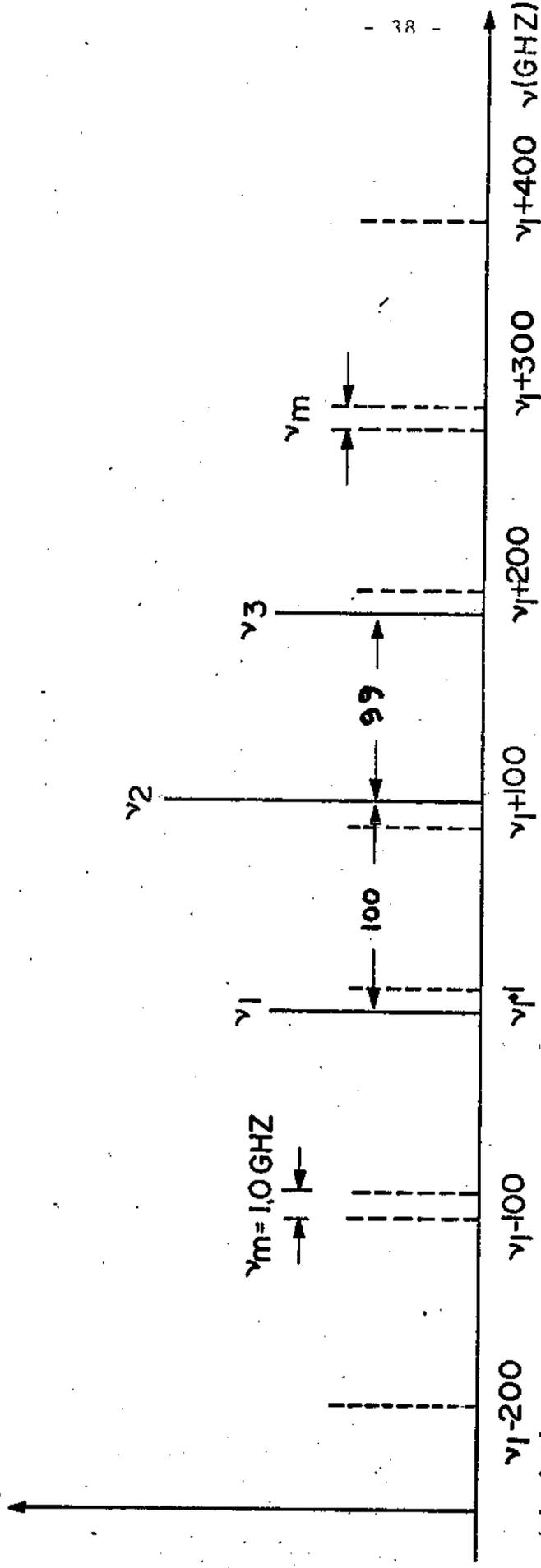


Fig. (16)

Os valores da tabela I estão esquematizados no eixo de frequências. As amplitudes são arbitrárias. As linhas contínuas representam as frequências de três modos e as pontilhadas as frequências geradas pelo acoplamento, entre estes modo. O espaço de ν_m foi exa-gerado para melhor visualização

Configuração Preferencial

Vários tipos de configurações de modos podem apresentar o fenômeno de acoplamento de modos de 2ª ordem. Entre estas configurações existiria uma preferencial a qual está esquematizada na Fig. (17). Nesta figura, Δ é a diferença de frequência entre o modo ν_0 e ν_1 e ν_p a frequência do autopulso.

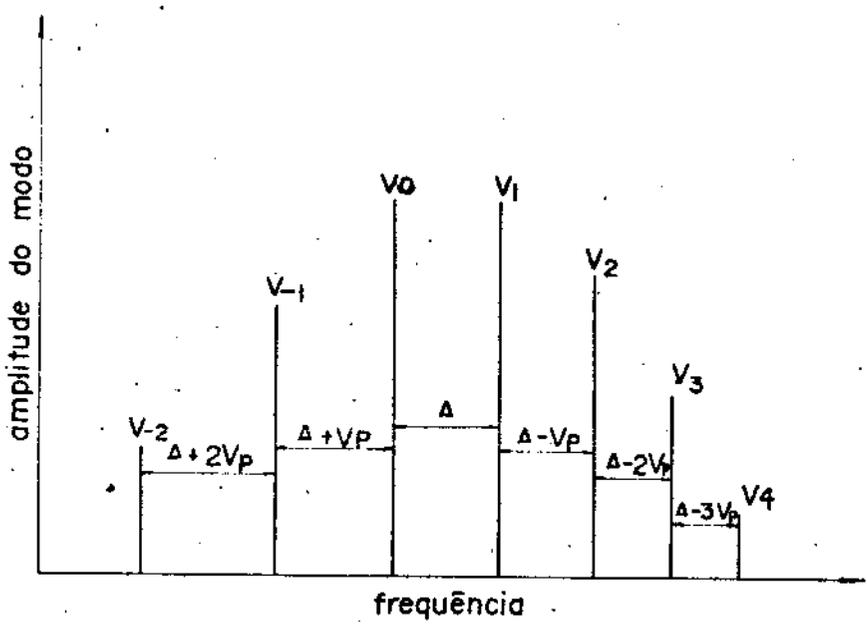


Fig.(17) - configuração preferencial

Vamos considerar a seguinte combinação entre as frequências dos modos.

$$\nu_d = (\nu_i - \nu_{i-1}) - (\nu_{i+1} - \nu_i) \tag{14}$$

Esta combinação representa a diferença das diferenças entre a frequência do modo longitudinal i e seus vizinhos próximos de frequência imediatamente maior e menor. Estando os modos nas frequências naturais da cavidade, ou seja, nenhuma das fre-

quências está sendo puxada, podemos utilizar a expansão :

$$v_d = \left. \frac{d(v_i - v_{i-1})}{dv} \right|_{v_i} (v_{i+1} - v_i) \tag{15}$$

O espaçamento entre dois modos adjacentes é dado pela expressão (7) como sendo :

$$\Delta v = v_i - v_{i-1} = \frac{c}{2L(n + v \frac{dn}{dv})} \tag{16}$$

Substituindo (16) em (15) obtemos : (vide Apêndice II)

$$v_d = \frac{c^2}{4L^2} \frac{v \frac{dn^2}{dv^2} + 2 \frac{dn}{dv}}{(n + v \frac{dn}{dv})^3} \tag{17}$$

Utilizando-se n do trabalho de Marple (17), a 77°K e L = 400µm, encontra-se o valor de v_d como sendo da ordem de 5 x 10⁸Hz. Este valor encontra-se próximo a frequência de ressonância v_R, vista no espectro de ruído. Como sabemos que v_R varia com a corrente, para um determinado intervalo de injeção v_R será aproximadamente igual a v_d. Neste intervalo, a combinação de modos em (14) atua como um termo de bombeamento, representado pelos operadores F_f(t) e F_e(t) nas equações de variação (11), vistas anteriormente. Este processo é reforçado pelo comportamento ressonante do ruído. A interação ressonante irá produzir uma modulação tanto na população de elétrons, como no número de fons, ou seja, na intensidade da luz. O batimento entre esta modulação e a combinação de modos

$$v_{i,1,0} = v_{i-1} + (v_{i+1} - v_i) \tag{18}$$

[vide expressão (13)] , atua sobre v_i puxando sua frequência e fixando sua fase. Se este mecanismo acontecer para um grande número-

de modos, a modulação atingirá 100%. Teremos, então, os modos indo de suas frequências naturais, para frequências que devem satisfazer a relação

$$\nu_p = (\nu_i - \nu_{i-1}) - (\nu_{i+1} - \nu_i) = 2\nu_i - \nu_{i-1} - \nu_{i+1} \quad (19)$$

onde ν_p será a frequência de autopulsação. Pode-se obter uma expressão geral para a frequência ν_i . Isto devido a expressão (19) ser válida para todos os modos acoplados. Temos então :

$$\nu_i = \nu_0 + i\Delta - \frac{i(i-1)}{2} \nu_p \quad (20)$$

Nesta expressão ν_0 é a frequência de referência, ou seja, a frequência do modo $i = 0$ e Δ a diferença entre este modo e o próximo modo de frequência mais alta. A configuração dada por (14) é a que fornece o maior número de combinação - iguais a ν_p e seus harmônicos. Isto causa o bombeamento mais forte da ressonância do laser, quando ν_p está próxima de ν_R . Esta configuração, portanto, será preferencial. Para as fases teremos expressão similar a (20)

$$\phi_i = \phi_0 + i\Delta\phi - \frac{i(i-1)}{2} \phi_p \quad (21)$$

onde ϕ_0 é a fase do modo de referência e $\Delta\phi$ a diferença daquele modo e seu vizinho próximo de maior frequência. As Figuras (18) e (19) esquematizam outras configurações, as quais podem produzir autopulsação.

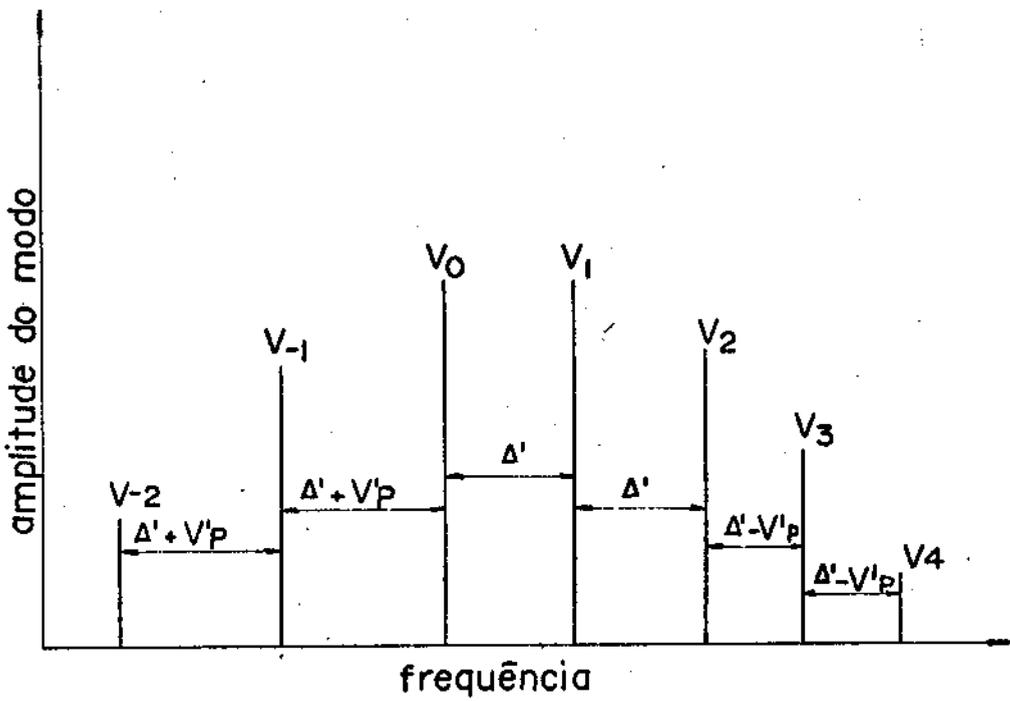


Fig.(18) - Configuração de modos

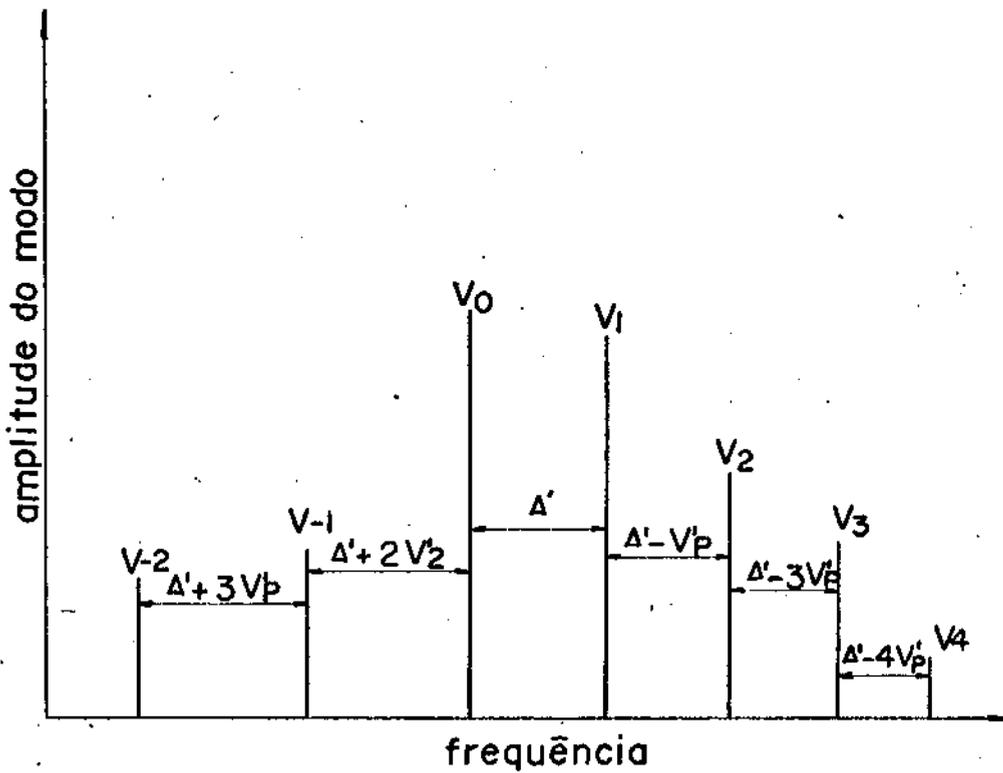


Fig.(19) - configuração de modos :

II.2d - Comentário

A teoria do acoplamento de modos de 2ª ordem, exige que o laser opere com pelo menos três modos. Se assim não for, será impossível obtermos frequências geradas pelas combinações entre os modos.

II.3 - Sugestão de uma Experiência para testarmos as duas Teorias

As duas teorias apresentadas, exigem condições totalmente diversas, como acabamos de ver.

Q-Switching Repetitivo :

- a. forte não uniformidade na injeção.
- b. nenhuma hipótese é feita sobre os modos do laser.

Acoplamento de Modos de 2ª Ordem

- a. O laser deve operar em pelo menos três modos.
- b. O ruído ocupa lugar fundamental.

Baseando-nos nesta última teoria, pensamos realizar uma experiência, na qual conseguíssemos controlar os modos do laser. Com isso poderíamos testar as duas teorias. Isto porque fazendo o laser trabalhar com apenas um modo, pela teoria do acoplamento, não deveremos ter autopulso. Por outro lado, pela teoria do Q-Switching repetitivo, o laser deve continuar em autopulsção. Inclusive os cálculos desta teoria foram feitos para um laser operando em um único modo. A realização desta experiência será apresentada no próximo Capítulo, onde daremos os detalhes experimentais.

CAPÍTULO III

EXPERIÊNCIA

A experiência realizada, consiste em operarmos um laser acoplado óticamente a uma grade de difração. A luz emergente em um dos espelhos do laser é levada à grade a qual seleciona as frequências enviando a luz difratada novamente ao laser. A montagem permite sintonizarmos os modos do laser, ou seja, podemos realimentar apenas um modo enquanto os restantes serão extintos. O controle externo do espectro ótico dos lasers de junção, tem sido realizado, sucessivamente por dois diferentes métodos (26,27,28). O primeiro utiliza um ressoador composto, formado pela cavidade do laser em conjunto com um espelho externo, enquanto o segundo emprega a realimentação ótica com seleção de frequências, obtida através de uma grade de difração. Neste último método, os modos da cavidade do diodo são intencionalmente suprimidos por uma camada anti-reflectiva (AR) em uma das faces do diodo (27,28). Em nossa experiência não aplicamos camadas AR e portanto a realimentação com seleção de frequências foi utilizada para selecionarmos um único modo do espectro de modos normal do laser. A experiência será dividida em três partes : 1) montagem do laser ; 2) realimentação com seleção de frequências ; 3) detecção. Antes apresentaremos as opções de detecção do autopulso, assim como um resumo de experiência com cavidade externa, realizada por Ripper e Paoli.

III.1 - Detecção do Autopulso

Podemos detectar o autopulso de duas maneiras equivalentes : em tempo ou em frequência. Em ambos os casos, pode

mos utilizar um fotodiodo de alta velocidade, o qual deverá estar ligado a um analisador de espectro se quisermos frequência ou a um osciloscópio se a detecção for no tempo. Ao contrário da detecção no analisador de espectro que é muito simples, a obtenção do sinal no osciloscópio torna-se complicada devido aos problemas que surgem para conseguir-se o "trigger" do sinal. O analisador do espectro, além disso, fornece com maior facilidade, às amplitudes, harmônicos, etc. A Fig.(20) mostra os esquemas de detecção do pulso. Vemos o feixe do laser sendo partido em dois por um divisor de feixe. Um dos raios incide sobre um fotodiodo o qual está ligado aos aparelhos já mencionados. As saídas em cada aparelho também são esquematizadas. O segundo feixe chega a um espectrômetro provido de uma grade de difração girante. Este aparelho nos fornece o espectro dos modos do laser em frequência. Esta visualização dos modos é fundamental nesta experiência em que o objetivo é o controle dos mesmos.

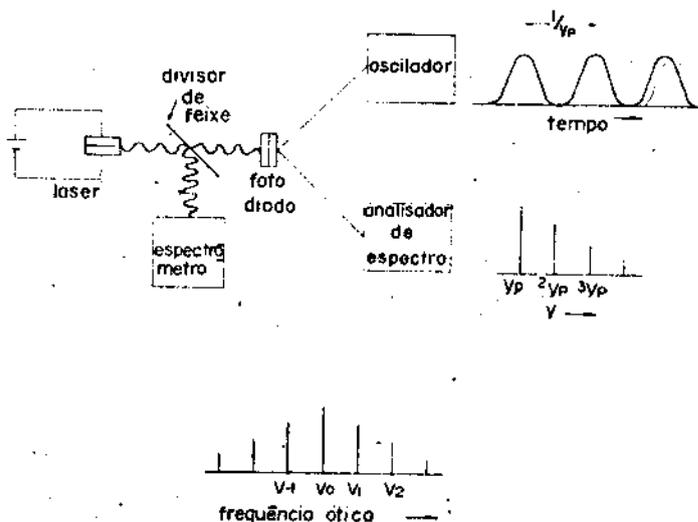


Fig.(20)- Detecção do autopulso.

III.2 - Realimentação Ótica

Paoli e Ripper realizaram uma experiência, na qual, utilizaram a realimentação ótica fornecida por um espelho de alta refletividade, porém com outro objetivo, fazer mover a frequência do pulso⁽²⁹⁾. Nesta experiência as faces dos diodos não receberam camadas anti-reflexão o que o torna razoavelmente semelhante a nossa. O espelho foi colocado a uma distância L do laser, formando portanto uma cavidade externa. Um fotodiodo detectava o sinal, levando-o a um analisador de espectro. A Fig. (21) mostra um esquema da montagem.

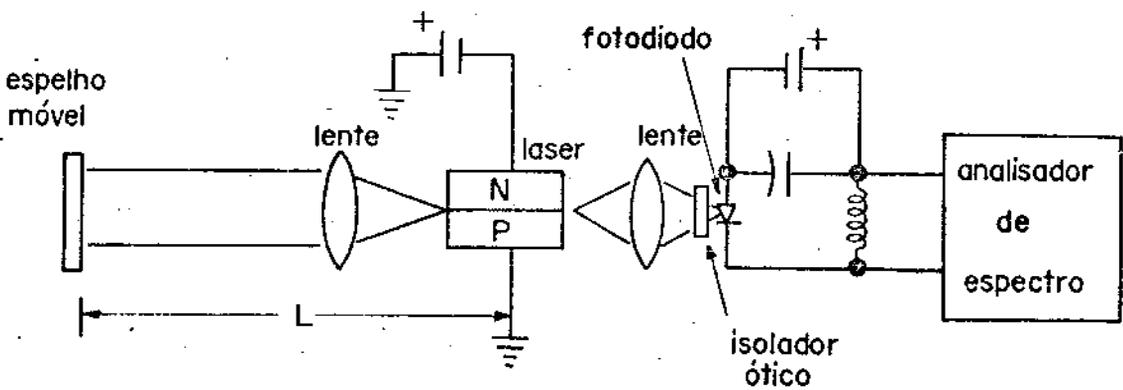


Fig.(21) Diagrama esquemático do sistema usado para prover realimentação ótica para um laser de GaAs em regime de auto pulso

Na montagem por nós realizada, o espelho da montagem anterior foi substituído pela grade de difração. Ainda necessitamos de um espectrômetro, com grade de difração rotativa, ligado a um osciloscópio o qual permita vermos o espectro de modos do laser.

III.3 - Diagrama da Montagem

A seguir, na Fig.(22) temos um diagrama da montagem separada em três blocos. Na Fig.(23) mostramos o esquema geral da montagem⁽³⁰⁾ e em seguida analisaremos cada bloco em detalhes.

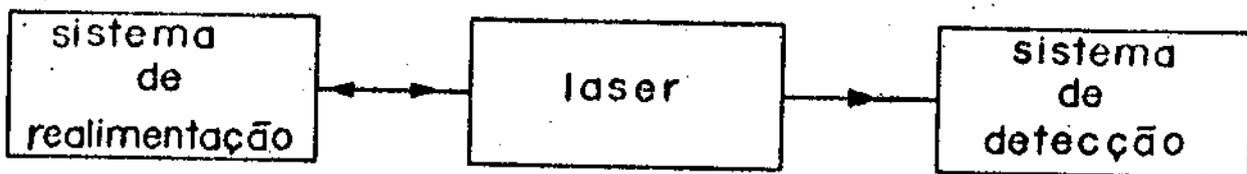


Fig.(22)- Diagrama de blocos da experiência

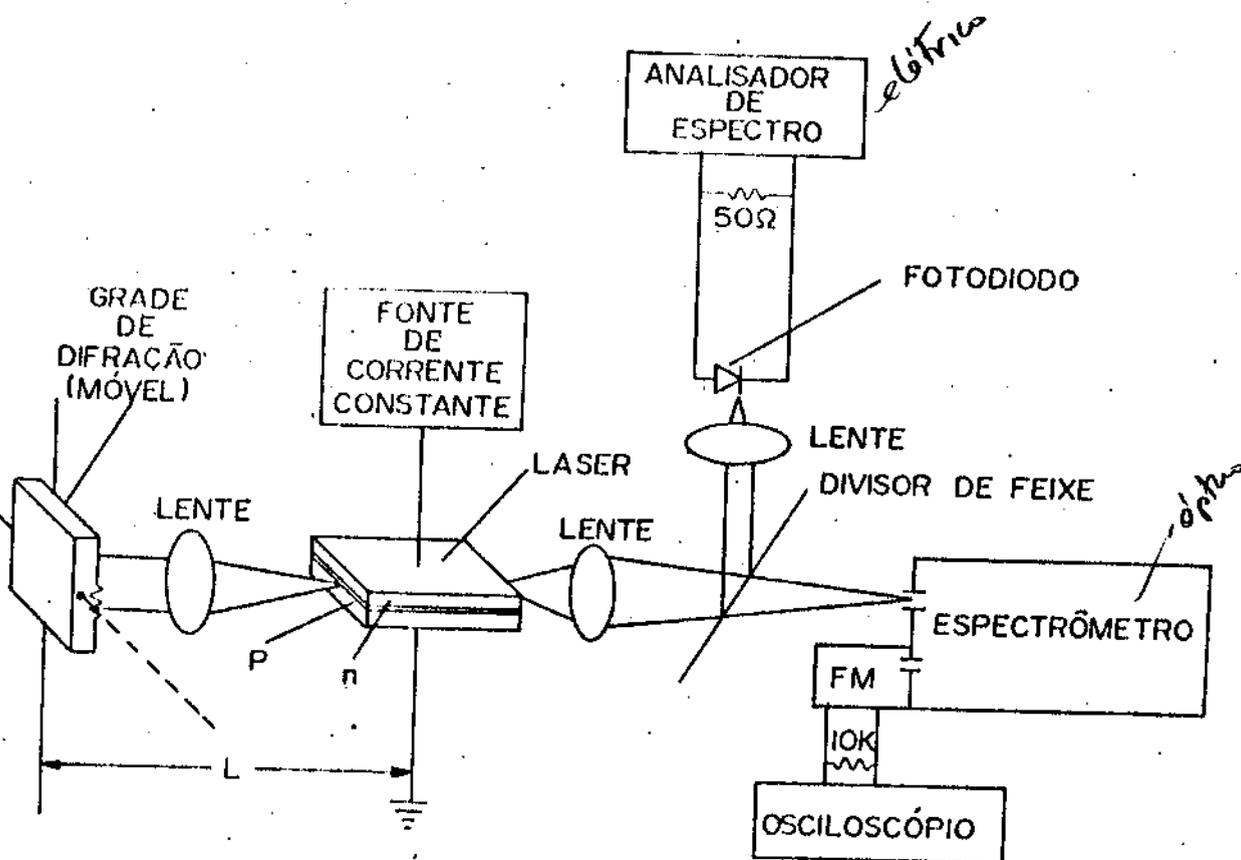
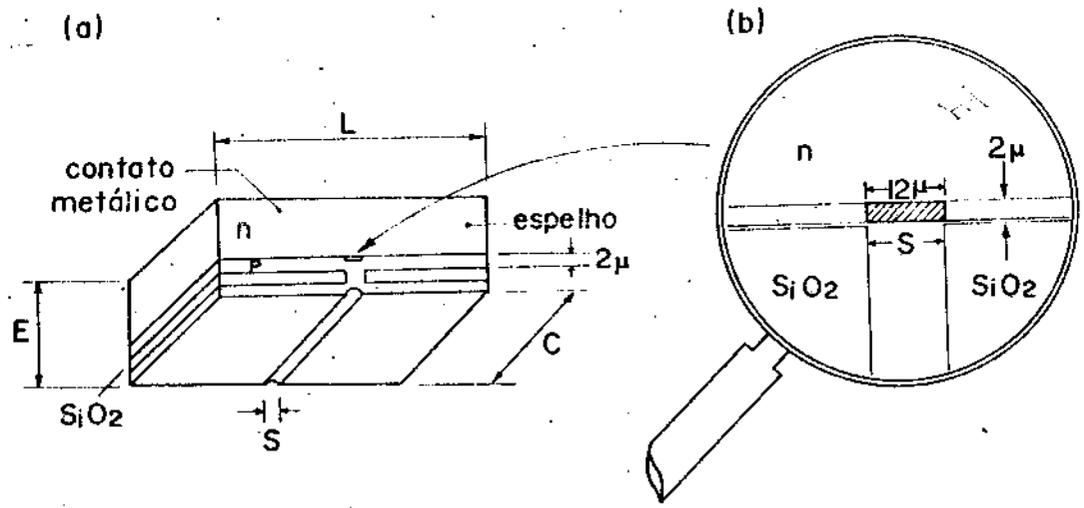


Fig.(23)-ESQUEMA DA MONTAGEM REALIZADA

a. LASER

Os lasers de GaAs utilizados eram todos de homoestrutura com geometria de faixa. A camada ativa neste tipo de laser tem uma espessura da ordem de $1,5\mu$. A largura nominal da faixa é de 12μ , dimensão esta que juntamente com a espessura da região ativa formaria uma fenda natural para a seleção da luz. A Fig.(24) esquematiza o tipo de laser utilizado assim como suas dimensões. Um destaque é dado para a fenda natural $1,5\mu \times 12\mu$.

Fig. (24)

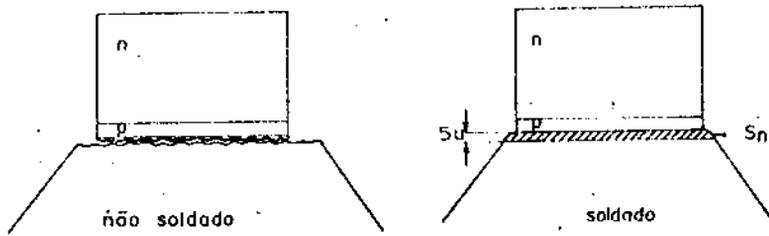


$L = 630\mu$ / A fig.(a) mostra um diodo de
 $C = 380\mu$ / homoestrutura com geometria
 $E = 100\mu$ / de faixa. Os valores das dimen-
 $S = 12\mu$ / sões também são fornecidos.

A fig.(b) mostra uma ampliação da fenda natural formada pela camada ativa (2μ) e pela faixa (12μ). Na realidade esta fenda não é retangular.

Os diodos foram operados em regime de corrente contínua. Para evitar os problemas originados pelo aquecimento excessivo, devido a este tipo de operação, os diodos foram soldados em um suporte. Sobre este suporte havia-se depositado, previamente, uma camada de estanho (ou Índio) com espessura da or-

dem de 5μ . Ficando a região ativa, logo abaixo da faixa, obtem-se um escoamento mais eficiente se soldarmos os diodos do lado p. A Fig.(25) mostra um diodo o qual não foi fixado no suporte e outro soldado.



ESCOAMENTO DO CALOR

Fig (25)
O diodo soldado tem um contato mais íntimo com a superfície, permitindo um resfriamento mais eficiente.

Este suporte consiste em uma peça de cobre conforme a Fig.(26). Sua extremidade em cone permite a passagem do feixe de luz (aberto 30°), sem interferência. A peça de cerâmica é provida de duas janelas para a passagem de luz, e atua como isolante. Para fechar-se o circuito utiliza-se a peça de latão provida de um pino com mola a qual pressiona o diodo sem danificá-lo.

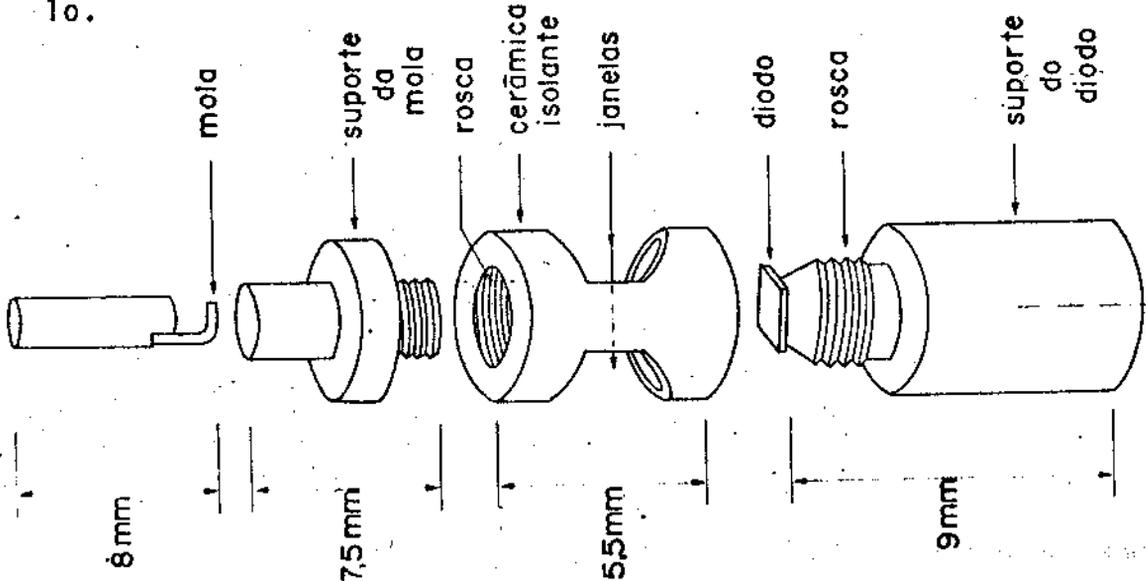


Fig (26) - Suporte para o laser

Após montada, esta peça é fixada em um dedo frio, o qual é imerso em um dewar contendo nitrogênio (77°K). Um dewar invertido, com janelas que permitem a passagem do feixe, evita problemas de congelamento. A Fig. (27) mostra o laser - em condição de funcionamento.

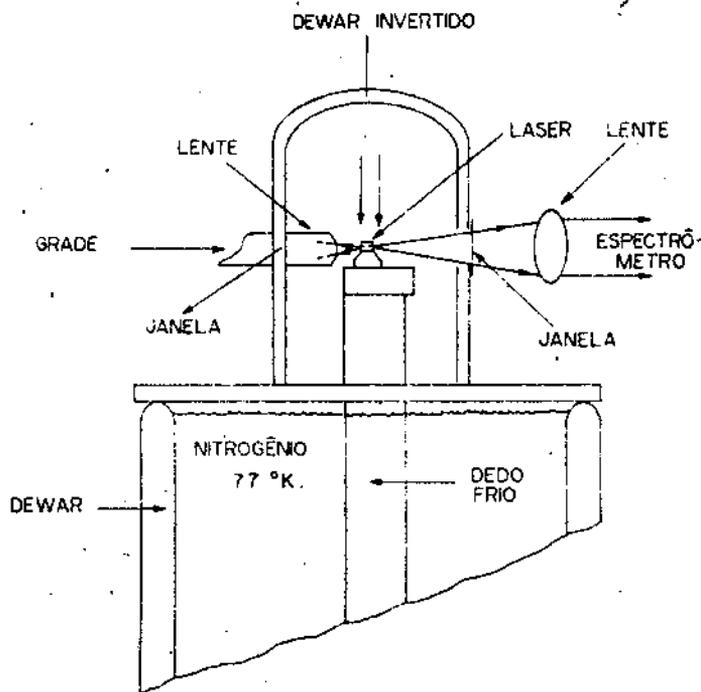


Fig. 27- DETALHE DA MONTAGEM

b) SISTEMA DE REALIMENTAÇÃO

O que denominamos sistema de realimentação, consiste na grade de difração e uma lente colimadora do feixe. A lente utilizada, responsável pelo acoplamento ótico do laser com a grade, tinha nominalmente, distância focal de 12mm e 5mm de diâmetro. A distância focal reduzida exigia a presença da lente bem próxima do diodo, o que era conseguido introduzindo-se esta em uma das janelas do dewar a qual era desprovida de vidro. Um plástico vedava os espaços entre a lente e a janela, não permitindo o embaçamento. O feixe passando pela lente incidia sobre a grade de difração. Esta grade tem por parâmetros, 1200 linhas/mm e "blazed" para 7.600Å . Seu poder de resolução,

dado por $d\lambda = \frac{\lambda}{N}$, onde λ é o comprimento de onda da luz e N o número de linhas iluminadas, é da ordem de $1,2\text{\AA}$. Isto porque, com os valores da lente temos $N \approx 7.200$. Dois suportes permitiam movermos a grade de modo a realimentarmos o laser com o feixe difratado. Primeiramente a grade era fixada em um suporte, o qual permitia girarmos esta em tórno de 2 eixos. Um paralelo e outro perpendicular ao plano da junção. Este suporte é provido de parafusos micrométricos, sendo utilizado para obtermos a sintonização dos modos. A grade mais o suporte descrito eram montados sobre um segundo suporte o qual permitia obtermos uma aproximação inicial do feixe difratado. As linhas da grade podem ser posicionados de duas maneiras em relação ao plano da junção. Uma perpendicular ao plano e a outra paralela. A distância da grade ao laser, ou seja, o comprimento da cavidade externa era de aproximadamente 53cm para os resultados que serão apresentados.

c. SISTEMA DE DETECÇÃO

O feixe emergente do espelho oposto ao espelho de realimentação e seccionado em duas partes através de um divisor de feixe. Um dos feixes incidia sobre um fotodiodo ligado a um analisador de espectro. Obtínhamos então a frequência e amplitude do pulso. O segundo feixe atingia um espectrômetro com grade de refração rotativa o qual acoplado a um osciloscópio permitia-nos ver o espectro de modos. Os aparelhos utilizados para a análise do feixe tinham as seguintes denominações: espectrômetro SPEX $\frac{3}{4}\text{m}$, com resolução $0,1\text{\AA}$, analisador de espectro HEWLET-PACKARD, com secção de "display" 141T, secção de RF 8.555A e secção IF 8.552B. O sinal para o analisador de espec-

tro era fornecido pelo fotodiodo PAR-modelo 2361.

III.4 Comentários

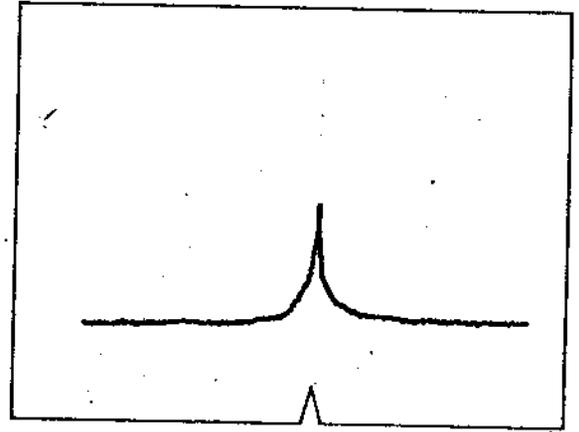
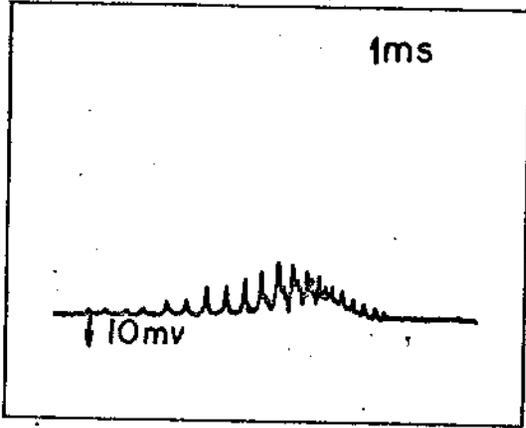
Esta experiência além de possibilitar um teste para as duas teorias, fornece um método de controlarmos os modos em quase todo o intervalo de frequências. (Vide Apêndice). Este fato se torna interessante, pelo fato que nem sempre queremos utilizar um laser emitindo em todo seu espectro de modos. Na maior parte das teorias o laser é suposto operar em um único modo. A fim de conseguirmos um melhor controle dos modos, procuramos obter a melhor resolução possível. Para isso trabalhamos com a grade nas duas posições possíveis, ou seja, com as linhas paralelas ou perpendiculares à junção. Isso, porque, como já vimos a camada ativa ($1,5\mu$) forma uma fenda natural, pela qual o feixe difratado deve entrar para obtermos a realimentação. Se as linhas da grade estiverem paralelas ao plano da junção teremos uma fenda de $1,5\mu$ aproximadamente. Se perpendicular a fenda será de 12μ , largura nominal da faixa. De fato, notamos que quando as linhas estavam paralelas à junção, tínhamos uma maior facilidade na obtenção de modos realimentados. A distância da grade ao laser, tem aqui, efeito praticamente nulo. O setor de realimentação, envolvendo grade de difração e lente foi o mais crítico da experiência devido aos problemas de focalização e alinhamento os quais são agravados pelo fato de utilizarmos baixas temperaturas (77°K).

III.5 - Resultados

Os resultados colhidos são apresentados nas Fig.(28) e (29). A Fig.(28a) mostra o espectro de modos do laser em re-

gime de autopulso, como aparecia na tela do osciloscópio. Ao mesmo tempo o analisador de espectro acusava o sinal do autopulso em frequência (280MHz), visto na Fig.(28b). O laser então, operava normalmente à corrente de 390m A ($I_{th}=300m$), sem realimentação. O efeito da realimentação de um único modo é visto na Fig.(29a). A extinção dos outros modos é completa. Com o laser operando em apenas um modo vemos desaparecer o sinal do pulso no analisador de espectro. Em outras palavras, cessa a modulação na intensidade da luz. Fig.(29b).

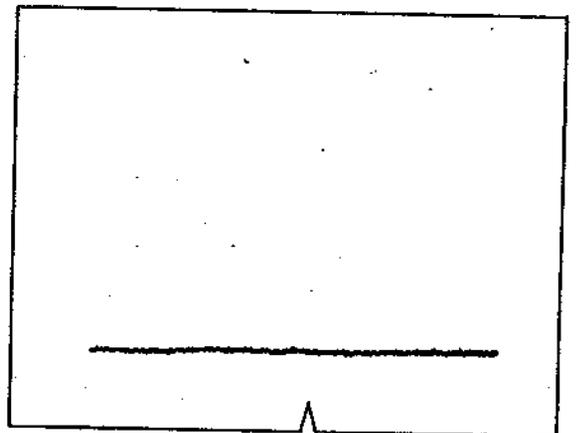
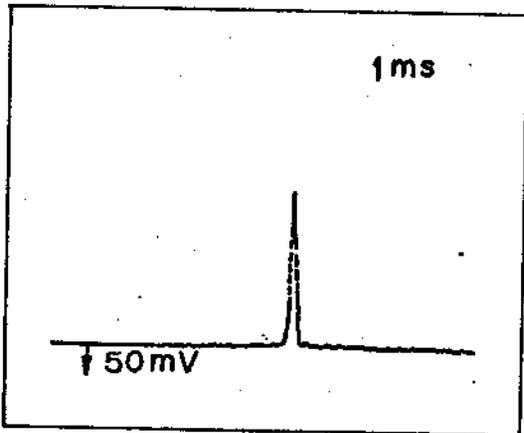
LASER MO - R4, $I_{th} = 270\text{mA}$. $-I = 390\text{mA}$



(a) espectro ótico

(b) amplitude em frequência

Fig. 28 laser sem realimentação



(a) espectro ótico

(b) amplitude em frequência

Fig. 29 laser -Realimentado óticamente com seleção de frequências.

III.6 - Conclusão

O propósito inicial de testarmos as duas teorias foi plenamente atingido como mostram os resultados. Pela teoria do Q-Switching-repetitivo, o laser operando em apenas um modo deveria continuar em regime de autopulsação, fato que não ocorreu. Por outro lado, os resultados reforçam a teoria do acoplamento de modos de 2^a ordem, a qual prega a necessidade de três ou mais modos para obter a modulação da intensidade. Como vimos, pelos resultados, ao realimentarmos opticamente o laser, obtendo apenas um modo, o sinal revelando a frequência e amplitude do autopulso no analisador de espectro, desaparecia exatamente de acordo com a teoria do acoplamento. Não chegamos aqui a afirmar que a não uniformidade prevista pela teoria do Q-Switching não tenha efeitos sobre o fenômeno de autopulso. Afirmamos, porém, que tais efeitos são secundários.

APÊNDICE I

Para obtermos a expressão do ganho em um semiconductor, em função dos quase níveis de Fermi, uma das principais hipóteses a serem feitas, é a de que consideremos os eletrons na banda de condução, em equilíbrio entre si, e caracterizados por um quase-nível de Fermi $F_C^{(12)}$. Do mesmo modo podemos supor os buracos na banda de valência, ou num nível de impurezas, em equilíbrio e caracterizados por um quase-nível de Fermi F_V . Com esta hipótese a probabilidade de ocupação de um estado na banda de condução pode ser dado pela distribuição de Fermi-Dirac, como sendo :

$$f_C(E) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{E - F_C}{KT} \right] \right\}^{-1} \quad (A.1)$$

A distribuição na banda de valência é semelhante à anterior.

Para obtermos a razão com que os fotons são emitidos a uma frequência ν , devido a transições de um grupo de estados com energia próxima a E na banda de condução para estados inferiores a energias $(E - h\nu)$ na banda de valência, devemos definir as densidade de estados. A densidade de estados ocupados na banda de condução pode ser escrita : $\rho_C(E) f_C(E)$.

A densidade de estados vazios na banda inferior :

$\rho_V(E - h\nu) [1 - f_V(E - h\nu)]$ onde, f_V é a distribuição de Fermi-Dirac para a banda de valência. A razão de emissão dos fotons deve estar ligada diretamente a essas densidades, já que o número de transições são proporcionais ao número de estados vazios e ocupados. Podemos então escrever as razões de emissão como sendo proporcionais ao produto das densidades^(11,12).

$$W_{\text{expont}} = B \int \rho_C(E) \rho_V(E - h\nu) f_C(E) [1 - f_V(E - h\nu)] dE$$

$$W_{\text{estim}} = B \int \rho_C(E) \rho_V(E - h\nu) [f_C(E) - f_V(E - h\nu)] dE$$

(A.2)

O coeficiente B é dado por :

$B = C |\langle M \rangle|^2 \text{ vol}$ onde, $\langle M \rangle$ é o elemento de matriz, vol é o volume do cristal e C uma constante envolvendo o índice de refração do semiconductor. Nas expressões (A.2) outra hipótese importante foi feita, considerando os elementos de matriz $\langle M \rangle$ iguais para todos os estados iniciais e finais.

No modelo de semiconductor utilizado por Basov⁽²⁰⁾, visto na figura (4), temos as densidade de estados:

$$\rho_c(E) = \rho_0 \exp\left(\frac{E}{E_0}\right), \text{ para a banda de condução} \quad (\text{A.3})$$

$$\rho_v(E - hv) = (E - hv), \text{ para a banda de valência}$$

Substituindo estas densidades na expressão (A.2) temos:

$$W_{\text{estim}} = B \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_0 \exp\left(\frac{E}{E_0}\right) \delta(E - hv) [f_c(E) - f_v(E - hv)] dE \quad (\text{A.4})$$

Antes de realizarmos a integração da expressão (A.4) vamos analisar o que acontece no nível de impurezas representado pela função δ . O fato de estarmos representando o nível por uma função delta implica que o quase nível de Fermi F_v é praticamente uma constante. Neste caso, como mostra a Fig. (A.1) colocamos a origem em F_v , ou seja $F_v = 0$. Logo a expressão para a distribuição de Fermi-Dirac a qual nos fornece a probabilidade de ocupação no nível de impurezas será :

$$f_v(E - hv) = \left\{ 1 + \exp(E - hv - F_v) \right\}^{-1} = \\ = \left\{ 1 + \exp(E - hv) \right\}^{-1}$$

quando $E = hv$ temos $f_v(0) = \frac{1}{2}$.

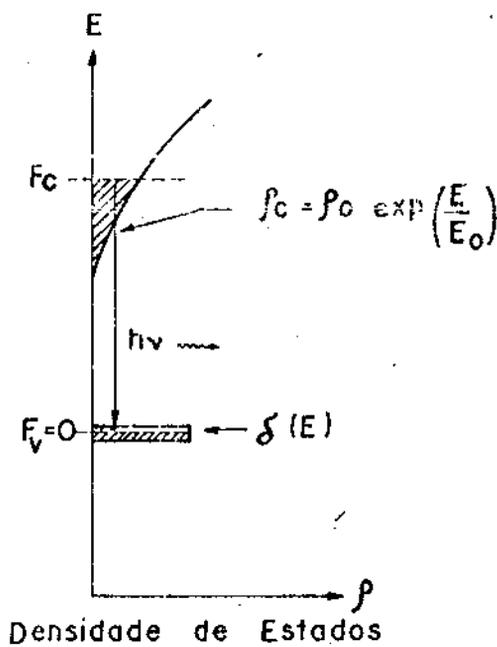


Fig.(A-1).
Modelo de semiconductor utilizado no
Q - Switching - repetitivo.

Levando em conta o que foi dito acima podemos realizar a integração de (A.4). Esta integral só terá valor quando $E = hv$ pela função delta.

$$W_{estim} = B \rho_0 \exp\left(\frac{hv}{E_0}\right) f_c(hv) = B \rho_0 \exp\left(\frac{hv}{E_0}\right) \times \left\{1 + \exp(hv - F_c)\right\}^{-1} \quad (A.5)$$

ou chamando E a energia da luz temos : $E = hv$, portanto :

$$W_{estim}(v) = B \rho_0 \exp\left(\frac{E}{E_0}\right) \left\{1 + \exp(E - F_c)\right\}^{-1} \quad (A.6)$$

A expressão do ganho \bar{g} relacionada com a razão de emissão estimulada pela seguinte relação⁽¹¹⁾ :

$$g(v) = \frac{\pi^2 c^2 h^3}{n^2 (hv)^2} W_{estim}(v) \quad (A.7)$$

onde \bar{n} é o índice de refração do semiconductor. Substituindo (A.6) em (A.7) vem :

$$g(v) = \frac{\pi^2 c^2 h^3}{n^2 (hv)^2} \left[B \rho_0 \exp\left(\frac{hv}{E_0}\right) \left\{1 + \exp(hv - F_c)\right\}^{-1} \right] \quad (A.8)$$

Ou

$$g(\nu) = A \rho_0 \exp\left(\frac{h\nu}{E_0}\right) \left\{ 1 + \exp(h\nu - F_c) \right\}^{-1} \quad (A.9)$$

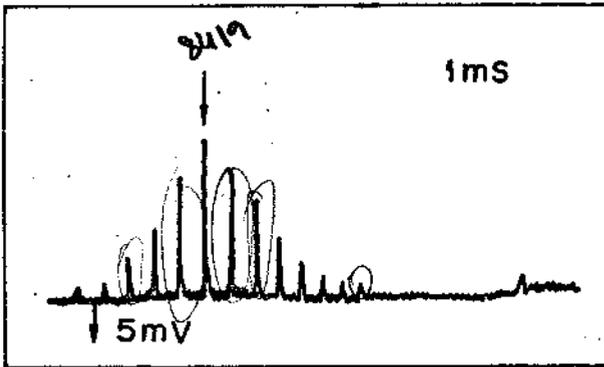
onde A abrange B e as outras constantes.

Vemos, portanto, que no modelo adotado, o ganho será função do quase-nível a banda de condução F_c , não participando portanto do quase-nível de impurezas F_v .

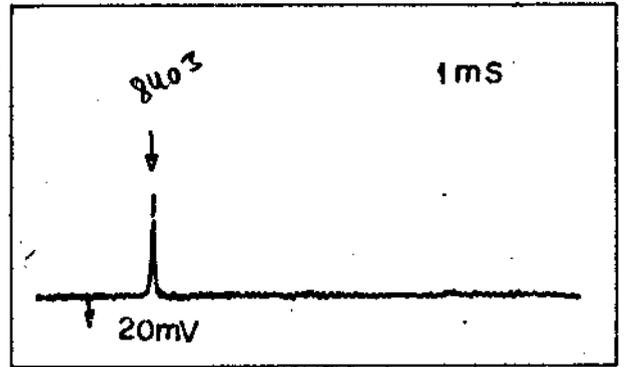
APÊNDICE II

A experiência realizada, além de possibilitar um teste para as teorias, fornece também um método para controlarmos os modos do laser. O controle de modos se apresenta interessante, pelo fato, de que em muitas situações existe a necessidade de um controle efetivo sobre os modos. Comunicações óticas, absorção, espectroscopia Raman seriam exemplos de uma possível utilização. Como já foi dito, os modos aqui controlados, são os próprios modos do laser, pois nenhuma camada anti-reflexão foi utilizada. O controle se estende por todo o espectro. Na figura (A.2) podemos ver isto pelos resultados obtidos. Cerca de 32\AA puderam ser percorridos selecionando-se modos, o que nos fornece um intervalo razoável de utilização.

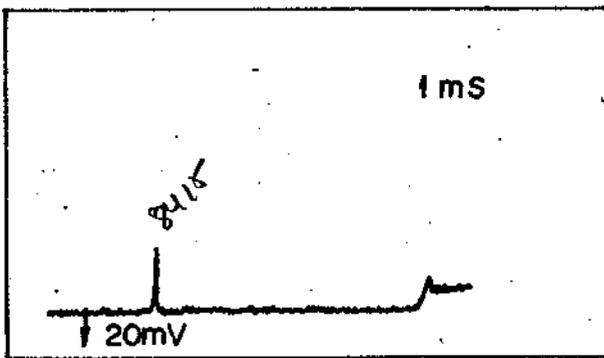
LASER MO-R4 - I-280 mA, 77°



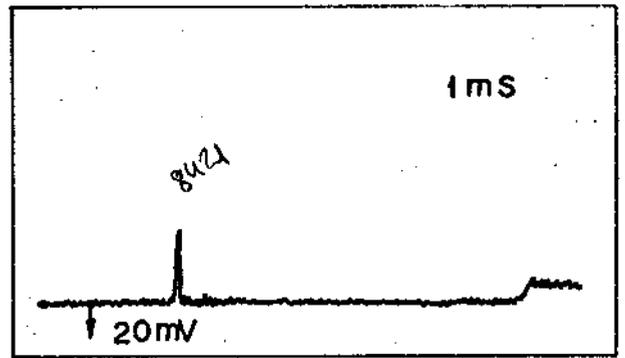
(a) espectro óptico sem realimentação
 λ do modo: 8419 A°
de maior amplitude.



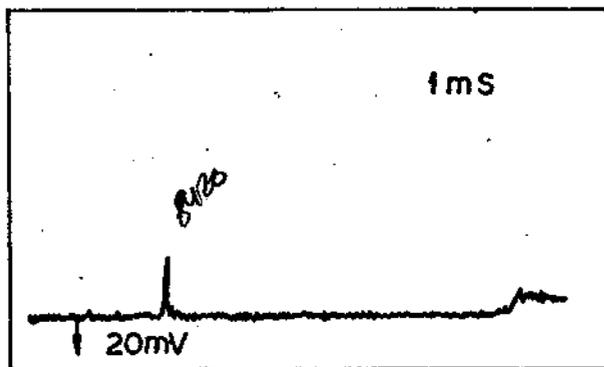
(b) espectro realimentado com seleção de frequências.
 λ do modo: 8403 A°



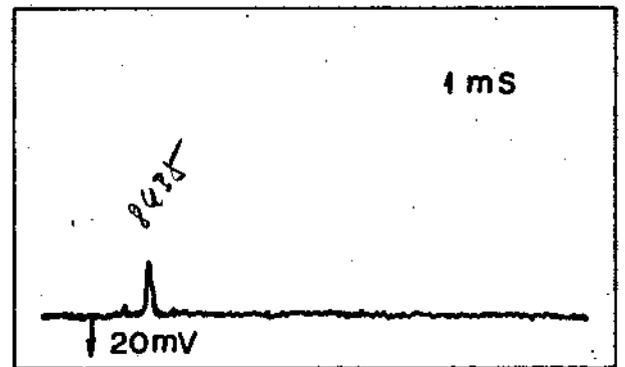
(c) realimentado
 λ do modo: 8415 A°



(d) realimentado
 λ do modo: 8421 A°



(e) realimentado
 λ do modo: 8426 A°



(f) realimentado
 λ do modo: 8435 A°

R E F E R E N C I A S

1. T.L. Paoli and J.E. Ripper, Optical Pulses from Cw GaAs Injection Lasers, Applied Physics Letters - Vol.15, nº3, pp.105-107, 1 Agosto 1969.
2. J.E. Ripper and T.L. Paoli, Frequency Pulling and Pulse Position Modulation of Pulsing Cw GaAs Injection Lasers, Applied Physics Letters - Vol.15, nº7, pp.203-305, 1 Outubro 1969.
3. T.L. Paoli and J.E. Ripper, Self-Stabilization and Narrowing of Optical Pulses from GaAs Junction Lasers by Injection Current Feedback, Applied Physics Letters, Vol.16, nº3, pp.96-97, 1 Fev. 1970.
4. J.E. Ripper and T.L. Paoli, Locking of Spontaneously Pulsing Cw GaAs Injection Lasers by Fractional Harmonic Current Modulation, IEEE Journal of Quantum Electronics - Vol.QE-6, nº6, Junho 1970.
5. J.E. Ripper and T.L. Paoli, Mode Configurations in Second-Order Mode Locked Lasers, IEEE Journal of Quantum Electronics - Vol.QE-8, nº2, Fev. 1972.
6. T.L. Paoli and J.E. Ripper, Coupled Longitudinal Mode Pulsing in Semiconductor Lasers, Physical Review Letters - Vol.22, nº21, 26 Maio 1969.
7. N.G. Basov, V.V. Nikitin and A.S. Semenov, Dynamics of Semiconductor Injection Lasers, Soviet Physics Uspekhi - Vol.12, nº3, Set.-Oct. 1969.
8. T.P. Lee and R.H.R. Roldan, Repetitively Q-Switching high Pulses from GaAs Injection Lasers with Tandem Double - Section Stripe Geometry, IEEE Journal of Quantum Electronics - Vol.QE-6, nº6, Jun.1970.
9. Veja, por exemplo, Electronic Devices and Circuits, Millman & Halkias, pg.473-489, MacGraw-Hill Electrical and Electronic Engineering Series.
10. Marshall I. Nathan, Semiconductor Lasers, Proceedings of the IEEE, Vol.51, nº10, Oct. 1966.

11. S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, pp.698, Wiley Interscience, John Wiley & Sons Inc., 1969.
12. G. Lasher and Frank Stern, Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors, Physical Review - Vol.133, n924, 20 Jan. 1964.
13. Pankove, Optical Process in Semiconductors, Prentice-Hall Inc., Electrical Engineering Series, 1971.
14. P.W. Smith, Mode-Locking of Lasers, Proceedings of the IEEE - Vol.58, n99, Set. 1970.
15. P.W. Smith, Mode Selection in Lasers, Proceedings of the IEEE Vol.60, n94, Abril 1972, pp.422-440..
16. T.H. Zachos and J.E. Ripper, Resonant Modes of GaAs Junction Lasers, IEEE Journal of Quantum Electronics - Vol.QE-5, n91, Jan.1969, pp.29-37.
17. D.F. Marple, Refractive Index of GaAs, Journal of Applied Physics - Vol. 35, n94, Abril 1964.
18. N.G. Basov, V.N. Morozov, V.V. Nikitin, and A.S. Semenov, Investigation of GaAs Laser Radiation Pulsations.
19. N.G. Basov and V.N. Morozov, Contribution to the Theory of the Dynamics of Injection Lasers.
20. N.G. Basov, Dynamics of Injection Lasers, IEEE Journal of Quantum Electronics - Vol.QE-4, n911, Nov. 1968.
21. H. Haug, Quantum Mechanical Rate Equations for Semiconductor Lasers, Physical Review - Vol.184, n92, 10 Ago. 1969.
22. D.E. McCumber, Intensity Fluctuations in the Output of Cw Laser Oscillators I, Physical Review - Vol.141, n91, Jan. 1966.
24. T.L. Paoli and J.E. Ripper, Observation of Intrinsic Quantum Fluctuations in Semiconductor Lasers, Physical Review A, Vol.2, n96, Dec. 1970.
25. W.E. Lamb, Jr., Theory of an Optical Maser, Physical Review - Vol.134, n96A, 15 Jun.1964.
26. T.L. Paoli and J.E. Ripper, Suppression of Intensity Self-Pulsations in Cw Junctions Lasers by Frequency-Selective Optical Feedback.

27. J.A. Rossi, S.R. Chinn and H. Heckscher, High-Power Narrow Linewidth Operation of GaAs Diode Lasers, Applied Physics Letters, Vol.23, n91, 1 July 1973.
28. R. Ludeke and E.P. Harris, Tunable GaAs Laser in an External Dispersive Cavity, Applied Physics Letters, Vol.20, n912, 15 Junho 1972.
29. T.L. Paoli and J.E. Ripper, Direct Modulation of Semiconductor Lasers, Proceedings of the IEEE - Vol.58, n910, Out.1970 , pp.1457-1465.
30. T.L. Paoli, J.E. Ripper, A.C. Morosini and N.B. Patel (a publicar), Suppression of Intensity Self-Pulsations in Cw Junction Lasers by Frequency-Selective Optical Feedback.