

Este exemplar corresponde a redação final  
da tese defendida por Alcides S. Nunes Jr e  
aprovada pela comissão julgadora.

**INFLUÊNCIA DA TEMPERATURA SOBRE O GUIA DE ONDAS DE LASERS DO  
TIPO POÇO QUÂNTICO SIMPLES DE GaAs**

Campinas 25/04/89  
A. Nunes Jr

**ALCIDES DA SILVA NUNES JUNIOR**

**ORIENTADORA: THERESINHA DE JESUS SERRA DE MATTOS**

**TESE APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA**

**GLEB WATAGHIN DA UNIVERSIDADE ESTADUAL**

**DE CAMPINAS, PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO**

**DE MESTRE EM FÍSICA**

**CAMPINAS, 24 DE FEVEREIRO DE 1989**

## AGRADECIMENTOS

A Deus;

Aos meus pais e irmãos pelo carinho e apoio moral;

Aos professores Theresinha de Jesus Serra de Mattos pela orientação, Francisco C. Prince e Navin B. Patel pelo apoio e discussões proveitosas;

A todos os funcionários e alunos do L.P.D. pela amizade;

A Rockwell International pelo fornecimento dos cristais e

A FAPESP e a TELEBRÁS pelo auxílio financeiro.

*"Dedico este trabalho a minha esposa*

*Lucymaire pelo seu amor, carinho e*

*incentivo, sem o que, tudo isto não*

*teria sido possível".*

CONTEÚDO	PAG.
RESUMO	1
ABSTRACT	2
I > INTRODUÇÃO	3
II > CRESCIMENTO DE LASERS SEMICONDUTORES DE HETEROJUNÇÕES	5
III > NÍVEIS DE ENERGIA	11
i -: Níveis de Energia em Função de $x$ e $T$	15
ii -: Densidade de Estados	17
iii -: Ganho Óptico	20
IV > CORRENTE LIMIAR	23
i -: Corrente Limiar em Função do Comprimento da Cavidade Óptica	27
ii -: Corrente Limiar em Função da Temperatura	33
iii -: Atraso Temporal na Emissão de um Pulso de Luz	37
iv -: Q - Switching Interno	40

V	> CAMPO PRÓXIMO E CAMPO DISTANTE	44
VI	> MONTAGENS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS	47
i	-: Aparelhagem	47
ii	-: Resultados Experimentais	51
	a: Corrente Limiar	51
	b: Espectros de Emissão	54
	c: Corrente Limiar em Função do Comprimento da Cavityde Optica e da Temperatura	60
	d: Campos Próximo e Distante	64
	e: Q - Switching	71
VII	> CONCLUSÃO	75
VIII	> REFERÊNCIAS	77

## RESUMO

Utilizando a caracterização eletro-óptica em lasers do tipo Poço Quântico Simples, com camada ativa de 150Å e contato de faixa de 4,0µm de largura, pudemos comprovar várias teorias publicadas além de observar novas características como o laseamento desde dois níveis de energia diferentes sendo que para o nível mais baixo a corrente limiar é mais alta do que para o nível de energia superior. Este fato se deve às altas perdas do dispositivo. Temos também a emissão laser com atrasos longos quando se opera sob regime pulsado e a análise da emissão dentro destes pulsos nos mostra que no início do pulso, para correntes não muito altas, temos laseamento desde o segundo nível com o gatilhamento feito através do ganho óptico enquanto que no final do pulso, ou para correntes mais altas, ocorre o laseamento desde o primeiro nível com o gatilhamento devido a mudança de comportamento do índice de refração do material. Outro fato que nos chamou a atenção foi a ocorrência de pulsos de luz bastante curtos (Q - Switching) no final do pulso de corrente aplicado, quando o laser tem a camada ativa menor que 100Å e o contato de faixa mais estreito que 5,0µm.

## ABSTRACT

In this work the electro-optical characterization techniques were used in order to understand the anomalous emission behavior observed for Single Quantum Well lasers with active region thinner than 150Å and 4.0µm stripe width. We observed long delay time laser emission involving the first and second energy levels of the Quantum Well and an unexpected lower threshold current for the higher energy mode. This is shown to be due to the high internal device losses. We showed also, that depending on current, and in the case of normal delay time observed for the higher energy mode, the light confinement is provided by gain guiding mechanism. For the lower energy mode which shows only abnormally long delays, the guiding mechanism is showed to be due to a thermally induced real index waveguide. Q - Switching effect was also observed for lasers with active region thinner than 100Å and less than 5.0µm stripe width.

Os lasers semicondutores estão, hoje em dia, sendo empregados em uma grande variedade de sistemas, desde comunicações ópticas a grandes distâncias, até em toca discos. Comparados a outros tipos de lasers, os semicondutores têm, entre outras vantagens, dimensões reduzidas, tempos de vida bastante longos, alta eficiência, resposta rápida, custo razoavelmente baixo. Por outro lado, a estrutura interna dos lasers semicondutores pode ser feita em diversos formatos, cada qual resultando em características de operação diferentes; com isso, podemos ajustar algumas destas características de acordo com a aplicação desejada. Compreendendo estas características e suas correlações, podemos criar novos tipos de lasers para novas aplicações.

A estrutura estudada neste trabalho foi a de Poço Quântico, que leva este nome por ter a camada ativa mais estreita que o comprimento de onda de De Broglie ( $\ll 500\text{\AA}$ ). A teoria aplicada aos efeitos que ocorrem nesta estrutura é a mesma que a de um poço de potencial quadrado finito em Mecânica Quântica. Os lasers de mesma estrutura, mas com a espessura da camada ativa maior que  $500\text{\AA}$ , são chamados de Heteroestrutura Dupla normais (DH).

Devido a estrutura de poços quânticos, teremos níveis de energia discretos e portanto, variando as perdas do cristal, como por exemplo as perdas nos espelhos, podemos favorecer transições dos elétrons, em princípio, de quaisquer destes níveis. Portanto, podemos ter emissão de luz em vários comprimentos de onda

alterando o sistema de acordo com as nossas necessidades.

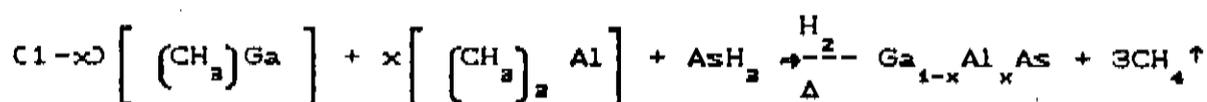
As vantagens do laser de Poço Quântico sobre o DH normal são: baixa densidade de corrente limiar, menor dependência da corrente limiar com a temperatura, espectro de ganho mais estreito e alto limite para as frequências de modulação.

O objetivo deste trabalho foi a caracterização eletro-óptica de dispositivos com 150Å de espessura da camada ativa, estudando-se assim os efeitos físicos que ocorrem internamente no laser de Poço Quântico. Apresentamos este estudo em três partes, a primeira sendo um estudo teórico dos efeitos pesquisados, a segunda uma apresentação das montagens experimentais e resultados obtidos e a terceira e última, uma discussão dos resultados obtidos e conclusões possíveis.

Existem, atualmente, várias técnicas utilizadas no crescimento de lasers semicondutores. Os mais conhecidos são: LPE (Liquid Phase Epitaxy - Crescimento Epitaxial a Partir da Fase Líquida), VPE (Vapor Phase Epitaxy - Crescimento Epitaxial a Partir da Fase de Vapor), MBE (Molecular Beam Epitaxy - Crescimento Epitaxial Por Feixe Molecular), CBE (Chemical Beam Epitaxy - Crescimento Epitaxial Por Feixe Químico) e MO-CVD (Metalorganic Chemical Vapor Deposition - Crescimento Epitaxial Por Deposição Química em Fase de Vapor de Compostos Metalorgânicos).

Quaisquer das técnicas citadas acima, permitem crescer lasers com diferentes estruturas e composições químicas, para diferentes aplicações. Estes crescimentos são praticamente artesanais, dependendo bastante da habilidade dos operadores para que se consiga uma alta reprodutibilidade. As vantagens e desvantagens de cada técnica citada estão enumeradas na *Tabela 1*.

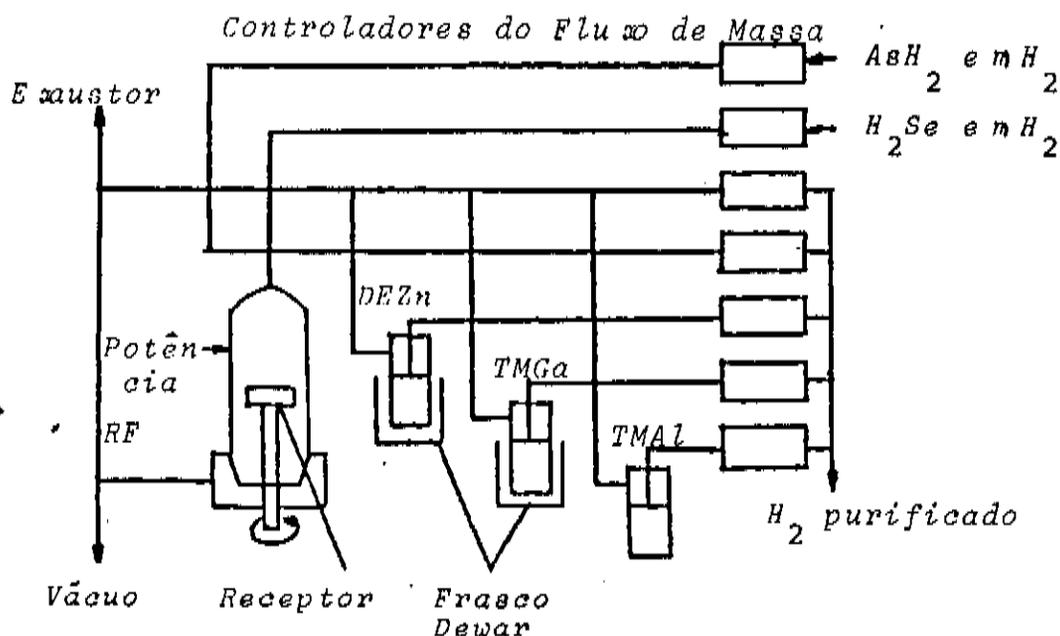
Discutiremos apenas a técnica MO - CVD por ter sido esta a utilizada para o crescimento dos lasers estudados. Os materiais empregados como fontes são: Trimetil Gálio (TMGa), Trimetil Alumínio (TMAI) e Arsina ( $AsH_3$ ). A mistura destes componentes é pirolizada em Hidrogênio ( $H_2$ ) a 650 - 750°C para formar filmes finos sólidos de acordo com a reação [ 1]:



Técnicas	Vantagens	Desvantagens
<p>LPE (Liquid Phase Epitaxy)</p> <p>[ 2], [ 3]</p>	<p>Ótima qualidade elétrica das camadas crescidas</p>	<p>1)O crescimento se faz - perto das condições de - equilíbrio termodinâmico</p> <p>2)Escolha limitada de dopantes</p> <p>3)Interface larga</p> <p>4)Espessura mínima da camada, de dezenas de parâmetros de rede</p>
<p>VPE (Vapor Phase Epitaxy) [ 4]</p>	<p>Ótima qualidade elétrica das camadas crescidas</p>	<p>É difícil o crescimento de compostos com Alumínio</p>
<p>MBE (Molecular - Beam Epitaxy)</p> <p>[ 5], [ 6], [ 7]</p>	<p>1)Largura da interface da ordem do - parâmetro de rede</p> <p>2)Crescimento monitorado</p>	<p>1)Sistema de ultra vácuo difícil de operar</p> <p>2)Não cresce compostos - de fósforo</p> <p>3)Muito caro. Sistema pelo menos 10 vezes mais - caro que MO - CVD</p>
<p>CBE (Chemical - Beam Epitaxy)</p>	<p>Idêntico ao MBE</p>	<p>1)Sistema de ultra vácuo difícil de operar</p> <p>2)Muito caro. Sistema pelo menos 10 vezes mais - caro que MO - CVD</p>
<p>MO-CVD (Metalorganic Chemical Vapor Deposition)</p> <p>[ 8]</p>	<p>1)Idêntico ao MBE mas muito mais barato</p> <p>2)Boas propriedades ópticas e elétricas</p>	<p>1)Não pode parar de funcionar por muito tempo</p> <p>2)Interfaces não muito - boas</p>

Tabela 1: Tipos de crescimentos possíveis com suas principais vantagens e desvantagens.

A composição final da liga é controlada pelas pressões parciais relativas das fontes de Gálio e Alumínio. Quando se necessita de materiais dopantes, os mais utilizados são Dietil Zinco com o Zinco sendo um dopante do tipo "p", e o Seleneto de Hidrogênio com o Se agindo como um dopante do tipo "n". Um diagrama do reator empregado é mostrado na *Figura 1* [ 1].



*Figura 1:* Diagrama esquemático de um reator de MO - CVD.

Os componentes metalorgânicos são líquidos à temperatura ambiente e possuem uma alta pressão de vapor; o H<sub>2</sub> é utilizado para fazer o transporte dos outros materiais desde a fonte até a câmara na qual ocorre a reação. O substrato empregado é uma pastilha de GaAs dopada com silício (Si) tendo  $n \cong 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  e orientado na direção <100>. Este substrato é polido com ataques químicos CH<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> e H<sub>2</sub>O na proporção 4:1:1) à temperatura

ambiente por aproximadamente 1 minuto [37]. Normalmente estas pastilhas têm de 6 a 10cm<sup>2</sup> de área e 0,3mm de espessura.

O reator é evacuado e o suscepter aquecido por uma bobina RF sendo que sua temperatura pode ser controlada externamente. Quando ela atinge aproximadamente 500°C permite-se um fluxo de AsH<sub>3</sub> que é controlado eletronicamente. A taxa de crescimento típica varia de aproximadamente 1.500 a 3.000Å/min [9].

Nos lasers estudados, o crescimento foi feito da seguinte maneira: uma camada de GaAs foi crescida primeiro para providenciar um plano cristalográfico para as camadas seguintes; a seguir foi crescida uma camada de confinamento de Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As (com x variando de 0,2 a 0,45) de um a dois microns de espessura dopada tipo n, a qual é seguida por uma camada ativa que consiste de um Poço Quântico de GaAs. A próxima camada é a segunda de confinamento, igual a anterior, mas com o tipo de condutividade oposta. A camada do topo é de GaAs tipo p de aproximadamente 1,0µm de espessura, utilizada para facilitar a colocação de contatos. Um esquema deste laser é mostrado na *Figura 2*.

O contato de faixa pode ser definido de várias maneiras, a saber: definido por óxido, junção transversal, além de outros, mas o que foi utilizado foi o feito por Bombardeamento de Prótons. Neste caso, uma máscara de fios de Tungstênio é colocada sobre o cristal que é então bombardeado com prótons energéticos, criando defeitos na rede. As regiões bombardeadas passam a ter alta resistividade e com isso a corrente elétrica é confinada a faixa não bombardeada. Temos na *Figura 3* [10] um esquema deste laser, onde a largura do contato de faixa é de 4,0µm.

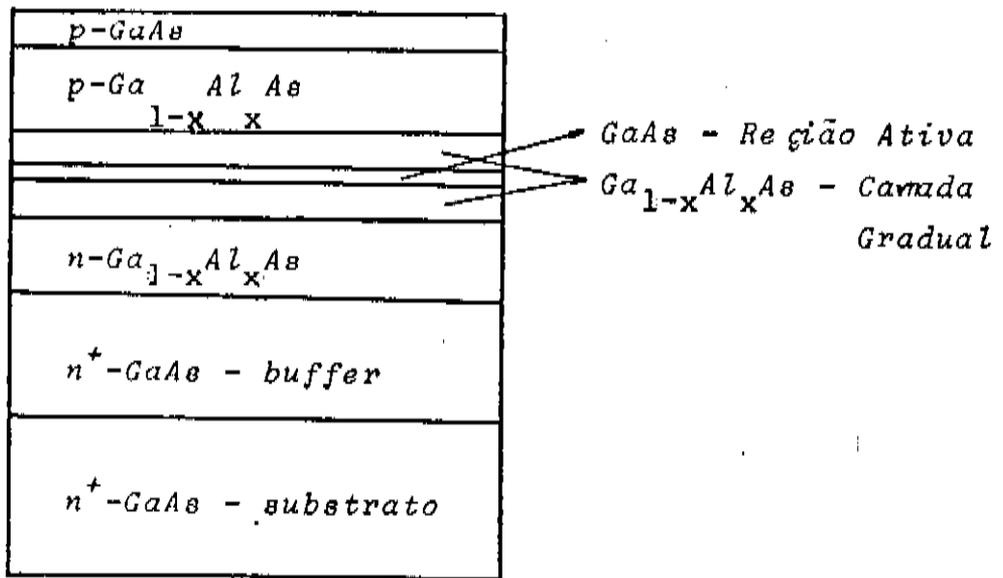


Figura 2: Esquema de um laser SQW crescido por MO -CVD.

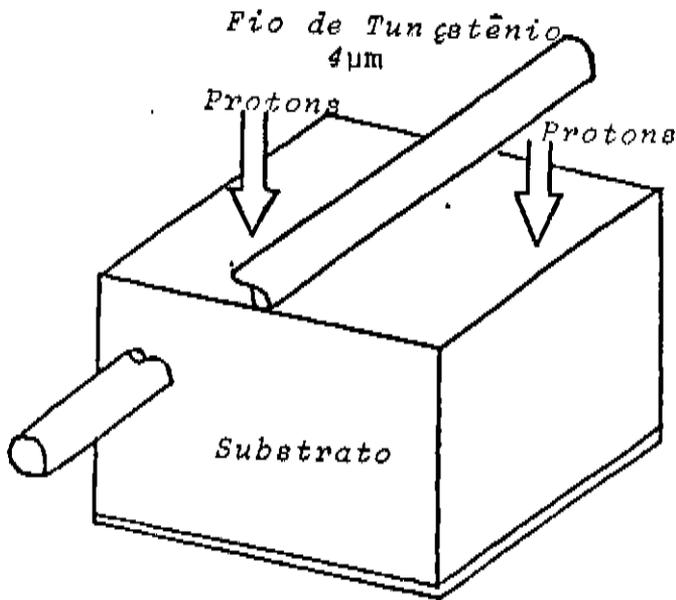


Figura 3: Contato de faixa definido por Bombardeamento de Prótons.

Utilizando este tipo de crescimento, teremos um diagrama das bandas de energia como o esquematizado na Figura 4, as quais são definidas pela espessura da camada ativa do laser. A parte

parabólica na banda de energia corresponde as camadas graduais de  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , enquanto que o poço de potencial corresponde a camada de GaAs, que é a camada ativa, onde  $L_s$  é a sua espessura.

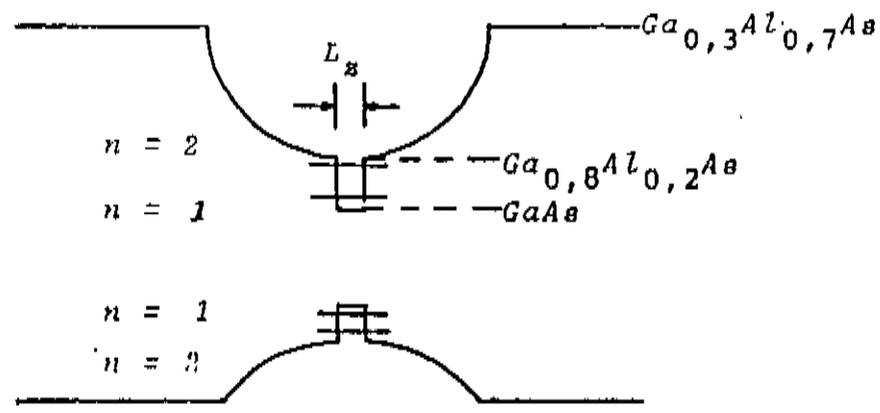


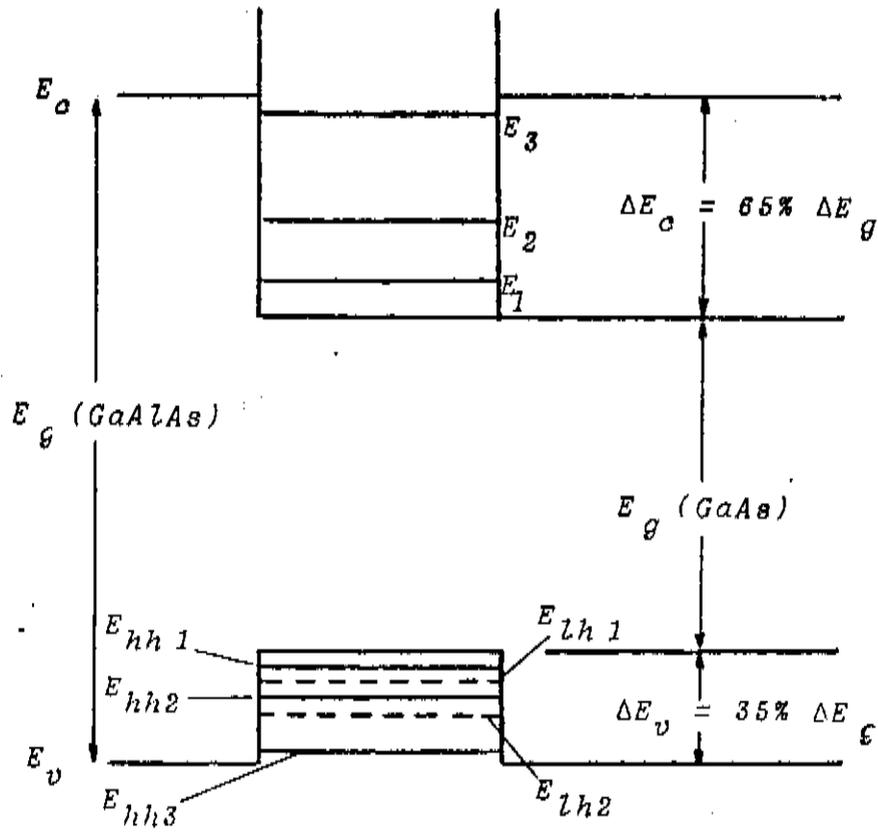
Figura 4: Bandas de energia para um laser de Poço Quântico Simples com camadas de confinamento com composição gradual de Alumínio.

O espectro de energia dos portadores confinados na camada ativa, no regime de efeitos quânticos, é perfeitamente determinado assumindo-se que o Hamiltoniano pode ser separado em uma componente (z) normal à camada e em componentes da função de Bloch (x,y) no plano da camada. Nas direções x e y, as distâncias que os elétrons têm para percorrer são bastante grandes comparadas as da direção z e por isso, podemos fazer a separação de componentes citada. Então, teremos como solução para as possíveis energias dos portadores a equação [11],[12] :

$$E(n, k_x, k_y) = E_n + (\hbar^2 / 2m_{n,p}) \cdot (k_x^2 + k_y^2) \quad (1)$$

onde  $E_n$  é o valor da energia para a n-ésima partícula confinada, da componente z do Hamiltoniano,  $m_{n,p}$  é a massa efetiva do elétron ou buraco,  $\hbar$  é a constante de Planck dividida por  $2\pi$  e  $k_x$  e  $k_y$  são as componentes usuais do momentum do cristal. Os valores de  $E_n$  em (1) estão designados na Figura 5 por  $E_1$ ,  $E_2$  e  $E_3$  para os elétrons,  $E_{hh1}$ ,  $E_{hh2}$  e  $E_{hh3}$  para os buracos pesados e ainda por  $E_{lh1}$  e  $E_{lh2}$  para os buracos leves.

Estamos interessados apenas nos valores de  $E_n$ , que são as soluções ao longo da direção z. Estas soluções são bem conhecidas pois são as soluções de um poço de potencial quadrado e finito. As condições de contorno são que as soluções da equação de Schrödinger e suas derivadas primeira devam ser contínuas nas bordas do poço, além de não poderem divergir longe dele [13].



Figura,5: Esquema das bandas de energia com os respectivos níveis para um típico laser de Poço Quântico Simples.

Com isto, chegamos as seguintes soluções:

$$\left[ \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{(E - V)}{E} \right]^{1/2} = \text{TAN} \left[ \frac{m_2 \cdot E \cdot L^2}{2 \cdot \hbar^2} \right]^{1/2} \quad (2)$$

$$\left[ \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{(E - V)}{E} \right]^{1/2} = - \text{COTAN} \left[ \frac{m_2 \cdot E \cdot L^2}{2 \cdot \hbar^2} \right]^{1/2} \quad (3)$$

onde  $m_1$  e  $m_2$  são as massas efetivas dos elétrons fora e dentro do poço, respectivamente,  $L_z$  é a largura do poço (espessura

da camada ativa),  $V$  é a profundidade e  $E$  a energia do portador. Estas duas soluções, (2) e (3), são complementares pois os valores de  $E$  que as satisfazem são intercalados entre si.

Estas equações são válidas também para a banda de valência, a menos do sinal de  $E$  que as satisfazem, dos valores das massas efetivas que agora são dos buracos (leves ou pesados) e o valor e sinal do potencial  $V$ . Temos então, que resolver seis equações: duas para os elétrons na banda de condução, duas para os buracos leves e duas para os buracos pesados, ambos na banda de valência.

Para o nosso caso, Laser de Poço Quântico Simples de  $Ga_{1-x}Al_xAs - GaAs$  [14], temos fora do poço o material  $Ga_{1-x}Al_xAs$  ( $x$  é a porcentagem de Alumínio presente na liga) e dentro do poço,  $GaAs$ ,  $V$  é 35% da diferença entre os gaps de energia dos dois materiais para a banda de valência e 65% para a banda de condução, como determinado por Duggan [15]. Os valores utilizados nos cálculos estão na Tabela 2 [10].

	$Ga_{1-x}Al_xAs$	$GaAs$
Energia de gap a 300K (eV)	$1,424 + 1,247.X$	1,424
Massas efetivas (unid. $m_0$ )	B. C.: $(0,067+0,083.X)$ B. V.: $\begin{cases} \text{b.p.: } 0,51 \\ \text{b.l.: } 0,091 \end{cases}$	B. C.: 0,067 B. V.: $\begin{cases} \text{b.p.: } 0,45 \\ \text{b.l.: } 0,08 \end{cases}$

Tabela 2: Tabela de valores utilizados nos cálculos dos níveis de energia em uma temperatura e porcentagem de Alumínio fixas.

Como exemplo dos valores calculados para os níveis de energia, temos na Figura 6 um esquema das bandas com os níveis de energia e as possíveis transições para  $L_z = 150\text{\AA}$ ,  $x = 0,2$  e  $T = 300\text{K}$ .

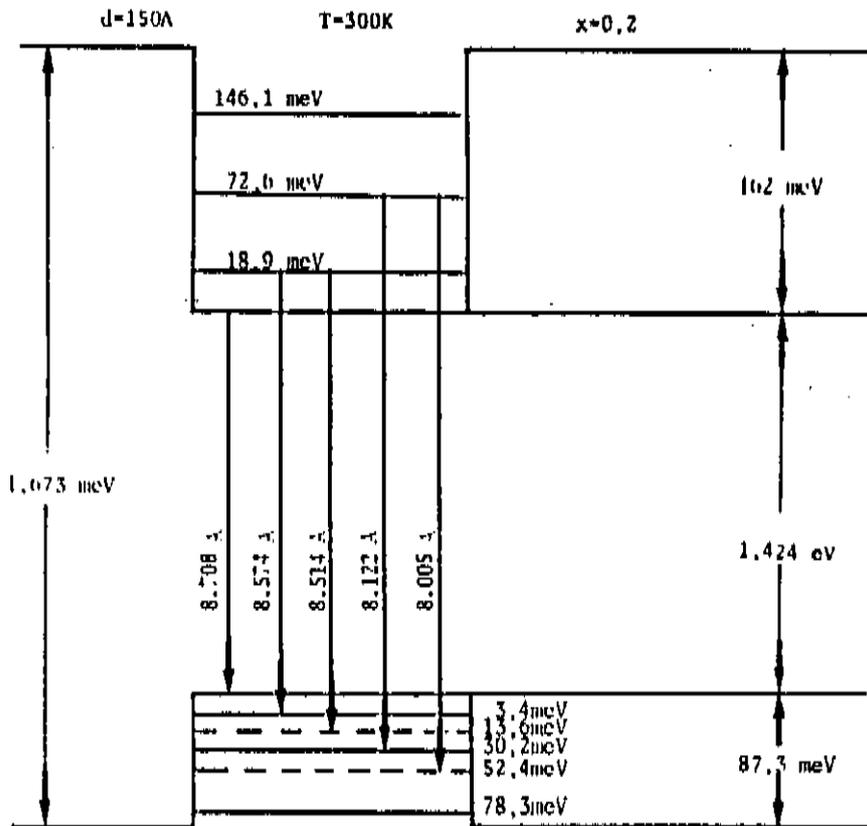


Figura 6: Níveis de energia com as transições possíveis seguindo a regra  $\Delta n = 0$ , para um laser de Poço Quântico Simples, com  $L_z = 150\text{\AA}$ ,  $x = 0,2$  e  $T = 300\text{K}$ .

Levando-se em consideração a variação dos gaps de energia do  $Ga_{1-x}Al_xAs$  e GaAs com a concentração X de Alumínio e com a temperatura T, temos que:

--o gap de energia,  $E_{g_{GaAs}}(T)$ , para o GaAs é dado por [10], [16]:

$$E_{g_{GaAs}}(T) = 1,519 - 5,405 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{T + 204} \quad (4)$$

-- o gap de energia,  $E_{g_{Ga_{1-x}Al_xAs}}(X, T)$ , para o  $Ga_{1-x}Al_xAs$  é dado

por [17]:

$$E_{g_{Ga_{1-x}Al_xAs}}(X, T) = E_g(X, 300K) + \alpha(X) \cdot (300K - T) \quad (5)$$

$$\text{onde } \begin{cases} \alpha(X) = \alpha(0) \cdot [1 + (0,6 \pm 0,2) \cdot X] & (6) \\ \alpha(0) = 4,0 \cdot 10^{-4} \text{ eV/deg} & (7) \\ E_g(X, 300K) = 1,424 + 1,247 \cdot X & (8) \end{cases}$$

Substituindo (7) em (6) e em seguida em (5), além de (8) em (5), ficamos com:

$$E_{g_{Ga_{1-x}Al_xAs}}(X, T) = 1,544 + 1,319 \cdot X - 4,0 \cdot 10^{-4} \cdot T - 2,4 \cdot 10^{-4} \cdot X \cdot T \quad (9)$$

O potencial V de (2) e (3) é dado pela diferença entre

os gaps dados por ( 4) e ( 9), multiplicada pela porcentagem P devida a cada banda (valência ou condução). Temos então que:

$$\frac{V}{P} = 2,5 \cdot 10^{-2} + 1,319 \cdot X \cdot \left[ 4,0 + 2,4 \cdot X - 5,405 \cdot \frac{T}{T + 204} \right] \cdot 10^{-4} \cdot T$$

(10)

Com isso, podemos ver que para uma determinada porcentagem de Alumínio, com a diminuição da temperatura, os gaps aumentam, aumentando também os valores relativos ao zero das bandas de cada nível, fazendo com que os comprimentos de onda da luz emitida venham a ser menores.

Variando-se a porcentagem de Alumínio, para concentrações maiores, teremos maiores gaps para o  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , enquanto que o gap do GaAs permanece constante por não depender de X. Com isso, a energia potencial do poço aumenta e os níveis discretos tendem a subir e se distanciarem em energia. Em concordância com o parágrafo anterior, neste caso teremos recombinações com emissão de fótons em comprimentos de onda menores.

Quando fótons interagem com elétrons, a intensidade desta interação dependerá da quantidade de elétrons envolvida, que depende do número ou densidade de estados disponíveis para ocupação. Portanto, a densidade de estados é um fator bastante importante na determinação, por exemplo, da corrente limiar de um laser.

No espaço dos momentum as superfícies de energia constante são, em primeira aproximação, esféricas, e o volume entre duas destas superfícies com energias entre E e E + dE é dado por:

$$dV_k = 4 \cdot \pi \cdot k^2 \cdot dk \tag{11}$$

Um simples estado ocupa um volume  $8 \cdot \pi^3 / V$ , onde V é o volume do cristal. Temos ainda que cada nível de energia tem dois estados possíveis e com estas considerações encontramos que o número de estados acessíveis no intervalo entre E e E + dE é dado por [18]:

$$N(E) = \frac{1}{2 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^3} \cdot (2 \cdot m^*)^{3/2} \cdot \int E^{1/2} \cdot dE \tag{12}$$

onde V foi tomado como unitário.

Sendo  $\Delta E_{1,c} = E_1 - E_c$ , onde  $E_c$  é a energia mais baixa do poço e  $E_1$  a energia do primeiro estado, desde que estas energias estejam separadas o suficiente para que interações do

tipo Coulombiana, por exemplo, possam ser desprezadas, a equação (12) poderá ser reescrita como (14):

$$N(E) = \frac{1}{2 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^3} \cdot (2 \cdot m^*)^{3/2} \cdot \Delta E_{1,c}^{1/2} \cdot \int \frac{(E - E_c)^{1/2}}{\Delta E_{1,c}^{1/2}} \cdot dE \quad (13)$$

Para poços rasos ou de dimensões  $L_z$  muito grandes, a densidade de estados dada por (13) deve se aproximar da densidade de estados de um poço de potencial parabólico e por isso, devemos ter:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta E_{1,c} \leq E - E_c < \Delta E_{2,c} \\ \text{ou} \\ E_1' \leq E < E_2 \end{array} \right\} \quad (14)$$

ou seja, devemos calcular a densidade de estados entre dois níveis subsequentes.

A equação (13) é válida para a banda de condução. Para a banda de valência a energia muda de sinal e temos:

$$N_{lh}(E) = \frac{1}{2 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^3} \cdot (2 \cdot m_{lh}^*)^{3/2} \cdot \Delta E_{1,vl}^{1/2} \cdot \int \frac{(E_v - E)^{1/2}}{\Delta E_{1,vl}^{1/2}} \cdot dE \quad (15)$$

para buracos leves e

$$N_{hh}(E) = \frac{1}{2 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^3} \cdot (2 \cdot m_{hh}^*)^{3/2} \cdot \Delta E_{1,vh}^{1/2} \cdot \int \frac{(E_v - E)^{1/2}}{\Delta E_{1,vh}^{1/2}} \cdot dE \quad (16)$$

para buracos pesados. As constantes  $m_{lh}^*$  e  $m_{hh}^*$  são as massas efetivas dos buracos leves e pesados respectivamente, enquanto que  $E_v$  é a energia do topo da banda de condução.

Com o auxílio das equações ( 2), ( 3), ( 4), ( 9) e (10), podemos ver que a densidade de estados aumenta com a diminuição da temperatura, assim como com o aumento da concentração de Alumínio (X) no  $Ga_{1-x}Al_xAs$ .

Um esquema da densidade de estados em função da energia, para uma dada temperatura e concentração de Alumínio, é apresentado na Figura 7.

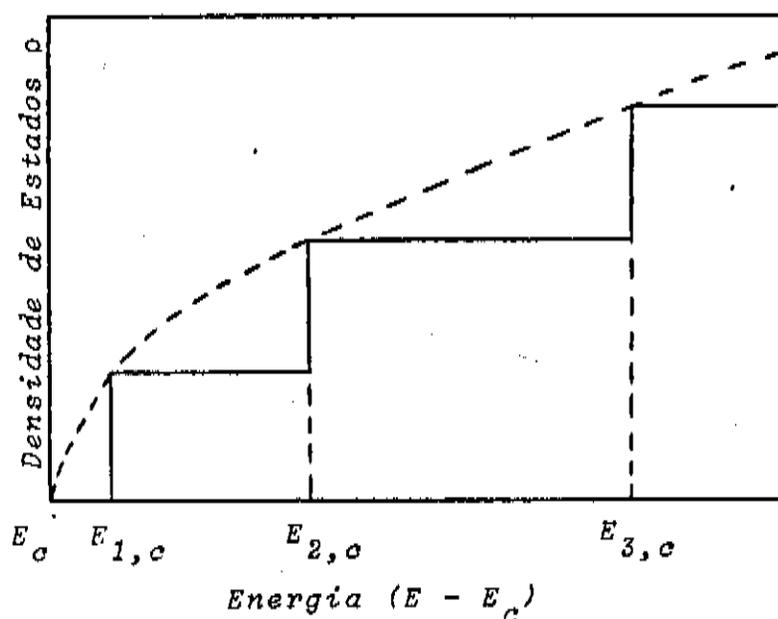


Figura 7: Esquema da densidade de estados de um laser de Poço Quântico (linha cheia) e de um de Heteroestrutura Dupla normal (linha tracejada).

Em um laser de semicondutor temos, em suas extremidades, dois espelhos parciais que funcionam como um interferômetro de Fabry - Perot. Ao ocorrerem recombinações entre elétrons da banda de condução com buracos da banda de valência, podemos ter a emissão de um fóton. Este fóton irá de encontro a um destes espelhos e refletirá, indo de encontro ao outro. Se ele tem intensidade suficiente para refletir neste segundo espelho e retornar à posição de partida, certamente irá interagir com um outro fóton de mesma energia e aumentará sua intensidade. A isto damos o nome de ganho óptico.

Além deste ganho em intensidade, o fóton também poderá perdê-la em interações com elétrons, dispersão, etc. Se o ganho se tornar maior que as perdas, teremos a emissão estimulada que é o leisamento propriamente dito.

Seguindo o trabalho desenvolvido por alguns autores, [14], [19] - [22], os quais partiram do trabalho desenvolvido por Lasher e Stern [23], temos que o ganho óptico é dado por:

$$g(E) = \frac{\pi \cdot \tilde{n} \cdot G \cdot \hbar \cdot \omega^2}{n \cdot m^2 \cdot E} \cdot |M|^2 \cdot \rho_{red}(E) \cdot (f_i - f_j) \quad (17)$$

onde  $\left\{ \begin{array}{l} |M|^2 \text{ é o elemento de matriz para transições ópticas entre} \\ \text{estados com o mesmo vetor de onda } \vec{k}, \\ \rho_{red}(E) \text{ é a densidade de estados reduzida,} \\ f_i \text{ e } f_j \text{ são as probabilidades de ocupação dos estados} \\ \text{superiores e inferiores, respectivamente e} \\ n \text{ é a densidade de portadores.} \end{array} \right.$

O elemento de matriz  $|M|^2$  é dado por [24]:

$$|M|^2 = |M_b|^2 \cdot \frac{(2\pi)^2}{A} \cdot \delta(k_c - k_v) \cdot \delta n n' \quad (18)$$

onde  $\left\{ \begin{array}{l} A \text{ é a área do material na direção } x, y, \\ \delta(k_c - k_v) \text{ é a regra de seleção no espaço } \vec{k}, \\ \delta n n' \text{ é a regra de seleção das transições dos estados} \\ \text{confinados na direção } z \text{ e} \\ |M_b|^2 \text{ é um elemento de matriz médio para os estados} \\ \text{de Bloch das bandas (na direção } x, y) \end{array} \right.$

Usando o modelo de bandas de Kane,  $|M_b|^2$  é dado por

(10):

$$|M_b|^2 \hat{=} \zeta \cdot m_0 \cdot E \quad (19)$$

com  $\zeta = 1,33$  para o GaAs. Para os cálculos das seções seguintes, o valor de E em (19) será dado por:

$$E = E_g + E_{1,c} + E_{1,v} \quad (20)$$

onde  $\left\{ \begin{array}{l} E_g \text{ é a energia de gap do material,} \\ E_{1,c} \text{ é a energia do primeiro nível em relação ao fundo da} \\ \text{banda de condução} \\ E_{1,v} \text{ é a energia do primeiro nível em relação ao topo da} \\ \text{banda de valência.} \end{array} \right.$

Os valores de  $E_g$ ,  $E_{1,c}$  e  $E_{1,v}$  são sempre considerados como positivos.

Voltando agora à Figura 7, podemos ver que  $\rho_{red}(E)$  é uma constante para energias entre aquelas de transição ( $E_{1,c}$ ,  $E_{2,c}$ , ...) enquanto que  $f_i - f_j$  é uma função decrescente da energia a um dado nível de bombeamento de portadores.

Uma curva típica de ganho para um laser de Poço Quântico com 100Å de espessura da camada ativa é mostrada na Figura 8. Para comparação, a curva de ganho para um laser DH normal é também mostrada. Dela podemos ver que a estrutura de Poço Quântico nos dá um significativo aumento no valor de pico do ganho em relação a um laser normal [14], [19].

De volta à equação (17), podemos ver que o ganho óptico aumenta com a diminuição da temperatura pois  $|M|^2 \cdot \rho_{red}(E)$  aumenta mais rapidamente que o decaimento devido ao fator  $1/E$ .

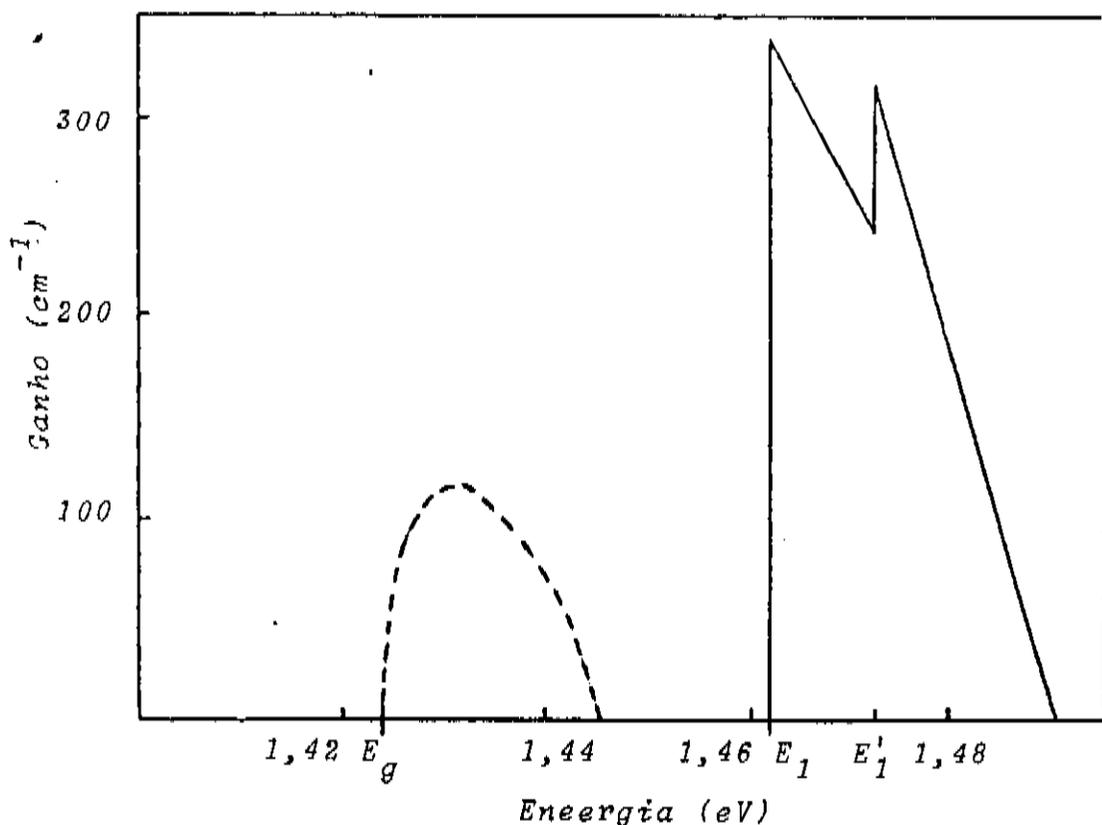


Figura 8: Ganho versus energia para um laser SQW (linha cheia) e também para um laser DH normal (linha tracejada).

Como visto anteriormente, existem certas condições para que o diodo comece a leisar e uma delas é justamente a densidade de portadores, que varia ao variarmos a corrente injetada no cristal. Partindo da corrente nula e aumentando-a, rapidamente teremos uma emissão de luz chamada de emissão espontânea, bastante parecida com a emissão de luz de LEDs comuns; neste caso a intensidade de luz emitida aumenta muito pouco com o aumento da corrente. Entretanto, a partir de um determinado valor desta corrente, a intensidade da luz emitida passa a aumentar muito rapidamente com o aumento da corrente; a partir deste ponto temos a emissão estimulada e a este valor da corrente damos o nome de corrente limiar; este é o ponto que nos dá a passagem da emissão espontânea para a estimulada.

Para o cálculo da corrente limiar é importante determinarmos anteriormente a taxa de recombinação espontânea pois através dela podemos determinar o tempo de vida radiativo efetivo dos portadores injetados. Seguindo com o tratamento feito por Lasher e Stern [23], a taxa de recombinação espontânea a uma determinada energia E é dada por:

$$r_{\text{esp}}(E) = K_2 \cdot \rho_{\text{red}}(E) \cdot f_l \cdot (1 - f_j) \quad (21)$$

com

$$K_2 = 1,33 \cdot \frac{4 \cdot n \cdot e^2 \cdot E_g^2}{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot m \cdot h^2 \cdot c^3} \quad (22)$$

e as outras constantes e variáveis como definidas anteriormente. A equação (21), vale lembrar, se aplica aos casos de transições diretas e com a regra de seleção no espaço  $\vec{k}$ .

Como fizemos anteriormente para calcular a densidade de estado nas bandas de condução e valência, obtemos a densidade de estados reduzida entre a banda de condução e a dos buracos pesados como (22):

$$\rho_{red}(E) = \frac{1}{2 \cdot \pi^2} \cdot \frac{(2 \cdot m_r)^{3/2}}{h^3} \cdot \Delta E_1^{1/2} \cdot \int \frac{(E - E_g)^{1/2}}{\Delta E_1^{1/2}} \cdot dE \quad (23)$$

$$\text{onde } \begin{cases} \Delta E_1 = E_{1,c} - E_{1,v} & (24) \\ m_r = \frac{m_c \cdot m_v}{m_c + m_v} & (25) \end{cases}$$

Uma expressão similar pode ser escrita para a densidade de estados reduzida entre a banda de condução e a de buracos leves.

A razão total da emissão espontânea será então, dada por:

$$R_{esp} = \int_{E_g}^{\infty} r_{esp}(E) \cdot dE \quad (26)$$

onde a integral é feita sobre todas as bandas. No caso de poços muito estreitos, uma boa aproximação pode ser feita

negligenciando-se as contribuições das transições de partículas confinadas em níveis altos e fazendo-se a integral somente sobre os níveis mais baixos. O resultado desta aproximação pode ser expresso de maneira familiar por [22]:

$$R_{esp} \approx B \cdot n^2 \quad (27)$$

onde devemos assumir também que o poço quântico é muito fracamente ou nada dopado e B é o coeficiente de recombinação espontânea. O coeficiente B calculado para várias larguras de poços é apresentado na Figura 9, a qual também apresenta, para comparação, este coeficiente calculado para um laser DH normal. Desta Figura podemos ver que não existem diferenças significativas entre os poços de larguras diferentes e nem entre os poços quânticos e o DH normal.

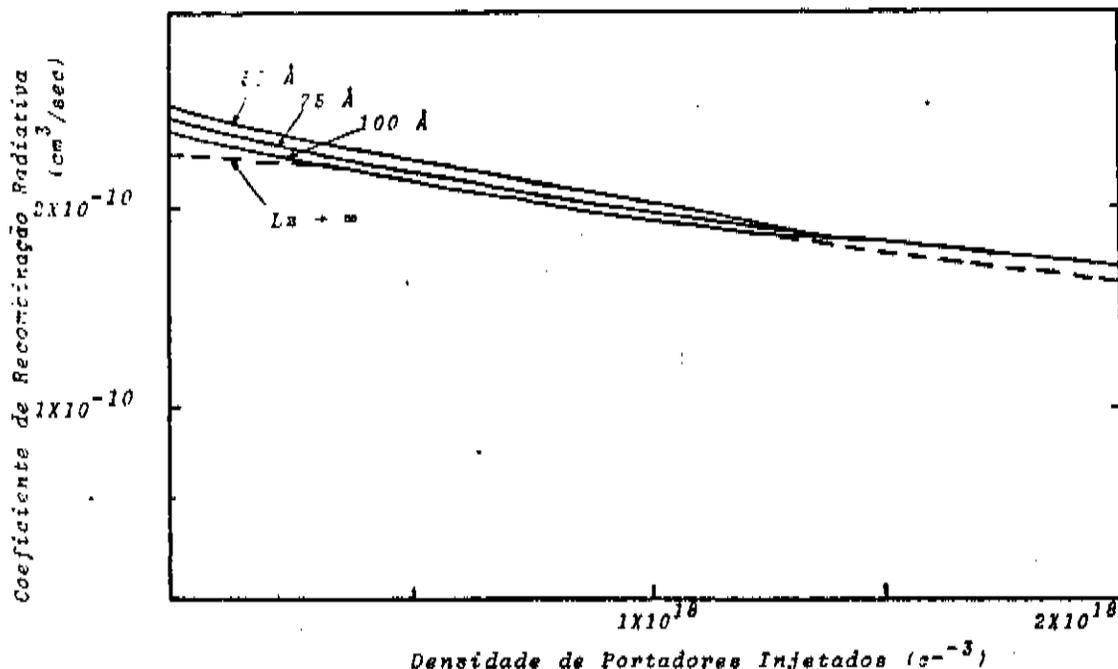


Figura 9: Coeficiente de recombinação radiativa versus densidade de portadores para poços quânticos de várias larguras (linhas cheias) e também para um laser DH normal (linha tracejada).

Agora, o procedimento para calcular a corrente limiar pode ser descrito como segue: tendo encontrado o ganho a uma determinada densidade de portadores injetados com o auxílio da equação (17), podemos encontrar a correspondente densidade de portadores injetada por [14]:

$$J = e \cdot R_{\text{esp}} \cdot d \quad (28)$$

onde  $R_{\text{esp}}$  é dado por (27). Com isto então, podemos chegar a equação para a corrente limiar que é [25]:

$$I_{\text{lim}} = \frac{l \cdot w \cdot L \cdot J_0}{\eta_i} + \frac{l \cdot w \cdot L}{\eta_i \cdot \beta \cdot \Gamma} \cdot [\alpha_l + (1/l) \cdot \ln(1/R)] \quad (29)$$

onde  $J_0$  é a densidade de corrente injetada a ganho nulo,  $\beta$  é a inclinação da reta ganho por densidade de corrente injetada,  $w$  é a largura da faixa de contato,  $l$  é o comprimento da cavidade óptica do laser,  $\eta_i$  é a eficiência diferencial interna,  $\Gamma$  é o fator de confinamento,  $\alpha_l$  são as perdas internas,  $L_z$  é a espessura da camada ativa e  $(1/l) \cdot \ln(1/R)$  as perdas devido aos espelhos com  $R$  sendo a refletividade dos mesmos. Esta mesma equação para a corrente limiar ainda pode ser escrita como [26]:

$$I_{\text{lim}} = \frac{-w}{\beta} \cdot [\alpha \cdot l + \ln(1/R)] \quad (30)$$

onde os parâmetros já foram definidos.

A variação da corrente limiar em função da variação do comprimento da cavidade óptica pode ser analisada a partir de qualquer uma das equações: (29) ou (30). Na Figura 10 [26] temos a variação da corrente limiar em função do comprimento da cavidade, para comprimentos de  $400\mu\text{m}$  até  $1.100\mu\text{m}$ . Nela observamos uma variação linear, mesmo à diferentes temperaturas, como esperado.

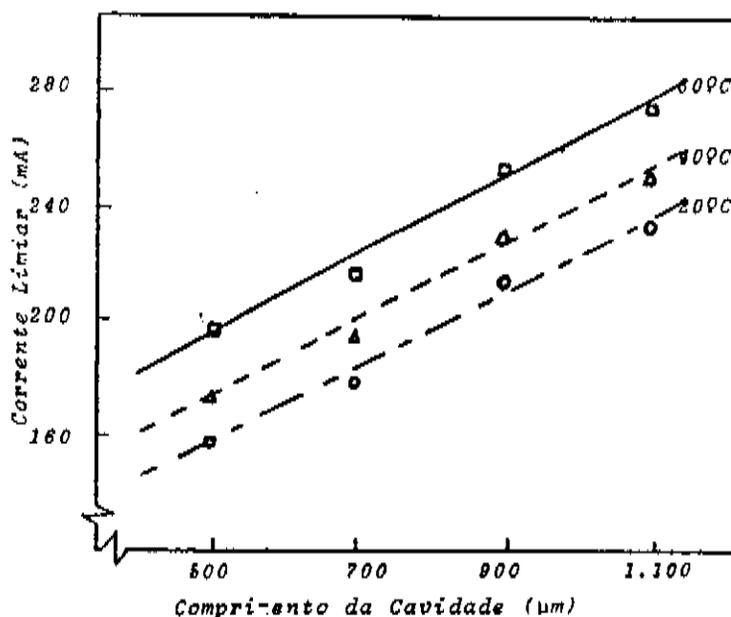


Figura 10: Aumento linear da corrente limiar em função do comprimento da cavidade óptica para lasers de Poço Quântico à três temperaturas diferentes.

É importante dizer que, para comprimentos da cavidade óptica muito pequenos, esta situação se altera, sendo que para comprimentos  $\leq 300\mu\text{m}$ , a corrente limiar aumenta muito rapidamente, como mostrado na Figura 11 [27].

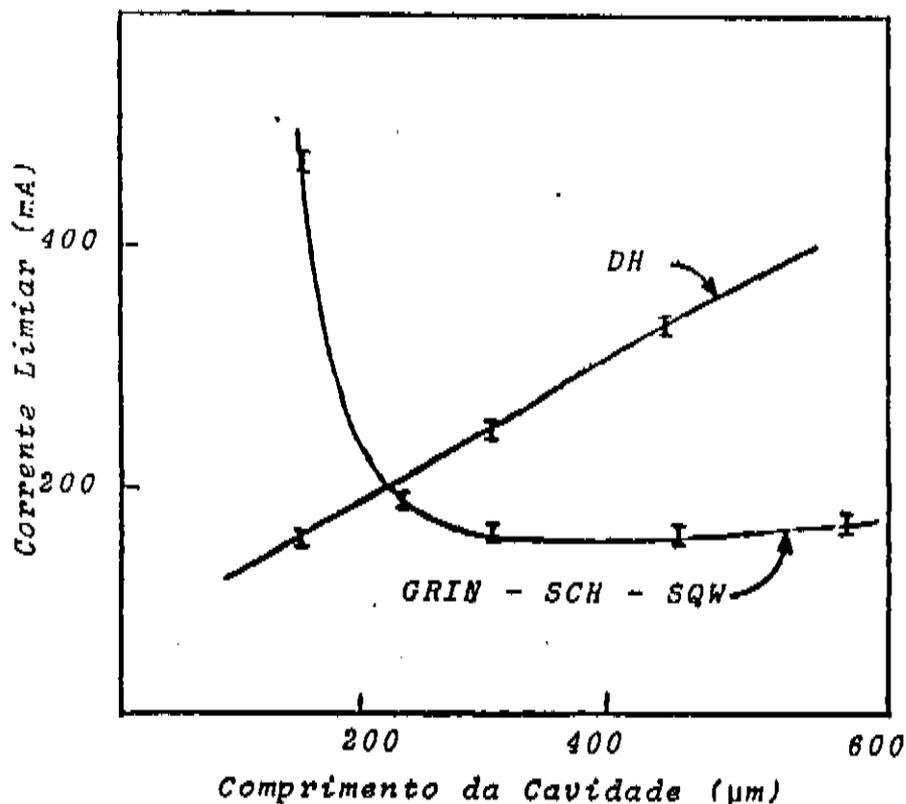


Figura 11: Corrente limiar para lasers de Poço Quântico mostrando um aumento quando estamos com o comprimento da cavityde menor que 300µm. Para comparação, mostramos também o comportamento de um laser DH normal.

Nesta Figura temos dados experimentais tanto para lasers de Poço Quântico como para DH normal, crescidos no mesmo forno e sob as mesmas condições.

Este comportamento anômalo dos lasers de Poço Quântico com cavitydes curtas pode ser explicado se levarmos em consideração três aspectos geralmente desprezados no caso de lasers DH normal, que são: recombinações não radiativas do vale L, recombinações Auger e perda de corrente.

O primeiro destes processos foi proposto por Sugimura [28], o qual envolve o preenchimento do vale L da banda de condução, do qual os elétrons somente podem se recombinar com

buracos na banda de valência através da emissão de fónons (recombinações não radiativas), o que nos dá uma densidade de corrente adicional. A proposta feita por Sugimura é de que o tempo de vida das recombinações não radiativas do vale L são iguais aos das recombinações radiativas do vale  $\Gamma$ . A corrente adicional  $J_{nr}^L$  será dada por:

$$J_{nr}^L = \frac{n_L}{n_\Gamma} \cdot J_{rad} \quad (31)$$

onde  $n_L$  e  $n_\Gamma$  são as densidades de elétrons nos vales L e  $\Gamma$  respectivamente. Então a densidade de corrente total será agora de :

$$J_{tot} = J_{rad} + J_{nr}^L \quad (32)$$

O segundo mecanismo, recombinação Auger não radiativa, dá um excesso de corrente geralmente escrito como [21]:

$$J_{Aug} \approx e \cdot d \cdot C \cdot n^2 \quad (33)$$

Por causa do alto valor do gap de energia do GaAs, o coeficiente C é bastante pequeno, mas quando diminuimos muito o comprimento da cavidade óptica do laser de Poço Quântico precisamos de uma grande densidade de portadores e o processo de recombinação Auger pode se tornar muito importante.

Considerando o mesmo valor de C tanto para o Poço Quântico como para o DH normal,  $C \approx 5,0 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{seg}$ , e ainda tendo uma densidade de portadores de  $2,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  para o DH com

$L_z = 1.800\text{\AA}$  e  $\Gamma = 0,8$  e uma densidade de portadores de  $1,0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  para o Poço Quântico com  $L_z = 110\text{\AA}$  e  $\Gamma = 0,02$  encontramos que a densidade de corrente não radiativa Auger para o DH é praticamente desprezível, pois é da ordem de  $0,1 \text{ KA/cm}^2$  enquanto que no Poço Quântico não pode ser deixada de lado pois é da ordem de  $1,0 \text{ KA/cm}^2$ .

O último mecanismo mencionado foi o da perda de corrente. A estrutura do laser utilizado é a de um Poço Quântico cercado em ambos os lados por camadas com composição gradual de Alumínio. Devemos então olhar para os portadores que conseguem chegar até esta região onde eles poderão decair até o Poço Quântico ou decair diretamente por recombinações.

Elétrons com energia suficiente para superar a barreira de potencial na banda de condução criam uma densidade de corrente de difusão no topo da camada de confinamento tipo p dada por [21]:

$$J_{\text{dif}}^{(n)} = (D_n \cdot n^+) / [L_n \cdot \tanh(S/L_n)] \quad (34)$$

onde  $n^+$  é o excesso de elétrons no topo da camada p, localizada a uma distância  $S$  do contato metálico também tipo p.  $D_n$  é o coeficiente de difusão dos elétrons e  $L_n$  é o comprimento de difusão dos elétrons. Para os cálculos foram utilizados os valores:  $D_n = 50 \text{ cm}^2/\text{seg}$ ,  $S = 2,0 \text{ }\mu\text{m}$  e  $L_n = 1,0 \text{ }\mu\text{m}$ .

Para os buracos temos a mesma situação nas camadas opostas as descritas e a densidade de corrente de difusão será dada por [21]:

$$J_{\text{dif}}^{(p)} = e \cdot D_p \cdot p^+ / L_p \quad (35)$$

onde  $p^+$  é o excesso de buracos,  $D_p$  é o coeficiente de difusão dos buracos e  $L_p$  seu comprimento de difusão. Utilizamos  $D_p = 5,0 \text{ cm}^2/\text{seg}$  e  $L_p = 0,3 \text{ }\mu\text{m}$ .

A concentração de portadores em equilíbrio, tanto para buracos quanto para elétrons, foi considerada como  $5,0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Na Figura 12, temos a variação da corrente limiar com o comprimento da cavidade óptica considerando os itens apresentados independentemente, enquanto que na Figura 13 temos todos estes processos juntos.

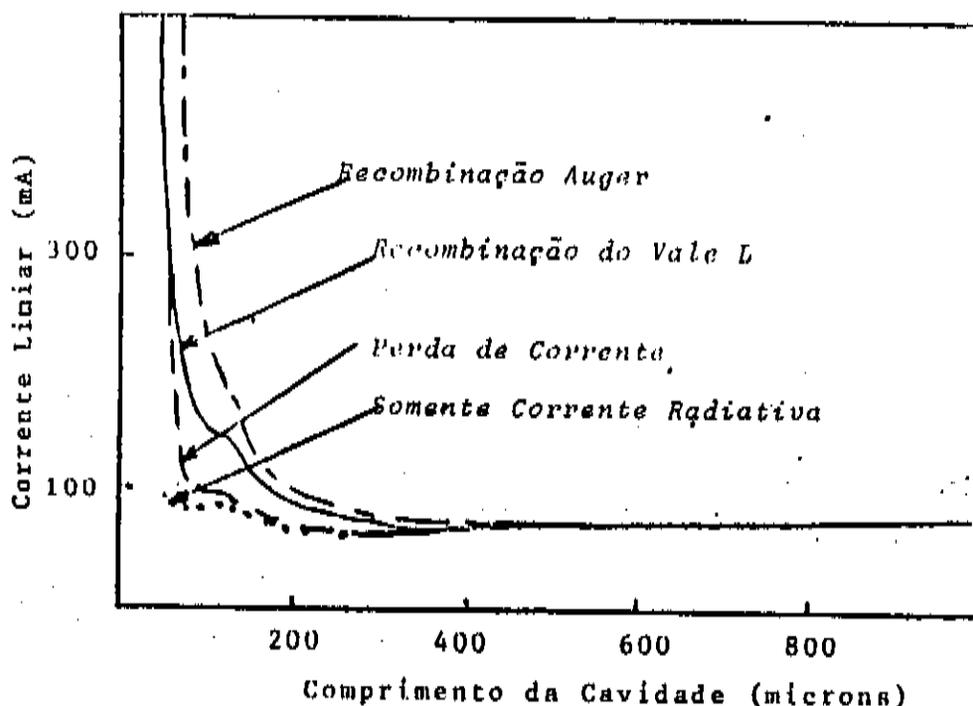


Figura 12: Corrente limiar calculada como uma função do comprimento da cavidade para um laser de Poço Quântico Simples, com as contribuições individuais para o aumento da corrente à curtas cavidades.

Na Figura 13 temos, além dos processos de perda de corrente já citados, o processo envolvendo recombinações não

radiativas no vale  $\Gamma$ . Este termo, o qual contribui para a diminuição da eficiência interna, tem a forma [21]:

$$J_{nr}^{\Gamma} = e.d.n_p / \tau_{nr} \quad (36)$$

onde para o tempo de vida não radiativo foi dado o valor de  $2,0 \cdot 10^{-8}$  seg. Os valores de  $\alpha_i$  utilizados nos cálculos foram  $10 \text{ cm}^{-1}$  para o laser DH normal e  $5 \text{ cm}^{-1}$  para o laser de Poço Quântico. Nesta Figura, os círculos que aparecem indicam uma mudança no comprimento de onda emitido pelo laser.

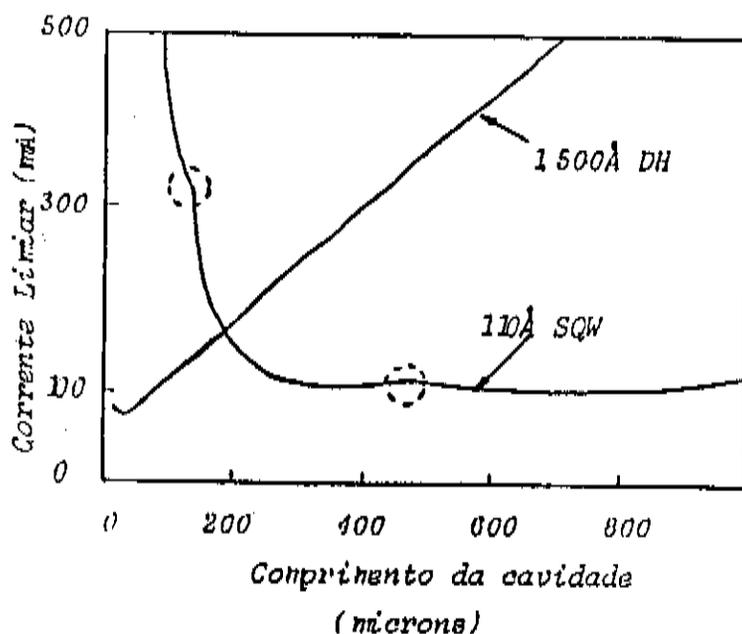


Figura 13: Corrente limiar total calculada em função do comprimento da cavidade óptica para um laser de Poço Quântico Simples e para um DH normal como comparação.

A variação da corrente limiar em função da temperatura para lasers com contato de faixa (stripe geometry) em geral apresentam dois aspectos típicos:

- a corrente limiar varia exponencialmente com a temperatura e
- esta variação difere de uma simples exponencial para certas temperaturas.

Inicialmente consideramos apenas a variação exponencial que, embora tenhamos vários fatores que possam influenciá-la, é dada simplesmente por [10]:

$$I_{lim}(T) = I_{lim}(T_1) \cdot \exp \left[ \frac{T - T_1}{T_0} \right] \quad (37)$$

onde  $T_0$  é um parâmetro que caracteriza a sensibilidade do laser às variações de temperatura. Para lasers de Heteroestrutura Dupla de GaAs, o valor típico de  $T_0$  é de 120 K a 165 K nas proximidades da temperatura ambiente [29], mas para lasers de Poço Quântico Simples, valores como 437 K já foram apresentados [30], mostrado pela Figura 14. Este valor é explicado em termos da densidade de estados localizada, com alguma contribuição da ocupação de fônons fora do equilíbrio e o aquecimento dos elétrons acima do equilíbrio térmico.

Entretanto, de acordo com alguns autores, [24], [26], [31], para lasers de Poço Quântico Simples, a variação da corrente limiar com a temperatura não é mais exponencial, como dado pela equação (37), mas tem uma variação linear, como mostrado nas

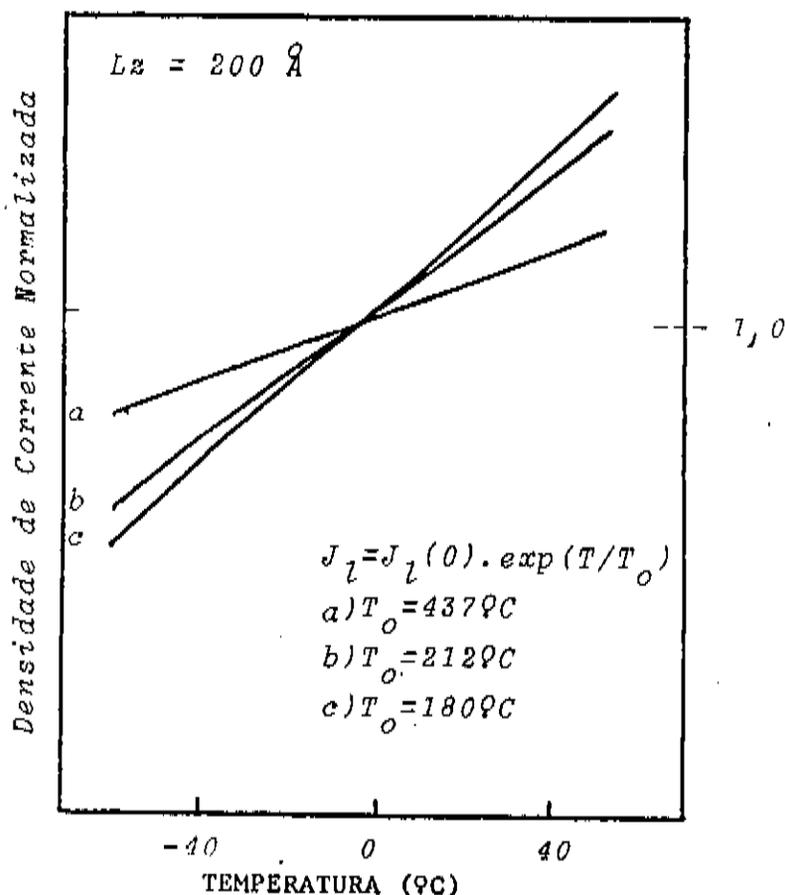


Figura 14: Variação da corrente limiar com a temperatura para lasers de Poço Quântico Simples, mostrando que podemos ter valores para  $T_0$  tão altos como  $437^\circ\text{C}$ .

Na Figura 15-a, temos a variação da corrente limiar com a temperatura de forma exponencial, enquanto que na Figura 15-b temos a mesma curva mas num gráfico linear. Destas duas Figuras podemos ver que a variação linear é a mais indicada no caso de lasers do tipo Poço Quântico Simples.

Este comportamento foi sugerido por K. Hess [32] e deve ser devido à densidade de estados retangular do poço quântico e também pelo fato de a temperatura dos elétrons no poço poder exceder a temperatura da rede.

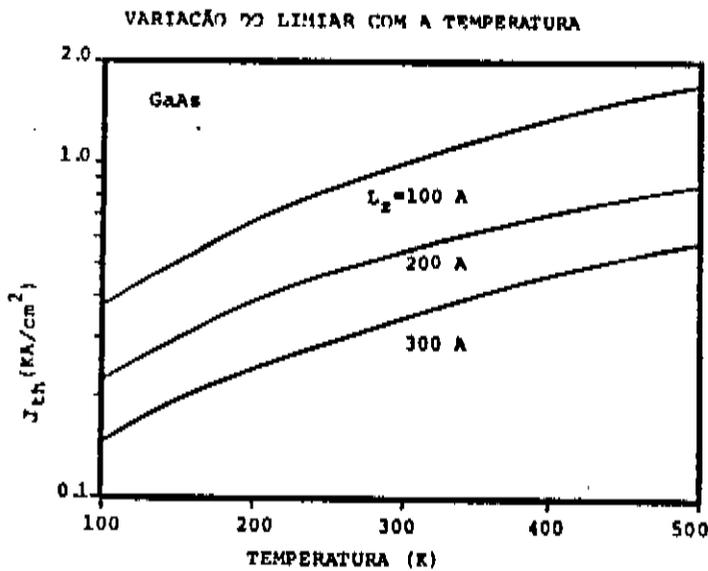


Figura 15-a: Corrente limiar calculada como função da temperatura mostrada em um gráfico mono-log.

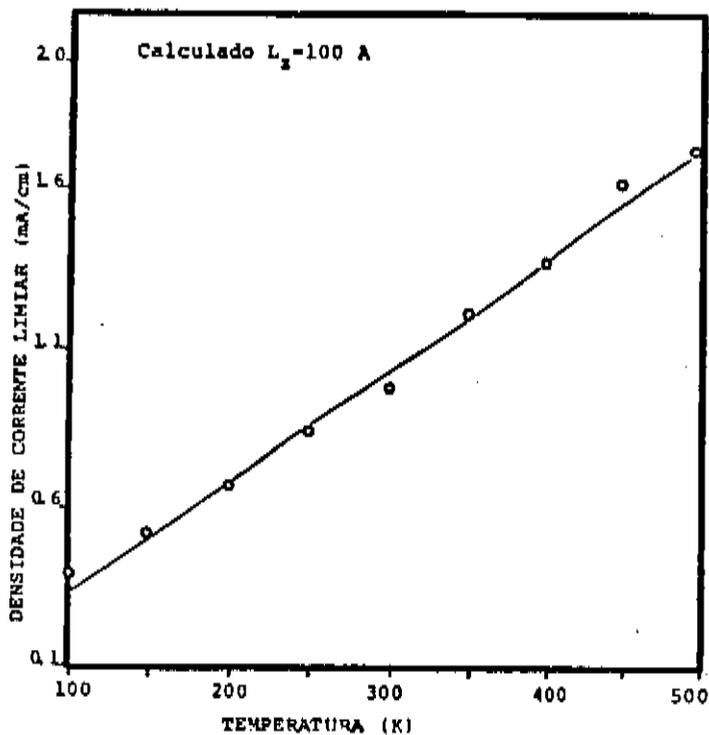


Figura 15-b: Mesma curva que a da Figura 15-a, mas agora mostrada em um gráfico linear.

M. M. Leopold [26] determinou empiricamente uma equação

para este tipo de dependência (não exatamente linear) dada por:

$$I_{lim} = (w) \cdot \left[ \beta_0 \cdot \left[ 1 - \frac{T}{T_\beta} \right] \right]^{-1} \cdot \left\{ \left[ \alpha_0 \cdot \left[ 1 - \frac{T}{T_\alpha} \right] \cdot L \right] + \ln \left[ \frac{1}{R} \right] \right\} \quad (38)$$

onde  $w$  é a largura da faixa de contato,  $L$  é o comprimento da cavidade óptica,  $\alpha_0$  é a inclinação da curva de  $\alpha$  (perdas) versus temperatura,  $\beta_0$  é a inclinação da curva de  $\beta$  (coeficiente de ganho diferencial) versus temperatura (ambas curvas dadas na Figura 16) e  $T_\alpha$  e  $T_\beta$  são as temperaturas onde  $\alpha$  e  $\beta$  se anulam, respectivamente. É proposto então, que ao invés de se usar o fator  $T_0$  como parâmetro para a dependência da corrente limiar com a temperatura, se utilize os valores de  $T_\alpha$  e  $T_\beta$ . Esta situação é um pouco mais complicada pois as medidas de  $T_\alpha$  e  $T_\beta$  não são tão simples, além do que, todas as medidas feitas com outros lasers levam em conta o fator  $T_0$ .

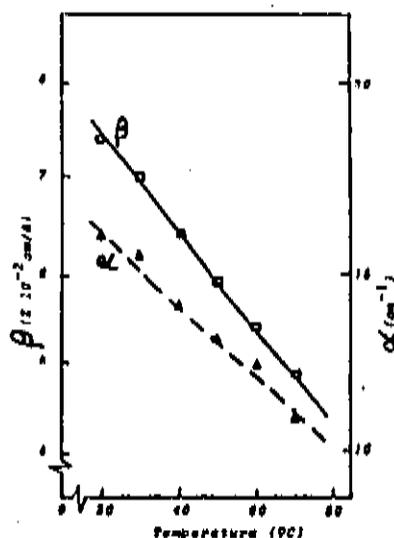


Figura 16: Valores de  $\alpha$  e  $\beta$  medidos experimentalmente [26].

Em lasers do tipo Poço Quântico Simples, com camada ativa menor ou da ordem de  $150\text{\AA}$  e ainda com contatos de faixa mais estreitos que  $10\mu\text{m}$ , encontramos um atraso na emissão de luz de um diodo laser, quando o operamos com corrente pulsada, que chega a ser maior que  $1,0\mu\text{sec}$  [19], [20]. Uma emissão característica deste tipo de laser é mostrada na Figura 17 quando estamos aplicando um pulso de corrente. Para um laser DH comum, este atraso é bastante pequeno, quase que imperceptível, sendo da ordem de alguns nanosegundos.

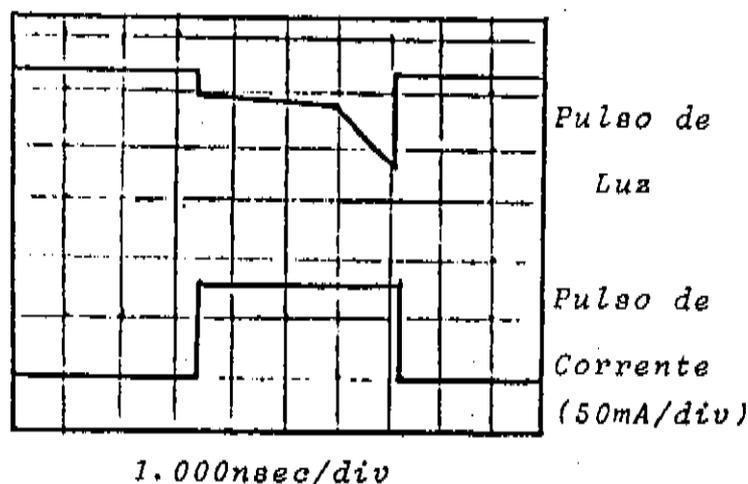


Figura 17: Pulso de resposta típico de um laser SQW com menos de  $150\text{\AA}$  de camada ativa e contato de faixa estreito, quando aplicamos um pulso de corrente (traço inferior).

Um modelo para explicar este fenômeno foi proposto por Prince e colaboradores [33]. Este modelo é bastante parecido com o desenvolvido por Nunes e colaboradores [34] para atrasos longos no

leisamento de Homojunções e Heteroestruturas Simples. As perdas por difração do modo do laser, perpendicular à camada ativa, variam fortemente com o tempo como consequência do aquecimento adiabático da camada ativa. No nosso caso, laser de Poço Quântico, a grande variação das perdas por difração ocorre para os modos paralelos à camada ativa. Para lasers com guiamento por ganho o perfil dos portadores injetados nesta direção cria um perfil de índice de refração negativo o que tende a desfocalizar os modos de emissão, criando grandes perdas por difração. No caso de guiamento por índice de refração, o perfil de temperatura ao longo da corrente aplicada cria um perfil de índice de refração que tende a focalizar os modos, reduzindo-se assim as perdas por difração.

Durante uma operação pulsada, o perfil da temperatura evolui com o tempo até que a um dado ponto do pulso este efeito é forte o suficiente para que tenhamos o ganho total igual as perdas e então o leisamento ocorre à tempos longos.

O perfil de portadores é restrito à camada ativa e sua contribuição para o índice de refração é avaliada pelo fator de confinamento  $\Gamma$ , enquanto que com o perfil da temperatura isto não ocorre. A competição entre estes dois efeitos se torna um importante fator na determinação da corrente limiar somente para valores muito pequenos de  $\Gamma$ , o que ocorre nos lasers de Poço Quântico e não nos de Heteroestrutura Dupla normais.

Os perfis dos portadores injetados, do ganho e do índice de refração são mostrados na *Figura 18*.

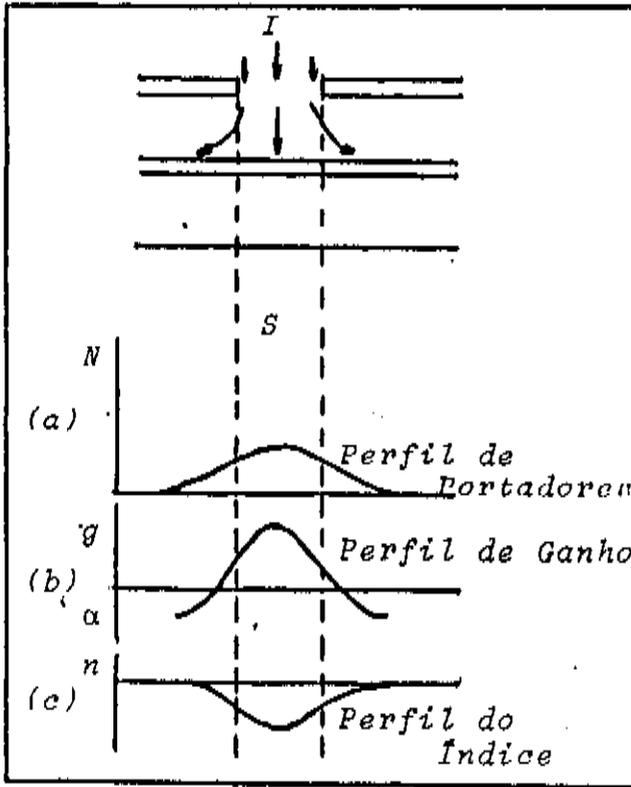


Figura 18: Variação esquemática ao longo da camada ativa de: a) densidade de portadores injetados, b) ganho óptico ( $g$ ) e perdas ( $\alpha$ ), c) supressão do índice de refração  $n$  devido aos portadores.

Ao aplicarmos um pulso de corrente em um laser de semicondutor, teremos que ao longo do pulso as perdas internas do dispositivo irão diminuindo até atingirem um certo valor de equilíbrio, enquanto que o ganho óptico irá aumentando até também se estabilizar; isto para um valor de corrente fixo. Se os valores das perdas e do ganho não se igualam, não teremos leisamentos, mas se eles se igualarem a um determinado tempo após o início do pulso, teremos leisamentos com atrasos longos. O mesmo pode acontecer se nos fixarmos agora em uma posição dentro do pulso e variarmos a amplitude da corrente aplicada. Aumentando-se o valor da corrente, o ganho irá se igualar às perdas a um determinado tempo  $t$  a partir do início do pulso e novamente teremos leisamentos com atrasos longos. Se continuarmos a aumentar o valor da corrente, estes atrasos irão diminuir e para correntes bastante altas, pode ser que desapareçam.

Em certos casos, este atraso pode corresponder ao comprimento (em tempo) máximo do pulso de corrente aplicado, se o ganho, durante a queda do pulso, num intervalo de alguns picossegundos, for maior que as perdas; este é o processo conhecido como Q - Switching.

Os primeiros trabalhos nesta área diziam que as perdas temporais, necessárias para explicar os atrasos longos e Q - Switching, estavam associadas com perdas internas do laser, por sua vez associadas a processos adicionais de absorção como armadilhas, distribuições particulares da densidade de estados,

termalização anormal dos portadores, etc. A teoria utilizada aqui, é a desenvolvida por Prince e colaboradores [20], onde se afirma que este comportamento é o resultado de uma competição existente entre processos que tendem a confinar ou desconfinar a luz ; consequentemente determinando as perdas por difração através de uma variação no índice de refração da região ativa. As perdas por difração de um modo guiado em uma cavidade óptica são perdas da energia do modo.

Quanto ao índice de refração da camada ativa, ele pode ser perturbado, quando o laser está ativado, por três fontes básicas: portadores injetados, aquecimento da região ativa e confinamento do guiamento por ganho.

É sabido que os portadores livres,  $n$ , injetados no diodo causam uma variação  $\Delta N(n)$  no índice de refração  $N$  de acordo com a relação [20]:

$$\Delta N(n) = - 8,0 \times 10^{-21} \cdot \Delta n \quad (39)$$

onde  $\Delta n$  é a variação da concentração de portadores na camada ativa.

O aquecimento da região ativa é causado pela passagem de corrente através dela. Este aumento da temperatura em função do tempo  $t$  e da densidade de portadores  $n$  é dado como:

$$T(t) = \frac{F_0}{K} \cdot \left[ \frac{k \cdot t}{n} \right]^{1/2} \quad (40)$$

onde  $\left\{ \begin{array}{l} K \text{ é a condutividade térmica,} \\ k \text{ é a difusividade térmica e} \\ F_0 \text{ é a taxa de calor gerado por unidade de tempo e volume} \end{array} \right.$

$F_0$  pode ser obtido por [20]:

$$F_0 = \frac{n}{\tau} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda} \cdot (1 - \eta_{int}) \cdot d \quad (41)$$

onde  $\left\{ \begin{array}{l} n/\tau \text{ é o número de elétrons recombinando por unidade de} \\ \text{tempo e por unidade de volume,} \\ h \cdot c/\lambda \text{ é a energia liberada na recombinação,} \\ d \text{ é a espessura da camada ativa e} \\ (1 - \eta_{int}) \text{ é a fração de elétrons que recombinam não radia-} \\ \text{tivamente.} \end{array} \right.$

O valor da eficiência quântica interna  $\eta_{int}$  para lasers do tipo Poço Quântico Simples, pode ser expressa como:

$$\eta_{int} = \frac{1/\tau_r}{1/\tau_r + 2 \cdot S_v/d} \quad (42)$$

onde  $\tau_r$  é o tempo de recombinação não radiativa e  $S_v$  é a velocidade de recombinação superficial nas interfaces.

Com isto, temos que o índice de refração da camada ativa aumenta com a temperatura de acordo com a relação:

$$\Delta n(T) = \frac{\delta n}{\delta T} \cdot dT \quad (43)$$

Agora, a presença do ganho  $g$  na região ativa contribui

para o confinamento da luz, de acordo com Nash [35], como se tivéssemos um aumento no índice de refração da região ativa dado por:

$$\Delta n(\omega) = \frac{\lambda}{8\pi} \cdot q \quad (44)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz emitida.

Na Figura 19, temos um esquema de um Q - Switching para duas larguras de pulso e duas intensidades de correntes diferentes.

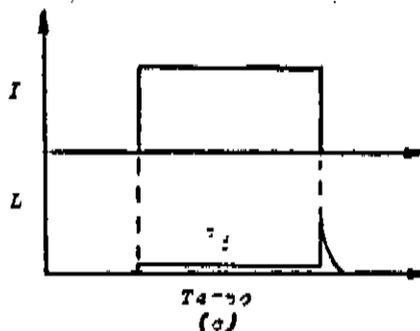
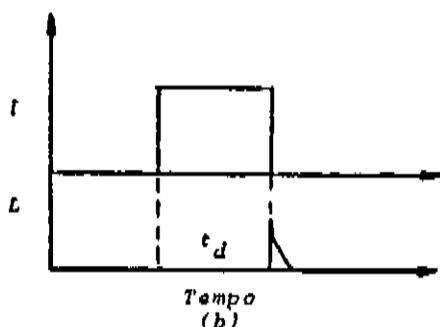
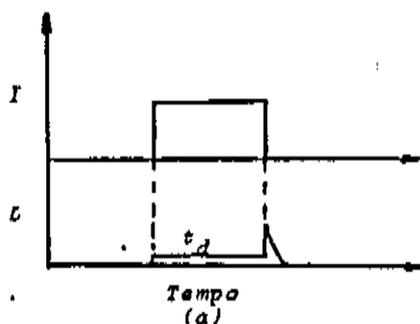


Figura 19: Q - Switching apresentado para duas larguras de pulso e duas correntes diferentes. Entre a figura "a" e "b" a diferença é a amplitude do pulso de corrente. Entre a figura "a" e "c" é a largura do pulso de corrente.

(Transição entre guiamento por ganho e por índice de refração)

Dependendo do mecanismo físico dominante pelo qual o modo lateral é confinado à camada ativa, lasers de injeção com contato de faixa podem geralmente ser classificados como guiados por ganho (gain guided) ou por índice de refração (index guided) dependendo do mecanismo físico dominante pelo qual o modo lateral é confinado à camada ativa.

Para se otimizar as aplicações do laser de semicondutor em comunicações ópticas, características como baixo limiar, modo fundamental estável e apenas um pico de emissão tanto no campo próximo quanto no campo distante são desejáveis.

Dependendo do sinal e valor  $\Delta n_L$  da variação do índice de refração ao longo da camada ativa, um laser pode operar num regime de guiamento por ganho ou por índice de refração, mostrando características qualitativamente diferentes para cada mecanismo.

Quando aumentamos  $\Delta n_L$ , considerando-o sempre positivo, à um valor crítico que depende do material e outras características, começamos a ter um guiamento por índice de refração, embora seja mais apropriado considerarmos  $\Delta n_L$  como um parâmetro livre, pois a transição entre os dois tipos de guiamento é governado pelo valor de  $\Delta n_L$  e não depende de uma estrutura específica.

Na Figura 20 (36) mostramos a evolução do modo lateral e do perfil de ganho com o aumento de  $\Delta n_L$  de 0 a 0,01. É evidente desta Figura que o principal efeito que ocorre quando aumentamos  $\Delta n_L$  é melhorar o confinamento do modo. No regime de guiamento por ganho o modo se estende consideravelmente além da faixa de

contato, para as regiões de perdas, resultando em perdas por difração adicionais o que nos leva a uma baixa eficiência quântica diferencial  $\eta_D$ . No regime em que temos guiamento por índice de refração o modo lateral se contrai para uma extensão menor que a do perfil do ganho.

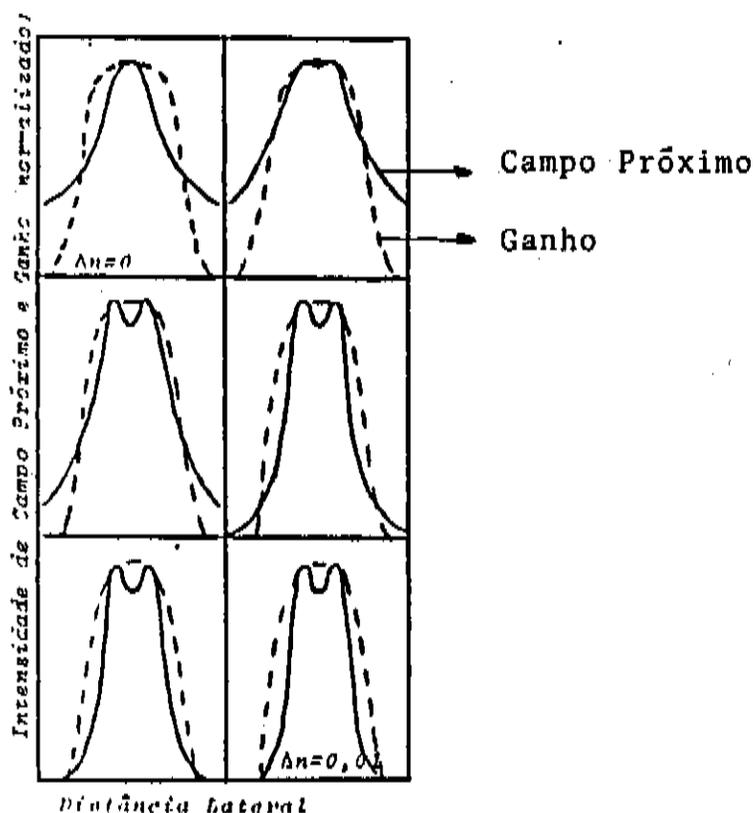


Figura 20: Evolução dos modos laterais e do ganho com a variação do índice de refração  $\Delta n_L$ .

O afundamento central no perfil do campo próximo mostrado na Figura 20 é uma consequência da focalização próxima às bordas da faixa de contato e desfocalização próxima ao centro da faixa de contato do modo lateral emitido. Diferentes partes do

perfil de fase tendem a se mover em diferentes direções e sua interferência leva a uma imersão no perfil de intensidade.

Uma característica indesejável dos lasers com guiamento por ganho é o lóbulo duplo apresentado nos perfis de campo distante, uma característica atribuída ao antiguiamento no índice de refração induzido pelos portadores injetados [37], [38]. Como esperado, uma transição no padrão do campo distante, de dois lóbulos para apenas um, ocorre quando passamos do regime de guiamento por ganho para o de guiamento por índice de refração [39], quando  $\Delta n_L$  aumenta, como mostrado na Figura 21.

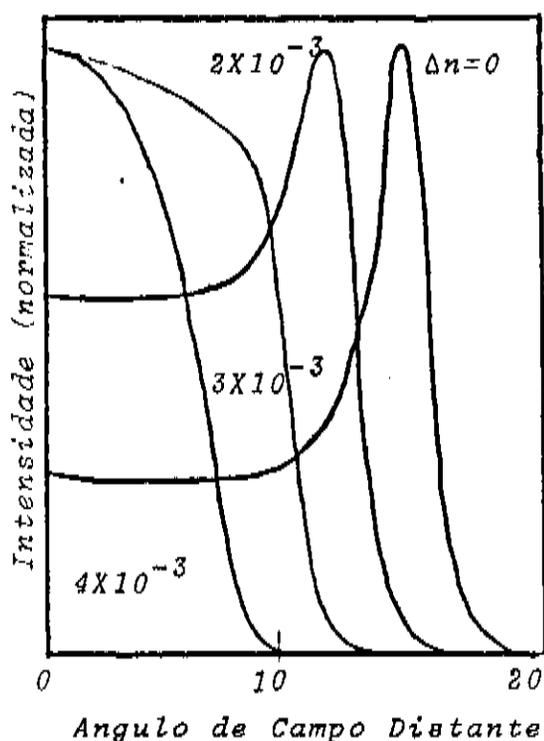


Figura 21: Evolução do perfil do campo distante quando aumentamos a variação do índice de refração ao longo da camada ativa.

Nesta parte do nosso trabalho, descreveremos um pouco os aparelhos utilizados, algumas técnicas de medidas e apresentaremos os dados obtidos com estas técnicas de medidas.

#### i-: APARELHAGEM

Para a realização da caracterização óptica em geral, nos utilizamos dos aparelhos enumerados e descritos abaixo:

-- Gerador de Pulsos (HP 214 A): este gerador nos fornece pulsos com frequência de repetição, largura e amplitude variáveis; é a partir dele que sincronizamos os sinais dos demais aparelhos;

-- Ponta de Corrente e Probe (Tektronix AM 503): ao passarmos uma corrente por um fio, esta nos dá um campo magnético proporcional à sua intensidade. A ponta de corrente mede este campo e envia um sinal elétrico ao probe, que nada mais é do que um amplificador de sinais;

-- Boxcar (PAR 162): este aparelho é dotado de inúmeros recursos, mas nos utilizamos apenas da sua capacidade de ler partes ou o todo do pulso de luz emitido pelo laser; usado para análise do pulso de luz em intervalos definidos de tempo;

-- Boxcar (PAR 160): este aparelho é bastante parecido com o anterior e o utilizamos de maneira análoga, com a diferença de que ele lê um intervalo do pulso de corrente;

-- Osciloscópio (Tektronix 465 ou 7944): utilizado para vermos o pulso de luz e sabermos em que posição dentro deste pulso estamos

medindo a intensidade de luz emitida pelo laser, a corrente e a tensão aplicadas a ele;

-- Registrador (HP 7046 A): com dois canais de entrada e uma base de tempo;

-- Espectrômetro (SPEX 1402): este é um espectrômetro duplo, com duas grades de difração de 1.200 linhas/mm, o que nos dá alta resolução (0,2Å). Em sua fenda de saída acoplamos uma fotomultiplicadora (GaInAs) que tem a mesma função de um fotodetector, mas com uma sensibilidade muito maior;

-- Fotodetector (PIN 10 D): fotodetector de Silício ideal para a região espectral de emissão dos lasers de GaAs;

-- Microposicionador (Micro-Control): sobre o qual temos montado o suporte para o laser e para uma lente. Este aparelho ao se deslocar em uma determinada direção, emite um sinal elétrico proporcional ao seu deslocamento.

As montagens experimentais são mostradas a seguir. Na *Figura 22-a*, temos um esquema da montagem utilizada para medirmos a corrente limiar de um laser. A curva traçada pelo registrador é mostrada na *Figura 22-b*, e a corrente limiar é determinada pela tangente das curvas nas regiões I e II mostradas, sendo que na região I temos apenas emissão espontânea e na região II, emissão estimulada.

Na *Figura 23*, temos um esquema da montagem para medidas de espectro, enquanto que na *24* temos um esquema para medidas de campo próximo e campo distante.

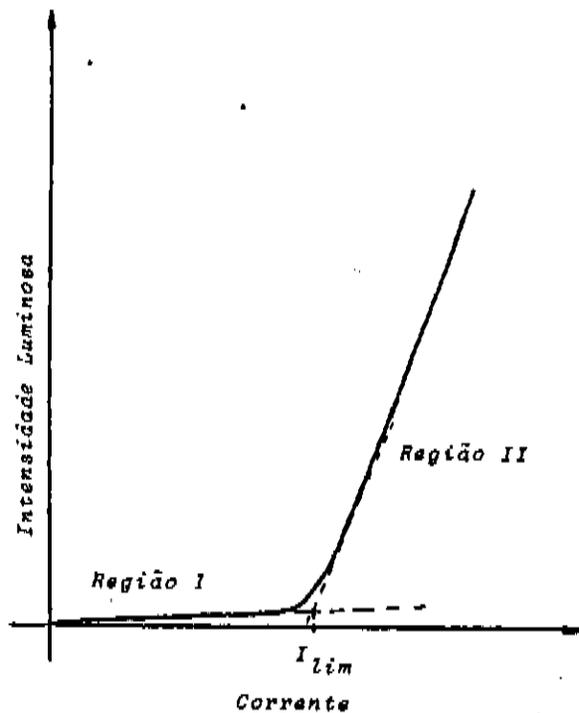
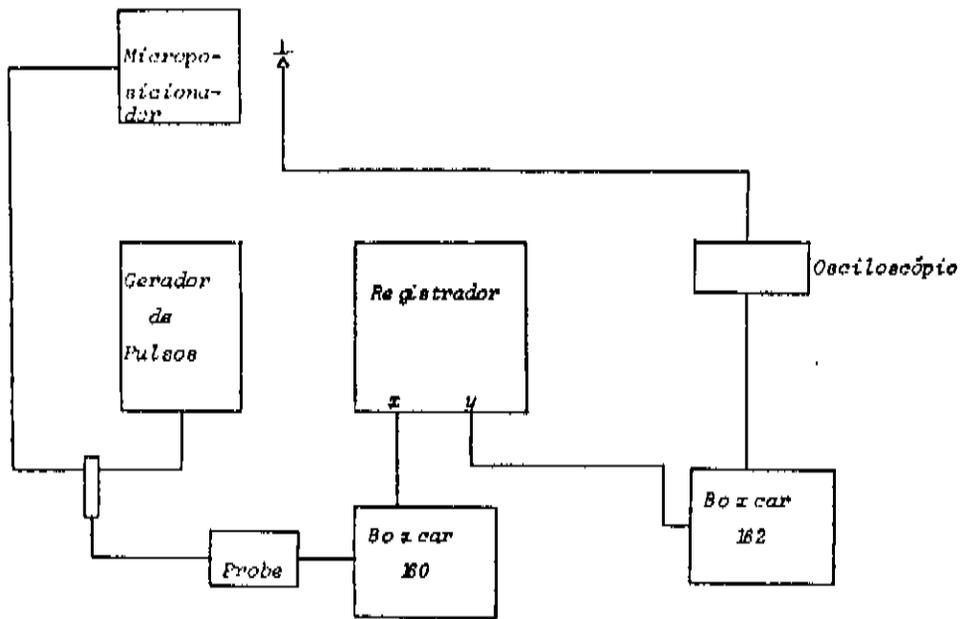


Figura 22: Esquema da montagem para medida da corrente limiar e a curva obtida pelo registrador, mostrando como se encontra esta corrente.

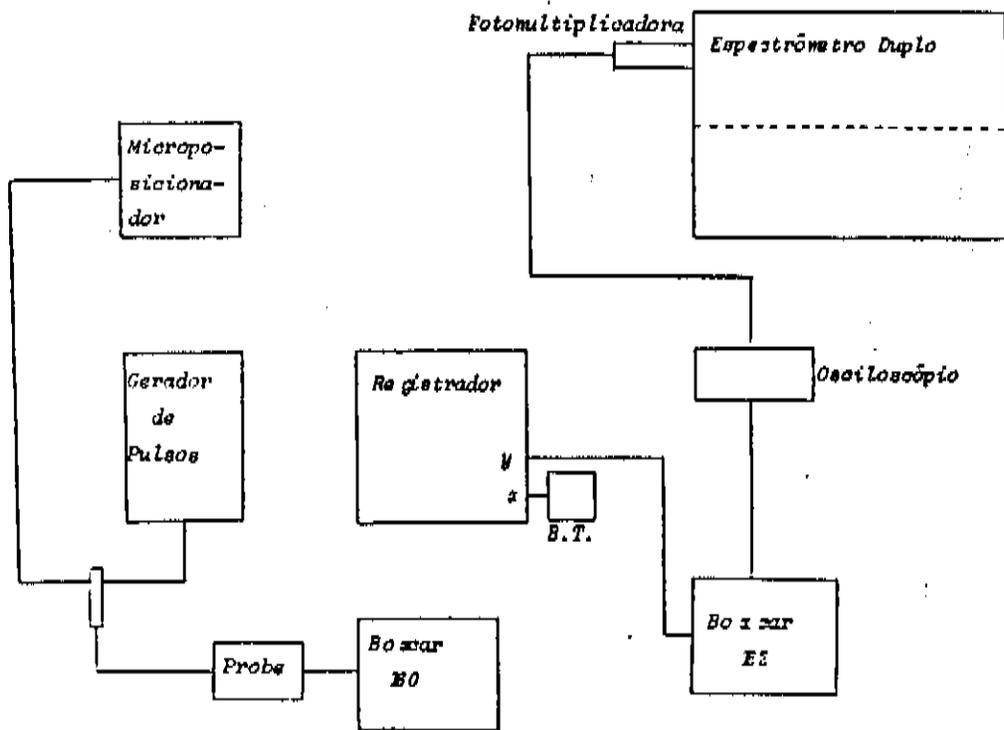


Figura 23: Esquema da montagem utilizada para se tirar espectros da luz emitida pelo laser.

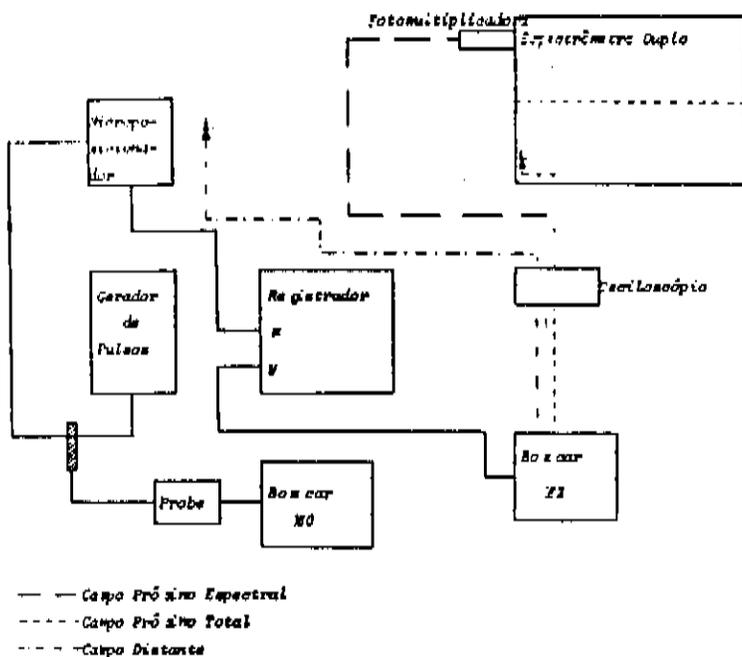


Figura 24: Montagem para a realização de medidas de campo próximo e campo distante. Para o campo próximo, podemos utilizar tanto o espectrômetro (resolução espectral), como o fotodetector.

Os resultados experimentais apresentados a seguir foram conseguidos com as montagens apresentadas no item anterior e os lasers utilizados foram os de Poço Quântico Simples com camada ativa de 150Å de espessura de GaAs naturalmente puro e sem dopagem com contato de faixa de 4,0µm de largura. Este contato de faixa foi obtido através do método de bombardeamento de prótons como discutido anteriormente. As camadas de confinamento são de  $Ga_{1-x}Al_xAs$  com a porcentagem  $x$  de alumínio variando gradual e parabolicamente de 0,2 a 0,45.

#### ii-a: Corrente Limiar

Na Figura 25 temos os pulsos de luz emitidos pelo laser ( $L_z = 150Å$  e  $S = 4,0µm$ ) a várias correntes aplicadas.

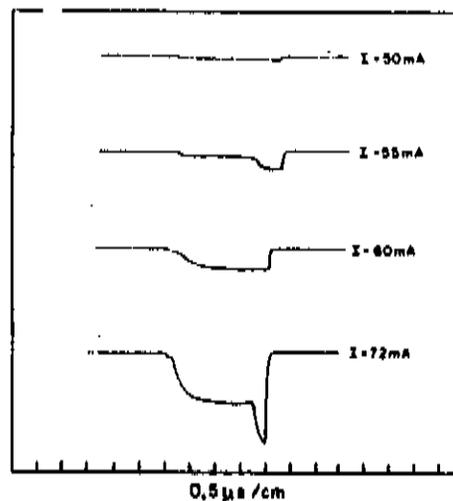
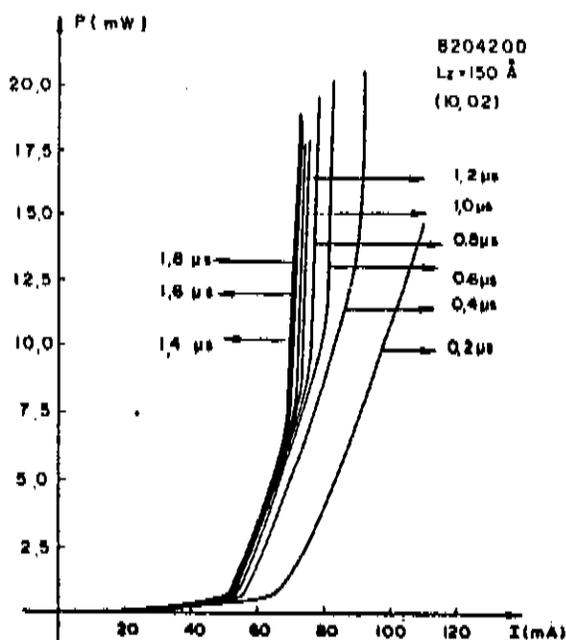


Figura 25: Sinais de luz de um laser de Poço Quântico Simples com espessura da camada ativa de 150Å e contato de faixa de 4,0 µm de largura operando sob regime pulsado.

Com uma corrente de 50 mA, temos apenas emissão espontânea; com 55 mA temos leisamento com atraso longo ( $\approx 1,5\mu\text{sec}$ ); com 60 mA, o atraso da emissão estimulada diminui bastante, mas com 72 mA, temos um novo leisamento com atraso bastante longo novamente ( $\approx 1,7\mu\text{sec}$ ). As curvas obtidas com o registrador estão na *Figura 26*, lidas em vários tempos diferentes dentro do pulso, tempos estes medidos a partir do início do pulso a esquerda na *Figura 25*.



*Figura 26:* Intensidade de luz emitida pelo laser como uma função da corrente injetada sob operação pulsada em diferentes tempos dentro do pulso.

Nesta *Figura* observa-se claramente o primeiro e segundo limiares, além de uma diminuição destes valores quando avançamos nossas medidas no tempo dentro do pulso aplicado. Este fato já era esperado pois, com o atraso apresentado na emissão de luz apresentado na *Figura 25*, para tempos menores dentro do pulso, necessitamos de correntes maiores para atingirmos os limiares. No

item seguinte deste capítulo mostramos que estes dois limiares se relacionam com dois níveis de energia diferentes do Poço Quântico.

Ao aplicarmos um pulso de corrente ao laser de semiconductor, este emite um pulso de luz em uma faixa de comprimentos de onda bastante estreita. No caso de lasers de Poço Quântico Simples, temos níveis discretos de energia que podem ser ocupados e a regra mais empregada para as recombinações é aquela que nos dá  $\Delta n = 0$ , onde  $n$  é o 1º, 2º, ..., nível de energia, tanto na banda de condução quanto na banda de valência.

Dentro de um pulso de luz com o mostrado na Figura 25, traçamos vários espectros da luz emitida utilizando a montagem esquematizada na Figura 23. Utilizando-se do "gate" do boxcar, com uma largura bastante estreita ( $\approx 20$  nsec), podemos fazer medidas dentro do pulso quase que ponto a ponto.

Aplicando um pulso de corrente com 2,0  $\mu$ sec de largura ao laser, de tal valor que ele já tenha atingido as duas correntes limiares, fizemos as medidas de espectro em vários tempos dentro do pulso. O resultado obtido está na Figura 27, onde podemos ver que para tempos curtos temos apenas a emissão de luz em torno de 8.100Å, o qual corresponde a transições do nível  $n = 2$  da banda de condução para o nível  $n = 2$  da banda de valência. Para tempos maiores, a intensidade de emissão deste pico aumenta, até que aparece um segundo pico, em torno de 8.500 Å, o qual corresponde a transições do nível  $n = 1$  da banda de condução para o nível  $n = 1$  da banda de valência. Ao nos referirmos a estes níveis, vamos chamá-los de: primeiro pico aquele que faz transições do nível  $n = 2$  e de segundo pico aquele que faz transições do nível  $n = 1$ . Esta

mesma característica pode ser observada se mantivermos o "gate" parado em um tempo qualquer dentro do pulso e aumentarmos o valor da corrente aplicada, fazendo as medidas de espectro para cada corrente e não mais para tempos diferentes.

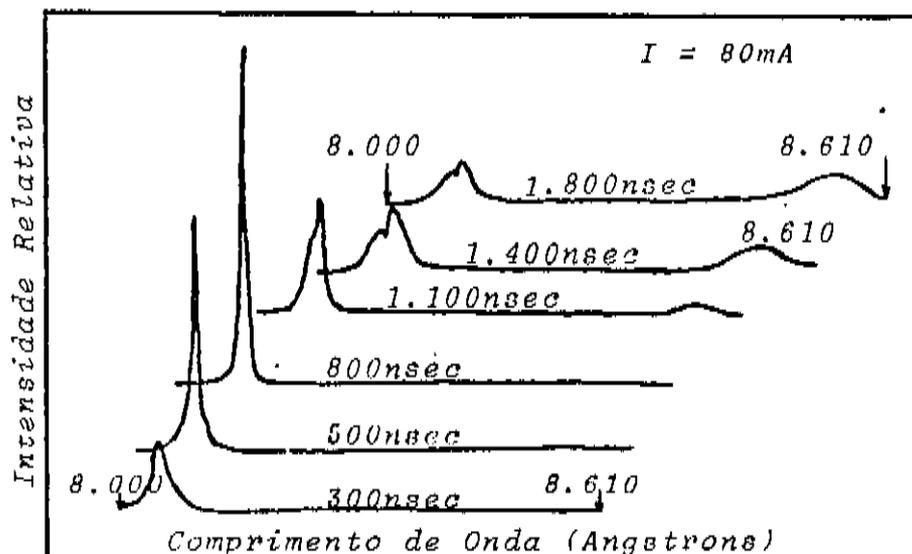


Figura 27: Espectro da luz emitida por um laser de Poço Quântico Simples com  $4,0 \mu\text{m}$  de largura da faixa de contato operando sob regime pulsado, medido a vários tempos dentro do pulso.

Este comportamento pode ser compreendido com a ajuda da variação esquemática mostrada na Figura 28 do ganho modal  $\Gamma g$  com a densidade de corrente injetada  $J$  e das perdas dos modos  $\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$  com o tempo a duas densidades de correntes diferentes  $J'$  e  $J''$ .

Quando a corrente é injetada através da faixa de contato, um perfil da densidade de portadores é estabelecido na camada ativa através da influência combinada do espalhamento da corrente na camada de confinamento e da difusão dos portadores na

camada ativa. Desde que o ganho óptico (ou perdas) é uma função da densidade de portadores injetados  $N$ , um perfil ganho - perda é estabelecido. Também, desde que os portadores livres diminuem o índice de refração  $n$  de um semiconductor, um perfil no índice para o antiguiamento é estabelecido ao longo da camada ativa. O estabelecimento de um modo guiado na direção paralela à camada ativa é determinado pelas influências combinadas e opostas dos perfis de ganho e o antiguiamento no índice de refração devido aos portadores induzidos. Estas relações foram esquematizadas na Figura 18. Com tudo isso, as perdas modais são muito grandes no início do pulso e decrescem com o tempo.

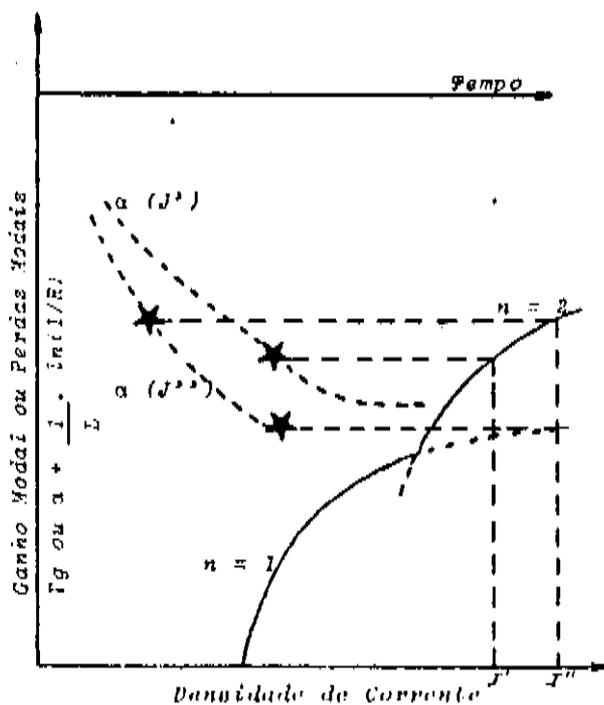


Figura 28: Variação esquemática do ganho modal  $\Gamma_g$  como uma função da densidade de corrente e das perdas modais  $\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$  como uma função do tempo para duas densidades de corrente  $J'$  e  $J''$ .

Para a densidade de corrente mais baixa  $J'$ , em um tempo no qual as perdas modais atingem o valor do ganho modal acessível ao nível  $n = 2$  a esta densidade de corrente, o leisamento ocorre para transições deste nível. Com isto, as perdas diminuem um pouco mais e então saturam. Com uma densidade de corrente mais alta  $J''$ , as perdas decrescem mais rápido com o tempo (alta taxa de geração de calor) e atinge um valor final mais baixo. Após o primeiro limiar para o leisamento, as perdas continuam diminuindo com o tempo e conseguem atingir o valor do ganho do nível  $n = 1$  conseguindo assim, leisamento neste nível.

Quando fizemos as medidas da corrente limiar à baixas temperaturas, aproveitamos para traçarmos os espectros naquelas temperaturas. O aparato experimental foi o mesmo, com o criostato e o uso de Hélio líquido, mas com a montagem esquematizada na Figura 23. Os pontos tirados por nós são aqueles em cuja energia a intensidade de emissão atinge seu máximo.

Para temperaturas acima de 200 K temos emissões de luz correspondentes à duas transições, uma envolvendo o nível  $n = 1$  e outra envolvendo o nível  $n = 2$ . Para temperaturas abaixo de 200 K temos apenas um pico de emissão, o qual corresponde à transições do nível  $n = 1$ . Com isso, vemos então que a corrente limiar para temperaturas abaixo de 200 K é aquela relacionada a transições do primeiro nível.

Para sabermos se havia alguma anomalia no espectro de emissão, comparamos os dados experimentais com a equação (4) que é a que nos dá a variação do gap de energia do GaAs em função da temperatura. Esta comparação é bastante boa pois a diferença entre o gap de energia do GaAs e a energia de transição onde  $\Delta n = 0$ ,

permanece praticamente constante em todo o intervalo de temperatura. Isto se deve a que a variação do gap de energia do GaAlAs com a temperatura se dá de forma idêntica a do GaAs e a determinação dos valores das energias de cada nível dentro do poço depende essencialmente da diferença entre os gaps, desde que as outras variáveis, como  $X$ ,  $L_z$ , permaneçam fixas. Esta comparação está mostrada na Figura 29. Da equação (10) temos que a diferença entre os gaps de energia é menos que 30% maior a 300 K do que a 0 K. Além disso, esta diferença de energia tem de ser dividida entre as bandas de condução e valência.

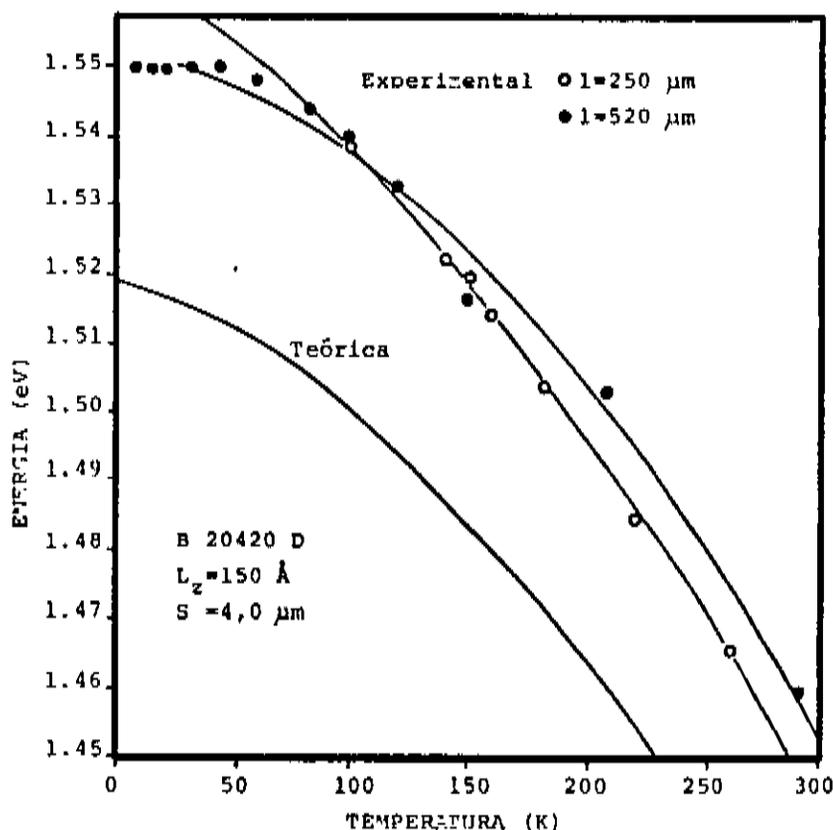


Figura 29: Variação da energia do fóton emitido, com a temperatura, por um laser de Poço Quântico Simples com  $L_z = 150 \text{ \AA}$  realizando transições do nível  $n = 1$  da banda de condução para o nível  $n = 1$  da banda de valência. A curva teórica é para o gap de energia do GaAs.

Como podemos ver da *Figura* acima, o comportamento do nosso laser é absolutamente normal. As transições do nível  $n = 2$  deixam de ocorrer porque, de acordo com a equação (17), o ganho modal aumenta com a diminuição da temperatura e para temperaturas menores que 200 K o seu valor para o nível  $n = 1$  se iguala às perdas totais enquanto que para  $n = 2$  o seu valor ainda é menor e pode se igualar apenas para pulsos muito longos ou densidades de corrente muito altas. Quer dizer, para densidades de correntes baixas teremos estados pouco populados.

## ii-c: Corrente Limiar em Função do Comprimento da Cavidade Óptica e da Temperatura

Medindo a corrente limiar como definido no item ii-a deste capítulo, vamos mostrar agora a sua variação em função do comprimento da cavidade óptica e da temperatura do sistema.

Inicialmente clivamos lasers de vários comprimentos, medimos a corrente limiar para cada um deles e as apresentamos em um gráfico  $I_{lim}$  (corrente limiar) versus  $l$  (comprimento da cavidade óptica), mostrado na Figura 30. Nesta Figura apresentamos as curvas para as duas correntes limiares do laser e podemos ver que são idênticas nas suas formas, diferindo apenas de um valor aproximadamente constante para a corrente limiar. Os pontos representados são dados experimentais medidos pelo menos para três lasers iguais e com um erro da ordem de 5%.

Da Figura 30 podemos ver ainda, que a corrente limiar diminui sempre com a diminuição do comprimento da cavidade óptica, mesmo para comprimentos menores que  $300\mu m$ . Então, o comportamento destes nossos lasers se assemelha ao do laser de Heteroestrutura Dupla normal e os efeitos citados no item i do capítulo IV não são perceptíveis ou seja, não pudemos verificá-los experimentalmente.

A fim de obtermos maiores informações sobre estes dois leisamentos, foi estudado o comportamento da corrente limiar em função da temperatura e, para isto, pegamos um laser com  $\cong 500\mu m$  de comprimento e o colocamos em um criostato, no qual uma das paredes era uma janela de quartzo transparente para permitir a passagem de luz. O sistema foi refrigerado com Hélio líquido e conseguimos atingir temperaturas de até 6 K. Neste criostato temos

Uma resistência variável controlada externamente; com uma tensão fixa aplicada a ela pudemos então, regulando também o fluxo de gás no criostato, variar a temperatura do meio até atingirmos aquela desejada, que é lida através de um termopar colocado bem próximo ao laser, ligado a um mostrador digital. Ao alcançarmos a temperatura desejada, esperamos de 15 a 20 minutos antes de fazermos as medidas para que a temperatura do diodo se aproximasse ao máximo daquela que estávamos lendo.

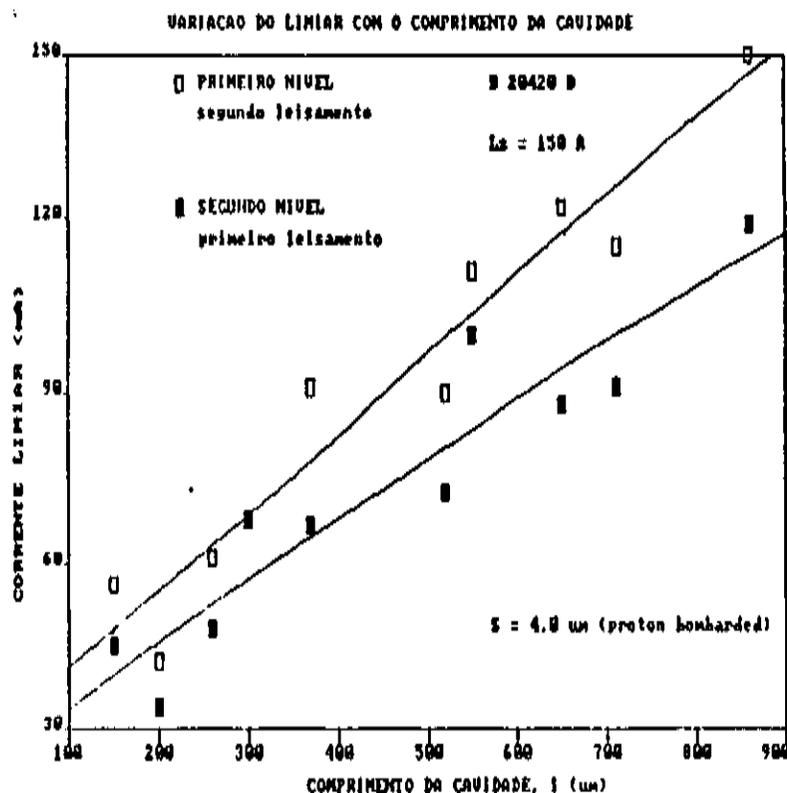


Figura 30: Corrente Limiar em função do comprimento da Cavidade Óptica. A corrente diminui sempre com a diminuição do comprimento da cavidade.

Os dados experimentais são mostrados na Figura 31, na qual em "a" temos um gráfico mono-log de acordo com a equação (37), e em "b" um gráfico linear.

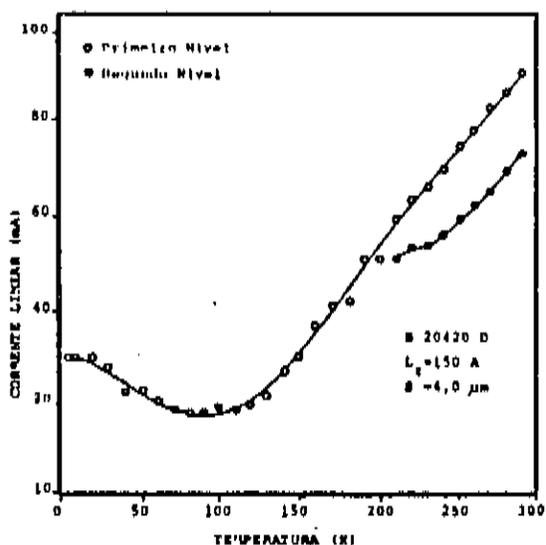
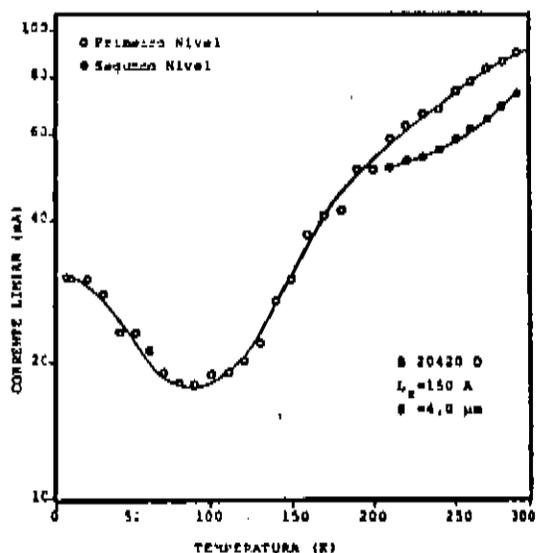


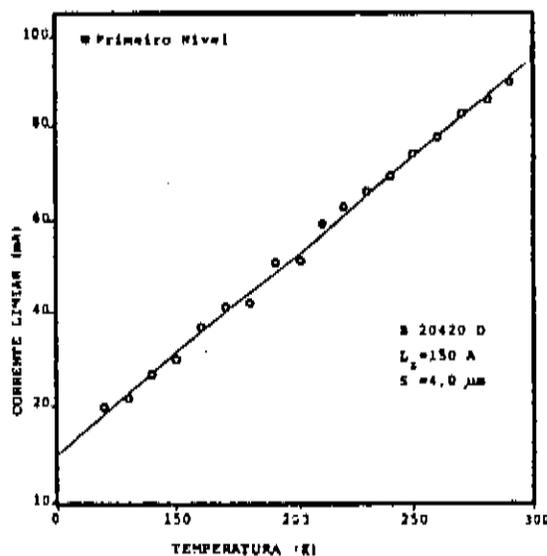
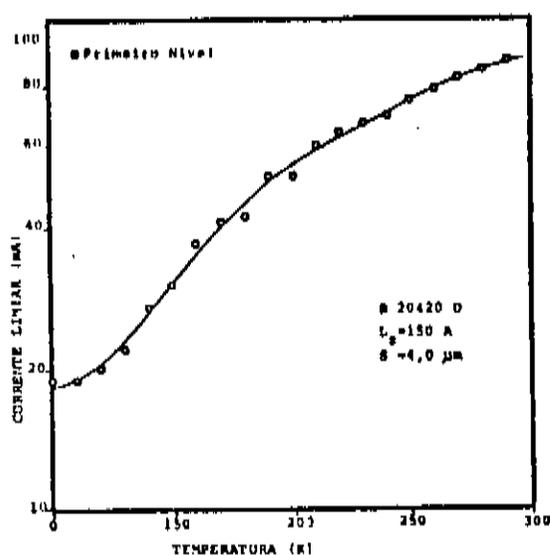
Figura 31: Variação da corrente limiar com a temperatura apresentada em dois tipos de gráfico diferentes, um mono-log, e um linear.

Nestas Figuras, os pontos escuros são as correntes limiares referentes ao primeiro leisamento,  $\lambda \approx 8.500\text{\AA}$ , como mostrado nas Figuras 25 e 26 e os outros, referem-se ao segundo leisamento,  $\lambda \approx 8.100\text{\AA}$ . Para temperaturas abaixo de 200 K, o primeiro limiar desaparece e ficamos apenas com o segundo que, como vimos anteriormente, corresponde a transições do primeiro nível.

Para temperaturas menores que 80 K, a corrente limiar aumenta, tornando-se constante para temperaturas entre 8 e 10 K. Este é um comportamento anormal, pois até hoje os dados relatados para correntes limiares a baixas temperaturas nos mostram que elas devem sempre diminuir, acompanhando a diminuição da temperatura.

Um outro ponto importante deste comportamento está ilustrado na *Figura 32*, que são os mesmos dados da *Figura anterior*, mas para temperaturas superiores a 120 K. Comparando as *Figuras 32-a e 32-b*, podemos ver claramente que a variação da corrente limiar com a temperatura se dá mais próxima de uma dependência linear do que de uma dependência exponencial.

O valor do parâmetro  $T_0$ , o qual caracteriza a sensibilidade do laser para determinadas variações de temperatura, apesar da afirmação do parágrafo anterior, foi calculado de acordo com a equação (37) e nos deu  $T_0 = 185$  K para temperaturas entre 250 e 300 K. Este valor, apesar de não ser tão alto quanto os 437K citados, é um pouco maior que os de um laser DH normal.



*Figura 29*: Variação da corrente limiar com a temperatura em dois tipos de gráficos diferentes: um mono-log e o outro linear, para temperaturas acima de 120 K.

As medidas de Campo Próximo e, principalmente, Campo Distante nos dão muitas informações sobre o tipo de guiamento dos modos no laser, como discutido no item V deste trabalho. Estas medidas são realizadas de acordo com a montagem esquematizada na Figura 24.

Para se fazer uma medida de campo próximo, procedemos da seguinte maneira: colocamos uma lente em frente ao cristal e esta montagem a uma certa distância de uma fenda, atrás da qual podemos ter um fotodetector ou mesmo esta fenda ser a de um espectrômetro. A distância do laser à fenda deve ser conhecida para que se conheça o aumento fornecido pela lente (com a calibração distância - aumento da lente conhecida previamente) sendo que o aumento utilizado foi de 250 vezes. No nosso caso, o espectrômetro possui um suporte para o fotodetector bem atrás de sua fenda de entrada, de tal maneira que podemos fazer as medidas utilizando qualquer um dos dois (fotodetector ou espectrômetro) sem que seja necessário mexermos no laser ou na lente.

Quando usamos o fotodetector, fazemos as medidas sem resolução espectral ou seja, captamos todos os comprimentos de onda da luz emitida. Como estamos trabalhando com um laser que emite basicamente em dois comprimentos de onda possíveis, as medidas de campo próximo foram feitas com resolução espectral.

O primeiro passo foi traçarmos o espectro da luz emitida para determinarmos em qual comprimento de onda temos intensidade de emissão máxima. A seguir para-se o espectrômetro neste

comprimento de onda para fazermos as medidas. Viramos o laser de  $90^\circ$  para medirmos o campo próximo do modo perpendicular à camada ativa pois nesta direção o guiamento é real e podemos determinar a posição do espelho da cavidade óptica. Fazendo com que o suporte sobre o qual temos o laser e a lente caminhe na direção perpendicular à abertura da fenda, podemos medir a abertura do modo emitido a  $1/e$  do máximo da intensidade deste modo. Mudamos a distância da lente ao dispositivo e, para cada uma delas, refazemos a medida da largura do modo; para a distância lente-laser que apresente menor meia largura dizemos que esta é a posição em que focalizamos o espelho real do dispositivo e a marcamos como posição zero. Voltamos o laser à posição normal e traçamos o campo próximo (paralelo à camada ativa) com a lente a várias distâncias do laser e medimos então a largura do modo novamente a  $1/e$  do máximo da intensidade emitida. Estes pontos estão plotados na Figura 33.

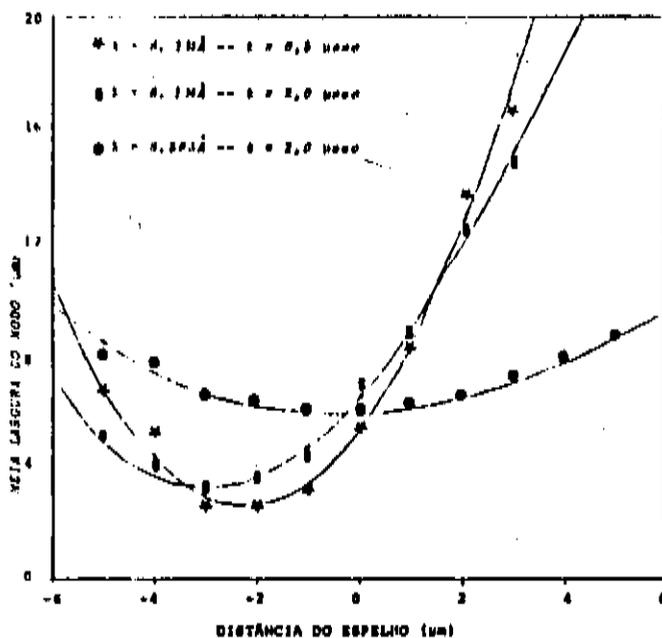


Figura 33: Valor da largura do modo a  $1/e$  do máximo do pico de emissão do campo versus distância da lente ao espelho da cavidade

Estas medidas foram feitas em dois comprimentos de onda diferentes, 8.114Å e 8.583Å. Para o primeiro, as medidas de campo próximo foram realizadas para tempos distintos dentro do pulso. Isto não foi feito no segundo pois a emissão de luz só aparece no final do pulso.

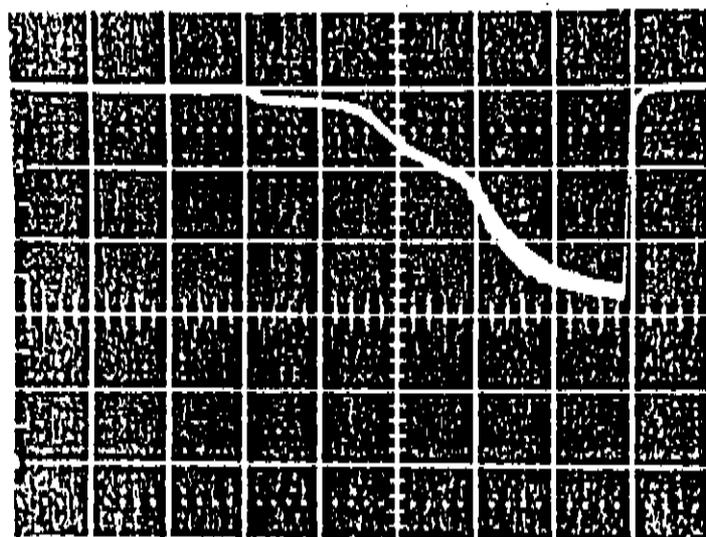
Como podemos ver da Figura 33, para comprimentos de onda em torno de 8.100Å, o feixe de luz emitido é bastante aberto, pois ao nos afastarmos um micron da posição de mínima abertura da largura do modo emitido, o valor desta abertura aumenta de aproximadamente 25% enquanto que para comprimento de onda em torno de 8.500Å, este aumento cai para aproximadamente 3%. Observa-se também, que temos uma mudança na posição de mínima abertura do feixe de luz, de  $-2\mu\text{m}$  ou  $-3\mu\text{m}$  com  $\lambda \approx 8.100\text{Å}$  para  $-0.5$  relativo ao comprimento de onda  $\lambda \approx 8.500\text{Å}$  indicando que para comprimentos de onda maiores, a menor abertura do feixe de luz se aproxima do espelho do laser. Esta é uma característica de mudança do tipo de guiamento sofrido pela luz. Quanto mais para dentro do cristal estiver este mínimo, mais forte será o guiamento devido ao ganho e quanto mais próximo do espelho ou mesmo para fora do cristal estiver este mínimo, o guiamento devido ao índice de refração será mais forte sendo assim o responsável direto pelo confinamento da luz na camada ativa.

As características da emissão de luz no campo distante nos dão informações fundamentais sobre o tipo de guiamento modal do dispositivo. As medidas são feitas da seguinte maneira: fixamos o laser de semiconductor em um bloco de cobre e este conjunto em um microposicionador que emite um sinal elétrico de acordo com a distância que ele se desloca. Até este ponto, esta medida é

bastante semelhante a de campo próximo, mas agora entre o diodo laser e o fotodetector não temos nada (lentes, filtros, etc), mas a distância entre eles deve ser bem determinada. O fotodetector, para uma medida mais apurada, deve ter sua área bastante reduzida e bem conhecida. Esta medida é feita para sabermos o valor da abertura do feixe de luz a uma distância relativamente grande do espelho do cristal. Esta distância tem que ser muito maior que o valor do comprimento de onda da luz emitida. Como o comprimento de onda é da ordem de  $0,8\mu\text{m}$  a  $0,9\mu\text{m}$ , devemos ter o fotodetector a distâncias maiores que aproximadamente  $10\mu\text{m}$ .

Ao passarmos com o laser em frente ao fotodetector, registramos a forma da frente de onda e, sabendo o quanto andamos com o laser e sua distância do fotodetector podemos determinar o ângulo de abertura do feixe de luz emitido. Estas medidas são mostradas na *Figura 35*. Para uma melhor compreensão mostramos, na *Figura 34*, a foto do pulso de luz emitido. De 0 nsec até 300 nsec temos apenas emissão espontânea ou seja, nesta região o guiamento da luz ainda é bastante fraco e não consegue superar as perdas internas inerentes a este cristal; de 300 nsec até aproximadamente 600 nsec temos o primeiro leisamento (emissão de luz de transições desde o nível  $n = 2$ ); neste caso, o ganho adquirido pela luz já superou as perdas e se consegue então o leisamento. Este leisamento se dá com um certo atraso que é devido a termos um aquecimento da junção ao longo do pulso de corrente aplicado e a um determinado tempo o ganho supera as perdas. De 600 nsec até 1.000 nsec temos o segundo leisamento (emissão de luz de transições desde o nível  $n = 1$ ). No caso anterior, o aquecimento da junção não é tão importante e o atraso no leisamento é pequeno

enquanto que agora, este aquecimento da junção se torna bastante importante e o atraso é muito maior. Este atraso no leisamento tende a desaparecer quando aumentamos o valor da amplitude do pulso de corrente pois o guiamento feito pelo ganho é proporcional à densidade de portadores injetados. Quando esta densidade se torna bastante alta, temos a emissão de luz laser desde o início do pulso de corrente. A largura total do pulso aplicado é de 1.000 nsec e as medidas foram feitas com um gate de 20 nsec de largura.



200 nsec / div

Figura 34: Pulso de luz emitido pelo laser mostrando os dois leisamentos quando aplicamos um pulso de corrente com 75 mA de amplitude e 1.000 nsec de largura.

Das Figuras 33 e 35 temos que, para tempos curtos dentro do pulso, o feixe de luz emitido é bastante largo, aproximadamente  $15^\circ$  em um tempo de 400 nsec, estreitando-se para aproximadamente  $5^\circ$  quando nos aproximamos do final do pulso, desde que tenhamos os dois leisamentos neste mesmo pulso. Ainda do espectro de emissão podemos dizer que, segundo a Figura 34, para tempos menores que

500 nsec temos o guiamento do modo feito por ganho e para tempos maiores o guiamento será feito principalmente devido ao efeito da variação do índice de refração.

Quer dizer, o guiamento da luz emitida por transições desde o segundo nível ( $\lambda \cong 8.100\text{\AA}$ ) será feito pelo ganho o que nos diz que o efeito da temperatura ou seja, o aquecimento da junção não é muito importante neste caso, fazendo apenas com que o leisamento aconteça em tempos longos dentro do pulso enquanto que o guiamento da luz emitida por transições desde o primeiro nível será muito mais afetado pela temperatura que faz com que o perfil do índice de refração mude de um perfil negativo que faz com que a luz se desconfinde, para um perfil positivo, sendo agora o principal motivo do guiamento da luz, além de nos dar, também neste caso, um atraso no leisamento bastante longo.

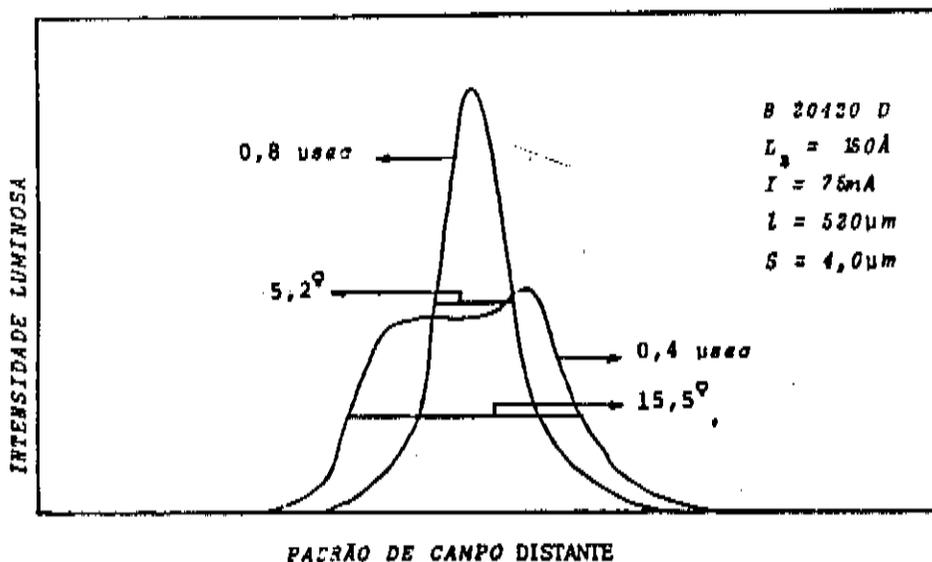
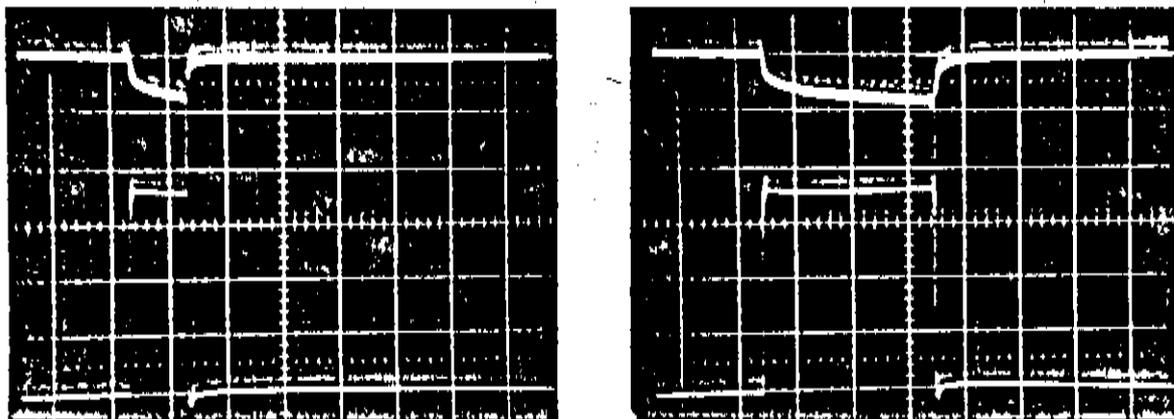


Figura 35: Padrões de emissão do campo distante e suas respectivas larguras em graus, feitos em dois tempos diferentes dentro de um pulso de  $1,0 \mu\text{sec}$ , com um gate de  $20 \text{ nsec}$  de largura.

Comparando este resultado com a análise feita na Figura 28, vemos que são compatíveis pois, para conseguirmos emissão laser, para uma dada corrente, através de transições do primeiro nível, necessitamos tempos maiores que para aquelas do segundo nível e então o efeito da temperatura nas junções será maior, afetando de maneira mais drástica o índice de refração.

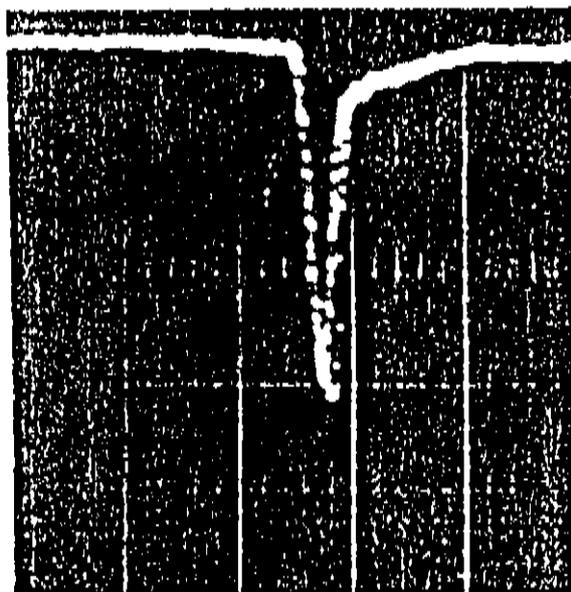
No final deste trabalho procuramos analisar lasers com camadas ativas de 75Å e 100Å para que pudessemos compará-los aos de 150Å. Desde o início percebemos que nos lasers com  $L_z = 75\text{Å}$  com faixas de contato mais estreitas do que  $10\mu\text{m}$  e, nos com  $L_z = 100\text{Å}$  e faixas de contato menores que  $7\mu\text{m}$  temos o aparecimento de um pulso de luz bastante estreito no final do pulso de corrente aplicado, o Q - Switching. Este fenômeno está mostrado na *Figura 36*, onde temos duas fotografias que mostram os pulsos de luz (na parte superior) e os de corrente aplicados (na parte inferior) com duas larguras diferentes. Os pulsos de Q - Switching aparecem no final do pulso de luz.



*Figura 36:* Fotografias dos pulsos de luz mostrando o Q - Switching (parte superior) e o pulso de corrente (parte inferior) para duas larguras de pulso diferentes.

Se estes pulsos de luz não fossem Q-Switching, eles alargariam no tempo ao alargarmos (também em tempo) ou aumentarmos a intensidade do pulso de corrente.

Na Figura 37, temos apenas o Q - Switching medido com um fotodetector rápido (10 psec) e com uma cabeça "sampling" do osciloscópio da Tektronix, o que nos dá muita sensibilidade. Como podemos ver, a largura deste pulso de luz é da ordem de 1,0 nsec à meia altura. Pudemos comprovar também que esta largura não se altera com a intensidade do pulso de corrente aplicado e nem com a largura ou com a taxa de repetição.



5 nsec / div

Figura 37: Esta fotografia mostra apenas o Q - Switching, podendo medir sua largura. Esta largura não varia nem com a largura do pulso de corrente aplicado, nem com sua intensidade e também não com a taxa de repetição.

Os lasers utilizados para fazermos estas medidas são

lasers com 100Å de espessura da camada ativa, contato de faixa com 5,0µm de largura e um comprimento de 300µm. A escolha destes lasers para fazermos as medidas se deveu a que eles apresentaram uma melhor definição do Q - Switching em largura, principalmente.

A Figura 38 mostra as regiões determinadas experimentalmente para as condições de emissão espontânea, Q - Switching e leisamento para diferentes larguras e amplitudes do pulso de corrente aplicado.

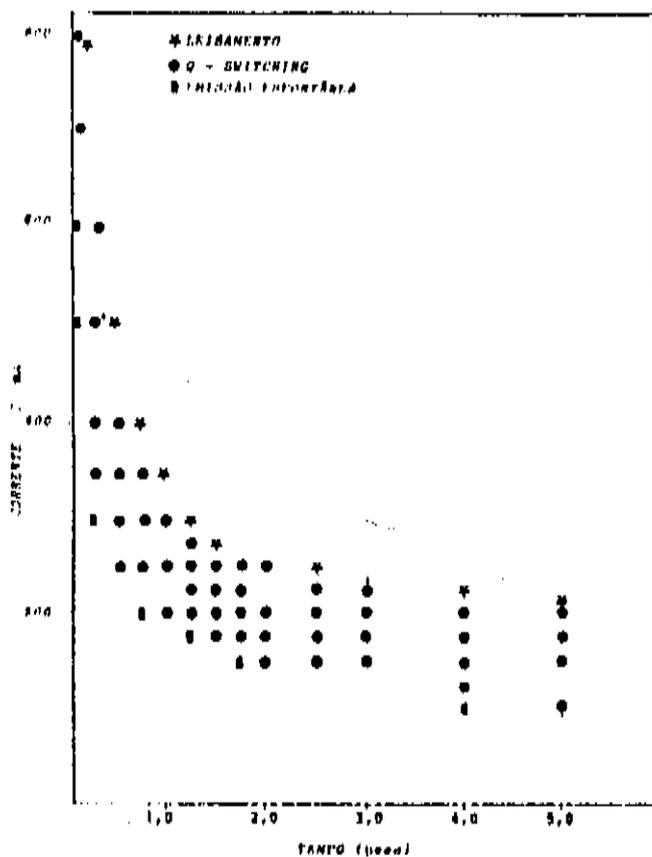


Figura 38: Combinando a largura e amplitudes do pulso de corrente aplicado ao diodo laser, temos a região com pontos redondos que é onde aparece o Q - Switching. Acima dela temos o leisamento com atraso longo e abaixo, emissão espontânea.

Nesta Figura, a região onde temos pontos redondos mostra a combinação da largura e da amplitude do pulso de corrente para que tenhamos o Q - Switching. Pode ser visto ainda que para pulsos mais largos que 8,0µsec, o Q - Switching existe para densidades de corrente em uma faixa estreita que não se altera. Por outro lado, para pulsos menores que 1,0 µsec a densidade de corrente necessária para que tenhamos o Q - Switching aumenta dramaticamente e para pulsos bastante curtos (menores que 250 nsec) temos uma mistura, uma forte competição entre leisamento e Q - Switching.

Como pudemos ver, o laser de Poço Quântico Simples com camada ativa de 150Å de espessura, crescido por MO - CVD e com contato de faixa de 4,0µm de largura feito por bombardeamento de prótons, apresenta várias características incomuns.

Em primeiro lugar, temos duas correntes limiares ou seja, é como se tivéssemos dois lasers em um só. A partir do espectro, vimos que estes dois leisamentos representam, na realidade, transições estimuladas de dois níveis de energia diferentes, sendo que o primeiro leisamento ocorre para transições do segundo nível da banda de condução para o segundo da banda de valência a correntes mais baixas. Este é o procedimento inverso do esperado, que eram transições do primeiro nível em correntes mais baixas que as do segundo. Isto ocorre devido às altas perdas internas do dispositivo por termos uma estrutura na qual a camada ativa é muito fina.

Outra característica deste laser é o tempo longo para que ocorra o leisamento e isto é devido à competição entre o perfil da densidade de portadores e o perfil de antiguiamento devido ao índice de refração. Quando aplicamos o pulso de corrente o aquecimento da junção faz com que o índice de refração mude o seu perfil de um antiguiamento para um guiamento alterando o valor deste índice. Para um determinado tempo após o início deste pulso, teremos que o perfil do índice de refração passa a ser positivo ou seja, ele começa a se tornar o responsável pelo guiamento da luz dentro da cavidade óptica. Com isto, a emissão estimulada acontece somente para tempos longos ou ainda para correntes altas.

Dentro do pulso de luz, através de medidas dos campos próximo e distante, pudemos ver que para transições desde o segundo nível da banda de condução o guiamento é feito pelo ganho, enquanto que transições entre os primeiros níveis têm o guiamento devido ao índice de refração (guiamento real), quando temos transições desde estes dois níveis simultaneamente.

Um outro fenômeno observado foi o Q - Switching, que ocorre para lasers com camada ativa menor que 100Å e faixas de contato mais estreitas que 5,0µm. Este fenômeno é muito importante pois, além de ser interno ao cristal no nosso caso, é um pulso de luz bastante estreito, da ordem de 1,0nsec.

A corrente limiar deveria decrescer sempre com a diminuição da temperatura, mas pudemos observar que para temperaturas inferiores a 100K este comportamento se inverte. Infelizmente, neste momento não dispomos de informações que nos permitam explicar este fenômeno.

Estes estudos nos deram muitas informações sobre os acontecimentos físicos que podem ocorrer dentro de um laser de Poço Quântico Simples.

## REFERENCIAS

- [ 1 ] -- Russel D. Dupuis and P. Daniel Dapkus; "Preparation and Properties of  $Ga_{1-x}Al_xAs$  - GaAs Heterostructure Lasers Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition"; IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE 15, N° 3, March 1979, pp. 128 - 135.
- [ 2 ] -- B. J. Skromme, T. S. Low and G. E. Stillman; "Spectroscopic Characterization Studies of the Residual Donors and Acceptors in High - Purity LPE GaAs"; Gallium Arsenide and Related Compounds, 1982, pp. 485 - 492.
- [ 3 ] -- Seiji Mukai, Yunosuke Makita and Shun-ichi Gonda; "Doping and Electrical Properties of Hg in LPE  $Al_xGa_{1-x}As$ "; Journal of Applied Physics, 50 (3), March 1979, pp. 1304 - 1307.
- [ 4 ] -- H. M. Cox, A. S. Prior and V. G. Keramidas; "High-Throughput  $AsCl_3 / Ga / H_2$  Vapor Phase Epitaxial System for Growth of Extremely Uniform Multilayer GaAs Structures"; Gallium Arsenide and Related Compounds, 1982, pp. 133 - 140.
- [ 5 ] -- R. Fischer, C. G. Hopkins, C. A. Evans, Jr., T. J. Drummond, W. G. Lyons, J. Klem, C. Colvard and H. Morkoç; "The Properties of Si in MBE Grown  $Al_xGa_{1-x}As$ "; Gallium Arsenide and Related Compounds, 1982, pp. 157 - 164.
- [ 6 ] -- K. H. Hsieh, N. Hollis, G. Wicks, C. E. C. Wood and L. F. Eastman;

"Ohmic Contact Behavior of Al Metal Epitaxy on GaInAs by MBE";  
Galium Arsenide and Related Compounds, 1982, pp. 165 - 172.

[ 7] -- C.R.Stanley, D.Welch, G.W.Wicks, C.E.C.Wood, C.Palmstrom,  
F.H.Pollack and P.Parayanthal; " $(Al_xGa_{1-x}As)_{0,47}In_{0,53}As$ ; Growth  
and Characterisation"; Galium Arsenide and Related Compounds,  
1982, pp. 173 - 180.

[ 8] -- D.Kasemset, C.S.Hong, N.B.Patel and P.D.Dapkus; "MO-CVD  
Growth and Characterization of High Luminescence Efficiency  $Al_x$   
 $Ga_{1-x}As$ "; Galium Arsenide and Related Compounds, 1982, pp. 79 -  
84.

[ 9] -- D.Kasemset, C.S.Hong, N.B.Patel and P.D.Dapkus; "Very  
Narrow Graded Barrier Single Quantum Well Lasers Growth by  
Metalorganic Chemical Vapor Deposition"; Applied Physics Letters,  
41 (10), 15 November 1982, pp. 912 - 914.

[10] -- H.C.Casey, Jr. and M.B.Panish; "Heterostructure Lasers,  
Part B: Materials and Operating Characteristics"; Academic Press,  
1978.

[11] -- Nick Holonyak, Jr., Robert M.Kolbas, Russel D.Dupuis and  
P.Daniel Dapkus; "Quantum Well Heterostructure Lasers"; IEEE  
Journal of Quantum Electronics, vol. QE 16, N° 2, February 1980.

[12] -- Raymond Dingle; "Confined Carriers Quantum States in  
Ultrathin Semiconductor Heterostructures"; Festkörper Probleme IV

- Advances in Solid State Physics (Pergamon Vieweg), 17 - 21 / 03 / 1975, pp. 21 - 48.

[13] -- Peter Fong; "Elementary Quantum Mechanics"; Addison Wesley Publishing Company, Inc, 1975, pp. 6 -7.

[14] -- D.Kasemset; "Gain-Current Relation for GaAs Quantum Well Structures"; Rockwell International - Microelectronics Research and Development Center, comunicação interna.

[15] -- G.Duggan; "A Critical Review of Heterojunction Band Offsets"; J.Vac.Sci.Technology B, vol.3, July / August 1985, pp. 1224 - 1230.

[16] -- C.D.Thurmond, Journal of Electrochemical Socyet, 122, 1975, pp. 1133.

[17] -- F.M.Vorobkalo, K.D.Glinchuck and V.F.Kovalenko, Sov. Phys. Semicond., vol. 9, N° 5, pp. 656 - 657.

[18] -- Jacques I.Pankov; "Optical Processes in Semiconductors"; Dover Publications, Inc., 1975, pp. 6 - 7.

[19] -- N.B.Patel, T.J.S.Mattos, F.C.Prince and A.S.Nunes, Jr.; "Narrow Stripe Graded Barrier Single Quantum Well Lasers - Threshold Current Considerations"; IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE 23, N° 6, June 1987, pp. 988 - 992.

[20] -- F.C.Prince, T.J.S.Mattos, N.B.Patel, D.Kasemset and Chi-Shain Hong; "Waveguiding, Spectral and Threshold Properties of a Stripe Geometry Single Quantum Well Laser"; IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE 21, N° 6, June 1985, pp. 634 - 639.

[21] -- Axel R.Raisinger, Peter S.Zory, Jr. and Robert G.Waters; "Cavity Length Dependence of the Threshold Behavior in Thin Quantum Well Semiconductor Lasers"; IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE 23, N° 6, June 1987, pp. 993 - 999.

[22] -- D.Kasemset, Chi-Shain Hong, N.B.Patel and P.D.Dapkus; "Graded Barrier Single Quantum Well Lasers - Theory and Experiment"; IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE 19, N° 6, June 1983, pp. 1025 - 1030.

[23] -- G.Lasher and F.Stern; "Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors"; Phys.Rev., vol. 133, January 1964, pp. A553 - A556.

[24] -- N.K.Dutta; "Calculated Threshold Current of GaAs Quantum Well Lasers"; J.Appl.Phys., 53 (11), November 1982, pp. 7211 - 7214.

[25] -- P. Blood, E.D.Fletcher and K.Woodbridg; "Dependence of Threshold Current on the Number of Wells in AlGaAs - GaAs Quantum Well Lasers"; Appl.Phys.Lett., 47 (3), 1 August 1985, pp. 193 - 195.

[26] -- M.M. Leopold, A.P. Specht, C.A. Zmudzinski, M.E. Givens and J.J. Coleman; "Temperature Dependent Factors Contributing to  $T_0$  in Graded-Index Separate - Confinement - Heterostructure Single Quantum Well Lasers"; Appl. Phys. Lett., 50 (20), 18 May 1987, pp. 1403 - 1405.

[27] -- P.S. Zory, A.R. Reisinger, L.J. Mawst, G. Costrini, C.A. Zmudzinski, M.A. Emanuel, M.E. Givens and J.J. Coleman; "Anomalous Length Dependence of the Threshold for Thin Quantum Well AlGaAs Diode Laser"; Electronics Letters, vol. 22, N° 9, 24th April 1986, pp. 475 - 477.

[28] -- Akira Sugimura; "Threshold Current for AlGaAs Quantum Well Lasers"; IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE 20, N° 4, April 1984, pp. 338 - 343.

[29] -- I. Hayashi, M.B. Panish and F.R. Reinhart; "GaAs -  $Ga_{1-x}Al_xAs$  Double Heterostructure Lasers"; Journal of Applied Physics, vol. 42, N° 5, April 1971, pp. 1929 - 1941.

[30] -- R. Chin, N. Holonyak, Jr., B.A. Vojak, K. Hess, R.D. Dupuis and P.D. Dapkus; "Temperature Dependence of Threshold Current for Quantum Well  $Al_xGa_{1-x}As$  - GaAs Heterostructure Lasers Diodes"; Appl. Phys. Lett., 38, 19, (1980).

[31] -- P. Blood, S. Colak and A.I. Kucharska; "Temperature Dependence of Threshold Current GaAs / GaAlAs Quantum Well Lasers"; Appl. Phys. Lett., 52 (8), 22 February 1988, pp. 599 - 601.

[32] -- K.Hess, B.A.Vojak, N.Holonyak, Jr., R.Chin and P.D.Dapkus;  
Solid - State Electronics, 23, 585, (1980).

[33] -- F.C.Prince, N.B.Patel, D.Kasemset and C.S.Hong; "Long  
Delay Time for Lasing in Very Narrow Graded Barrier Single Quantum  
Well Lasers"; Electronics Letters, vol. 19, N° 12, 9th June 1983,  
pp. 435 - 437.

[34] -- F.D.Nunes, N.B.Patel and J.E.Ripper; "A Theory on Long  
Time Delays and Internal Q - Switching in GaAs Junction Lasers";  
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE 13, 1977, pp. 675 -  
681.

[35] -- F.R.Nash; "Mode Guidance Paralled to the Junction Plane of  
Double Heterostructure Lasers"; Journal of Applied Physics, vol.  
44, June 15, 1973, pp. 4696 - 4707.

[36] -- Govind P.Agrawal; "Lateral Analysis of Quasi Index Guided  
Injection Lasers: Transition from Gain to Index Guiding"; Journal  
of Lighthwave Technology, vol. LT 2, N° 4, August 1984; pp. 537 -  
543.

[37] -- R.D.Burnham, C.Lindström, T.L.Paoli, D.R.Scifres and  
W.Streifer; "CW - Room Temperature Operation of GaAlAs Single  
Quantum Well Visible (7.300Å) Diode Lasers at 100 mW";  
Appl.Phys.Lett., 42 (11), 1 June 1983, pp. 937 - 939.

[38] -- W.Streifer, D.R.Scifres and R.D.Burnham; "Longitudinal

*Mode Spectra of Diode Lasers*"; App. Phys. Lett., 40 (4), 15 February 1982, pp. 305 - 307.

[39] -- L. J. Mawst, M. E. Givens, C. A. Zmudzinski, M. A. Emanuel and J. J. Coleman; "Near- and Far - Field Observations of Transient Behavior in Pulsed Graded Barrier Quantum Well Lasers"; Journal of Applied Physics, 60 (7), 1 October 1986, pp. 2613 - 2615.