3 2

FILAMENTOS EM LASERS DE SEMICONDUTOR

Frederico Dias Nunes

Tese de mestrado apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas.

Orientador: Prof. José Ellis Ripper Filho.

1974

Ao sábio, por razões que lhe são próprias, ou ao tolo por razões impróprias pode ocorrer a ausência de agradecimentos.
A nós os comuns cabe a vontade, o esforço e a ajuda daqueles que nos são companheiros , amigos e família, a quem expresso a minha mais profunda e sincera gratidão.
Ao autor, acima de tudo, fica a sua gratidão ao Criador, sem o qual, crê, não subscreveria este trabalho.

Í N D I C E

- . -

1. - APRESENTANDO O PROBLEMA

1.1. - Um pouco de história

Em 1954, Townes e seus colaboradores operaram pela primeira vez uma fonte de luz coerente, o primeiro maser (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Quatro anos após, Shawlow e Townes propuseram uma extensão da teoria da microonda para o espectro visível. Esta teoria detalhada foi a base para a construção do primeiro maser ótico ou laser (Light Amplification by stimulated Emission Radiation), feito por Mainman, usando um dispositivo de rubi (Al_2O_3) dopado com Cr^{+3}, possuindo três níveis de energia.

Durante os anos de 1957 a 1961, Nishizawae Watanabe[2], Basov[3], e Aigrain[4], independentemente, sugeriram o laser de semi-condutor com uma junção p-n. Em 1962, Dumke[5] mostrou que um semicondutor de gap direto como o GaAs, seria de boa eficiência, estabelecendo critérios importantes para o uso de tais semi-condutores. As investigações em flourescência, por esta época, já haviam determinado estreitas linhas no espectro de recombinação[6]. Todas essas contingências levaram a intensas pesquisas no sentido de se conseguir um dispositivo de luz coerente, na faixa do infra-vermelho, com semicondutores, de modo que sem nenhuma surprêsa pelo menos três grupos liderados por Hall[7], Nathan[8], Quist e Rediker[9], simultaneamente, anunciaram em fins de 1962 a construção do desejado dispositivo. A radiação obtida de 8.400 A, conseguiu-se de um diodo de GaAs diretamente excitado à temperatura do nitrogênio líquido.

Logo Holonyak e Bevacqua[10] anunciaram lasers de cristal misto (um diodo de uma liga de $Ga(As_{1-x}P_x)$, em um comprimento de onda de 7.100 A), demonstrando que seria possível variar o comprimento de ond de operação de um dispositivo desse tipo pela variação das proporções dos componentes da liga (As e P). Daí em diante, tem-se verificado a afimação de dispositivos de la ser semicondutor.

1.2. - O problema

Muito embora tenha sido intenso o estudo dos lasers de semicondutores, particularmente os de GaAs, nestes últimos 10 anos, há ainda muitos fatos que se encontram sem explicação, ou com explicações que são insatisfatórias. O problema a ser discutido nesta tese é um dos tais que ainda carecem de uma explicação final e refere-se a um confinamento da luz produzida nos diodos em pequenas porções da região ativa,(região onde se processa a recombinação), ao longo da junção do diodo.

A dimensão desses filamentos de luz é de 2 microns ou menos, perpendicularmente à junção, e de 2 a 20 microns paralelamente a esta.

O interesse nesse fenômeno se prende ao fato da limitação causada no dispositivo,uma vez que fica reduzido a frações, muitas vezes pequenas, do todo da região ativa.

O confinamento de luz verificado, foi associado a uma variação espacial da parte real do índice de refração do material[11] na região ativa, o que, inclusive, explica serem as perdas internas, obtidas experimentalmente, menores que as calculadas em trabalhos teóricos iniciais. Se considerarmos que na direção perpendicular à junção há, por construção, uma mudança de meio entre os seus lados opostos, certamente que a origem da variação do índice de refração naquela direção, não traria nenhum problema. Considerando-se a direção ao longo da junção paralela aos espelhos, uma vez aceita hoje a sua homogeneidade[12], fica-se sem uma palavra final para a causa motivadora da variação do índice de refração naquela direção.

Assim sendo, a preocupação primeira é buscar-se uma descrição deste fenômeno, ainda mais quando se sabe existir desencontros entre as especulações teóricas e os fatos experimentais.

1.3. - Teorias para a variação do índice de refração na direção paralela à junção

As primeiras explicações do fenômeno tomaram os defeitos da rêde[13] cristalina como causadores das pertubações requeridas no índice de refração, via o campo de tensão estabelecido na rede. Esta alternativa tinha a seu favor o fato desses filamentos de luz, em um mesmo diodo, ser em posições definidas na junção.

Entretanto, com o aperfeiçoamento do crescimento de cristais e da difusão de impurezas em semi-condutores, com a conseqüente diminuição progressiva da concentração dos defeitos, o esperado fim dos filamentos não veio, e além do mais os ditos filamentos continuaram, agora, de modo aleatório. Assim não havendo mais suporte para esta hipótese, de caráter transitório, se passou a encarar o problema por hipóteses de caráter intrinseco ao diodo. Assim temos outras hipóteses como a falta de homogeneidade ótica, variação na densidade de corrente, falta de cargas livres na região de depleção, variação da condutividade e absorção com a aplicação de tensão direta na região ativa.

Queremos, no entanto, ressaltar os modelos apresentados ultimamente por Jonscher[14] e Thompson[15], que atacam o problema, verificando os defeitos causados pelos portadores injetados na região ativa e os da luz produzida pela recombinação destes portadores.

1.3.1. - No modelo do Jonscher, temos como causa, a conhecida interação de plasma que introduz uma pertubação negativa e proporcional à densidade de portadores na constante dielétrica e, automaticamente, no índice de refração. Esta perturbação é dada por:

$$\epsilon' = - \frac{e^2}{m\,\omega_p^2 \cdot \epsilon_0} \cdot n \qquad (1)$$

Sendo : η - concentração de portadores em m^{-3}

e - carga do elétron em Coulombs

m - massa efetiva dos portadores relevantes em kg.

ω_p - frequência de plasma do material

ϵ_o - permissividade elétrica no espaço livre, no sistema M.K.S.

Para o GaAs, a soma dos efeitos de injeção de iguais concentrações de eletrons e buracos, dá uma constante de proporcionalidade entre η e ϵ' no valor de $1.23 \times 10^{-20} cm^3$.

O mecanismo, através do qual o necessário acréscimo na constante dielétrica se produz, poderia ser sintetizado no seguinte-: havendo uma concentração constante ao longo da junção, o aparecimento de um ponto ali de maior intensidade luminosa após o " limiar ",(início da emissão estimulada), quando praticamente, todo portador injetado se recombina rapidamente, provoca uma redução na concentração de portadores que por sua vez, provoca uma pertubação positiva na constante dielétrica, como facilmente se vê pela relação (1).

Como o próprio Jonscher reconhece no seu trabalho[14], esta pertubação é insuficiente para provocar os efeitos verificados experimentalmente. Além do mais, constatamos que este mecanismo requer o começo da emissão estimulada para dar lugar à filamentação, condição que, experimentalmente, foi verificada não ser indispensável . A este mecanismo tem-se somado outro, proposto por Thompson.

1.3.2. - Na versão de Thompson, a filamentação ocorre devido aos portadores injetados porque eles causam uma mudança na característica de absorção/energia de fóton.

A fim de demonstrar este fato, Thompson tomou a equação do coeficiente de absorção que é dada abaixo:

$$\alpha(h\nu) = -\int_{-\infty}^{+\infty} B(\xi)\, \rho_c(F_c + E' + \xi)\, \rho_v(F_v + E' - \xi) \left[f_c(E' + \xi) - f_v(E' - \xi) \right] d\xi \qquad (2)$$

Onde : $E' = (h\nu - F_{cv})$

$F_{cv} = (f_c - f_v)$

ξ = energia variável que determina os estados inicial e final da energia.

Considerando que a injeção de portadores provoca uma variação no estado de ocupação, ele calculou a perturbação do coeficiente de absorção $\alpha(h\nu)$, através da mudança ocorrida no termo $(f_c - f_v)$ com a injeção.

Sendo E' o parâmetro que muda com a injeção, este cálculo é facilmente feito, tomando-se a expressão:

$$f(x) = \frac{1}{2} \left[1 - tgh\left(\frac{x}{2 \cdot kT} \right) \right] \qquad (3)$$

para a função de Fermi nas bandas de valência e condução, e diferenciando-se a equação conseguida para $f(x)$, em relação a este parâmetro.

Assim, chega-se a:

$$\delta(f_c - f_v) = -\frac{1 + \cosh(E'/kT) \cdot \cosh(\xi/kT)}{\left[\cosh(E'/kT) + \cosh(\xi/kT)\right]^2 kT} \delta E' \qquad (4)$$

Substituindo-se esta equação em (2), vê-se facilmente que a variação $\delta(f_c - f_v)$ provoca uma perturbação no coeficiente de absorção.

Usando as relações de Kramers-Kroening, pode-se relacionar as partes real e imaginária da constante dielétrica.

Esta perturbação calculada para algumas condições estabelecidas, permite, através do que foi mostrado no trabalho de Anderson [16], que a parte imaginária possa ser expressa em termos de $\alpha(\hbar\nu)$, o que permitiu a ele chegar à expressão que determina a perturbação ϵ' na constante dielétrica, dada na forma:

$$\epsilon' \equiv \delta\epsilon_a(\psi) \simeq \frac{\lambda\xi^{1/2}}{\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\delta\alpha(y)\cdot dy}{(y-\psi)} \qquad (5)$$

onde: y - variável de integração

$\psi = (\hbar\nu - E_g)/2E_0$

$\delta(f_c - f_v)$ depende das diferentes situações consideradas.

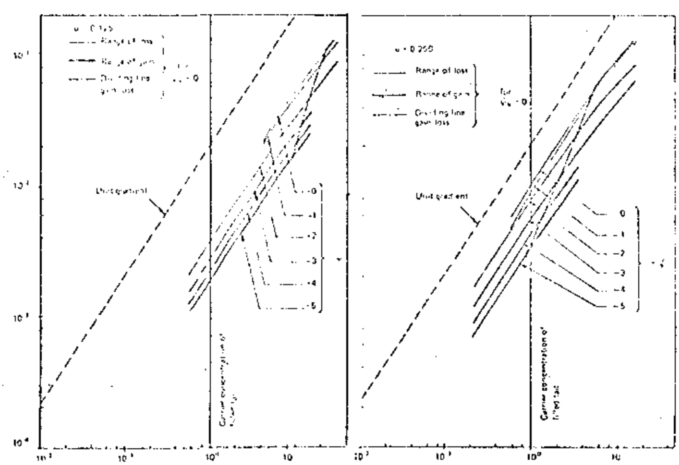
O valor da perturbação, pode ser calculado através de uma relação com a densidade de portadores numa forma simples, análoga àquela apresentada no modelo de Jonscher, isto é:

$$\epsilon' = -A'n \qquad (6)$$

sendo A' agora, uma constante de proporcionalidade, com valor no intervalo de 2,5 a 6,5 x 10^{-20} cm^3. Abaixo, apresentamos na figura (1), alguns gráficos que mostram a dependência linear da perturbação do coeficiente de absorção com a densidade de portadores, obtidos a partir dos cálculos de Thompson.

Figura.(1)
Ref.15

perturbação normalizada



concentração normalizada de portadores

Muito embora as equações de Jonscher e Thompson sejam a uma primeira vista iguais, elas têm diferenças qualitativas intrínsecas, uma vez que, enquanto a de Jonscher não tem nenhuma dependência com a temperatura e muito pouco com a energia do fóton, a outra tem uma dependência insignificante com a energia do fóton e uma certa ligação à temperatura.

Mesmo assim, o mecanismo empregado embora diferente se desenvolve nas mesmas bases que aquelas apresentadas para o modelo de Jonscher, isto é, com o início da recombinação estimulada em um ponto da região ativa, há alí uma redução substancial do número de portadores, provocando um acréscimo na constante dielétrica, e consequentemente, no índice de refração.

Além desta dependência do limiar que já criticamos anteriormente, Thompson afirma no seu trabalho duas coisas que suscitam críticas; a primeira se refere à dimensão do filamento, e a segunda à ordem dos modos transversais que se estabelecem na cavidade do laser.

Na primeira, como mostra a figura (2), Thompson prediz uma abrupta variação da largura do filamento após o início da emissão estimulada.

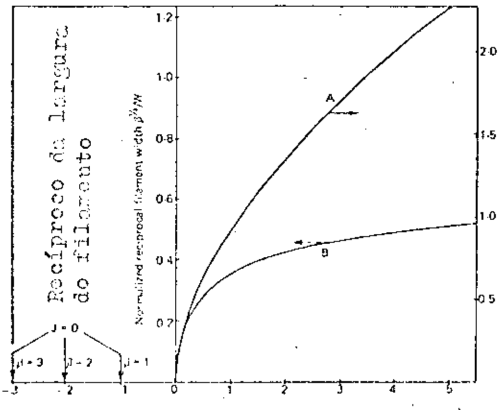


Figura (1)

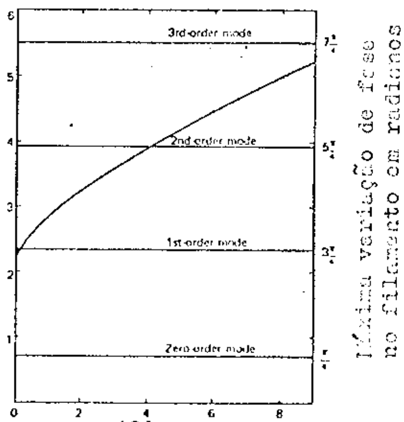


Figura (2)

A segunda conclusão a que o modelo de Thompson chega, está apresentada na figura (3), onde se vê que os modos transversais de ordem superior ao primeiro, só aparecem para níveis de injeção bem acima daquele em que a emissão estimulada inicia-se.

Ambas as afirmações são passíveis de severas objeções consoante as observações experimentais.[17]

2. - NOSSA HIPÓTESE

2.1. - Descrição global da hipótese

Neste trabalho, queremos propôr uma hipótese de origem termodinâmica para a causa da variação da constante dielétrica, ou do índice de refração na região ativa, na direção paralela à junção como mostra a figura (4), tomando em conta fatores postos de lado em outros trabalhos.

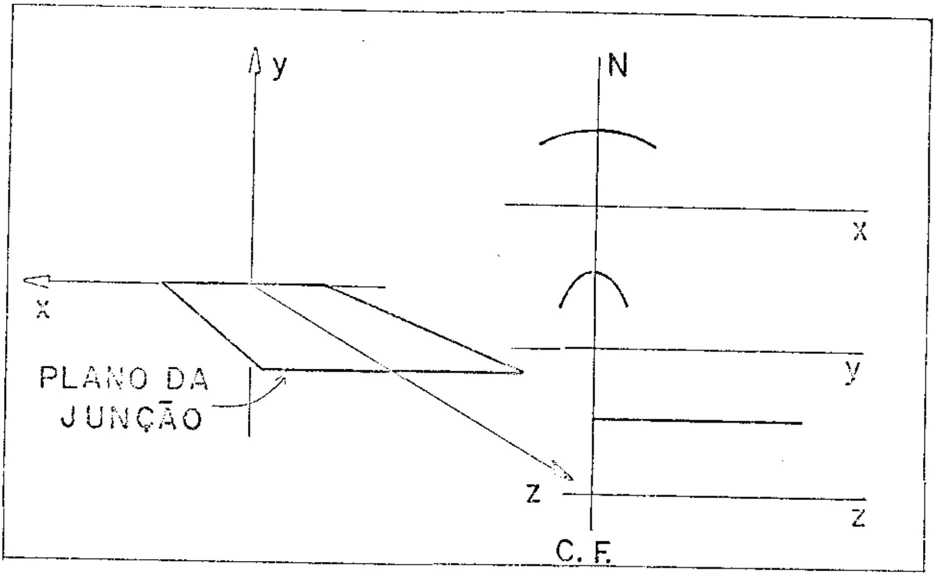


Figura. (4)

Consideramos aqui que a temperatura na junção flutua acima do seu valor de equilíbrio por razões que a ignorância ou o comodismo leva a chamar de <u>acaso</u>. Uma flutuação maior da temperatura será capaz de provocar uma filamentação de corrente que, por sua vez, mantém pela geração local de calor, o filamento de temperatura acima dos demais pontos da junção. Este processo podemos dizer ser um processo por retro-alimentação, uma vez que a corrente e a temperatura estão intimamente ligados como poderá se peceber adiante.

Certamente, outros processos, como por exemplo a difusão térmica, farão o sistema de retro-alimentação alcançar a estabilização, / implicando na existência de um filamento de temperatura fixado.

O aumento do nível de injeção levará, inevitavelmente, o filamento de corrente, consequente do filamento de corrente, alcançar o nível da corrente limiar, início da recombinação estimulada, fato que determina uma estabilização no nível de portadores injetados naquela região. Com isto, a perturbação da constante dielétrica introduzida pelos portadores, tende a se estabilizar.

Por outro lado, o filamento de temperatura definindo-se , produz uma redução real na largura da banda proibida, onde existe o dito filamento, o que determina um acréscimo na constante dielétrica ou índice de refração, que são funções monotônicas decrescentes daquela largura. Este acréscimo com a banda proibida, mostramos ser um possível mecanismo motivador do aumento do índice de refração, o que levará a um confinamento da luz produzida nos lasers de semicondutor.

Verifica-se, de imediato, na nossa hipótese que os portadores apresentam uma contribuição negativa, logo, contrária àquela que ocorre para Jonscher e Thompson, no índice de refração, uma vez que a concentração deles cresce no sentido do centro do filamento, acompanhando a filamentação da corrente. Os cálculos prenunciam que o efeito da filamentação da banda proibida domina.

Além de ser um processo plausível, incentiva-nos as perspectivas de uma filamentação de luz de caráter aleatório, uma variação do índice de refração que acompanha mais fortemente a banda proibida, fugindo-se de uma dependência marcante da corrente limiar.

2.2. - Hipóteses de partida

Poderíamos dizer que, fundamentalmente, temos duas hipóteses de partida para desenvolver o nosso modelo. Elas são:

I - que haja uma flutuação de temperatura com um valor de pico T_o e uma largura ω numa forma gaussiana, como vemos na equação (7)

$$\Delta T = T_o \cdot e^{-(x/\omega)^2} \quad (7)$$

II - que a tensão na junção seja constante.

Vale ressaltar aqui se fazer uma ressalva na escolha da flutuação como sendo gaussiana. Em primeiro lugar, é de se esperar uma flutuação ser descrita por uma função par, possuindo um valor máximo e uma largura que estabelece a distribuição local da perturbação. Evidentemente, poderíamos tomar uma lorentziana ou uma função tipo cosseno, e assim por diante, mas tomando uma posição diante do problema de resolvê-lo, conhecendo a resposta e não havendo de princípio nada que desabone esta escolha, resolvemos descrever a atual hipotética flutuação com uma função de Gauss. Dizemos que tentamos resolver o problema conhecendo a resposta, uma vez que o modelo a ser usado como teste da nossa hipótese é o de Zachos e Ripper[18]. Nele, supondo uma distribuição espacial do índice de refração como sendo parabólica, eles conseguiram descrever teoricamente os modos transversais de Hermite-Gauss encontrados experimentalmente. Deixamos para uma hora mais interessante darmos um resumo deste modelo.

3. - GRANDEZAS POSTAS EM JOGO NO PROBLEMA

Antes de qualquer coisa resolvemos apresentar todas as variáveis necessárias à solução do problema, fazendo as devidas aproximações e comentários, a fim de permitir durante as análises um desenrolar mais conciso.

3.1. - Temperatura

Consideraremos que haja na junção do diodo uma temperatura T_e a quem sobrepomos a flutuação descrita na equação (7), sendo assim a temperatura resultante no ponto de interesse dada .. por:

$$T(x) = T_e + T_0 e^{-(x/\omega)^2} \tag{8}$$

Sem dúvida os parâmetros que definem o comportamento da temperatura, são funções de outras variáveis como corrente, impedância térmica e outras. Mas por ser um problema que requer um estudo que nos levaria muito tempo fora dos atuais objetivos, achamos por bem não fazermos considerações aqui de grande monta, ficando para nos cálculos computacionais fazermos uma aproximação de sondagem das possíveis direções a que o problema se encaminhe. Nesta aproximação supomos que apenas a temperatura de equilíbrio da junção sofra modificação à medida que aumentemos a corrente a passar pelo dispositivo. Este acréscimo do parâmetro T_e pode ser calculado através das equações apresentadas no trabalho do Gooch[19].

3.1.1. - Elevação da temperatura da junção

O cálculo de quanto a temperatura de equilíbrio na junção de um diodo possa subir com o aumento da injeção, está descrito nas equações:

$$\Delta T = \theta \left(V I \gamma + R I^2 \right) \tag{9}$$

sendo $(1 - \gamma)$ a eficiencia quântica do dispositivo.

$$\Delta T = \theta t (VI + RI^2) \qquad (10)$$

caso o diodo seja operado com corrente contínua (9), ou por corrente em pulsos (10) com um ciclo de operação t.

Para os nossos objetivos, pensamos fundamentalmente, em um diodo que opere segundo as condições da equação (9), muito embora haja uma série de condições que é necessário serem esclarecidas, tais como, tipo de contato térmico, tipo de escoadouro de calor, (cobre ou diamante), ou mesmo características do dispositivo como canaleta limitadora da região ativa. Entretanto, em todos os casos a filamentação de temperatura não pode ser considerada uma impossibilidade prática.

3.2. - Largura da banda proibida e quasi-níveis

Sabendo que será do nosso intuito verificarmos as influências da variação de temperatura através de filamentos na junção do dispositivo no seu comportamento, tomamos expressões que descrevem o comportamento destas grandezas, banda proibida e quasi-níveis, com a temperatura. Estas expressões são:

$$E_g = E_{g0} - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}$$

$$F_{\substack{b\\e}} = A_{\substack{b\\e}} \cdot T^2 + B_{\substack{b\\e}} T + C_{\substack{b\\e}} \qquad \begin{array}{l} b - \text{buracos} \quad (11) \\ e - \text{elétrons} \quad (12) \end{array}$$

Os valores das constantes existentes nas equações acima são dadas na tabela (1).

Aqui, se faz necessário um comentário para a escolha de tais equações. Enquanto a expressão para a banda proibida tem um comportamento com a temperatura citado em livros[20], sendo por demais conhecida, a expressão para os quasi-níveis foi empiricamente estabelecida por nós, a partir de valores tirados de gráficos em um trabalho publicado por Hwang[21].

PARAMETROS	BANDA PROIBIDA	QUASI-NIVEIS	
		BURACOS	ELETRONS
E_{go}	1.522		
α	$5.8 \cdot 10^{-4}$		
β	300.		
A		$-5.10 \cdot 10^{-4}$	$6.36 \cdot 10^{-4}$
B		$-1.45 \cdot 10^{-2}$	$-1.36 \cdot 10^{-2}$
C		12.	1.82

Tabela.(1)

Uma vez que os dados para os quasi-níveis estavam limitados para diodos com um ganho de 100 cm^{-1}, ficamos restringidos a dispositivos que tenham este ganho, que é bastante alto para a temperatura do nitrogênio como queremos. No entanto, diodos assim não chegam a ser uma impossibilidade prática. Na realidade este ganho é característico de diodos a uma temperatura de operação de 300º K.

Por não ser uma impossibilidade prática, e não trazer nenhuma situação que anule a generalidade dos nossos cálculos, estas expressões para os quasi-níveis serão usadas em todo o decorrer do trabalho, ressaltando-se entretanto que o seu intervalo de validade para a corrente, de quem também são função, é para valores acima do limiar, quando os quasi-níveis permanecem estanques.

3.3. - Potencial de barreira

Esta grandeza está entre aquelas de imediata definição, e é definida através de:

$$U = E_g + F_\theta + F_e \qquad (14)$$

como facilmente se percebe pela figura (5).

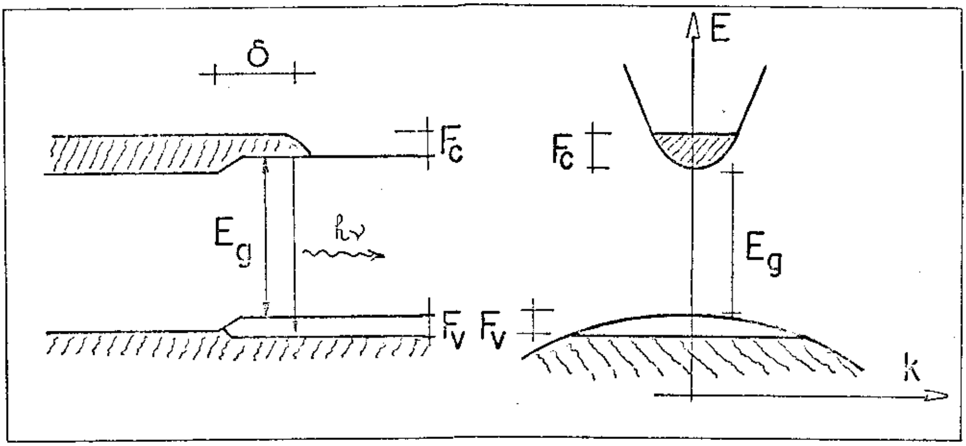


Figura.(5)

3.4. - Densidade de corrente

Para o cálculo da densidade de corrente que flui no dispositivo, faremos, também, considerações que serão gerais no nosso modelo. Tomando-se em consideração que próximo à corrente liniar, praticamente, todo o potencial de barreira foi anulado pela aplicação do potencial externo, o sistema passa a ter um comportamento de estilo ohmico, sendo como é possível ver no seu comportamento um regulador de tensão.

Assim sendo, como os elétrons injetados no diodo pelo lado n se recombinam no lado p[10], após alí se difundirem de um comprimento que chamaremos δ ,se a resistividade do material é finita, temos que assumir para o potencial duas partes:

I - Potencial de barreira U

II- A queda de tensão,devido a pêrdas ohmicas na junção, que será: $V_\rho = J\cdot\rho\cdot\delta$ (15)

Desta maneira, o potencial na junção será definido como :

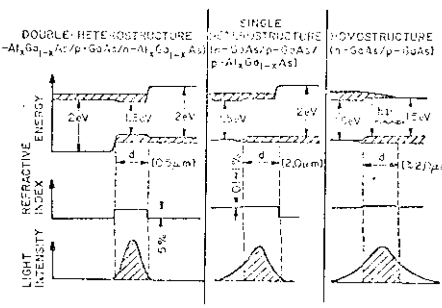
$$V_j = J\rho\delta + U \tag{16}$$

Daí, tiramos o valor da corrente com a expressão:

$$J = \frac{1}{\rho\delta}\left(V_j - U\right) \tag{17}$$

Será necessário que façamos aqui alguns comentários com relação às grandezas δ e ρ ou $1/\rho = \sigma$.

No que se refere ao comprimento de difusão, encontramos que o seu valor depende do tipo de diodo que está sendo utilizado. No caso de diodos de homo-estrutura a limitação da difusão de elétrons na região p se deve unicamente à recombinação, podendo o valor de δ variar de 2 microns em diante como reportam os autores[20]. Já nos diodos de hetero-estrutura, onde há uma barreira adicional, como mostra a figura (7), este comprimento se torna da ordem de 2 microns. Como se pode perceber, a redução do além da recombinação é incrementada pela barreira de potencial própria da estrutura do dispositivo. Nos diodos de dupla hetero-estrutura, o comprimento de difusão cai para 0.5 microns devido a uma segunda barreira de potencial, como mostra a figura (7).



Comparação de algumas características de diodos de homo - estrutura, simples e dupla heteroestrutura. Ref. 20

Figura (7)

Quanto ao valor da condutividade, tomamos a seguinte diretriz: ocorrendo a queda de tensão por efeitos ohmicos no lado p, procuramos o valor da condutividade no material deste tipo através de gráficos, que portam a resistividade em função da dopagem do material. Considerando uma dopagem de aceitadores no GaAs no entorno de 6 x 10^{18} cm^{-3}, valor usado para o cálculo dos quase níveis, encontramos $\rho = 10^{-2}\ \Omega cm$, o que nos dá $\sigma = 100\ ℧/cm$.

Não nos preocupamos com a variação da condutividade com a temperatura, porque o nível de dopagem do material já é razoavelmente alto para que a condutividade seja praticamente independente da temperatura.

3.5. - Concentração de portadores

A concentração de portadores pode ser facilmente calculada, utilizando-se a equação:

$$n = \frac{J\tau}{e\delta} - G\varphi \tag{18}$$

onde: n - densidade de portadores em cm^{-3}

J - densidade de corrente em amp/cm^2

G - ganho do laser em cm^{-1}

e - carga do elétron

τ - tempo de recombinação dos portadores.

δ - comprimento efetivo de difusão dos elétrons na região p

φ - fluxo de fótons em cm^2/seg.

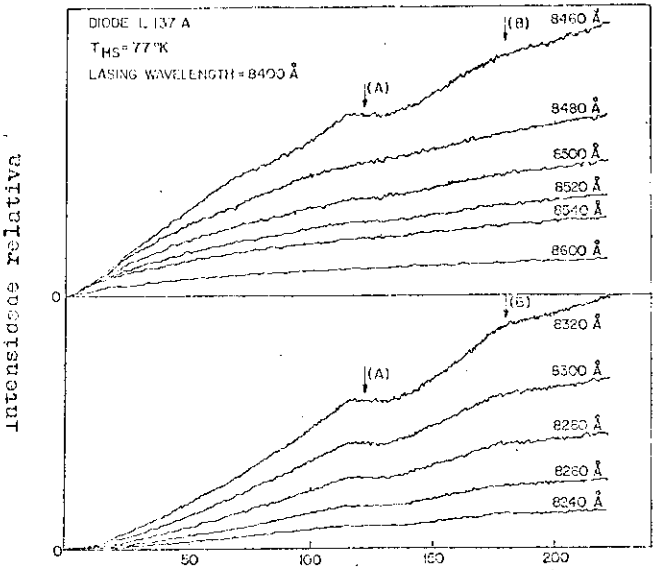
isto é: os portadores que em média se encontram na região ativa é a diferença entre o que se injeta e o que se recombina.

Muito embora, ela pareça uma equação simples, temos uma dificuldade na sua aplicação uma vez que o tempo de recombinação varia muito quando o diodo passa de recombinação expontânea para recombinação predominantemente estimulada. O valor de τ para recombinação expontânea está no intervalo de 1 a 5 ou 6 nano segundos[15], variando com a injeção. No nosso caso supomos um τ fixo por que os diodos a serem considerados são altamente dopados ($10^{18}cm^{-3}$ de impurezas). Para diodos de pequena dopagem, τ diminui com a injeção. No entanto, quando a recombinação em pauta é a estimulada, o tempo de recombinação pode ser reduzido a valores de até alguns picosegundos. Isto significa que, após a corrente limiar, em temperaturas baixas como a do nitrogênio, praticamente tudo que se injeta na região de emissão estimulada se recombina "imediatamente".

Em virtude de não se ter um estudo detalhado do tempo de recombinação em recombinação estimulada, aproximamos a redução deste tempo, considerando que a concentração de elétrons após a corrente limiar fica estacionada.

Podemos, entretanto, estabelecer o suporte servido no uso desta aproximação tomada, tendo como orientação os trabalhos detalhados sobre a emissão expontânea realizados por Ripper, Patel, e Brosson[22]. Nestes estudos, eles encontraram, como mostra a figura (8), uma saturação logo após o limiar na radiação por recombinação expontânea emitida pelos diodos de homoestrutura logo após a corrente limiar. Esta saturação continua até uma corrente cerca de 30 % acima do limiar, quando torna a crescer com o aumento da injeção evidenciando no entanto uma derivada (dJ/dI) (derivada da intensidade luminosa emitida em relação a corrente), maior. Para um novo valor, acima do limiar, torna a haver uma nova saturação, como mostra a figura (8), ocorrendo assim por diante, um comportamento semelhante àquele após o limiar.

Outro importante dado conseguido, é a verificação feita pelos citados pesquisadores que cada saturação corresponde ao aparecimento de um novo modo transversal de ordem superior. Destes fatos concluiram que acima do limiar, a densidade de portadores permanece estanque na região onde se estabelece o primeiro modo, ocorrendo, com o aumento da injeção, um acrescimo na concentração de portadores na região adjacente àquela onde está havendo a recombinação estimulada o que leva ao aparecimento de modos de ordem diferente.

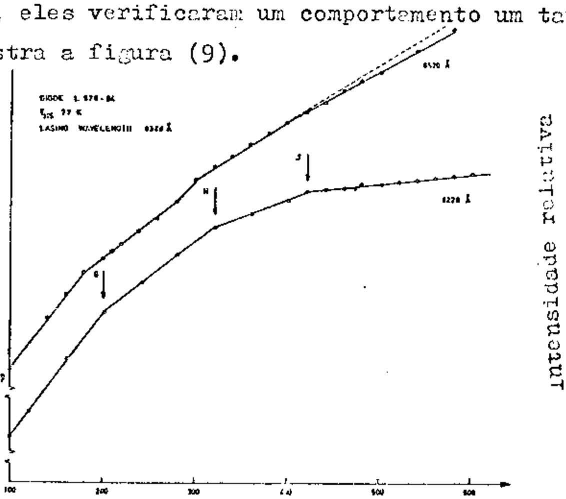


corrente em mA.

Comportamento da intensidade da emissão expontânea com o aumento da corrente. A e B indicam o inícios dos modos de ordem zero e um. Ref.22

Figura.(8)

Observando-se os mesmos estudos, feitos para diodos de hetero-estrutura[23], eles verificaram um comportamento um tanto diferente, como mostra a figura (9).



corrente em mA.

Comportamento da intensidade da emissão expontânea com corrente pulsada, em diodos DH, a 77 K. Os pontos G, H e J correspondem ao início dos modos de ordem 0,1, e 2. Ref.23

Este comportamento do diodo de hetero-estrutura, difere do de homo-estrutura em face da difusão dos elétrons na região p ser delimitada não só pela recombinação, como ocorre com estes últimos, mas, também, através da barreira de potencial adicional, própria do dispositivo, como mostra a figura (7). Mesmo assim, nos pontos em que há a mudança de inclinação da curva intensidade luminosa/corrente, verifica-se o aparecimento de um modo de ordem superior, analogamente aos diodos de homoestrutura. Deste modo, ainda para os lasers de hetero-estrutura, associa-se uma saturação da emissão expontânea que indica uma estabilização da concentração dos portadores na região onde a emissão estimulada passa a predominar.

Seria interessante citar aqui um dispositivo idealizado por Paoli[24]. Neste dispositivo, que se trata de um diodo de hetero-estrutura, controlando-se convenientemente a variação do índice de refração na direção perpendicular à junção, através de uma composição própria da liga de $GaAl_xAs_{1-x}$, pode-se confinar a luz em uma região maior que o comprimento de difusão, produzindo se na curva intensidade luminosa/corrente uma configuração representada na figura (10).

Variação da emissão de luz de um diodo de dupla-heteroestrutura, em função da corrente.
Ref. 24

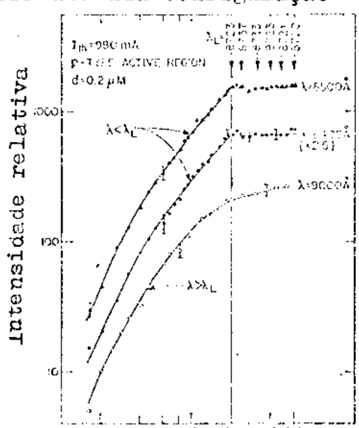


Figura.(10) corrente normalizada-(I/Io

Neste dispositivo, a radiação que se localiza na cavidade do laser apresenta um modo transversal, o de ordem zero, já que o dispositivo, por construção não permite que a concentração de portadores nas circunvizinhanças da região de emissão estimulada se modifique, permitindo o aparecimento de outros modos transversais de ordem superior.

Temos, pois, nestes casos apresentados, uma amostra da validade da aproximação que faremos de manter numa primeira aproximação, e não muito longe da corrente limiar, inalterado o nível da concentração de portadores na região ativa a partir do limiar.

3.6. - Ganho e corrente limiar

Usando-se a aproximação discutida para a concentração de eletrons, e observando-se a equação (18), verificamos que ficamos liberados de ter uma expressão para o segundo termo $G\Phi$. Entretanto, uma análise para a definição da corrente limiar, requer o conhecimento da expressão do ganho. Em geral, usa-se a expressão do ganho numa forma simples:

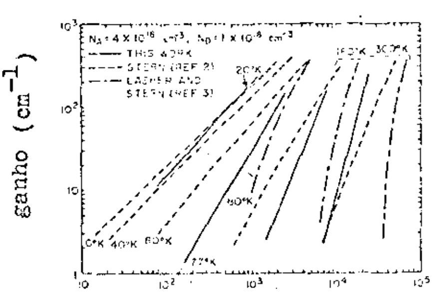
$$G = g \cdot J^{b} \tag{19}$$

onde : G - ganho em cm^{-1}

g - coeficiente de ganho em cm/amp

b - parâmetro que exprime a não linearidade na relação ganho/corrente nominal

Na figura (11) apresentamos um gráfico que relaciona G e J.



Variação do ganho com a densidade de corrente nominal para recombinação em uma região com 1×10^{18} doadores e 4×10^{18} aceitadores por cm^{-3}. Os resultados obtidos por outros autores são apresentados. O parâmetro b é igual a 1.65

Ref. 20.

Figura. (10)

Sabemos que, para diodos altamente dopados e na temperatura de 77 K, o parâmetro <u>b</u> assume valores muito próximos da unidade. Para temperaturas próximas da temperatura ambiente, os valores de b, encontrados na literatura[21], chegam a ser além de 3. Há referência[25] que dá b na forma:

$$b = \left[1 + \left(\frac{kT}{E_o} \right)^2 \right]^{1/2} \qquad (20)$$

onde: k - constante de Boltzmann
T - temperatura
E_o - profundidade do "cauda" da banda de valência.

O valor do coeficiente de ganho também é variável de acordo, por exemplo, com a equação abaixo[26]:

$$g = \frac{\eta \cdot c^2}{8\pi \cdot e \cdot N^2 \cdot \nu^2 \cdot d \cdot \Delta\nu} \qquad (21)$$

onde: g - coeficiente de ganho
c - velocidade da luz no vácuo
η - eficiência de recombinação radiativa
e - carga do elétron
N - índice de refração
ν - frequência do fóton emitido
$\Delta\nu$ - meia largura do espectro de emissão expontânea
d - espessura da região ativa

Considerando que acima da corrente limiar o ganho estabiliza, de acordo com o modo da radiação existente na ocasião, como já foi verificado em experimentos anteriores, e sabendo de princípio, como já foi visto, que o ganho do diodo deve ser de 100 cm^{-1}, por uma observação da figura (10) podemos escolher para g, Jo e b os seguintes valores: $g = 0.033$ cm/amp, $b = 1.0$, $J_o = 3000$ amp/cm^2.

Vemos que na figura (10) encontramos na realidade o valor de densidade de corrente nominal, e não a densidade de corrente limiar. Podemos definir a densidade de corrente nominal como sena corrente estabelecida no diodo pela recombinação de pares elétron-buraco, induzidas pela luz produzidas por outras recombinações. Em face do espalhamento da luz dentro do dispositivo, além da região onde se injeta os portadores, e outros processos que atenuam a recombinação total, a corrente limiar e nominal são relacionadas por:

$$J_o = \left(\frac{\delta}{\eta \Gamma} \right) J_{nom} \qquad (21)$$

onde:

- J_o - densidade de corrente limiar
- J_{nom} - densidade de corrente nominal
- Γ - fator de confinamento da radiação na região de recombinação
- η - eficiência da recombinação radiativa
- δ - comprimento de difusão dos portadores

O valor de g foi escolhido dentro do intervalo admitido pelos autores[16,26], 5.1×10^{-2} a 4.9×10^{-4} para temperaturas num intervalo de respectivamente 4.2 a 300 K. Entretanto esta escolha teve como alvo principal configurar um ganho de 100 cm^{-1}, valor do ganho de nosso hipotético diodo, para uma densidade de corrente limiar que estivesse de acordo com valores encontrados na prática. Vale salientar que o valor de J_o seria tomado dentro dos valores experimentais, para o ganho indicado, qualquer que fosse o valor de g, por considerarmos J_o como o parametro que requer maior cuidado, em face de ser mais importante que g. O valor de também requer uma consideração aqui, uma vez que, dependendo da estrutura do dispositivo que se utilize, se de homoestrutura ou não, ou se um diodo com a geometria de uma canaleta confinadora de corrente, ela varia consideravelmente. No nosso caso o diodo é de homoestrutura sem canaleta confinadora de corrente.

3.7. - Fluxo de fótons

Embora, como já dissemos, pela aproximação usada para a densidade de portadores, não tenhamos necessidade de conhecer o termo φ, achamos por bem, formarmos uma expressão para esta grandeza, a fim de completarmos o conjunto de equações das gran dezas envolvidas no problema.

Uma expressão detalhada para ϕ sem dúvida é algo bastante complicado, tomando-se em consideração que esta grandeza está intimamente ligada à estrutura de modos transversais que se estabelece na cavidade do laser.

No entanto, caso queiramos utilizar um fluxo médio de fótons para níveis de correntes acima do limiar, tomando como base o número de elétrons que se recombina com buracos na região ativa, a coisa se simplifica como podemos ver a seguir.

Tomando a concentração de fótons na forma:

$$n_f = \frac{J_0 \tau_f}{e d}\left(\frac{J}{J_0} - 1\right) \tag{23}$$

$$\phi = \frac{n_f d}{\tau_f} = \frac{J_0}{e}\left(\frac{J}{J_0} - 1\right) \tag{24}$$

Para $G\varphi$, aproximamos como sendo praticamente nulo, $\phi \simeq 0$, aproximação que pode ser entendida melhor quando comparamos a intensidade de emissões estimulada e expontânea (vide figura .. (14).

Espectro de um diodo de homoestrutura, operado a 77 K, por corrente contínua perto do ponto onde aparece o modo de ordem 0 Ref. 22

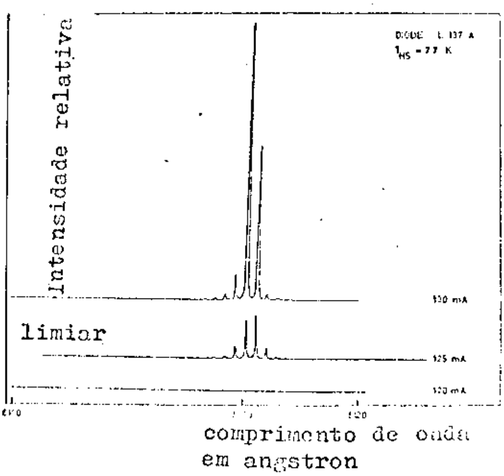


Figura.(14)

Como se pode ver, esta aproximação não leva em conta o problema da eficiência quântica η que relaciona o número de elétrons que recombina com o dos que são injetados.
Estamos considerando que $\eta = 1$, valor muito razoável para a temperatura de 77 K.

3.6. - Índice de refração em função da largura da banda proibida e frequência da radiação

Um dos problemas que tivemos de enfrentar, foi a falta de uma equação que descrevesse o comportamento do índice de refração com o gap. Havia, do nosso conhecimento, duas expressões que se destinavam a descrever do índice de refração no GaAs. Na primeira, em um trabalho de Sturge[26], descreve-se o comportamento do índice de refração com a frequência da luz, como sendo:

$$N^2 = 1 + \frac{\Delta}{\epsilon_o^2 - (\hbar\nu)^2} \qquad \left| \begin{array}{l} \Delta = 50 \\ \epsilon_o = 2.25 \end{array} \right. \tag{25}$$

Nela percebe-se uma ligação muito forte com a expressão teórica apresentada nos livros didáticos. Que é:

$$N^2(\omega,\vec{q}) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \sum_{\vec{k}} \frac{|\langle \vec{k} | e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} | \vec{k}+\vec{q}+\vec{q} \rangle|^2 \cdot 2 \left\{ E(\vec{k}) - E(\vec{k}+\vec{q}+\vec{q}) \right\}}{(\hbar\omega)^2 - \left\{ E(\vec{k}) - E(\vec{k}+\vec{q}+\vec{q}) \right\}} \tag{26}$$

Como tínhamos em mente que a variação do índice de refração com a banda proibida era quase a mesma da apresentada com a frequência da radiação no material, ela seria uma boa candidata, tomando se $\partial N/\partial E_g = \partial N/\partial \nu$ nos nossos cálculos. Mas, ela apresentava uma discordância com os dados experimentais obtidos por Marple que são reconhecidos como de ótima qualidade. Por esta razão, e inspirados no trabalho de Suematsu e Yamada[27], em que eles utilizaram para o índice de refração a expressão empírica:

$$N^2 = C_1 + \frac{C_2}{\left[C_3 + E_g^2\right]} \tag{27}$$

Para diodo de $Al_xGa_{1-x}As$, tentamos obter através dos dados de Marple[28] uma equação que descrevemos o índice de refração em termos da largura da banda proibida e, simultaneamente, da frequência da radiação existente no material.

Tomando por base uma aproximação de mínimos quadráticos, em cálculos computacionais, obtivemos N^2 em função da frequência da radiação, com a expressão:

$$N^2 = C_1 + \frac{C_2}{C_3 - (\hbar\nu)^2 + E_g^2} \tag{28}$$

onde a banda proibida era um parâmetro dependendo da temperatura em que os dados foram tirados:

$E_g(103) = 1.506$ eV para $T = 103$ K
$E_g(187) = 1.481$ eV para $T = 187$ K

Estes cálculos nos levaram aos valores que apresentamos na tabela(2) abaixo:

C \ T	103 °K	187 °K	(%) δC
C_1	21.953	22.524	2.53
C_2	73.811	78.230	5.64
C_3	-8.080	- 8.132	0.64

Com o intuito de se verificar a viabilidade da banda proibida ser usada nestas expressões como uma variável, que era o nosso alvo, tomamos um valor fixo de frequência e comparamos os valores obtidos pelas duas expressões, tendo a banda proibida o mesmo valor. Os resultados estão apresentados abaixo na tabela (5).

FREQ	IN103	IR1	DIR1	PORC1	IN187	IR2	DIR2	PORC2
1,4320	3,5437	3,5545	0,0109	0,29	3,5654	3,5545	0,0109	0,31
1,4320	3,5447	3,5554	0,0109	0,30	3,5664	3,5554	0,0109	0,31
1,4340	3,5456	3,5564	0,0110	0,30	3,5674	3,5564	0,0110	0,31
1,4360	3,5466	3,5573	0,0110	0,30	3,5684	3,5573	0,0110	0,31
1,4380	3,5476	3,5583	0,0111	0,30	3,5693	3,5583	0,0111	0,31
1,4400	3,5485	3,5592	0,0111	0,30	3,5703	3,5592	0,0111	0,31
1,4420	3,5495	3,5602	0,0111	0,30	3,5713	3,5602	0,0111	0,31
1,4440	3,5505	3,5611	0,0112	0,30	3,5723	3,5611	0,0112	0,31
1,4460	3,5514	3,5621	0,0112	0,30	3,5733	3,5621	0,0112	0,31
1,4480	3,5524	3,5630	0,0113	0,30	3,5743	3,5630	0,0113	0,31
1,4500	3,5533	3,5640	0,0113	0,31	3,5752	3,5640	0,0113	0,32
1,4520	3,5543	3,5649	0,0113	0,31	3,5762	3,5649	0,0113	0,32
1,4540	3,5553	3,5658	0,0114	0,31	3,5772	3,5658	0,0114	0,32
1,4560	3,5562	3,5668	0,0114	0,31	3,5782	3,5668	0,0114	0,32
1,4580	3,5572	3,5677	0,0115	0,31	3,5792	3,5677	0,0115	0,32
1,4600	3,5581	3,5687	0,0115	0,31	3,5802	3,5687	0,0115	0,32
1,4620	3,5591	3,5696	0,0115	0,31	3,5811	3,5696	0,0115	0,32
1,4640	3,5601	3,5705	0,0116	0,31	3,5821	3,5705	0,0116	0,32
1,4660	3,5610	3,5715	0,0116	0,31	3,5831	3,5715	0,0116	0,32
1,4680	3,5620	3,5724	0,0117	0,31	3,5841	3,5724	0,0117	0,33
1,4700	3,5629	3,5734	0,0117	0,32	3,5851	3,5734	0,0117	0,33
1,4720	3,5639	3,5743	0,0117	0,32	3,5860	3,5743	0,0117	0,33
1,4740	3,5649	3,5753	0,0118	0,32	3,5870	3,5753	0,0118	0,33
1,4760	3,5658	3,5762	0,0118	0,32	3,5880	3,5762	0,0118	0,33
1,4780	3,5668	3,5771	0,0119	0,32	3,5890	3,5771	0,0119	0,33
1,4800	3,5677	3,5781	0,0119	0,32	3,5900	3,5781	0,0119	0,33

Tabela.(5) - Na tabela temos: freq = frequência, IN103 = valor de N calculado com os parametros correspondendo à temperatura de 103 K, IRI1 = valor de N calculado com a es parametros correspondendo à temperatura de 187 K. DIR1 = diferença entre IN103 e IRI1, PORC1= percentagem da diferença. Analogamente, é para IN187, IRI2, DIR2 e PORC2.

Tomando em consideração que as variações de temperatura seriam de pelo menos a metade daquela em que os dados foram extraidos, concluimos que a expressão (28) seria uma aproximação razoável com os parâmetros calculados para a temperatura de 103 º K. Os dados obtidos confirmam a afirmação na referência (27) de que os parâmetros usados na equação empírica variam muito pouco com a temperatura. Com estas considerações todas feitas até aqui, passemos a uma primeira análise dos resultados a que nos leva o nosso modelo.

4. - CONSEQUÊNCIAS DA FLUTUAÇÃO DE TEMPERATURA

As consequências da flutuação local de temperatura serão verificadas em duas etapas, a saber:

1 - aproximação parabólica

2 - cálculos computacionais

Na primeira etapa, nós nos limitamos a uma descrição de caráctar eminentemente qualitativo, mas que permitiria de partida uma visualização global dos efeitos srugidos com a flutuação da temperatura na função.

4.1. - Aproximação parabólica

4.1.1. - Temperatura

Considerando a equação (2), faremos para a temperatura uma aproxiamação parabólica da gaussiana que nos levará à expressão:

$$T(x) = T_1 - T_2 x^2 \tag{25}$$

(vide apêndice I)

onde: $$T_1 = T_o + T_e \tag{26}$$

$$T_2 = T_o/\omega^2 \tag{27}$$

Em face da aproximação feita, as soluções têm o seu intervalo de validez definido para valores de:

4.1.2. - Banda proibida e quasi-níveis

A aproximação parabólica para a expressão da largura da banda proibida e quasi-níveis, foram deduzidas no apêndice II, e estão apresentadas abaixo.

- Banda proibida : -

Para a banda proibida temos a expressão :

$$E_g = E_{g1} + E_{g2} x^2 \tag{28}$$

onde :

$$E_{g1} = E_{g0} - \frac{\alpha T_1^2}{\beta + T_1}$$

$$E_{g2} = \frac{\alpha T_1 T_2}{(T_1+\beta)^2} (T_1 + 2\beta)$$

- Quasi-níveis : -

Como já vimos, a expressão dos quasi-níveis já sendo parabólica em função da temperatura, podem em termos de , ser escrita como segue:

$$F = F_1 - F_2 x^2 \tag{29}$$

onde :

$$F_1 = AT_1^2 + BT_1 + C$$

$$F_2 = 2AT_1T_2 + BT_2$$

Tanto para a banda de condução, quanto para a banda de valência.

4.1.3. -Potencial de barreira

A aproximação parabólica do potencial de barreira é facilmente encontrada através das equações (29) e (30), chegando-se co com a definição desta grandeza, no ítem 3.3, à expressão:

$$U = U_1 - U_2 x^2 \tag{31}$$

$$U_1 = E_{g1} + F_1$$

$$U_2 = E_g + F_2$$

4.1.4. - Densidade de corrente

A densidade de corrente pode ser aproximada na forma:

$$J = \frac{\sigma}{\delta}(V - U_1) - \frac{\sigma}{\delta} U_2 x^2 \equiv J_1 - J_2 \cdot x^2 \qquad (32)$$

tomando-se a equação (32), e substituindo na equação (14) (vide apêndice III).

4.1.5. - Concentração de elétrons

A concentração de elétrons fica determinada, usando-se a equação (18) na qual substituimos a equação (33), (19) e (24), fazendo-se a ressalva que o ganho é tomado na aproximação discutida no ítem 3.5., como mostramos no apêndice (IV).

Assim, chegamos a:

$$n = J_1\left[\left(\frac{1}{\delta} - g J_0\right)\frac{\tau}{e} + g\frac{J_0^2}{e}\right] - J_2\left[\left(\frac{1}{\delta} - g J_0\right)\frac{\tau}{e}\right] x^2$$

$$\equiv n_1 - n_2 x^2 \qquad \text{onde:} \quad \left(\frac{1}{\delta} - g J_0\right) > 0 \qquad (33)$$

4.1.6. - Índice de refração em função do Gap.

A aproximação parabólica para o quadrado do índice de refração feita no apêndice (V) nos leva à expressão:

$$N^2 = N^2(E_{g_1}) - \frac{2 C_2 E_{g_1} E_{g_2}}{\left[C_3 + (\hbar\nu)^2 - E_{g_1}^2\right]^2} \cdot x^2 \equiv$$

$$\equiv N_1^2 - N_2^2 \cdot x^2 = \epsilon \qquad (34)$$

dando-nos portanto a constante dielétrica do material no filamento sem a influência dos portadores que calculamos a seguir.

4.1.7. - Perturbação da constante dielétrica pelos portadores.

Esta perturbação será calculada a partir dos modelos de Thompson e Jonscher, onde $\epsilon' = -A' n$, o que nos leva direto, à aproximação parabólica: $\epsilon' = -A' n_1 + A' n_2 \cdot x^2 \equiv -\epsilon'_1 + \epsilon'_2 \cdot x^2$ (35)

4.1.8 - Indícios iniciais

Em primeiro lugar, façamos uma apresentação de todas as expressões que descrevem as grandezas postas em jogo no problema, na aproximação parabólica, segundo a direção x , que é aquela na qual ocorrem os eventos de nosso interesse. Isto é feito no quadro (1).

$T = T_1 - T_2 \cdot x^2$	temperatura da junção no filamento
$E_g = E_{g1} - E_{g2} x^2$	largura da banda proibida no filamento
$F = F_1 - F_2 \cdot x^2$	expressão dos quasi-níveis no filamento para ambas as bandas
$U = U_1 - U_2 \cdot x^2$	potencial de barreira no filamento
$J = J_1 - J_2 \cdot x^2$	densidade de corrente no filamento
$n = n_1 - n_2 \cdot x^2$	concentração de portadores no filamento
$\epsilon' = -\epsilon'_1 + \epsilon'_2 \cdot x^2$	perturbação pelos portadores ao índice de refração no filamento
$N^2 \equiv \epsilon = N_1^2 - N_2^2 x^2$	índice de refração do material em função da banda proibida no filamento
$N_f = (N_1^2 - \epsilon'_1) - (N_2^2 - \epsilon'_2) x^2$	índice de refração resultante da flutuação de temperatura e portadores no fil.

Quadro.(1)-

Com estas equações, podemos verificar que uma flutuação de temperatura que se estabiliza, pode levar à filamentação: largura da banda proibida, densidade de corrente, densidade de portadores, índice de refração, etc. Daí decorre os indícios que passamos a apresentar.

Primeiro, vemos que a redução da largura da banda proibida, acompanhando o filamento de temperatura, leva a um incremento filamentar do índice de refração, sendo possível a focalização da luz através deste mecanismo. Como há outro, ou outros processos, participando da filamentação do índice de refração, é necessário que verifiquemos se o processo térmico domina os que possam participar desfocalizando a luz.

Por outro lado, verificamos, ao contrário do que normalmente se anuncia, a densidade de portadores acompanhando a filamentação de corrente, na direção do centro do filamento, desfocaliza a luz.

Encontramos pois, dois mecanismos que atuam em direções contrárias, sendo necessário que o mecanismo térmico, aqui apresentado, supere o seu oponente, para que haja focalização da luz. Para que isto ocorra temos que satisfazer a condição $N_2(E_g) > \epsilon_2$, implicando num aumento do índice de refração resultante na direção do centro do filamento. Os nossos primeiros cálculos indicaram o mecanismo térmico como dominante.

Com os dois primeiros indícios apresentados, somos levados a apresentar aqui um indício muito auspicioso, que seria a co compensação dos efeitos causados pela banda proibida e pelos portadores, entre si. Observando a equação (36), a condição de compensação aparece como sendo: $N_2(E_g) = \epsilon_2$. Esta condição seria possivelmente satisfeita, aumentando-se a condutividade do lado p do diodo, através da dopagem com aceitadores, implicando isto no acréscimo do termo σ , necessário para se chegar à condição mencionada. Há, entretanto, que se considerar o fato de que uma maior dopagem do lado p , induz, também, um acréscimo em δ , comprimento de difusão, efeito que vai de encontro àquele produzido pela condutividade. Ressalte-se que δ participa em N^2 elevado ao quadrado, enquanto σ , não. Poderíamos atenuar a participação do comprimento de difusão δ com a construção de um dispositivo tendo uma barreira de potencial limitadora da difusão, mas isto tem problemas sérios que se ligam não só à teoria, como também aos problemas de ordem prática. A construção de um dispositivo, como o laser de semicondutor, mesmo comum, traz muitas dificuldades, e muito mais quando se requer nela diodos com características específicas, como seria necessário no caso. Mesmo assim, fica em pauta para futuras pesquizas a investigação desta possibilidade, aventada aqui, de se anular os efeitos de filamentação do índice de refração, segundo a direção x.

Outros dois fatos de importancia a se destacar agora, são o caráter aleatório da flutuação de temperatura e a possibilidade de se ter filamentação abaixo do nível limiar do laser. O primeiro, nos leva a aparecimentos aleatórios de filamentos de luz, enquanto que o segundo nos dá o ensejo de que os filamentos possam ocorrer abaixo do limiar do laser, já que, se o processo térmico é dominante, não há necessidade, decisiva, de se ter começado, ou não, a recombinação estimulada. Destes dois, chama-nos a atenção o segundo, pelo fato de ser uma verificação experimental que as demais teorias, fundamentalmente as que consideramos as mais importantes, não levam em conta, ou possam comportar.

Sendo o mecanismo termodinâmico, factível fora da região onde o primeiro filamento de temperatura tenha se estabelecido, ficamos com a possibilidade de indicar o aparecimento de novos filamentos de luz na região ativa, acompanhando outras flutuações de temperatura que se tenham fixado também. É evidente que estes novos filamentos apareceriam aleatóriamente, o que é anunciado pelos que estudam experimentalmente os lasers de semicondutor . Há entretanto, de se requerer do dispositivo utilizado, espaço físico para comportar mais de um filamento de luz. Isto quer dizer que o diodo não deverá ter a canaleta limitadora da região ativa, de que falamos anteriormente, ou que esta seja o suficientemente grande para comportar mais de um dos referidos filamentos. Além do mais, deve-se esperar que o aparecimento dos novos filamentos exija um mais alto nível de injeção, em relação ao apresentado durante a fixação do primeiro de todos. Este último requisito, é tanto mais premente, quanto haja recombinação estimulada naquele que se fixou primeiro.

Isto se prende ao fato de que com o aparecimento do primeiro filamento, e mais ainda com recombinação estimulada, o tempo de vida dos portadores na região onde ele existe tende a reduzir-se , até mil vezes, caso haja sido ultrapassado o nível da injeção limiar.

Isto quer dizer que se estabeleceu na junção uma região de menor resistencia, sendo pois, uma região para onde a maior parte dos portadores tende a se concentrar. Então, com o aumento da injeção é possível dar ao restante da junção uma injeção, tanto capaz de manter a flutuação de temperatura, como induzir no novo ponto quente o início de recombinação estimulada.

Afora estas evidências, salientamos que o índice de refração total a que chegamos, pondo de lado a direção y , pode ser escrito na forma:

$$N = \bar{N}(0)\left[1 - \left(\frac{x}{x_0}\right)^2\right]^{1/2} \tag{36}$$

onde:

$$x_0 = \frac{N^2(E_{g_1}) - A'n_1}{\left[\frac{2E_{g_1}E_{o_2}C_2}{\left(C_3 - (\hbar\nu)^2 + E_{o_1}^2\right)^2} - A'n_2\right]}$$

como mostra o apêndice (VI). Todos os termos que aparecem nesta equação, já nos são familiares.

Esta é a forma do índice de refração, se não considerarmos a direção y , do modelo de Zachos e Ripper. Abrimos um parêntese aqui para lembrar que esta independencia entre o comportamento do índice de refração nas direções x e y , é determinada por ser o diodo, usado em nossas considerações, fora de níveis de injeção para os quais haja saturação . Nestas condições o sistema seria oticamente não linear o que, certamente, levaria ao aparecimento de termos cruzados.

O valor de x_0 na aproximação parabólica que fizemos, não se enquadra no intervalo deste parâmetro na teoria dêles, que é 1.100 a 2.000 μm , para uma frequencia $\hbar\nu$ = 1.460 eV. O valor de que encontramos com a aproximação parabólica, se situa entre 500 a 700 μm, para a mesma frequencia da radiação emitida, e com os seguintes valores para T_0 , ω e J_0 : 5 K, 5 μm e 1.200 a

3.000 amp/cm^2. Aqui não se levou em consideração a imposição do ganho ser 100 cm^{-1}, o que exigiria densidades de correntes bem acima de 1.200 amp/cm^2, mas especulou-se o valor de para esta densidade de corrente que seria para um diodo com a canaleta confinadora da região ativa.

Não é de se extranhar, no entanto, que isto ocorra uma vez que há entre o diodo usado na experiencia dos referidos autores e o que usamos hipoteticamente no nosso trabalho, diferentes características, como dimensão do dispositivo, ganho, configuração do diodo, etc. Há de se acrescentar os erros das aproximações de base nas grandezas, além da própria aproximação parabólica, realizadas no nosso modelo, o que introduzem uma propagação de erro significativa.

Como estamos em considerações de origem meramente qualitativa, não procuramos encontrar uma otimização dos valores de entrada, como o são T_0, ω, e J_0. Mesmo assim os valores encontrados não foram considerados improváveis, havendo inclusive a boa característica de estar abaixo dos valores reportados no outro modelo, o que para nós significa estar provocando um confinamento mais intenso.

Outro indício que surge é o fato do termo x_0 depender diretamente muito pouco da variação da injeção, tendo entretanto uma dependencia grande com a distribuição de corrente, ou densidade de portadores. Isto se revela em virtude do termo ligado diretamente à variação de injeção, $\eta_1 = \eta_1(V)$, que participa da equação (36) através de $N^2(E_{g1}) - A'\eta_1$, ser muito menor que $N^2(E_{g1})$, numa razão da ordem de 10^3. Por outro lado, o termo $A'\eta_2$, que descreve a distribuição da densidade de portadores, dependendo indiretamente de V, é da mesma ordem de grandeza daquele com o qual forma o denominador da citada equação. A relevância deste indício resulta do fato de experimentalmente, não haver para injeções não muito acima do limiar, variação de x_0 com a injeção.

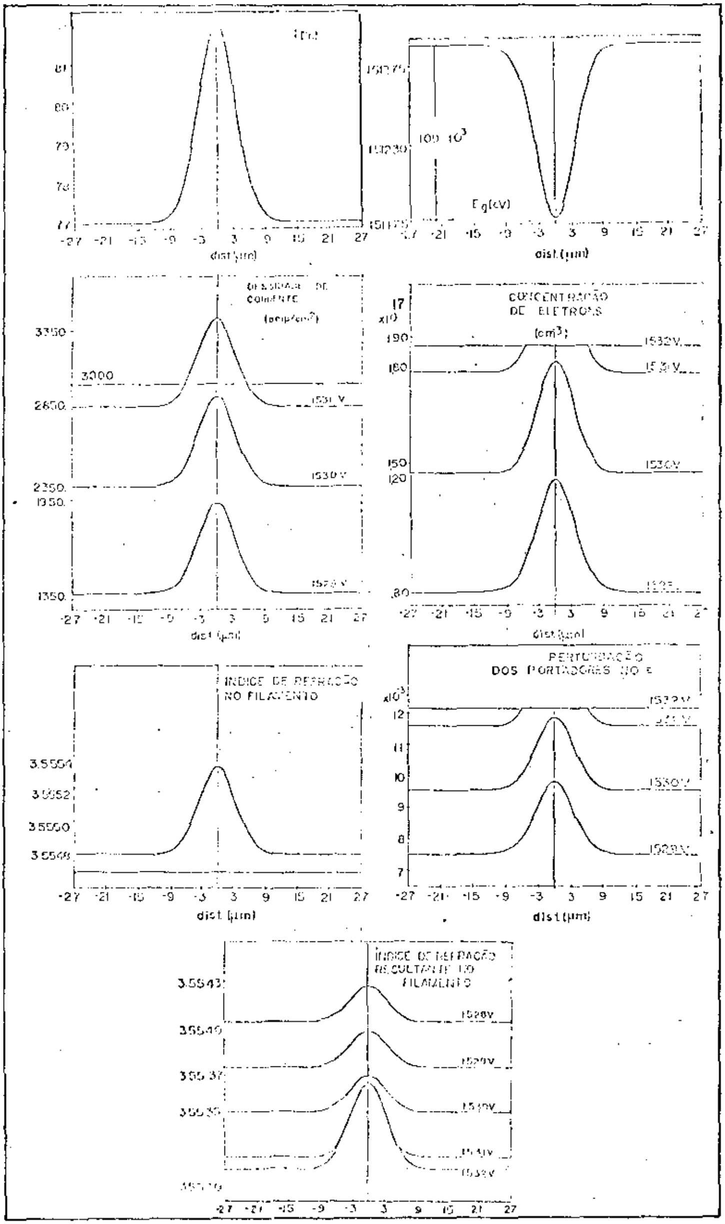
4.2. - Cálculos computacionais I

Indo adiante na verificação das consequencias da flutuação estatística da temperatura, passamos aos cálculos computacionais, usando um computador PDP-10 DEC (Digital Equipament Computer) do Centro de computação da Unicamp.

Lembramos que não consideraremos em detalhe, no atual trabalho, o problema da elevação de temperatura da junção com a corrente que, como dissemos antes, estabelece com ela uma retro-alimentação. Calculamos a princípio as implicações do aparecimento de um filamento fixo de temperatura, qualquer que seja a injeção considerada, como, também, sem haver a elevação da temperatura da junção, sôbre a qual se estabelece o filamento considerado. Sem dúvida isto é uma aproximação grosseira, mas que é feita para que tenhamos um início de ordem qualitativo, da potencialidade do modelo térmico,que apresentamos. Entretanto, usamos as grandezas na sua forma integral, apresentadas no capítulo 3, juntamente com as aproximações anunciadas para cada uma delas nesse capítulo.

Os resultados a que chegamos estão apresentados no quadro (2), organizado na página seguinte, através dos gráficos que lá se encontram.

Ressaltamos que quando tomamos em conta o nível de injeção para verificar a potencialidade do modelo que apresentamos, não nos afastamos muito do nível limiar, a fim de que não nos afastemos muito das aproximações feitas para o desenvolvimento dos cálculos. Abaixo do limiar ficamos tanto quanto possível próximo deste valor, enquanto, para valores acima da injeção limiar não chegamos a 30% dele. No primeiro caso, tinhamos o cuidado de não acentuarmos o erros que já cometemos com os quasi-níveis usados, porque a baixo do limiar eles variam com a injeção, não sendo fixos como são considerados para injeções acima do limiar. Agindo assim, não nos afastamos muito daquilo que seria se considerássemos a variação deles com a injeção. Para o segunto intervalo, acima do limiar queremos impedir o aparecimento de não linearidade ótica no diodo.


dist (µm)
Eg(eV)
CONCENTRAÇÃO
DE ELETRONS
PERTURBAÇÃO
DOS PORTADORES
INDICE DE REFRAÇÃO
NO FILAMENTO
INDICE DE REFRAÇÃO
RESULTANTE NO
FILAMENTO
1530V
1528V
1529V

Quadro.(2)

Podemos verificar que o mecanismo termodinâmico apresenta condições de superar a redução, com os portadores, do índice de refração, e causar a filamentação da luz verificada experimentalmente. Apresentamos a seguir uma amostra das variações do índice de refração e constante dielétrica, dentro das atuais aproximações:

Potencial na junção	Valor máx. de J em $\%J_0$	Variação total de N	Variação total de N^2
1.5297	- 7.6	2.22×10^{-4}	1.57×10^{-3}
1.5300	- 2.6	2.23×10^{-4}	1.59×10^{-3}
1.5303	2.4	2.64×10^{-4}	2.30×10^{-3}
1.5306	7.4	3.50×10^{-4}	2.91×10^{-3}
1.5309	12.4	4.35×10^{-4}	3.51×10^{-3}
1.5312	17.4	5.21×10^{-4}	4.12×10^{-3}
1.5315	22.4	5.43×10^{-4}	4.39×10^{-3}

Quadro(3)-

No que se refere aos valores de ΔN^2 ou $\Delta\epsilon$, não temos nenhuma fonte que nos garanta uma avaliação segura, havendo carencia de estudos experimentais que ainda não foram feitos num grau de acuidade que nos ofereça confiança nas informações. O que achamos mais razoável foi sondar, dentro dos recursos que o mencionado trabalho de Zachos e Ripper [18] oferece, a potencialidade do nosso modelo, e até quanto são razoáveis os nossos dados. Assim sendo apresentamos no quadro (4), abaixo, uma comparação dos valores de a que chegamos com aqueles que a equação deles apresenta, tomando em conta quão razoável seria o termo x_0 para que houvesse boa concordancia entre os dados.

Como se pode ver no quadro (4), dentro do intervalo em que a aproximação de Zachos e Ripper é válida, na região do filamento, a confrontação nos é favorável.

Sem dúvida houve uma melhora sensível utilizando-se as grandezas sem aproximação parabólica, mesmo assim há diferenças marcantes entre os diodos real e hipotético que permitem críticas severas a essa boa concordância entre os valores de $N(x)$ para ambas as teo - rias

Potencial na junção	Valor máx. de J em %J_o	Variação total de N	Variação total de N^2
1.52525	- 10.8	2.58×10^{-4}	1.84×10^{-3}
1.52526	- 8.1	2.60×10^{-4}	1.85×10^{-3}
1.52527	- 5.3	2.61×10^{-4}	1.86×10^{-3}
1.52528	- 2.6	2.62×10^{-4}	1.86×10^{-3}
1.52529	0.2	2.66×10^{-4}	1.89×10^{-3}
1.52530	2.9	3.56×10^{-4}	2.23×10^{-3}
1.52531	5.7	3.62×10^{-4}	2.56×10^{-3}
1.52532	8.5	4.11×10^{-4}	2.93×10^{-3}
1.52533	11.3	4.60×10^{-4}	3.27×10^{-3}
1.52534	14.1	5.08×10^{-4}	3.61×10^{-3}
1.52535	16.9	5.98×10^{-4}	3.87×10^{-3}

Quadro.(4)-

x	$N(E_g)$	ϵ'	N_T	N_R	$N_T - N_R$	% J_c
[illegible]	3,555360	.011252	3,553778	3,553778	.000000	-7.6
[illegible]	3,555339	.011106	3,553760	3,553777	-.000026	-8.5
[illegible]	3,555279	[illegible]	3,553745	3,553775	-.000032	-10.4
[illegible]	3,555194	[illegible]551	3,55371[illegible]	3,553770	-.000060	-13.3
[illegible]	3,555101	[illegible]79	3,553672	3,553764	-.000092	-16.5
[illegible]	3,555014	[illegible]795	3,553636	3,553755	-.000119	-19.5
[illegible]	3,554943	[illegible]	3,553600	3,553710	-.000138	-22.0
[illegible]	3,554892	[illegible]261	3,553587	3,553731	-.000147	-23.8
[illegible]	3,554858	[illegible]	3,553573	3,553720	-.000147	-24.0
[illegible]	3,554836	[illegible]051	3,553564	3,553705	-.000140	-25.6
[illegible]	3,555360	.011000	3,553093	3,553093	.000000	-2.6
[illegible]	3,555339	.011707	3,553066	3,553092	-.000026	-3.5
[illegible]	3,555279	.011517	3,553055	3,553082	-.000030	-5.4
[illegible]	3,555194	.011100	3,55302[illegible]	3,553084	-.000060	-8.3
[illegible]	3,555101	.010700	3,553500	3,553076	-.000092	-11.5
[illegible]	3,555014	[illegible]	3,553551	3,553070	-.000119	-14.5
[illegible]	3,554943	[illegible]	3,553522	3,553076	-.000136	-17.0
[illegible]	3,554892	[illegible]	3,553571	3,553046	-.000147	-18.6
[illegible]	3,554856	.009740	3,553467	3,553035	-.000147	-19.9
[illegible]	3,554836	[illegible]	3,553477	3,553019	-.000140	-20.5
[illegible]	3,555360	.012172	3,553619	3,553619	.000000	2.4
[illegible]	3,555339	.012172	3,553627	3,553616	-.000021	1.7
[illegible]	3,555275	.012125	[illegible]	3,553603	-.000036	-0.4
[illegible]	3,555194	.011758	3,553539	3,553599	-.000060	-3.5
[illegible]	3,555101	.011377	[illegible]	3,553572	-.000092	-6.5
[illegible]	3,555014	[illegible]	[illegible]	3,553561	-.000119	-9.5
[illegible]	3,554943	[illegible]	[illegible]	3,553574	-.000138	-12.0
[illegible]	3,554892	[illegible]	3,553115	3,553563	-.000147	-13.8
[illegible]	3,554858	[illegible]	[illegible]	3,553539	-.000147	-14.9
[illegible]	3,554836	[illegible]	3,553573	3,553544	-.000140	-15.6

[illegible]	3.5553[illegible]	.012172	3.553649	3.553659	.000000	7.4
[illegible]	3.555339	.012172	3.553627	3.553648	-.000021	6.7
[illegible]	3.555279	.012172	3.553557	3.553635	-.000078	[illegible]
[illegible]	3.555194	.012172	3.553462	3.553621	-.000159	1.7
[illegible]	3.555[illegible]1	.011965	3.553415	3.553507	-.000092	-1.5
[illegible]	3.555214	.011621	3.55336[illegible]	3.553492	-.000119	-4.5
[illegible]	3.554943	.011524	3.553301	3.553409	-.000138	-7.6
[illegible]	3.554892	.011175	3.553332	3.553477	-.000147	-8.5
[illegible]	3.554556	.010903	3.553310	3.553463	-.000147	-9.7
[illegible]	3.554030	.012011	3.55331[illegible]	3.553446	-.000140	-10.5
.00000	3.555308	.012172	3.553649	3.553659	.000004	12.4
.00010	3.555339	.012172	3.553627	3.553648	-.000021	11.7
.00022	3.555279	.012172	3.553557	3.553635	-.000078	9.5
.00030	3.555194	.012172	3.553482	3.553641	-.000159	6.7
.00040	3.555121	.012172	3.553309	3.553634	-.000246	3.5
.00050	3.555014	.012172	3.553302	3.553626	-.000324	0.5
.00060	3.554913	.011932	3.553275	3.553413	-.000138	-2.6
.00070	3.554092	.011715	3.553244	3.553391	-.000147	-3.5
.00080	3.554656	.011572	3.553238	3.553375	-.000137	-4.0
.00090	3.554458	.011456	3.553222	3.553362	-.000140	-5.6
.00000	3.555306	.012172	3.553649	3.553643	.000006	17.4
.00010	3.555339	.012172	3.553627	3.553648	-.000021	15.7
.00020	3.555279	.012172	3.553557	3.553635	-.000078	14.5
.00030	3.555194	.012172	3.553402	3.553611	-.000159	11.7
.00040	3.555121	.012172	3.553349	3.553634	-.000240	8.5
.00050	3.555014	.012172	3.553322	3.553620	-.000324	5.5
.00060	3.554913	.012172	3.553231	3.553616	-.000385	3.0
.00070	3.554092	.012172	3.553100	3.553524	-.000424	1.2
.00080	3.554658	.012172	3.553145	3.553591	-.000445	0.1
.00090	3.554036	.012094	3.553136	3.553277	-.000140	-0.5
[illegible]	3.555306	.012172	3.553649	3.553619	.000000	22.4
[illegible]	3.555339	.012172	3.553627	3.553648	-.000021	21.7
[illegible]	3.555279	.012172	3.553557	3.553635	-.000078	19.5
[illegible]	3.555194	.012172	3.553482	3.553641	-.000159	16.7
[illegible]	3.555121	.012172	3.553349	3.553634	-.000246	13.5
[illegible]	3.555014	.012172	3.553302	3.553625	-.000321	10.5
[illegible]	3.554913	.012172	3.553231	3.553616	-.000385	[illegible]
[illegible]	3.554092	.012172	3.553100	3.553524	-.000424	5.2
[illegible]	3.554658	.012172	3.553145	3.553591	-.000445	3.1
[illegible]	3.554833	.012172	3.553125	3.553575	-.000450	1.4

Quadro.(5)- Neste quadro chamamos N_R ao valor do índice de refração calculado pela equação de Zachos e Ripper.

4.3. - Cálculos computacionais II

Se bem que nos satisfizessem, por hora, os índices apresentados pelo nosso modelo, a bem aventurada curiosidade, que todos possuimos, nos levou a fazermos uma aproximação a mais. Bem já se vê que os resultados até aqui não tomaram em conta a evolução termodinâmica do sistema à medida que variavamos a injeção de portadores, que causa um aquecimento na junção, como foi mencionado no ítem 3.1.1.

Já fizemos considerações a respeito das dificuldades de um estudo desta evolução termodinâmica do sistema, e apenas como especulação, tentamos obter uma aproximação desta evolução. Para tanto, com base na equação (9), avaliamos numa elevação efetiva da temperatura da junção para cada aumento de injeção correspondendo a 70 miliamperes, aproximadamente.

Daí tomamos que o diodo com uma impedância térmica de 30 º K / W, sofresse um acréscimo de 3.0 K na temperatura da junção para cada aumento de injeção mencionado.

Não consideramos que evolução ocorreria no filamento de temperatura, problema ainda mais melindroso. Assim, aumentando apenas a temperatura da junção como um todo, e com o mesmo filamento, chegamos a variações de N ou ϵ, que estão apresentadas no quadro (5) abaixo, onde também apresentamos uma comparação entre os nossos valores de N e aqueles que a equação de Zachor e Ripper dá.

Como vemos, a ação do mecanismo térmico torna-se ainda mais efetivo. Isto devido ao aumento da derivada da largura da banda proibida aumentar com a temperatura, principalmente, quando passamos para valores acima de 77 K. A equação (37) mostra este aumento de $\Delta N(E_g)$ com a temperatura.

$$\Delta N \approx \frac{\partial N}{\partial E_g} \frac{\partial E_g}{\partial T} \Delta T \qquad (37)$$

Lembramos que o valor de $\partial N / \partial E_g$ cresce com $\Delta E_g < 0$.

Assim, para o mesmo nível de injeção, a variação do índice de refração em função da largura da banda proibida é maior, implicando numa filamentação mais intensa do que aquela calculada no ítem anterior. Vemos também que a equação parabólica de Zachos e Ripper para o índice de refração, ainda fita razoavelmente os valores que encontramos nestes cálculos.

x	$N(E_g)$	ϵ'	N_T	N_R	$N_T - N_R$	$\% J_o$
.00000	3.557[illegible]	.01.347	3.555935	3.555905	.000030	-10.9
.00010	3.557[illegible]	.01 799	3.555936	3.555947	-.000009	-11.6
.00020	3.557561	.01 174	3.555937	3.555971	-.000035	-14.[illegible]
.00030	3.557[illegible]	[illegible]	3.555929	3.556000	-.000071	-17.2
.00040	3.557159	[illegible]	3.555785	3.555894	-.000109	-20.6
.00050	3.557[illegible]1	[illegible]	3.555748	3.555865	-.000142	-24.2
.00060	3.55[illegible]901	.00677	3.555715	3.555870	-.000155	-25.9
.00070	3.555[illegible]2	.03853	3.555[illegible]	3.555894	-.000178	-28.3
.00080	3.556[illegible]	.00497	[illegible]	3.555[illegible]	-.000181	-30.2
.00090	3.5560[illegible]	.00370	3.555[illegible]	3.555835	-.000175	-31.2
.00100	3.556027	.00534	3.555594	3.555417	-.000163	-31.5
.00110	3.556021	.00317	3.555[illegible]	3.555749	-.000147	-31.7
.00120	3.556[illegible]	[illegible]	3.555651	3.555777	-.000127	-31.5
.00130	3.556017	[illegible]	3.555[illegible]	3.555703	-.000105	-31.6
.00140	3.556[illegible]	.00220	3.555[illegible]	3.555730	-.0000[illegible]	-31.[illegible]
.00150	3.556[illegible]	.00257	3.555552	3.555704	-.000054	-31.5
.00160	3.556[illegible]	.00237	3.555653	3.555673	-.000020	-31.[illegible]
.00170	3.556[illegible]	.00257	3.555657	3.5556[illegible]	.0000[illegible]	-31.6
.00180	3.556[illegible]	.00297	3.555[illegible]	3.555614	.000030	-31.6
.00190	3.556010	.00297	3.55565[illegible]	3.555561	.000009	-31.6
.00200	3.556000	.00297	3.555[illegible]	3.555545	.000105	-31.5
.00000	3.557585	.02.023	3.555900	3.555900	.000000	-5.3
.00010	3.557[illegible]	.01121	3.555959	3.555945	-.000016	-5.2
.00020	3.557492	.01.337	3.555127	3.555962	-.000035	-8.3
.00030	3.557375	.01.780	3.555[illegible]	3.555958	-.000072	-11.[illegible]
.00040	3.557299	.01280	3.5559[illegible]1	3.555951	-.000110	-15.[illegible]
.00050	3.557153	[illegible]	3.555[illegible]	3.555943	-.000113	-16.[illegible]
.00060	3.557103	[illegible]	3.555[illegible]	3.555933	-.000107	-21.[illegible]
.00070	3.557[illegible]	[illegible]	3.555711	3.555921	-.000106	-23.[illegible]
.00080	3.557010	.00142	3.555725	3.555[illegible]3	-.000103	-24.[illegible]
.00090	3.556[illegible]	[illegible]	3.555715	3.555892	-.000177	-25.[illegible]
.00000	3.557[illegible]	.01657	3.555935	3.555935	.000000	-2.[illegible]
.00010	3.557[illegible]	.00755	3.555[illegible]4	3.555934	-.000014	-3.[illegible]
.00020	3.557[illegible]	[illegible]71	3.555706	3.555941	-.000030	-5.
.00030	3.557[illegible]	[illegible]	3.555915	3.555947	-.000[illegible]	-9.[illegible]
.00040	3.557[illegible]	[illegible]	3.555[illegible]	3.555[illegible]	-.000[illegible]	-17.7
.00050	3.557201	.01204	3.555[illegible]	3.555972	-.000[illegible]	-10.1
.00060	3.557103	.00477	3.555[illegible]	3.555902	-.000[illegible]	-18.[illegible]
.00070	3.557[illegible]	.00[illegible]4	3.555109	3.5559[illegible]	-.000101	-20.[illegible]
.00080	3.557[illegible]	.00[illegible]	3.555[illegible]	3.555[illegible]	-.000104	-22.[illegible]
.00090	3.557[illegible]	.00971	3.555715	3.555921	-.000175	-23.
.00000	3.557735	.01.2[illegible]	3.556[illegible]	3.556[illegible]	.000000	6.2
.00010	3.557715	[illegible]	3.556013	3.556[illegible]3	-.000010	-3.[illegible]
.00020	3.557[illegible]	[illegible]	3.555[illegible]	3.556[illegible]	-.000030	-3.[illegible]
.00030	3.557[illegible]	.01101	3.555[illegible]	3.556016	-.000072	-6.3
.00040	3.557[illegible]9	.01[illegible]	3.555[illegible]	3.556010	-.000111	-10.[illegible]
.00050	3.557[illegible]9	[illegible]	3.555557	3.556[illegible]	-.000145	-13.[illegible]
.00060	3.557257	[illegible]	3.555[illegible]	3.555991	-.000[illegible]	-18.2
.00070	3.557157	.0[illegible]959	3.555[illegible]	3.555[illegible]	-.000102	-18.2
.00080	3.557156	.01195	3.555781	3.555960	-.000165	-19.5
.00090	3.557[illegible]	.0[illegible]	3.555771	3.5559[illegible]1	-.000[illegible]	-20.[illegible]
			[illegible]	3.555933	-.000107	-20.[illegible]

.000000	3.557814	.012172	3.556183	3.556183	.000000	2.9
.000010	3.557789	.012172	3.556176	3.556163	-.000024	2.1
.000020	3.557725	.012142	3.556014	3.556050	-.000036	-0.3
.000030	3.557627	.011735	3.555973	3.556045	-.000073	-3.6
.000040	3.557514	.011290	3.555927	3.556039	-.000111	-7.2
.000050	3.557414	.010875	3.555885	3.556031	-.000145	-10.7
.000060	3.557332	.010510	3.555851	3.556021	-.000170	-13.4
.000070	3.557272	.010266	3.555826	3.556009	-.000184	-15.5
.000080	3.557232	.010125	3.555809	3.555995	-.000186	-16.8
.000090	3.557209	.010027	3.555799	3.555980	-.000180	-17.0
.000000	3.557891	.012172	3.556182	3.556180	.000000	5.7
.000010	3.557866	.012172	3.556155	3.556179	-.000024	4.9
.000020	3.557736	.012172	3.556056	3.556177	-.000091	2.5
.000030	3.557596	.012070	3.556002	3.556075	-.000073	-0.8
.000040	3.557[illegible]	.011623	3.555956	3.556060	-.000112	-4.5
.000050	3.557469	.011250	3.555914	3.556042	-.000146	-7.9
.000060	3.557[illegible]	.010[illegible]	3.555868	3.556050	-.000173	-10.7
.000070	3.557367	.010618	3.555854	3.556038	-.000184	-12.5
.000080	3.557317	.010[illegible]	3.555838	3.556025	-.000187	-14.1
.000090	3.557263	.010330	3.555826	3.556009	-.000181	-14.9
.000000	3.557955	.012172	3.556257	3.556257	.000000	8.5
.000010	3.557943	.012172	3.556232	3.556257	-.000024	7.6
.000020	3.557874	.012172	3.556182	3.556254	-.000071	5.5
.000030	3.557776	.012172	3.556164	3.556249	-.000085	1.0
.000040	3.557655	.011946	3.556085	3.556048	-.000112	-1.8
.000050	3.557505	.011511	3.555943	3.556090	-.000147	-5.2
.000060	3.557462	.011179	3.555[illegible]	3.556060	-.000171	-8.2
.000070	3.557422	.010956	3.555[illegible]	3.556068	-.000185	-10.0
.000080	3.557382	.010765	3.555[illegible]	3.556053	-.000188	-11.1
.000090	3.557358	.010000	3.555[illegible]	3.556033	-.000182	-12.2

Quadro.(6)-

COMENTÁRIOS FINAIS

Quando iniciamos o presente trabalho, o interesse que tínhamos era apenas sondar a potencialidade de um modelo térmico, ou como chamaremos, modelo do ponto quente, na região ativa do dispositivo. O avivamento do interesse com os bons resultados nos levaram a buscar não mais uma verificação acanhada de um processo, mas uma especulação detalhada e a mais segura quanto nos fosse possível. Com a negação do que em geral se falava nos outros trabalhos sobre a filamentação da luz pelos portadores, tomamos todo o cuidado do "chão escolhido para pisar".

Agora, terminada a primeira etapa do nosso trabalho em filamentação, podemos afirmar que muito embora várias vezes as nossas aproximações tenham sido grosseiras, como a dos quasi-níveis, não caímos no erro de desenvolver sofisticados cálculos sem antes examinar a base de onde eles seriam iniciados.

Cremos que não será estudando isoladamente certos processos que se chegará à solução do problema de filamentação de luz em lasers de semicondutor, isto em face do grande número de variáveis que se interdependem, estabelecendo processos retro-alimentativos, que se estabilizam por sua vez pela participação de outras variáveis ou retro-alimentações, talvez inoperantes até aquela oportunidade.

Por isso, achamos que agora é a hora de se ir em busca de dados experimentais, fatos reais, que orientem o desenvolvimento de estudos sofisticados do modelo do ponto quente. E neste campo há, realmente, uma carência de trabalhos que se detenham com esmero de precisão no estudo do comportamento do índice de refração na região ativa do diodo.

Temos também a possibilidade de que para temperaturas abaixo de 77 K, onde a derivada da banda proibida com a temperatura torna-se muito pequena, o ponto quente que introduzimos seja o responsável pela flutuação do índice de refração. Entretanto, para temperaturas nesse intervalo muito pouco se sabe experimentalmente, e isto é um dos fatos a se verificar agora com experimentos.

Enfim, cremos que a contribuição maior deste trabalho seja talvez, não trazer uma resposta definitiva para o problema, mas despertar a todos que se envolvam com ele, sobre o modo mais realístico a ser usado nos estudos para a sua solução, trazendo muitas vezes uma física não tão pura quanto desejaríamos, porém tão eficiente quanto seja necessária.

APÊNDICE O

Apresentação do modelo de Zachos e Ripper-

No modelo de Zachos e Ripper, a variação do índice de refração, necessária para determinar o confinamento de luz verificado experimentalmente nos lasers de semicondutor, foi descrito na forma parabólica ;

$$N(x,y) = \bar{N}_0 \left[1 - \left(\frac{x}{x_0}\right)^2 - \left(\frac{y}{y_0}\right)^2 \right]$$

onde : $\bar{N}_0$ - valor máximo do índice de refração no centro do filamento.

x_0, y_0 - parâmetros que descrevem a distribuição espacial do índice de refração nas direções e , respectivamente.

Logo, foram desprezados os termos cruzados, de segunda ordem, como aqueles de ordem superior a esta.

Vemos também que não houve preocupação dos autores de considerar a origem das causas da variação do índice de refração, sendo a primeira preocupação se estudar o campo eletromagnético que se estabeleceria na cavidade formada no sistema, com o índice de refração na forma considerada.

Com esta descrição do índice de refração eles conseguiram, através do estudo da equação do guia de onda, descrever a distribuição dos modos transversais de Hermite-Gauss no espectro emitido pelo laser de GaAs. Estes modos haviam sido detetados anteriormente por Dyment[29,30].

A expressão para o campo eletromagnético da radiação que se estabelece no guia de onda do laser é dada abaixo:

$$\mathcal{E}^{\pm}_{m,n,q}(x,y,z) = A_{mnq}\, X_m(x)\, Y_n(y) \exp\left(\pm j k \gamma_{mnq} \cdot z\right)$$

onde : $$X_m(x) = H_m\left(\sqrt{\frac{2\pi \bar{N}_0}{\lambda x_0}}\right) \cdot \exp\left[-\frac{x^2}{\left(\lambda x_0 / \pi \bar{N}_0\right)}\right]$$

$$Y_n(y) = H_n\left(\sqrt{\frac{2\pi \bar{N}_o}{\lambda y_o}}\right) \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{(\lambda y_o / \pi \bar{N}_o)}\right]$$

$$\gamma_{m,n,q} = \bar{N}_o\left[1 - \frac{2m+1}{\bar{N}_o x_o k} - \frac{2n+1}{\bar{N}_o y_o k}\right]^{1/2}$$

sendo $H_m(\xi)$, polinomios de Hermite de grau m, λ o comprimento de onda da radiação no espaço livre, k o vetor de onda da radiação no espaço livre, e γ_{mnq} a frequencia de oscilação da radiação na cavidade do laser. Os demais termos já são conhecidos.

A condição de contorno:

$$\mathcal{E}^{+}_{mnq}(x; y; 0) = \mathcal{E}^{-}_{mnq}(x; y; L)$$

que determina:

$$\gamma_{mnq} = \frac{q\pi}{kL} = \frac{q\lambda}{2L}$$

leva a expressão do campo eletromagnético a:

$$\mathcal{E}_{mnq}(x; y; z; t) = 2 A_{mnq} X_m(x)\, Y_n(y) \cos\left(\frac{q\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \gamma_{mnq} t\right)$$

e

$$\gamma_{mnq} = \frac{c}{4\pi \bar{N}_o}\left(\frac{2m+1}{x_o} + \frac{2n+1}{y_o}\right) + \frac{cq}{2L\bar{N}_o}\left\{1 + \left[\frac{L}{2\pi q}\left(\frac{2m+1}{x_o} + \frac{2n+1}{y_o}\right)\right]^2\right\}^{1/2}$$

sendo q um número inteiro.

Estas conclusões foram obtidas considerando-se que $\frac{m\lambda}{\pi x_o}$, $\frac{n\lambda}{\pi y_o} \ll 1$, condições experimentalmente constatadas e que simplificaram a equação do guia de onda para a forma:

$$\left[\nabla^2 + (Nk)^2\right] \mathcal{E} = 0$$

usando o sistema racionalizado MKS.

Por outro lado concluiram que a separação dos modos de mesma ordem quer transversais ou não, encontrada no espectro da radiação era dado através de :

$$L\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{2\bar{N}_e}\left[\frac{L}{\pi x_o}\Delta m + \frac{L}{\pi y_o}\Delta n + \Delta q\right]$$

onde :

$$\bar{N}_e = \bar{N}_o\left(1 - \frac{\lambda}{\bar{N}_o}\frac{d\bar{N}_o}{d\lambda}\right)$$

quando fazemos:

$$\begin{cases} \Delta m = 0 & \Delta n = 0 & \Delta q = 1 \\ \Delta m = 1 & \Delta n = 0 & \Delta q = 0 \\ \Delta m = 0 & \Delta n = 1 & \Delta q = 0 \end{cases}$$

o que nos leva a:

$$\Delta\lambda_q \simeq -\frac{\lambda^2}{2\bar{N}_e L}$$

$$\Delta\lambda_m \simeq -\frac{\lambda^2}{2\pi\bar{N}_e x_0}$$

$$\Delta\lambda_n \simeq -\frac{\lambda^2}{2\pi\bar{N}_e y_0}$$

Estas equações são válidas para os modos de menor ordem. Outro fato importante que se liga a essas equações é a oportunidade que se abriu de se estudar através do espectro, nos modos transversais, os termos x_0 e y_0, o que é estudar a distribuição espacial do índice de refração na região ativa. Para tanto basta medir-se o $\Delta\lambda$ correspondente ao parâmetro que descreve a distribuição espacial de numa das direções transversais à cavidade, e substituir na expressão de $\Delta\lambda$ a que chegaram.
Assim a distribuição espacial do índice de refração dentro da região ativa, descrita teoricamente, pode ser encontrada de modo a concordar com os dados experimentais.
Foram encontrados para x_0 e y_0 valores de 1.400μm e 17 μm, respectivamente, para λ = 8.400 Å. Esta razão da ordem de 10^{-3} entre x_0 e y_0 se deve ao fato de na direção y haver uma mudança na estrutura do material, passando de material p para n, enquanto na direção x, paralela ao plano da junção e aos espelhos, não haver uma quebra de homogeneidade capaz de produzir variações tão intensas no índice de refração.
Aliás, este último caso, por não haver de princípio uma heterogeneidade capaz de causar a variação do índice de refração, é como já sabemos, a origem do interesse de muitos trabalhos apresentados atualmente.

APÊNDICE I

Aproximação parabólica da temperatura-

Tomemos a temperatura na forma que estabelecemos no ítem 3.1, isto é:

$$T \equiv T(x) = T_e + T_o\, e^{-(x/\omega)^2}$$

Expandindo a gaussiana em uma série, temos:

$$e^{-(x/\omega)^2} = 1 - \left(\frac{x}{\omega}\right)^2 + \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{x}{\omega}\right)^4 - \cdots\cdots$$

Desprezando os temos de ordem superior a dois, a expressão da temperatura toma a forma-:

$$T(x) = T_e + T_o\left(1 - \frac{x^2}{\omega^2}\right) =$$

$$= T_e + T_o - \frac{T_o}{\omega^2}\cdot x^2 = (T_e + T_o) - \frac{T_o}{\omega^2}x^2 \equiv T_1 - T_2 x^2.$$

$$\boxed{T(x) = T_1 - T_2 x^2 \qquad \begin{cases} T_1 = T_e + T_o \\ T_2 = T_o/\omega^2 \end{cases}}$$

APÊNDICE II

Aproximação parabólica da largura da banda proibida e quasi-níveis

Banda proibida-

Para a largura da banda proibida temos a conhecida expressão:

$$E_g = E_{go} - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}$$

Tomando a expressão da aproximação parabólica da temperatura :

$$T = T_1 - T_2 x^2$$

e substituindo-se na equação da banda proibida temos:

$$E_g = E_{g0} - \frac{\alpha\left(T_1 - T_2 x^2\right)^2}{\beta + T_1 - T_2 x^2} =$$

$$= E_{g0} - \frac{\alpha\left(T_1^2 - 2T_1T_2 + \cancel{T_2^2 x^4}\right)}{(T_1+\beta) - T_2 x^2} \simeq E_{g0} - \frac{\alpha\left(T_1^2 - 2T_1T_2 x^2\right)}{(T_1+\beta)\left(1 - \frac{T_2}{T_1+\beta}x^2\right)}$$

-Expandindo: $\left(1 - \frac{T_2}{T_1+\beta}\right)^{-1} \simeq \left(1 + \frac{T_2}{T_1+\beta}\right)$, considerando que :

$$\left(\frac{T_2}{T_1+\beta}\right) \ll 1$$

donde segue: $E_g \simeq E_{g0} - \left(\frac{\alpha}{T_1+\beta}\right)\left[\left(T_1^2 - 2T_1T_2x^2\right)\left(1 + \frac{T_2}{T_1+\beta}x^2\right)\right] \cong$

$$\cong E_{g0} - \left[\frac{\alpha T_1^2}{T_1+\beta} + \frac{\alpha}{T_1+\beta}\left(\frac{T_2T_1^2}{T_1+\beta} - 2T_1T_2\right)x^2\right] =$$

$$= \left(E_{g0} - \frac{\alpha T_1^2}{T_1+\beta}\right) + \left[\left(\frac{\alpha T_1T_2}{(T_1+\beta)^2}\right)\cdot\left(T_1+2\beta\right)\right]\cdot x^2 \equiv E_{g1} + E_{g2}x^2 .$$

$$\boxed{\begin{aligned} &E_g = E_{g1} + E_{g2}x^2 \\ &\qquad\qquad \begin{cases} E_{g1} = E_{g0} - \dfrac{\alpha T_1^2}{T_1+\beta} \\ E_{g2} = \dfrac{\alpha T_1 T_2}{(T_1+\beta)^2}\cdot\left(T_1+2\beta\right) \end{cases}\end{aligned}}$$

Quasi-níveis-

Passemos agora à aproximação parabólica dos quasi-níveis, tomando a expressão empírica, tirada dos dados de Hwang[20], usando, já que as expressões têm a mesma forma, uma só equação para representar ambas as bandas. Assim temos :

$$\overline{F}_{c/v} = AT^2 + BT + C$$

Substituindo a expressão parabólica da temperatura nesta equação acima, temos:

$$\overline{F}_{cv} = A(T_1 - T_2 x^2)^2 + B(T_1 - T_2 x^2) + C \simeq$$

$$\simeq A(T_1^2 - 2T_1T_2x^2 + T_2^2x^4) + B(T_1 - T_2x^2) + C =$$

$$= (AT_1^2 + BT_1 + C) - (2AT_1T_2 + BT_2)x^2 \equiv \overline{F}_1 - \overline{F}_2 x^2$$

$$\boxed{\begin{aligned} \overline{F}_{c/v} &= \overline{F}_1 - \overline{F}_2 x^2 \\ \overline{F}_1 &= AT_1^2 + BT_1 + C \\ \overline{F}_2 &= 2AT_1T_2 + BT_2 \end{aligned}}$$

APÊNDICE III

Aproximação parabólica da densidade de corrente-

Tomemos a expressão da corrente, dada no ítem 3.3 :

$$J = \frac{\sigma}{\delta}\left(V - U\right),$$ onde sabemos que o termo

é dado por: $$U = E_g + \overline{F}_c + \overline{F}_v$$

sendo: $$U_1 = E_{g_1} + \overline{F}_{c1} + \overline{F}_{c2} \quad \text{e} \quad U_2 = E_{g_2} - \overline{F}_{c2} - \overline{F}_{v2}$$

Levando-se estas expressões na equação da densidade de corrente temos: $$J = \frac{\sigma}{\delta}\left(V - U_1 - U_2 x^2\right) \equiv \frac{\sigma}{\delta}\left(V - U_1\right) - \frac{\sigma}{\delta} U_2 x^2 \equiv$$

$$\equiv J_1 - J_2 x^2$$

$$\boxed{\begin{array}{l} J = J_1 - J_2 \cdot x^2 \\ \qquad J_1 = \dfrac{\sigma}{\delta}\left(V - U_1\right) \\ \qquad J_2 = \dfrac{\sigma}{\delta} U_2 \end{array}}$$

APÊNDICE IV

Aproximação parabólica da densidade de portadores-

Tomemos a expressão apresentada para a densidade de portadores no ítem 3.4:

$$n = \frac{J\tau}{e\delta} - G\varphi\tau$$

onde as grandezas J, G, φ, são dadas abaixo:

$$\begin{cases} J = J_1 - J_2 x^2 \\ G = g J_0 \\ \varphi = \dfrac{J - J_0}{e} \end{cases}$$

Aplicando estas equações na equação da densidade de portadores, obtemos :

$$n = (J_1 - J_2 x^2)\frac{\tau}{e\delta} - g J_0 \left(\frac{J_1 - J_2 x^2 - J_0}{e}\right)\tau =$$

$$= \frac{J_1\tau}{e\delta}\left(1 - g J_0 \delta\right) + \frac{g J_0^2 \tau}{e} - \frac{J_2\tau}{e\delta}\left(1 - g J_0\delta\right)\cdot x^2 \equiv$$

$$\equiv n_1 - n_2 \cdot x^2$$

$$\boxed{\begin{array}{l} n = n_1 - n_2 \cdot x^2 \\ \qquad \begin{cases} n_1 = \dfrac{g J_0^2 \tau}{e} + \dfrac{J_1 \tau}{e\delta}\left(1 - g J_0 \delta\right) \\ n_2 = \dfrac{J_2 \tau}{e\delta}\left(1 - g J_0 \delta\right) \end{cases} \end{array}}$$

APÊNDICE V

Aproximação parabólica do índice de refração-

Temos uma expressão para o quadrado do índice de refração calculada, empiricamente, como descrevemos no ítem 3.7, dada como segue:

$$N^2 = c_1 + \frac{c_2}{c_3 - (h\nu)^2 + E_g^2} = c_1 + \frac{c_2}{\gamma + E_g^2}$$

onde:

$$\gamma = c_3 - (h\nu)^2.$$

Tomemos a expressão da banda proibida, na aproximação parabólica :

$$E_g = E_{g1} + E_{g2}x^2$$

Façamos uma expansão em série de Taylor de N^2, considerando os termos até a primeira derivada, no entorno do ponto $E_g = E_{g1}$. Isto nos dá:

$$N^2 = N^2(E_{g1}) + \left.\frac{dN^2}{dE_g}\right|_{E_{g1}} (E_g - E_{g1}) + \cdots$$

Calculando-se a derivada primeira de N^2 em função de E_g temos:

$$\frac{dN^2}{dE_g} = -\frac{2c_2E_g}{(\gamma + E_g^2)^2}$$

Substituindo-se as expressões da largura da banda proibida e da derivada $\left.\frac{dN^2}{dE_g}\right|_{E_{g1}}$, chegamos à seguinte expressão:

$$N^2 = N^2(E_{g1}) - \frac{2c_2E_{g1}}{(\gamma + E_{g1}^2)^2}(E_{g1} + E_{g2}x^2 - E_{g1}) =$$

$$= N^2(E_{g1}) - \frac{2c_2E_{g1}E_{g2}}{(\gamma + E_{g1}^2)^2} \cdot x^2 \equiv N^2(0) - N_2^2 \cdot x^2$$

$$\boxed{\begin{array}{l} N^2 = N^2(0) - N_2^2 x^2 \\ \qquad \begin{cases} N^2(0) \equiv N^2(E_{g_1}) \\ N_2^2 = -\dfrac{2 C_2 E_{g_1} E_{g_2}}{(\delta + E_{g_1}^2)^2} \end{cases} \end{array}}$$

APÊNDICE VI

Índice de refração resultante na região ativa do laser na aproximação parabólica-

Tomando-se as equações:

$$N^2 = N^2(0) - N_2^2 \cdot x^2$$ - índice de refração do material na região ativa, onde se estabeleceu o filamento de temperatura, na aproximação parabólica,

$$\epsilon' = -A'n_1 + A'n_2$$ - perturbação do índice de refração pelos portadores, na região ativa, onde se estabeleceu o filamento de temperatura, temos que o índice de refração resultante na região do filamento será dado por :

$$N_T^2 \equiv \epsilon_T = \left(N^2(0) - A'n_1\right) - \left(N_2^2 - A'n_2\right) x^2$$

Podemos escrever a expressão acima na forma :

$$N_T^2 \equiv \epsilon_T = \bar{N}_0^2 - N_{T2}^2 \cdot x^2$$

Esta expressão pode ser escrita na forma da expressão usada no modelo de Zachos e Ripper, como segue abaixo.

$$\boxed{\begin{gathered} N_T = N_0 \left[1 - \frac{x^2}{\left(\frac{N_{T2}}{N_0}\right)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \equiv N_0 \left[1 - \left(\frac{x}{x_0}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ \begin{cases} N_0^2 = N_0^2 - A'n_1 \\ N_{T2}^2 = \dfrac{2C_2 E_{g_1} E_{g_2}}{(\gamma + E_{g_1}^2)^{\frac{1}{2}}} - A'n_2 \end{cases} \end{gathered}}$$

BIBLIOGRAFIA

1- J.P.Gordon, H.J.Zeiger, e C.H. Townes, "Molecular Microwave Spectrum of NH_3,", Phys. Rev., 95,282,(1954).

2- J.I. Nishizawa e Y. Watanabe, Japanese Patent, Abril,(1957).

3- N.G. Basov, O.N. Kroklin, e Y.M. Popov, Soviet Physics Uspec khi, 3, 7, (1961).

4- P. Aigrain, não publicado na "Conferencia Internacional de física do Estado Sólido em Eletronica e Telecomunicações", Bru - xelas,(1958).

5- W.P. Dumke, "Interband Transitions and Maser Action", Phys. Rev.,127,1559,(1962).

6- M. Croos, "A Theory of the Transient Evolution and Self-Focussing Behaviour of Lasing Filaments in Injection Lasers", Phys. Stat Sol. , 16, 167,(1973).

7- R.N. Hall, G.É. Fenner, J.D. Kingsley, T.J. Soltys, e R.D. Carlson, "Coherent Light Emission of Radiation from GaAs junc - tions", Appl. Phys. Letters, 9, 366,(1962).

8- M.I. Nathan, W.P. Dumke, G. Burns, F.H. Dill,Jr.,e G.J. Lasher, "Stimulated Emission of Radiation from GaAs p-n Junctions" Appl. Phys. Letters, 1, 62, (1962).

9- T.M. Quist, R.H. Rediker, R.J. Keyes, W.E. Krag, B. Lax, A.L. McWhorter, e H.J. Zeiger, "Semiconductor Maser of GaAs", Appl. Phys. Letters, 1, 91,(1962).

10- N. Holonyak, Jr., e S.F. Bevacqua, "Coherent (visible) Light Emission from $Ga(As_{1-x}P_x)$ Junction", Appl. Phys. Letters, 1, 82, (1962).

11- A. Yariv, e R.C.C. Leite, "Dieletric-Waveguide Mode of Light Propagation in p-n Junctions", Appl. Phys. Letters, 2, 55-57, Fevereiro,(1963).

12- F.R. Nash, "Mode Guidance Parallel to the Junction Plane of Double-Heterostructure GaAs Lasers", J.Appl. Phys.,44, nº 10, Outubro,(1973).

13- M.S. Abrahams, e J.I. Pankove, "Orientation Effect in GaAs Injection Lasers", J. Appl. Physics,37, nº7, 2596, Dezembro , (1966).

14- A.K. Jonscher, e M.H. Boyle, Proceedings of IPPS Symposium on GaAs, Reading, (1966).

15- G.H.B. Thompson, "Theory for Filamentation in Semiconductor Lasers Including the Dependence of Dieletric Constant on Injected Carrier Density", Opto-Eletronics 4, (1972).

16- W.W. Anderson, "Mode Confinement and Gain in Junction Lasers", IEEE J. Quantum Electronics, QE-3, 366, Novembro, (1962).

17- Comunicações Privadas.

*18- T.H. Zachos, J.E. Ripper, "Ressonant Modes of GaAs Junction Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-5, nº1, Janeiro, (1969).

19- C.H. Gooch, "Thermal Properties of Gallium Arsenide Lasers Structures", IEEE Journal of Quantum Eletronics, qe-4, nº4, Abril, (1968).

20- S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", Wiley International Edition.

21- C.H. Hwang, "Properties of Spontaneous and Stimulated Emission in GaAs Junction Lasers I. Densities of States in the Active Region", Phys. Rev. B, 2, nº10, Novembro, (1970).

22- J.E. Ripper, Navin B. Patel, e P. Brosson, "Behavior of Spontaneous Emission Across Trheshold in GaAs Junction Lasers", Appl. Phys. Letters, 21, nº3, Agosto, (1972).

23- P. Brosson, N. Patel, e J.E. Ripper, "Effect of Saturable Absortion on the Behavior of Spontaneous Emissios in Semiconductors Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-9, nº2, Fevereiro, (1973).

24- Thomas L. Paoli, "Saturation Behavior of the Spontaneous Emission from Double-Heterostructure Junctions Lasers Operating High Above Threshold, IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-9, nº2, Fevereiro, (1973).

25- A. Richard Goodwine, G.H.B. Thompson, "Superlinear Dependence of Gain on Current Density in GaAs Injection Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-6, nº6, Junho, (1970).

26- M.D. Sturge, "Optical Absortion of Gallium Arsenide Between 0.6 and 2.75 eV", Phys. Rev. 127, nº3, Agosto, (1962).

27- Y. Suematsu e M. Yamada, "Transverse Mode Control in Semiconductor Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-9, nº2 , Fevereiro,(1973).

28- D.T.F. Marple, "Refraction Index of GaAs", J. of Appl. Physics 35, nº4, Abril,(1964).

29- J.C. Dyment, "Hermite-Gaussian Mode Patterns in GaAs Junction Lasers", Appl. Phys. Letters, 10, 84, Fevereiro,(1967).

30- J.C. Dyment e T.H. Zachos, "Injection Laser Far Field Patterns with Gaussian Profiles in the Junction Plane", J. Appl. Physics, 39, 2923, Maio,(1963).