

Universidade Estadual de Campinas

***Confinamento Lateral de Portadores e Fótons e o
Comportamento Espectral de Laser de Três Terminais***

por

Lisandra Losada Pataro

Orientação: Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi
LPD-DFA-IFGW-UNICAMP

Tese a ser apresentada ao Instituto de Física “Gleb Wataghin” da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Campinas, Agosto de 2001

Dedicatória

*Aos meus pais, Leonor e Luiz, pelo
imenso apoio e constante incentivo.*

Agradecimentos

Reservo este espaço para agradecer a algumas pessoas que, de alguma maneira, participaram da elaboração deste trabalho de Mestrado.

Ao Prof. Newton C. Frateschi, pela orientação neste trabalho, pelas valiosas idéias e, principalmente, pelo seu contagiante entusiasmo pela Física;

Aos Profs. Mauro M. G. de Carvalho e Luiz Eugênio M. de Barros Jr., pelas sugestões, pela preocupação e pelo contínuo incentivo;

Ao professor Iuri Danilov, pelos ensinamentos em implantação iônica e pelas importantes sugestões de trabalho;

Ao Prof. Alain André Quivy, pelas amostras utilizadas nos experimentos de oxidação seletiva;

Aos técnicos e funcionários do LPD, Márcia, Celso, Eduardo, Ary pela grande colaboração e, principalmente, ao Antonio A. von Zuben (Totó), pelas indispensáveis dicas de processamento adquiridas com anos de experiência;

Aos companheiros de Laboratório, Adenir, Pila, Gustavo, Laura, Nilo, Jefferson, Ricardo(s) e Denise, pela colaboração e amizade;

A todos os amigos de Pós-Graduação pela união e mútua colaboração, tão importantes nesta nossa fase acadêmica;

Aos funcionários da CPG (Coordenadoria de Pós-Graduação) pela atenção e pela constante lembrança de datas e documentos importantes;

Ao apoio financeiro da CAPES;

E, finalmente, ao André, pela companhia, pelo ouvido, pela compreensão, carinho e amizade em todos esses anos.

Resumo

A disponibilidade de estruturas de semicondutor com poços quânticos aumentou o interesse em desenvolver sistemas ópticos para computação e interconexão óptica utilizando o laser de semicondutor como componente básico em circuitos optoeletrônicos integrados. Portanto, existe um grande empenho em pesquisar novos materiais e estruturas, assim como novas técnicas de fabricação para dispositivos integrados ao laser que realizem esta interface óptica-eletrônica.

Este trabalho apresenta, primeiramente, um estudo de alternativas de confinamento lateral óptico e elétrico em laser de semicondutor. Com esta finalidade, diversas técnicas de processamento foram avaliadas, como corrosão química úmida, oxidação térmica úmida, recrescimento e implantação iônica.

Subseqüentemente, após a obtenção teórica das condições para a operação com um único modo lateral, lasers do tipo ridge foram fabricados e analisados, confirmando nossas previsões. Este tipo de estrutura foi utilizado para fabricar lasers de três terminais, que apresentam uma pequena região absorvedora controlada separadamente do guia de onda. Finalmente, um estudo sobre a influência desta região no comportamento espectral destes dispositivos foi então realizado.

Abstract

The availability of semiconductor quantum-well structures increased the interest in the development of systems for optical computing and optical interconnection using semiconductor lasers as the basic component in optoelectronic integrated circuits. Therefore, there is a great interest in searching for novel materials and structures as well as fabrication techniques for semiconductor laser devices that can provide the optoelectronic interface.

This thesis presents first a study on different optical and electrical lateral confinements in semiconductor lasers. Several processing techniques were investigated, such as wet chemical etching, wet thermal oxidation, regrowth and ion irradiation.

Subsequently, after theoretically finding the conditions for single lateral mode operation in ridge lasers, these structures were fabricated and analyzed confirming our predictions. Three Terminal Lasers, which include a short absorbing section along the cavity, were fabricated using this technique. Finally, a study of the influence of this section on the emission spectra of these devices was realized.

Índice

Resumo.....	vi
Abstract.....	vii
Índice.....	viii
Introdução.....	1
Capítulo 1: <i>Laser de Semicondutor: Conceitos e Características</i>	
<i>Básicas.....</i>	5
1.1. Introdução.....	5
1.2. Guiamento óptico lateral do laser.....	10
1.3. Modelagem matemática do dispositivo laser.....	15
1.4. Características experimentais.....	17
1.5. Referências.....	25
Capítulo 2: <i>Oxidação Seletiva para Confinamento Lateral Elétrico.....</i>	27
2.1. Introdução.....	27
2.2. O processo.....	28
2.3. Montagem experimental.....	31
2.4. Experimento e resultados.....	32
2.5. Referências.....	36
Capítulo 3: <i>Confinamento por Diferença de Índice de Refração Real:</i>	
<i>Recrescimento de InGaP.....</i>	37
3.1. Introdução.....	37
3.2. Proposta: Laser de Heteroestrutura Enterrada: recrescimento de InGaP.....	38
3.3. Preparação das amostras.....	39
3.4. Resultados obtidos.....	41

3.5.	Conclusões.....	45
3.6.	Referências.....	45
Capítulo 4: Confinamento por Índice de Refração Efetivo:		
	O Laser “Ridge”.....	47
4.1.	Introdução.....	47
4.2.	Cálculo da largura d	48
4.3.	Etapas de processamento.....	52
4.4.	Características experimentais.....	56
4.5.	Referências.....	62
Capítulo 5: A Utilização de Implantação Iônica no		
	Processamento de Lasers.....	63
5.1.	Introdução.....	63
5.2.	Implantação de He^+ na estrutura laser.....	64
5.3.	Laser implantado guiado por ganho.....	72
5.4.	Laser implantado guiado por índice.....	76
5.5.	Modelo teórico proposto para o laser com implantação.....	78
5.6.	Conclusões.....	83
5.7.	Referências.....	83
Capítulo 6: O Comportamento Espectral de Laser de Três Terminais.....		
	85	
6.1.	Introdução.....	85
6.2.	Princípios básicos de operação.....	86
6.3.	Processamento do dispositivo.....	94
6.4.	Características experimentais e avaliação do espectro de emissão de laser de três terminais.....	95
6.5.	Conclusões.....	110
6.6.	Referências.....	111
Conclusões gerais		113

Apêndice:	<i>Efeitos da Implantação de He⁺ nos Espelhos do Laser</i>	117
A.1.	Introdução.....	117
A.2.	Estudo da implantação de He ⁺ sobre InGaP-n.....	119
A.3.	Fabricação de lasers implantados no espelho.....	121
A.4.	Resultados experimentais.....	122
A.5.	Conclusões.....	130
A.6.	Referências.....	131

Introdução

A crescente disponibilidade de acesso à tecnologia de transmissão de dados tem gerado a necessidade de troca de um grande volume de informações nos dias de hoje. Este aumento da demanda por serviços de maior complexidade motivou o desenvolvimento dos mais variados circuitos integrados, que aliam a velocidade de transmissão via luz à facilidade de tratamento do sinal elétrico. Daí o enorme interesse em pesquisar dispositivos semicondutores que realizem a interface óptica-eletrônica.

A facilidade atual de gerar estruturas semicondutoras de poços quânticos de alta qualidade, através de diversos sistemas de crescimento epitaxial, possibilitou um grande aumento na busca por novos materiais, estruturas e técnicas de processamento que proporcionem dispositivos de alta eficiência, boa estabilidade e baixas correntes de funcionamento.

O laser de semicondutor, por si só, já é um dispositivo que pode ser utilizado na conversão de sinal elétrico em óptico, pois, acima do limiar, a intensidade de emissão é proporcional à corrente nele injetada. Porém, este processo é limitado em frequência, devido às oscilações de relaxação [1], uma manifestação da ressonância intrínseca do laser, em que a energia armazenada no sistema oscila entre as populações de elétrons e fótons.

A utilização de dispositivos integrados ao próprio laser, como o Laser de Três Terminais [2], permite extrapolar estes limites de funcionamento. Este dispositivo consiste em duas regiões com acesso independente, ou seja, uma região de ganho e uma região absorvedora, de menor volume, que recebe o sinal elétrico modulado e controla o fator de qualidade da cavidade. A idéia é utilizar a multi-estabilidade observada nestes lasers com a finalidade de diminuir o tempo de resposta do laser ao

sinal elétrico e as oscilações de relaxação. Deste modo, através de uma pequena voltagem aplicada na região absorvedora, podemos modificar o estado estacionário de operação do laser, colocando-o antes ou após o limiar de funcionamento.

Além do comportamento elétrico, o conhecimento do comportamento espectral destes dispositivos também é muito relevante. Nos sistemas de comunicações ópticas atuais, cada canal de informação é definido por um comprimento de onda característico. Portanto, o controle espectral do sinal modulado também é de grande interesse.

O objetivo principal deste trabalho de tese é o estudo do comportamento espectral deste laser de três terminais. Entretanto, a viabilidade desta proposta depende da estabilidade espectral que o confinamento lateral do laser proporciona, de modo que seja possível verificar apenas os efeitos decorrentes da integração do dispositivo. Portanto, antes de iniciarmos o estudo com laser de três terminais, priorizamos a análise de diversas maneiras de confinamento lateral óptico e elétrico, visando a obtenção de lasers que apresentem um único modo óptico lateral, boa eficiência e estabilidade de funcionamento. Deste modo, diversas técnicas de processamento foram utilizadas, como oxidação térmica úmida, recrescimento de camadas epitaxiais, corrosão e implantação iônica.

Esta tese está dividida em seis capítulos, dos quais quatro referem-se a distintos processos de confinamento óptico e elétrico.

O Capítulo 1 apresenta os conceitos e características principais de um laser de semicondutor, formando a base para a compreensão de todo o trabalho desenvolvido nesta tese. Com a finalidade de exemplificar os resultados mais comuns que podem ser obtidos, apresentamos algumas medidas experimentais de lasers de poço quântico de InGaAs com camadas confinantes de InGaP, processados durante o Mestrado.

O Capítulo 2 inicia o estudo do confinamento lateral em lasers através do processo de oxidação seletiva. Um sistema de oxidação foi montado em nosso laboratório e algumas amostras de AIAs foram submetidas ao processo.

O Capítulo 3 é dedicado ao confinamento lateral por diferença de índice de refração real, através da tentativa de fabricação de “laser de heteroestrutura enterrada” (*buried heterostructure laser*).

No Capítulo 4, mostramos as etapas de processamento e as características experimentais de um laser do tipo *ridge*, ou seja, um exemplo de confinamento por diferença de índice de refração efetivo.

O último processo de confinamento analisado nesta tese é a implantação iônica. O Capítulo 5 apresenta um estudo sobre os efeitos ópticos e elétricos causados pela implantação de He^+ em estruturas laser de InGaAs/GaAs/InGaP, como as que utilizamos em toda a tese [3,4]. Dispositivos com confinamento lateral por implantação iônica foram fabricados e caracterizados.

Finalmente, um laser de três terminais é fabricado fazendo-se uso do confinamento lateral do tipo *ridge*, estudado no Capítulo 4. Um estudo de seu comportamento espectral é apresentado no Capítulo 6, assim como também uma análise relacionando resultados teóricos e experimentais. Deste modo, vale lembrar que o leitor pode abstrair o objetivo principal desta tese através da leitura dos capítulos 1, 4 e 6, sem deter-se em propostas de confinamento que, na realidade, não foram utilizadas para a fabricação do dispositivo final.

Apesar disto, resultados interessantes de aumento de transparência óptica em camadas implantadas com He^+ nos levaram a criar um Apêndice em que este processo é aplicado em espelhos do laser já processado, com a finalidade de diminuir os danos causados pela absorção de luz nesta região, principalmente em lasers de alta potência [5].

- [1] M. Asada, "Intraband Relaxation Time in Quantum-Well Lasers", IEEE J. of Quantum Electron. **25**, 9 (1989);
- [2] N. C. Frateschi, H. Zhao, J. Elliot, S. Siala, M. Govindarajan, R. N. Nottenburg e P. D. Dapkus, "Three-Terminal Bistable Low-Threshold Strained InGaAs/GaAs Laser Grown on Structured Substrates for Digital Modulation", IEEE Photonics Technol. Letters **5**, 3 (1993);
- [3] I. Danilov, L. L. Pataro, M. P. P. de Castro e N. C. Frateschi, "Electrical Isolation and Transparency in Ion-Irradiated p-InGaP/GaAs/InGaAs Structures", J. of Appl. Phys. **88**, 12 (2000);
- [4] I. Danilov, L. L. Pataro, M. P. P. de Castro, G. C. do Nascimento e N. C. Frateschi, "Electrical and optical effects of He⁺ ion irradiation in InGaP/GaAs/InGaAs lasers", Nuclear Instr. Meth. in Phys. Res. B **175**, 782-786 (2001);
- [5] L. L. Pataro, G. C. do Nascimento, I. Danilov e N. C. Frateschi, "Effects of facet head-on light ion-irradiation in InGaP/GaAs/InGaAs quantum well lasers", apresentação em CLEO2001 (Conference on Lasers and Electro-Optics), Baltimore/EUA, Maio (2001)

Laser de semicondutor: conceitos e características básicas

1.1. Introdução

Neste capítulo, faremos uma breve introdução do funcionamento do laser de semicondutor, apresentando a estrutura de crescimento utilizada em todo este trabalho de tese. Além disso, mencionaremos os conceitos básicos da modelagem de um laser através das equações de taxa de portadores e fótons na cavidade óptica e as características experimentais principais de um laser de semicondutor.

Os primeiros lasers de semicondutor que surgiram em 1962 consistiam apenas em uma homojunção, ou seja, uma junção p-n feita de apenas um material. Quando colocamos em contato camadas dopadas do tipo p e do tipo n (formando um diodo), os *quasi*-níveis de Fermi destes materiais não se casam até que se restaure o equilíbrio na junção. Este processo acontece rapidamente através da difusão de elétrons do lado n para o lado p , enquanto a difusão no sentido contrário ocorre para os buracos.

Esta difusão de portadores na região da junção deixa íons aceitadores N_A^- no lado p e íons doadores N_D^+ no lado n , pois, apesar de os portadores serem móveis, os íons são presos à rede cristalina. O espaço de cargas formado por estes íons cria um campo elétrico interno na direção $n \rightarrow p$, e é denominado “região de depleção” [1].

Ao aplicarmos uma voltagem externa positiva no diodo (terminal positivo no lado p), o campo elétrico interno é reduzido, tornando possível a passagem de elétrons e

buracos através da junção. Assim, existe uma pequena parte da região de depleção na qual elétrons e buracos se recombinam gerando fótons de energia próxima à energia de *gap* do material. Deste modo, a recombinação elétron-buraco na região de depleção gera o ganho óptico necessário, enquanto faces polidas, perpendiculares à junção, providenciam a realimentação óptica. No entanto, a utilização destes dispositivos era bastante limitada, desde que funcionavam apenas a baixas temperaturas e com enormes densidades de corrente pulsada [2].

Pouco tempo depois, sugeriu-se a inserção de uma fina camada de mesmo parâmetro de rede, mas de *gap* de energia menor entre as camadas dopadas do diodo. Esta camada atua no confinamento de portadores, pois as barreiras de potencial formadas devido à diferença de *gap* de energia dificultam a passagem destes para a camada do diodo. Além disso, o fato desta fina camada possuir índice de refração maior em comparação com os materiais que a cercam faz com que esta região possa constituir um guia de onda dielétrico, ou seja, contribui para o confinamento dos fótons gerados. Devido a estes fatores, estes lasers, denominados lasers de heteroestrutura, apresentam correntes de operação muito mais baixas e foram os primeiros a operar com corrente contínua e à temperatura ambiente.

Atualmente, utilizamos, em geral, o laser de heteroestrutura com poço quântico. O esquema das bandas de energia de um laser deste tipo é apresentado na figura 1-1. O laser de poço quântico possui as camadas dopadas *p* e *n* formando o diodo para garantir a condição de ganho, ou seja, de recombinação dos portadores, além de uma camada mais fina de *gap* menor e índice de refração maior, que chamamos de guia de onda do laser. O poço é uma camada no meio do guia de onda, de espessura muito fina (geralmente 60 a 100Å) de *gap* de energia menor. Deste modo, a recombinação dos portadores ocorre preferencialmente no poço, além das barreiras de potencial contribuírem para o confinamento dos portadores nesta fina camada. Além disso, a

densidade de estados no poço quântico é independente da energia, possibilitando uma maior variação da diferença entre os *quasi*-níveis de Fermi com o aumento de portadores. Portanto, a inserção do poço diminui significativamente a corrente limiar de funcionamento do laser [3].

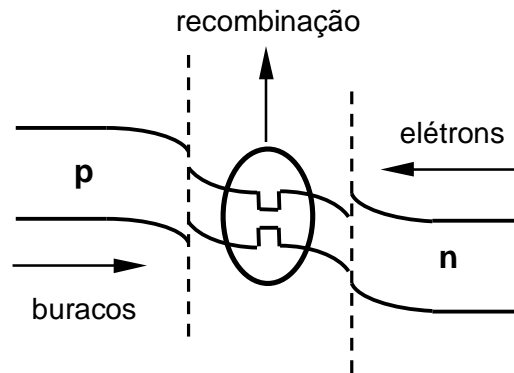


Figura 1-1: Esquema de bandas de energia de um laser de semicondutor com poço quântico.

Existem diversas possibilidades de combinações de materiais semicondutores com a finalidade de produzir este efeito de confinamento e emissão de radiação estimulada. Em nosso trabalho, utilizaremos sempre a estrutura da figura 1-2 que consiste de camadas epitaxiais crescidas sobre substrato de GaAs-n e poço quântico de $\text{In}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$, emitindo em um comprimento de onda de aproximadamente $0,98\mu\text{m}$.

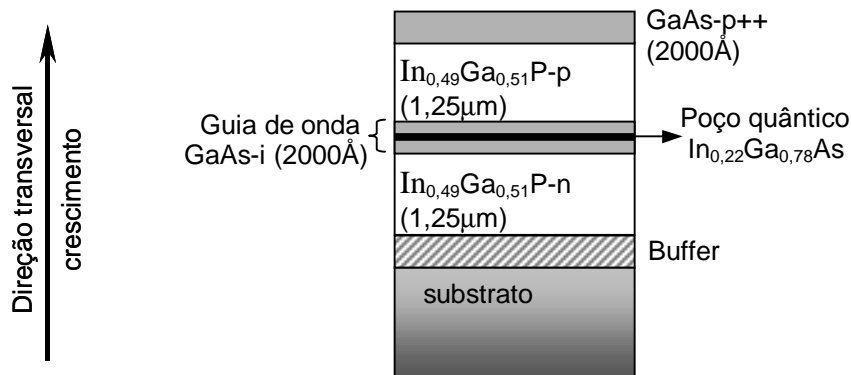


Figura 1-2: Esquema da estrutura laser utilizada em nosso trabalho.

O guia de onda é de GaAs não dopado e tem espessura de 2000Å. As camadas confinantes são de $\text{In}_{0,49}\text{Ga}_{0,51}\text{P}$, cuja composição apresenta parâmetro de rede bastante próximo ao do substrato de GaAs, além de maior *gap* de energia e têm espessura de 1,25µm cada. A camada de 2000Å de GaAs no topo da estrutura é bastante dopada do tipo *p* e tem a finalidade de otimizar o contato metálico a ser feito nos processamentos. O poço quântico tem cerca de 70Å de espessura e sua composição de 22% de *In* caracteriza um composto com parâmetro de rede um pouco maior que o parâmetro do substrato gerando o que chamamos de poço quântico comprimido, quando crescido sobre substrato de GaAs. O gráfico da figura 1-3 mostra as energias de *gap* e os parâmetros de rede dos compostos semicondutores pertencentes à estrutura laser que utilizamos neste trabalho.

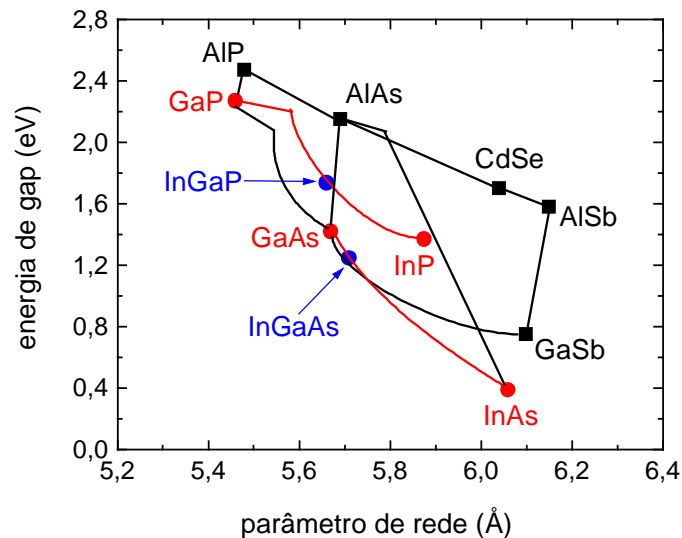


Figura 1-3: Variação da energia de *gap* de compostos semicondutores utilizados neste trabalho em função do parâmetro de rede.

O aumento de portadores na região ativa do laser se dá através da injeção de corrente. Parte destes portadores se envolvem em mecanismos de recombinação não radiativa e não contribui para o funcionamento do laser. Dois processos ópticos de

recombinação contribuem para a emissão de fótons de energias próximas ao *gap* da região ativa do laser: emissão espontânea e emissão estimulada. Na emissão espontânea, fótons são emitidos através da recombinação elétron-buraco, em direções aleatórias, sem nenhuma relação de fase entre eles. A emissão estimulada inicia-se a partir de um fóton já existente e gera outros com o mesmo comprimento de onda, fase e direção de propagação do inicial. Portanto, é a luz proveniente da emissão estimulada que fornece a propriedade de coerência característica da luz laser.

A emissão estimulada existe para qualquer corrente de injeção no laser, mas a luz emitida não é coerente para baixas correntes, devido a uma grande parte da mesma ser proveniente da emissão espontânea. Além disso, a emissão estimulada compete com os processos de absorção na cavidade, até que o número de elétrons na banda de condução seja suficiente para tornar o material opticamente transparente à sua própria emissão. Conforme a corrente de injeção aumenta, a região ativa do laser começa a apresentar ganho óptico e passa a existir a amplificação da luz neste meio.

No entanto, além da injeção de portadores, um fator extremamente importante para o funcionamento do laser é a realimentação óptica, através de espelhos perpendiculares ao guia de onda. A forma mais simples de obtenção destes espelhos é através da clivagem do cristal de semicondutor, gerando uma refletividade de aproximadamente 30%, como mostra a equação (1-1).

$$R = \left(\frac{n_{\text{semicondutor}} - n_{\text{ar}}}{n_{\text{semicondutor}} + n_{\text{ar}}} \right)^2 \approx 0,3 \text{ onde } \begin{cases} n_{\text{ar}} = 1 \\ n_{\text{semicondutor}} \approx 3,5 \end{cases} \quad (1-1)$$

Através das camadas epitaxiais, o campo óptico no laser é confinado espacialmente na direção transversal. Na direção longitudinal, os espelhos provocam uma seletividade do comprimento de onda, devido ao fato de que sobrevivem apenas as frequências que interferem construtivamente dentro da cavidade. Além disso, apenas

os fótons com incidência perpendicular aos espelhos serão refletidos na mesma direção e realimentados, gerando também uma direção de propagação característica. Portanto, os modos são limitados espacialmente e em frequência no laser.

1.2. Guiamento óptico lateral do laser

Na direção transversal, ou seja, perpendicular ao plano da junção, o campo é confinado através do guia de onda dielétrico formado pelo crescimento das diferentes camadas epitaxiais. A descontinuidade de índice de refração entre as camadas ativa e confinante é responsável pelo confinamento do modo nesta direção. No entanto, na direção lateral, o confinamento depende do tipo de processamento a ser feito na estrutura crescida.

Os lasers de semicondutor podem ser classificados de duas formas distintas, de acordo com o tipo de guiamento lateral: guiado por ganho ou por índice de refração.

1.2.1. Laser guiado por ganho

Nesta estrutura, a largura do modo óptico na junção é determinada principalmente pela região de ganho, ou seja, pela região bombeada por corrente. Normalmente, a corrente é injetada em uma área limitada e a distribuição espacial de portadores livres ao longo da estrutura determina a região de ganho e, conseqüentemente, a região em que haverá os processos de recombinação, definindo o tamanho lateral do modo óptico. A estrutura mais simples guiada por ganho é esquematizada na figura 1-4, em que o confinamento da região de injeção de corrente se dá através da deposição de óxido.

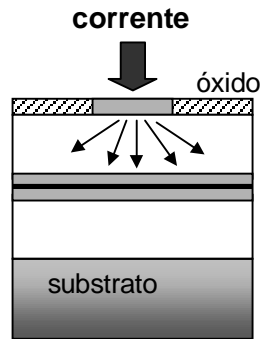


Figura 1-4: Esquema de um laser guiado por ganho.

Um grande problema dos lasers guiados por ganho é o antiguiamento que aparece somente pelo fato do laser estar sendo bombeado. O ganho óptico tem uma relação direta com o número de portadores na cavidade. O aumento da corrente de bombeamento do laser gera um aumento do ganho óptico na cavidade. Se o ganho está relacionado à parte imaginária do índice de refração, então a mudança no mesmo gera uma variação no índice de refração real (relação de Kramers-Kronig). Podemos verificar que um aumento do ganho devido ao bombeamento provoca uma diminuição no índice de refração real [4]. Seja n' a parte real do índice de refração e n'' a parte imaginária, de tal forma que:

$$n = n_0 + \Delta n' + i\Delta n'' \quad (1-2)$$

onde n_0 representa o índice de refração inicial. O vetor de onda complexo pode ser escrito da mesma forma

$$k = k_0 + \Delta k' + i\Delta k'' \quad (1-3)$$

e está relacionado com o índice de refração através da equação (1-4).

$$(k_0 + \Delta k' + i\Delta k'')^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (n_0 + \Delta n' + i\Delta n'')^2 \quad (1-4)$$

Considerando n_0 real e $k_0 = (\omega/c)n_0$, podemos fazer uma simplificação, ignorando os termos de segunda ordem na equação (1-4), obtendo:

$$\Delta k' + i\Delta k'' = \left(\frac{\omega^2 n_0}{c^2 k_0} \right) (\Delta n' + i\Delta n'') \quad (1-5)$$

Se o campo elétrico na cavidade do laser é dado por

$$\phi = \phi_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \phi_0 e^{(ik' - k'')r}, \quad (1-6)$$

a intensidade, que é proporcional ao quadrado de seu módulo, decai exponencialmente como mostra a equação (1-7).

$$|\phi|^2 = |\phi_0|^2 e^{-2k''r} \quad (1-7)$$

Esta variação da intensidade do campo é atribuída à variação do ganho e podemos afirmar que $g = -2k''$. Portanto, da equação (1-5), podemos obter a variação do índice de refração imaginário em relação ao ganho óptico g . Fazendo $\omega/c = 2\pi E$, onde E é a energia em unidades de inverso do comprimento, a variação da parte imaginária do índice de refração da região ativa é dada por:

$$\Delta n'' = -\frac{\Delta g}{4\pi E} \quad (1-8)$$

A relação de Kramers-Kronig nos possibilita identificar a variação da parte real do índice de refração a partir de uma mudança conhecida na parte imaginária deste mesmo índice. Portanto, desta relação e de $\Delta n''$, podemos afirmar que a variação do ganho óptico na região ativa devido à injeção de portadores ocasiona uma mudança no índice de refração real do material, dada por:

$$\Delta n'(E) = -\frac{1}{2\pi^2} P \left[\int_0^\infty \frac{\Delta g(E') dE'}{E'^2 - E^2} \right] \quad (1-9)$$

Este cálculo foi feito, por exemplo, para GaAs [4], InP e InGaAsP [5] e a variação da parte real do índice de refração com o inverso do comprimento de onda de emissão do laser (valor proporcional à energia) para um certo número de portadores apresenta a

forma da curva da figura 1-5. A linha vertical representa a energia de emissão da luz laser e corresponde a uma variação negativa do índice de refração, reafirmando a existência do antiguiamento gerado pelo próprio aumento do ganho. Isto ocorre porque o laser opera na energia correspondente ao máximo de ganho óptico, enquanto a variação de ganho com o número de portadores é máxima sempre para energias maiores. Assim, o ponto em que a mudança de índice de refração real é nula ocorre para energias maiores que a energia de operação do laser.

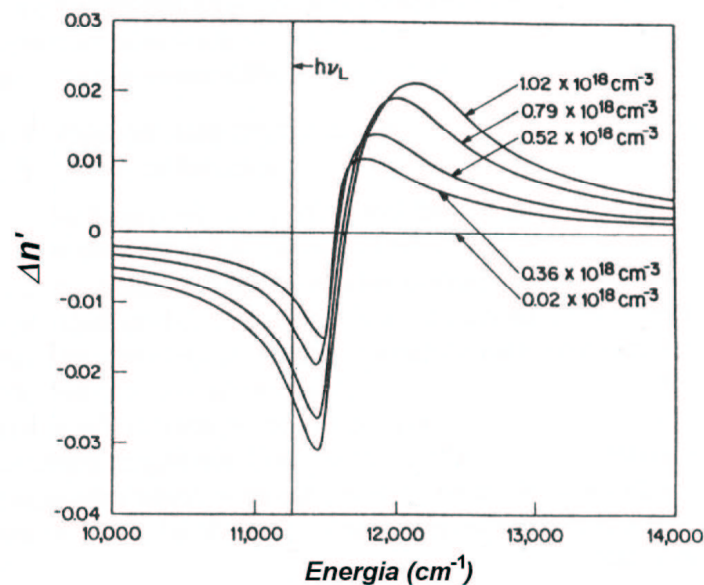


Figura 1-5: Variação da parte real do índice de refração em função do inverso do comprimento de onda de emissão do laser para diversos números de portadores injetados [4].

Sem a existência de um guia de onda lateral, a região de emissão de luz neste tipo de laser é extensa e, portanto, tem a característica de possuir mais de um modo lateral.

1.2.2. Laser guiado por índice

Esta alternativa de guiamento óptico provém da construção de um guia de onda lateral através do processamento das camadas epitaxiais já crescidas. Assim, uma

pequena região central no plano da junção, de índice de refração um pouco mais elevado, confina o modo lateral do laser.

O confinamento óptico lateral nestas estruturas pode ser classificado em dois tipos distintos:

- através de batente de índice de refração efetivo e
- através de batente de índice de refração real.

O primeiro tipo gera um batente mais fraco, pois a região ativa é contínua e a mudança lateral do índice de refração é provocada pela variação da espessura da camada confinante.

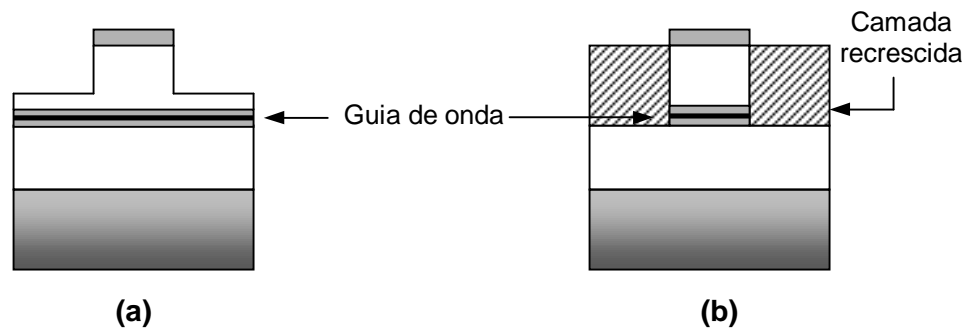


Figura 1-6: Exemplos de lasers guiados por batente de índice de refração. **(a)** Laser guiado por batente de índice de refração efetivo (*ridge*). **(b)** Laser guiado por batente de índice de refração real (Laser de Heteroestrutura Enterrada).

A figura 1-6(a) mostra um exemplo de laser guiado por batente de índice de refração efetivo, denominado laser “*ridge*”. Neste caso, a corrosão de parte da camada confinante é, primeiramente, uma das maneiras de reduzir a corrente de injeção no laser e evitar que a corrente se espalhe como acontece nos lasers guiados por ganho. O confinamento óptico lateral ocorre devido à diminuição da camada confinante e à interface com o ar, fazendo com que a onda eletromagnética comporte-se como se houvesse uma descontinuidade no índice de refração fora da região central, apesar de a camada do guia de onda permanecer contínua. Esta alteração do comportamento do campo eletromagnético é então descrita pelo índice de refração efetivo desta região.

Este tipo de guiamento óptico tem várias vantagens sobre o guiamento por ganho. Nos lasers com batente de índice de refração lateral, o antiguiamento gerado pelo aumento dos portadores tem o efeito de uma pequena perturbação, pois a diferença entre os índices de refração efetivos da região ativa e da não bombeada é, aproximadamente, uma ordem de grandeza maior que a variação causada pelo antiguiamento. Além disso, a maior limitação da região de ganho através deste tipo de confinamento proporciona um menor número de modos laterais em comparação com os lasers guiados por ganho.

A figura 1-6(b) mostra um exemplo de laser com batente de índice de refração real. Este exemplo apresenta como obter o batente lateral através de recrescimento de camadas de índice de refração menor, “enterrando” a região ativa. O recrescimento tem a vantagem de minimizar a perda de portadores por estados de superfície provocados pela corrosão na interface com o ar. A camada recrescida pode ser isolante ou de dopagem oposta à camada confinante que será bombeada, de tal forma a otimizar a injeção de portadores somente na região ativa. Estes lasers são denominados Lasers Enterrados (*Buried Heterostructure Lasers*) e são fortemente guiados pela existência de um batente de índice de refração forte. No entanto, a fabricação destes lasers não é tão simples e envolve etapas complexas, como o recrescimento. Além disso, devido ao forte batente de índice de refração, os modos laterais tendem a ficar mais confinados e há grande dificuldade de se fabricar lasers que sejam monomodo lateral, pois a largura da região não corroída (*stripe*) deve ser menor que no caso do laser *ridge*.

1.3. Modelagem matemática do laser

O campo eletromagnético na cavidade do laser satisfaz as equações de Maxwell. Portanto, a partir da equação da onda, podemos obter as equações de taxa

para o laser, como mostra, por exemplo, a referência [2]. Estas equações mostram como variam as densidades de portadores e de fótons relativas ao modo j dentro da cavidade e são dadas por (1-10) e (1-11).

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{q Vol} - R_{sp} - \frac{n}{\tau} - \sum_j g_j(n) v_g p_j \quad (1-10)$$

$$\frac{dp_j}{dt} = \beta_j (R_{sp}) + (g_j(n) - \text{perdas}) v_g p_j \quad (1-11)$$

onde n representa a concentração de portadores e p_j representa a população de fótons para um dos modos da cavidade, cujo ganho varia com o número de portadores e é dado por $g_j(n)$. O ganho óptico reflete as condições do material de absorver ou ser transparente à emissão do poço quântico e pode apresentar valores negativos (quando absorve a emissão) e positivos (se está na condição de contribuir com a emissão do poço) [6].

Na equação (1-10), a taxa de portadores na cavidade aumenta com a corrente injetada I e diminui com os vários tipos de recombinação. As recombinações radiativas, ou seja, que contribuem para a emissão, são dadas pela taxa de emissão espontânea, R_{sp} e pela emissão estimulada controlada pela condição de ganho dada pelo termo $g(n)v_g p$, onde v_g é a velocidade de grupo. Na equação (1-11), o fator β_j indica a fração da emissão espontânea que se acopla ao modo óptico j . As perdas de portadores incluem perdas internas, devido a armadilhas, centros de recombinação não radiativos e estados de superfície. As perdas de fótons são dadas por perdas no espelho, que correspondem aos fótons que saem da cavidade do laser, e por perdas provenientes de espalhamento ou absorção, geradas por fatores independentes relacionados à qualidade do material e do guia de onda. Portanto, a perda total é a soma das perdas internas, α_{int} , e das perdas no espelho, $\alpha_{espelho}$, e é dada por:

$$\alpha_{total} = \alpha_{int} + \alpha_{espelho}, \text{ onde } \alpha_{espelho} = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (1-12)$$

onde R é o produto das refletividades dos dois espelhos e L é o comprimento da cavidade.

Estas equações podem ser utilizadas para se obter os estados estacionários de um laser de semicondutor. A solução é obtida anulando-se as derivadas em relação ao tempo e é válida quando se trata de operação a corrente contínua após o desaparecimento dos transientes. Podemos utilizar a solução para corrente pulsada, mas somente quando a duração do pulso é bem maior que o tempo de resposta do laser.

Anulando a variação de fótons com o tempo na equação (1-11), temos:

$$p_j = \frac{\beta_j(R_{sp})}{v_g(perdas_j - g_j(n))} \quad (1-13)$$

Portanto, podemos notar que, com o aumento do ganho óptico, a concentração de fótons na cavidade aumenta. Quando o ganho se aproxima do valor total das perdas, o número de fótons cresce bruscamente, atingindo o que denominamos condição de limiar do laser.

1.4. Características Experimentais

Introduziremos aqui, algumas características experimentais bastante típicas do laser de semicondutor. Com a finalidade de ilustrar o comportamento óptico e elétrico do laser, utilizaremos medidas obtidas com dispositivos do tipo *ridge*, processados em nossos laboratórios, durante este trabalho de Mestrado.

A figura 1-7(a) mostra a variação da corrente elétrica (I) em função da voltagem aplicada (V) nos terminais do laser. O comportamento é característico de um diodo, ou

seja, praticamente não permite a passagem de corrente para voltagens negativas, e, a partir de uma certa tensão positiva, a corrente torna-se permitida [7].

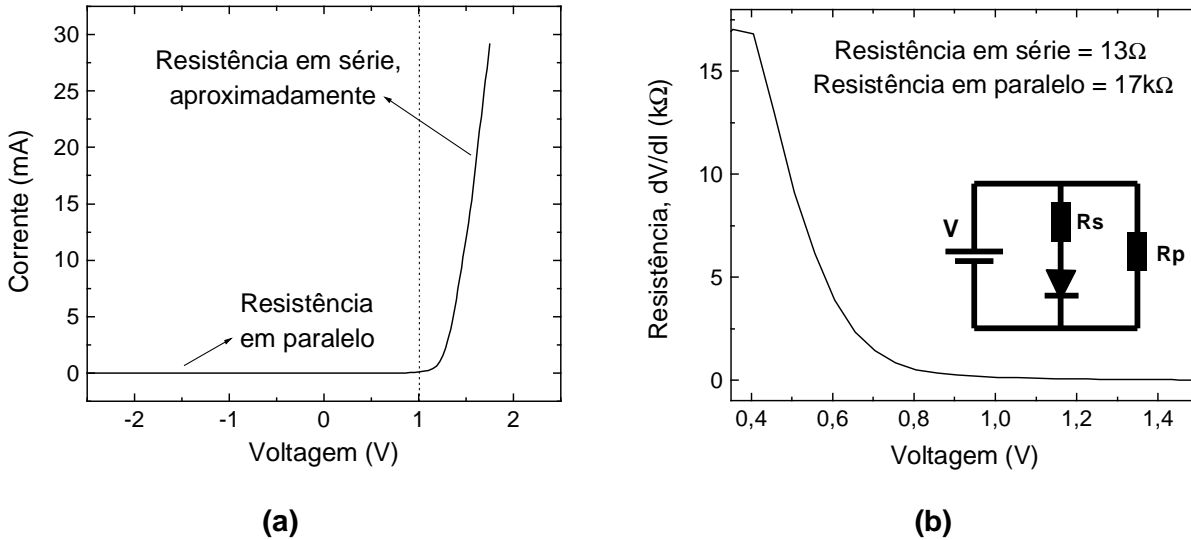


Figura 1-7: (a) Variação da corrente elétrica em função da voltagem aplicada em um laser de semicondutor. **(b)** Variação das resistências envolvidas no dispositivo, obtida através do comportamento $I \times V$.

A qualidade do diodo que participa da composição do dispositivo laser pode ser avaliada de acordo com as resistências obtidas da curva $I \times V$. Podemos considerar que o dispositivo não é ideal e possui uma resistência em série e outra em paralelo com o próprio diodo, como mostra o esquema da figura 1-7(b). Quanto menor a resistência em série (R_s) e maior a resistência em paralelo (R_p), mais o diodo se aproxima de sua forma ideal. O gráfico da figura 1-7(b) mostra a variação da derivada da voltagem em relação à corrente (resistência) em função da voltagem aplicada nos terminais do laser. Para voltagens negativas, podemos dizer que o diodo ideal não permite a passagem de corrente e, portanto, a corrente medida é proveniente da resistência em paralelo. Após o funcionamento do diodo, ou seja, quando ele permite a passagem de corrente, esta é limitada pela resistência equivalente, dada na equação (1-14), mas que pode ser aproximada pela resistência em série, já que $R_p \gg R_s$.

$$R = \frac{R_s \cdot R_p}{R_s + R_p} = \frac{R_s \cdot R_p}{R_p(1 + R_s/R_p)} \cong R_s \quad (1-14)$$

O comportamento que melhor caracteriza o funcionamento do laser é a relação entre a intensidade de luz emitida em função da corrente de injeção no dispositivo. A figura 1-8(a) mostra este comportamento através do gráfico da potência luminosa (L) emitida por uma das facetas do laser com a variação da corrente contínua de injeção (I). A forma desta curva é bem característica de qualquer laser de semicondutor. O valor de corrente onde a potência luminosa cresce abruptamente é denominado corrente de limiar.

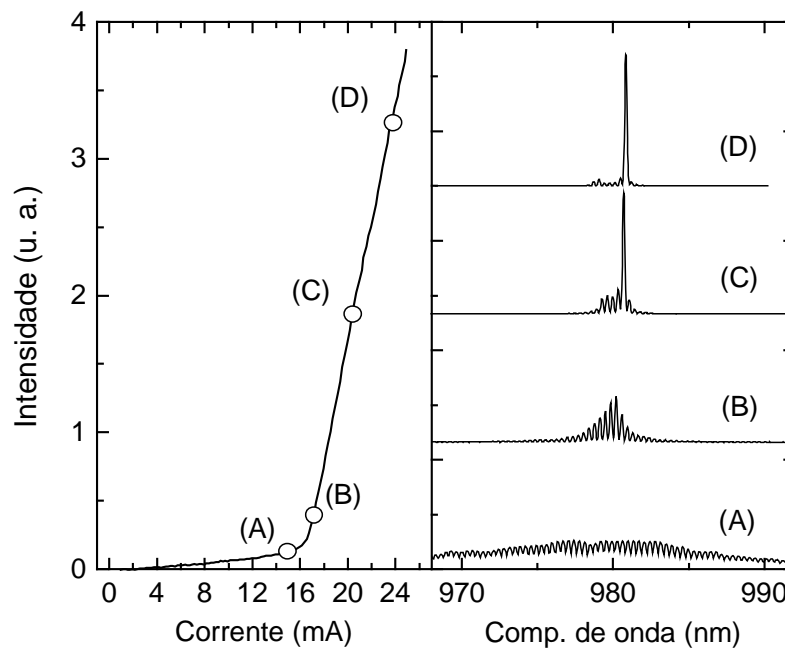


Figura 1-8: (a) Típica curva da variação da potência luminosa emitida por um laser em função da corrente de injeção. (b) Espectros obtidos para diversos pontos de operação do laser.

O laser da figura 1-8(a), por exemplo, apresenta seu limiar em, aproximadamente, 16mA. Para correntes abaixo deste valor, a potência luminosa consiste principalmente em emissão espontânea.

Um parâmetro experimental importante é a eficiência quântica externa do laser, ou seja, a razão entre os fótons contribuintes da potência luminosa de saída do laser e os elétrons injetados através da aplicação de corrente. O valor da eficiência quântica externa pode ser calculado através da equação (1-15) e é então proporcional à inclinação da curva LxI (potência óptica de saída por corrente) após o limiar do laser.

$$\eta_{ext} = \frac{n^{\circ} \text{ de fótons que saem}}{n^{\circ} \text{ de elétrons injetados}} = \frac{(dE/dt) / \text{energia do fóton}}{(dq/dt) / \text{carga do elétron}} = 2 \cdot \frac{e\lambda}{hc} \cdot \frac{dL}{dI} \quad (1-15)$$

A carga do elétron é dada por e , λ é o comprimento de onda da luz, h é a constante de Planck e c , a velocidade da luz. A multiplicação por 2 corrige o fato de medirmos apenas uma face do laser, considerando que as duas faces emitem potências ópticas iguais.

O controle espectral, ou seja, o controle do comprimento de onda de emissão, é de extrema importância nas aplicações do laser de semicondutor, principalmente em sistemas de comunicações ópticas. A figura 1-8(b) mostra as medidas de espectro feitas com o analisador de espectro HP70950B de 0,1nm de precisão, para vários valores de corrente de injeção no laser. Cada espectro corresponde a um dos pontos de operação na figura 1-8(a).

Para baixas correntes de injeção, abaixo do limiar, a emissão é bastante larga em comprimento de onda, caracterizada principalmente pela emissão espontânea. Como mostra o espectro (A), pouco antes do limiar do laser, a emissão é bastante larga, mas já podemos notar vários picos de intensidade em frequências igualmente espaçadas. Estes picos de potência são denominados modos longitudinais da cavidade laser. Em uma cavidade retangular (Fabry-Perot), prevalecerão as frequências que formarem um número inteiro de meios comprimentos de onda no comprimento total da

cavidade. Portanto, se m é um número inteiro e L é o comprimento da cavidade, temos que

$$m \left(\frac{\lambda}{2n} \right) = L \quad (1-16)$$

onde \bar{n} é o índice de refração referente ao comprimento de onda λ . Neste caso, dizemos que o comprimento óptico da cavidade é dado por $\bar{n}L$.

O espectro (B) já demonstra uma diminuição significativa da largura em comprimento de onda. Neste ponto, a emissão estimulada já é bem maior do que a espontânea e o ganho óptico é que determina os comprimentos de onda sobreviventes. Após o limiar, quanto maior é a corrente de injeção do laser, maior é a seletividade de modos longitudinais, como podemos observar nos espectros (C) e (D). Este fenômeno é denominado supressão de modos longitudinais e seleciona o modo que apresenta frequência de maior ganho óptico [2].

Outra característica interessante do laser de semicondutor é o comportamento de sua potência óptica com a variação da temperatura. O gráfico da figura 1-9 mostra várias curvas de potência luminosa por corrente de injeção, variando-se a temperatura de 12°C a 30°C com intervalos iguais de 4°C entre as curvas. O laser fica sobre um elemento peltier que tem sua temperatura monitorada por um termistor e controlada continuamente. Como podemos observar, a temperatura influencia diretamente na potência óptica de emissão e na corrente de limiar do laser. Quanto maior é a temperatura de operação, pior é o funcionamento do laser. Além do aumento da corrente de limiar, podemos notar o aparecimento de rugas (zigue-zagues) e a diminuição da eficiência quântica externa com o aumento da temperatura.

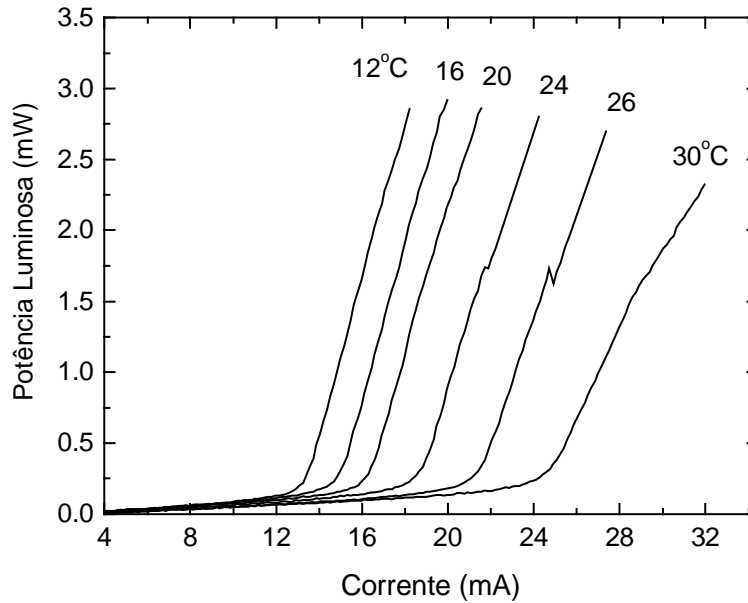


Figura 1-9: Gráfico da potência óptica do laser com a corrente de injeção para diversas temperaturas de operação.

É conhecido que a corrente de limiar, I_{th} , de um laser de heteroestrutura varia com a temperatura conforme a equação (1-17).

$$I_{th} = I_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (1-17)$$

Nesta equação, I_0 é uma constante de proporcionalidade e T_0 é a temperatura característica que expressa a sensibilidade do laser à variação de temperatura. Os valores encontrados de T_0 para um laser de poço quântico de InGaAs variam de 50 a 100K. Atualmente, existem diversas propostas para diminuir a sensibilidade do laser com a temperatura, alcançando temperaturas características acima de 400K [8].

Mesmo à temperatura ambiente, a potência máxima emitida por estes lasers é limitada pelos processos decorrentes da variação térmica: cada vez mais corrente é exigida para superar estes processos e conseqüentemente, a temperatura aumenta

ainda mais. Vários fatores contribuem para esta alta sensibilidade, como corrente de fuga através da heterojunção, recombinação Auger [2] e absorção entre as bandas de valência [6].

Características espaciais de emissão do laser são importantes no sentido de otimizar o acoplamento laser-fibra óptica, por exemplo. A seção transversal da emissão do laser é elíptica e, durante a propagação da luz, esta seção cresce em tamanho devido à divergência do feixe. A distribuição de intensidade espacial é estudada através de medidas do campo próximo (*near-field*) e do campo distante (*far-field*). A distribuição da luz emitida próximo à face do laser é denominada medida do campo próximo. Neste tipo de medida, uma objetiva de microscópio é posicionada à frente do espelho do laser e a imagem da luz emitida é gravada com o auxílio de uma câmera de infravermelho. A figura 1-10 mostra esta imagem para um laser de $5\mu\text{m}$ de largura, guiado por batente de índice de refração efetivo.

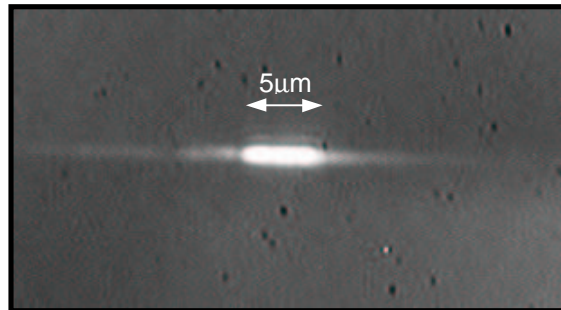


Figura 1-10: Imagem do campo próximo (*near-field*) de um laser de $5\mu\text{m}$ de largura.

O campo próximo perpendicular à junção depende da espessura e composição de cada camada epitaxial do laser. Paralelamente à junção, o campo próximo depende do mecanismo de guiamento óptico lateral.

O campo distante é a medida da distribuição da intensidade espacial de luz longe da face do laser e, matematicamente, é a transformada de Fourier bidimensional do campo próximo. A distribuição do campo distante nas direções paralela e

perpendicular à junção indica o espalhamento angular do modo do laser. A figura 1-11 mostra as medidas do campo distante paralela (a) e perpendicular (b) à junção para o mesmo laser para correntes de injeção de 18 e 21 mA.

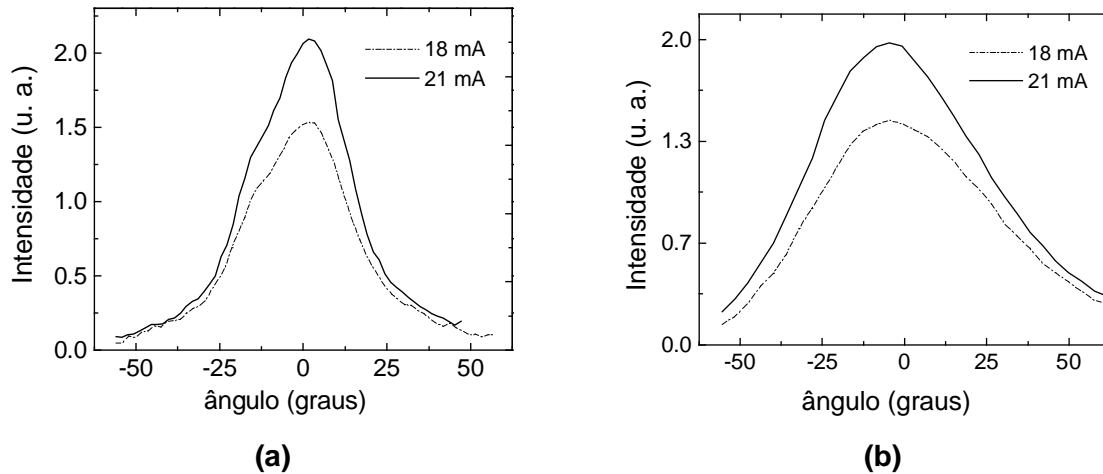


Figura 1-11: Medidas espaciais do campo distante **(a)** paralelo à junção e **(b)** perpendicular à junção.

Experimentalmente, um detector é colocado a aproximadamente 1cm de distância da face do laser e, com a ajuda de um controlador de movimentos que atribui um certo deslocamento a uma tensão de saída, podemos medir a variação de intensidade de luz pelo deslocamento do detector.

As larguras angulares à meia altura representam valores importantes destas medidas, pois são parâmetros comparativos que buscamos sempre otimizar para melhorar a eficiência de acoplamento entre laser e fibra. Existem vários estudos para aumentar o perfil do campo próximo, diminuindo assim a intensidade de luz nos espelhos do laser e, conseqüentemente, a largura angular do campo distante [9,10].

1.5. Referências

- [1] S. M. Sze, *Semiconductor Devices – Physics and Technology*, John Wiley & Sons, New York (1985);
- [2] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Second Edition, Van Nostrand Reinhold, New York (1993);
- [3] N. K. Dutta, “*Calculated threshold current of GaAs quantum well lasers*”, J. Appl. Phys. **53**, 11 (1982);
- [4] C. H. Henry, R. A. Logan e K. A. Bertness, “*Spectral Dependence of the Change in Refractive Index Due to Carrier Injection in GaAs Lasers*”, J. of Appl. Phys. **52**, 7 (1981);
- [5] B. R. Bennett, R. A. Soref e J. A. Alamo, “*Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP*”, IEEE. Quantum Electron., **26**, 1 (1990);
- [6] M. Asada, A. Kameyama e Y. Suematsu, “*Gain and Intervalence Band Absorption in Quantum-Well Lasers*”, IEEE J. of Quantum Electron. **QE-20**, 7 (1984);
- [7] R. Williams, “*Modern GaAs Processing Methods*”, Artech House, Boston/London, Segunda Edição (1990);
- [8] H. Asano, M. Wada, T. Fukunaga e T. Hayakawa, “*Temperature-insensitive operation of real index guide 1.06 μm InGaAs/GaAsP strain-compensated single-quantum-well laser diodes*”, Appl. Phys. Lett., **74**, 21 (1999);
- [9] G. Zhang, A. Ovtchinnikov, J. Nappi, K. Smekalin, P. Savolainen, M. Pessa e H. Asonem, “*Far-field, efficiency and loss of 980 nm InGaAs/GaInAsP/GaInP SCH quantum well lasers*”, Eletron. Lett., **33**, 6 (1997);
- [10] K. McIlvaney, J. Carson, A. C. Bryce, J. H. Marsh e R. Nicklin, “*Far-field behaviour of 680 nm broad area lasers incorporating bandgap widened extended slab waveguides*”, Eletron. Lett., **31**, 7 (1995).

Oxidação seletiva para confinamento lateral elétrico

2.1. Introdução

O funcionamento eficaz de um dispositivo laser implica em correntes de operação baixas, reduzindo assim a dissipação térmica. O conseqüente aumento da temperatura no laser de semicondutor acaba por enfatizar vários processos de recombinação não radiativa que causam degradação e diminuição da eficiência do laser.

A melhor forma de evitar este problema se dá através da redução da corrente de limiar. Além disso, a operação a baixa corrente de injeção permite o funcionamento do laser até temperaturas mais elevadas, aumentando também o tempo de vida do dispositivo.

A redução da corrente de limiar é feita diminuindo-se o volume da região a ser bombeada. Com esta finalidade várias maneiras de processamento já foram propostas, como o laser “*ridge*”, o laser de heteroestrutura enterrada (*buried heterostructure laser*) ou ainda a utilização de implantação iônica. No entanto, a fabricação destes dispositivos envolve as dificuldades inerentes da obtenção de estruturas muito pequenas.

É neste aspecto que a oxidação seletiva torna-se muito importante por possibilitar o aumento do confinamento elétrico sem a necessidade de fabricação de estruturas de dimensões reduzidas.

Já é bem conhecido que compostos semicondutores com alta porcentagem de *Alumínio* podem degradar facilmente em contato com o meio ambiente e que a formação de óxidos nativos estáveis pode ser provocada prevenindo esta degradação.

Várias técnicas de oxidação são utilizadas com este propósito desde 1978, incluindo oxidação térmica úmida ou seca, oxidação química e oxidação por plasma. Mas, somente em 1991, o processo de oxidação térmica úmida livre de O_2 foi introduzido na fabricação de lasers de semicondutor. Desde então, um grande número de artigos propõe a técnica em diversos tipos de dispositivos.

Neste capítulo, estudaremos a oxidação térmica úmida livre de O_2 , com o objetivo de utilizá-la na preparação de lasers guiados por índice e estruturados em substrato de GaAs.

2.2. O processo

A camada a ser oxidada deve possuir uma alta taxa de *Alumínio*, além de casamento de parâmetro de rede com as camadas epitaxiais do laser. O $Al_xGa_{1-x}As$, por exemplo, pode ser utilizado em lasers crescidos sobre substrato de GaAs e recomenda-se valores de x maiores que 0,6. Para lasers de comprimento de onda de emissão mais longo, como os característicos de telecomunicações, crescidos sobre substrato de InP, existe a opção de oxidar camadas de $AlInAs$ [1].

Após o crescimento das camadas epitaxiais, o laser é processado de modo a expor lateralmente a camada a ser oxidada. Na oxidação térmica úmida, no caso, a reação se dá em um forno com vapor de água atuando como agente oxidante, sendo levado ao forno em gás N_2 saturado, ao qual chamamos de gás vetor. A camada que contém grande quantidade de *Al* começa a oxidar na direção paralela ao seu plano,

conforme as espécies oxidantes são transportadas da atmosfera à interface óxido-camada não oxidada, envolvendo três processos [2], como mostra figura 2-1:

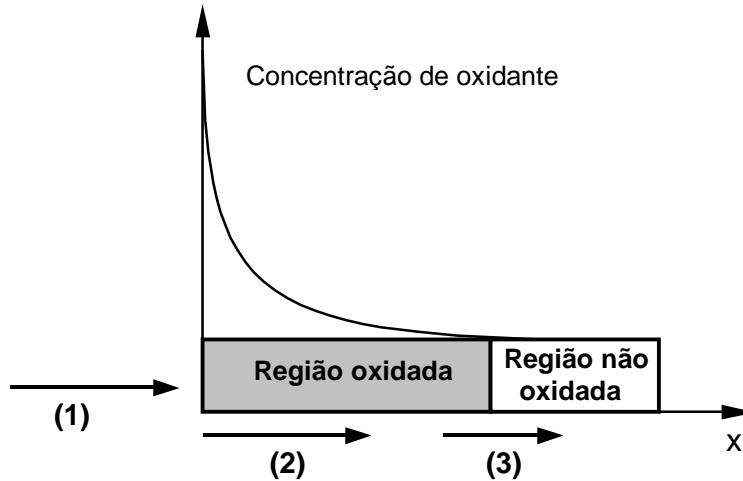


Figura 2-1: Variação da concentração do agente oxidante ao longo da camada de oxidação.

- (1) transporte do oxidante até a camada a ser oxidada, onde reage ou é absorvido;
- (2) difusão através da parte já oxidada da camada;
- (3) reação na interface óxido-camada a ser oxidada e formação de mais óxido de Alumínio.

Através do controle de alguns parâmetros de processo, tais como temperatura do forno e fluxo do gás vetor, podemos definir uma taxa de oxidação lateral com o tempo que nos permita deixar pequenas aberturas não oxidadas. A figura 2-2 mostra o esquema de um laser de emissão lateral com camadas finas oxidadas em ambas as partes do diodo (tipo p e tipo n).

Ao ser oxidada, a camada passa a ser isolante e sofre mudança no índice de refração. O $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$, por exemplo, cujo índice de refração é 3,47, ao ser oxidado tem o índice diminuído para 1,6 [3], passando a ser um material isolante. Portanto, a parte oxidada praticamente não permite a passagem de portadores. Devido ao fato de a

parte não oxidada possuir *gap* de energia maior que a camada confinante onde está inserida, não existe a formação de um indesejável poço quântico. Além disso, por ser fina o suficiente, não oferece barreiras à passagem de corrente.

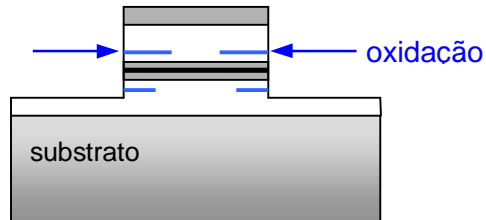


Figura 2-2: Esquema da estrutura laser com camadas oxidadas definindo o caminho dos portadores eletrônicos.

Atualmente, a oxidação seletiva está sendo largamente utilizada em vários tipos de lasers. Aqui tratamos sempre de laser de emissão lateral e a oxidação como forma de fabricar pequenas aberturas para a passagem de corrente. No entanto, a oxidação seletiva tem sido mais frequentemente utilizada no processamento de laser de cavidade vertical com emissão pela superfície (*VCSEL – Vertical-cavity surface emitting laser*), tanto para confinamento elétrico, como para a fabricação de espelhos de Bragg (*DBR - Distributed Bragg Reflector*) [4]. Nestes espelhos camadas epitaxiais de índices de refração diferentes e espessuras específicas são fabricadas para alcançar alta refletividade da luz emitida pelo laser. Intercalando camadas de Al(Ga)As e GaAs, por exemplo, e submetendo a estrutura ao processo de oxidação térmica, a diferença entre os índices de refração entre as camadas torna-se muito maior, diminuindo o número de camadas necessárias para a obtenção da refletividade desejada.

2.3. Montagem Experimental

Visando a possível utilização desta técnica de oxidação seletiva em estruturas estudadas pelo grupo, implementamos um sistema de oxidação térmica úmida. Para a montagem, mostrada na figura 2-3, usamos um forno da marca *Lindberg* de três zonas independentes ligadas a controladores de temperatura *Eurotherm*. A amostra deve ser colocada através de uma das extremidades de um tubo de quartzo que passa pelo forno. Na outra extremidade, gás N_2 é inserido a um recipiente com água, sempre aquecido por uma placa quente. Este recipiente é denominado “borbulhador” e fornece o vapor de água ao tubo de quartzo para que ocorra a oxidação. O gás nitrogênio realiza a função de gás vetor, ou seja, leva o vapor ao forno em quantidades que possibilitam a medição através de um fluxômetro comum. A temperatura referente à posição da amostra, dentro do tubo de quartzo, é controlada através de um termopar do tipo Cromel-Alumel.

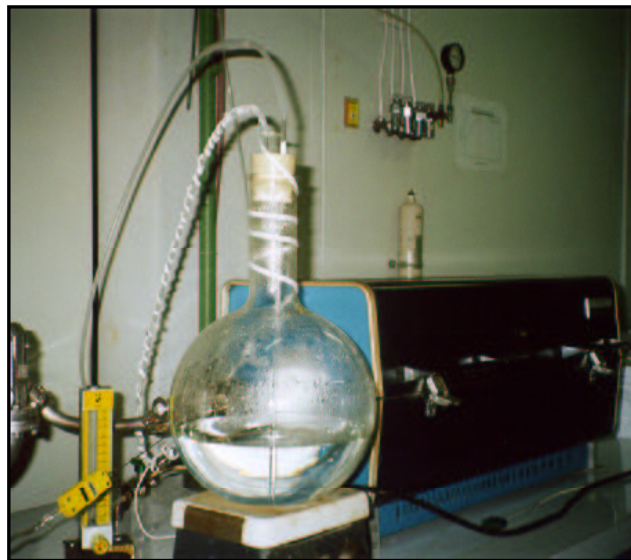


Figura 2-3: Foto da montagem experimental do forno de oxidação feita em nosso laboratório.

Com o objetivo de evitar a condensação de vapor de água, as vias que conduzem o vapor foram aquecidas com fitas térmicas.

2.4. Experimento e Resultados

O sistema de crescimento CBE do nosso laboratório atualmente não utiliza fontes de *Alumínio*, devido ao difícil controle da concentração de dopantes neste material e à sua fácil deterioração. Portanto, as amostras submetidas à oxidação no nosso sistema foram cedidas pelo Professor Alain A. Quivy da Universidade de São Paulo (USP) e apresentam camadas intercaladas de AIAs e GaAs, de 845Å e 700Å de espessura, respectivamente, sobre substrato de GaAs.

Para garantir a exposição da camada que contém *Al*, a amostra foi submetida a uma fotogração com dupla exposição de *stripes* para a confecção de quadrados de 50µm de lado. Com os quadrados protegidos por fotorresiste, a amostra é submetida a uma corrosão química úmida formando mesas que expõem as camadas internas da estrutura crescida. O fotorresiste é retirado e só então a amostra é levada ao forno de oxidação. A figura 2-4 mostra o esquema do processamento realizado para a obtenção de mesas quadradas.

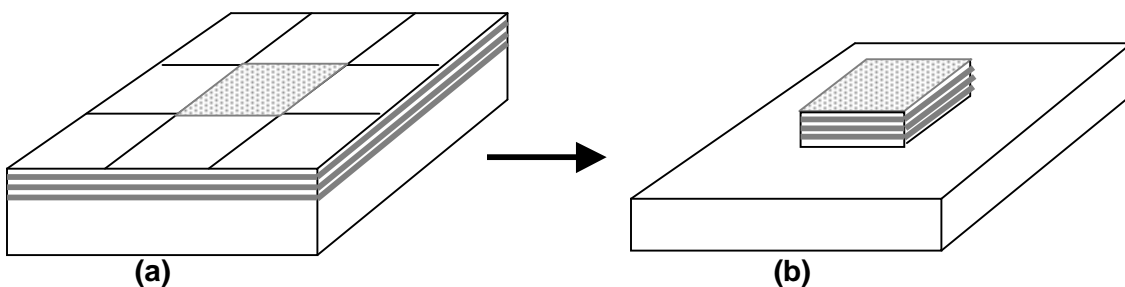


Figura 2-4: Esquema das etapas de processamento anteriores à oxidação. **(a)** Fotogração com exposição dupla de faixas perpendiculares. **(b)** Corrosão da região não protegida pelo fotorresiste.

Em todas as oxidações realizadas nesta estrutura, a temperatura do forno foi mantida a 420°C, praticamente sem variações. A água no borbulhador é mantida a aproximadamente 90°C e o fluxo de gás vetor N₂ é de 3l/min antes de entrar no recipiente de água.

A figura 2-5 mostra imagens obtidas através de um microscópio óptico referentes a três etapas distintas do processo de oxidação. Cada imagem apresenta uma mesa quadrada de 50µm de lado, cuja superfície é de GaAs. Nas bordas das mesas estão expostas lateralmente as camadas de AIAs. Provavelmente a corrosão úmida realizada antes do processo de oxidação, deixou parte de uma das camadas de AIAs exposta ao redor das mesas. A oxidação não proposital desta camada com espessura variável devido ao ataque incompleto gera esta variação de coloração na base, vista nas imagens.

A figura 2-5(a) mostra uma das mesas da amostra após 18 minutos no forno. A camada oxidada pode ser vista através da mudança de coloração nas bordas da mesa e mostra uma oxidação bem comportada, isotrópica, a uma taxa de 0,9µm/min nas condições experimentais mencionadas. Apesar deste comportamento aparentemente isotrópico na direção perpendicular à direção de crescimento do cristal, trabalhos publicados mostram que a taxa de oxidação é maior nesta direção, em comparação à direção de crescimento [3].

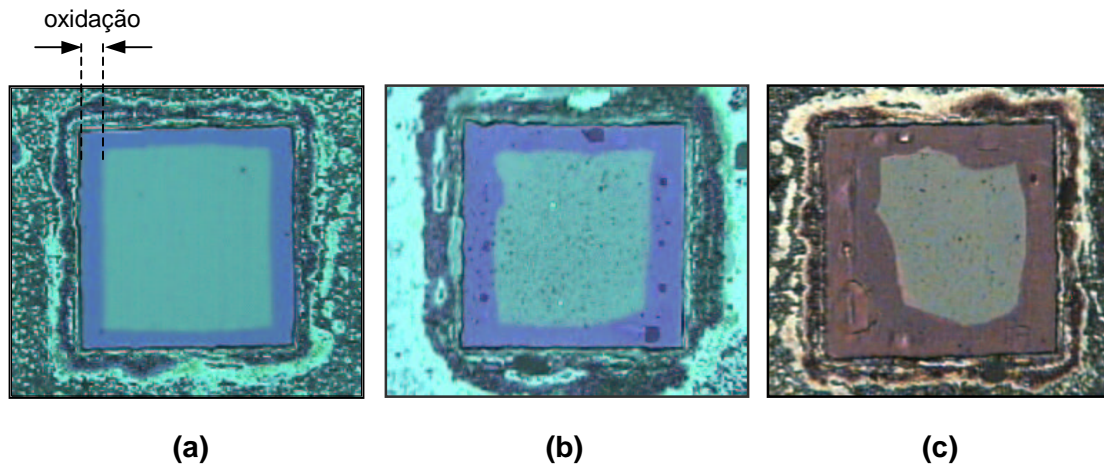


Figura 2-5: Imagens de microscópio óptico da amostra oxidada por **(a)** 18 minutos, **(b)** 18 + 23 minutos, **(c)** 18 + 23 + 40 minutos.

A mesma amostra foi então submetida à nova oxidação nas mesmas condições de temperatura e fluxo de N_2 . A figura 2-5(b) mostra a imagem desta estrutura após 23 minutos no forno pela segunda vez. Podemos notar a perda da uniformidade de oxidação, ou seja, a espessura oxidada varia com a posição da amostra. Além disso, começam a aparecer defeitos, como pequenos pedaços deslocados na parte oxidada e pontos de oxidação na região central da amostra. Outro fator interessante é a redução da taxa de oxidação, pois com mais 23 minutos ao forno, a espessura da parte oxidada, em geral, não chega a dobrar. Em algumas partes, esta espessura permanece a mesma, ou seja, não aumenta com a segunda oxidação.

Trabalhos já relataram que estes óxidos (principalmente os que têm maior quantidade de alumínio) não são termicamente estáveis. De acordo com a referência [5], cozimentos após a oxidação acima de 400°C podem causar o deslocamento da camada oxidada ou de partes dela. No entanto, existe a hipótese de que o contato com o gás oxigênio, ao serem retiradas do forno, causa danos que aparecem ao elevar novamente a temperatura das amostras. Experimentos incluindo uma porcentagem de O_2 no gás vetor mostraram uma oxidação não uniforme, de aspecto nebuloso [3].

A figura 2-5(c) mostra uma nova tentativa de oxidação na mesma amostra por 40 minutos. A redução na taxa de oxidação torna-se ainda maior assim como a presença de defeitos. Além da instabilidade térmica, as camadas oxidadas de AIAs apresentam instabilidade mecânica. Um exemplo disto é o deslocamento de parte das camadas do óxido quando a amostra é submetida à pressão de clivagem. Estas instabilidades aparecem principalmente quando a taxa de oxidação é linear com o tempo ($x \propto t$) [6]. Neste caso, o crescimento do óxido é limitado apenas pela taxa de reação e não pela falta do agente oxidante, o vapor de água [7]. Por isso, diz-se que o óxido é poroso, permitindo a passagem do oxidante. Quando se trata de tempos longos de permanência no forno ou de camadas muito finas, a difusão do oxidante é o fator limitante da oxidação e a taxa de crescimento é parabólica com o tempo ($x^2 \propto t$).

Além disso, a camada de Al(Ga)As tem seu parâmetro de rede bastante modificado com a oxidação. Conseqüentemente, passa a existir um stress entre a camada oxidada e as camadas confinantes. Este fato é comprovado por estudos de microscopia eletrônica de transmissão que mostram defeitos decorrentes da oxidação lateral nas interfaces óxido-camada confinante [3]. Esta tensão é gerada pela mudança de volume da camada que contém Al quando oxidada. A conversão de AIAs em $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ vem seguida de uma contração medida de aproximadamente 12% [5]. Muitos trabalhos demonstram que a oxidação úmida de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ com $0,6 < x < 0,9$ é mais estável, além de ser mais controlável devido às suas taxas menores e apresentar isotropia mais definida [5,6]. Uma tentativa de evitar a tensão causada pela oxidação é o crescimento de camadas com menor composição de Al em ambos os lados da camada a ser oxidada. A taxa de oxidação é menor quanto menor é a porcentagem de Al, portanto as camadas adicionadas, além de reduzir a formação de defeitos, diminuem a taxa de oxidação, tornando-a mais controlável [8].

2.5. Referências

- [1] N. Iwai, T. Mukaiyara, M. Itoh, N. Yamanaka, S. Arakawa, H. Shimizu e A. Kasukawa, “*1.3 μ m GaInAsP SL-QW Al-Oxide Confined Inner Stripe Lasers on p-InP Substrate with AlInAs-Oxide Confinement Layer*”, Electronics Letters **34**, 14 (1998);
- [2] B. Koley, M. Dagenais, R. Jin, G. Simonis, J. Pham, G. McLane, F. Johnson e R. Whaley Jr., “*Dependence of Lateral Oxidation Rate on Thickness of AlAs Layer of Interest as a Current Aperture in Vertical-cavity Surface-emitting Laser Structures*”, J. of Appl. Phys. **84**, 1 (1998);
- [3] R. S. Burton e T. E. Schlesinger, “*Wet thermal oxidation of Al_xGa_{1-x}As compounds*”, J. Appl. Phys., **76**, 9 (1994);
- [4] R. D. Twesten, D. M. Follstaedt, K. D. Choquette e R. P. Schneider, Jr., “*Microstructure of laterally oxidized Al_xGa_{1-x}As layers in vertical-cavity lasers*”, Appl. Phys. Lett., **69**, 1 (1996);
- [5] K. D. Choquette, K. M. Geib, H. C. Chui, B. E. Hammons, H. Q. Hou e R. Hull, “*Selective Oxidation of Buried AlGaAs versus AlAs Layers*”, Appl. Phys. Lett. **69**, 10 (1996);
- [6] H. Nickel, “*A detailed Experimental Study of the Wet Oxidation Kinetics of Al_xGa_{1-x}As Layers*”, J. of Appl. Phys. **78**, 8 (1995);
- [7] M. Ochiai, G. E. Giudice, H. Temkin, J. W. Scott e T. M. Cockerill, “*Kinetics of Thermal Oxidation of AlAs in Water Vapor*”, Appl. Phys. Lett. **68**, 14 (1996);
- [8] J. H. Kim, D. H. Lim, K. S. Kim, G. M. Yang, K. Y. Lim e H. L. Lee, “*Lateral wet oxidation of Al_xGa_{1-x}As-GaAs depending on its structures*”, Appl. Phys. Lett., **69**, 22 (1996).

Confinamento por diferença de índice de refração real: recrescimento de InGaP

3.1. Introdução

Como vimos no Capítulo 1, existem dois tipos de guiamento lateral de luz em dispositivos laser: através de ganho e através de batente de índice de refração. O nosso objetivo principal é a obtenção de processamentos de estruturas epitaxiais que resultem em maior confinamento lateral, possibilitando a existência de apenas um só modo óptico nesta direção. Deste modo, o laser guiado somente por ganho não nos é interessante, já que o comprimento de emissão lateral torna-se bem maior que o comprimento de injeção de portadores (contato metálico), gerando vários modos laterais.

No Capítulo 2, apresentamos uma técnica de confinamento de portadores bastante eficaz e de simples implementação: a oxidação térmica de finas camadas epitaxiais que contêm *Al*. No entanto, o sistema de crescimento por feixe químico que possuímos no laboratório (CBE), apresenta problemas com a utilização de *Al*, e não pudemos providenciar amostras de lasers susceptíveis à oxidação térmica.

Portanto, partimos para o estudo de lasers guiados por batente de índice de refração. Os lasers de batente forte já são amplamente utilizados em sistemas que necessitam de controle de modos laterais [1], para assegurar a linearidade do comportamento luz versus corrente. No entanto, este tipo de dispositivo envolve um maior número de etapas de processamento e, normalmente, dois crescimentos epitaxiais [2]. O segundo crescimento, que chamamos aqui de recrescimento, é a parte crucial da fabricação destes dispositivos, pois, com o processamento, a amostra pode apresentar

certas irregularidades, além de ser exposta à oxidação e à deposição de impurezas que dificultam o crescimento de novas camadas epitaxiais. Portanto, a técnica de recrescimento de camadas epitaxiais exige vários cuidados, e é bem conhecida para recrescimentos de InP em lasers de comprimento de onda de emissão acima de $1,3\mu\text{m}$, utilizados para comunicações ópticas, por exemplo [3-5].

Neste capítulo, investigaremos as condições de recrescimento de camadas de InGaP em laser de poço quântico de InGaAs, visando a fabricação de laser de heteroestrutura enterrada (*buried heterostructure lasers*).

3.2. Proposta: Laser de Heteroestrutura Enterrada com recrescimento de InGaP

Em lasers de batente de índice de refração forte, o recrescimento deixa a região ativa envolvida por uma camada de índice de refração menor. Por esta razão, estes dispositivos são denominados lasers de heteroestrutura enterrada. Deste modo, existe uma diferença de índice de refração real, devido às diferentes camadas, que pode ser duas ordens de grandeza maior que os efeitos causados pela injeção de portadores, já mencionados no Capítulo 1. A figura 3-1 mostra os esquemas de dois tipos de laser de heteroestrutura enterrada.

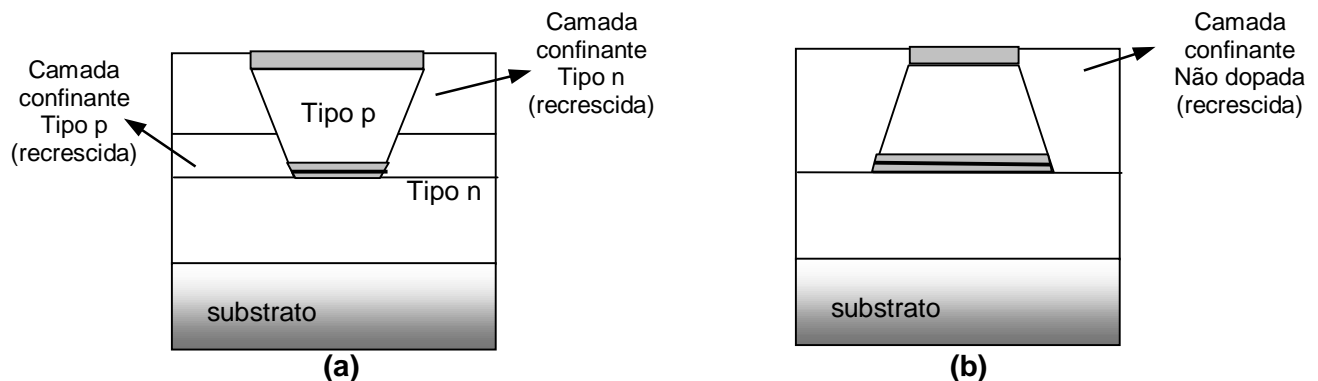


Figura 3-1: Esquemas de dois tipos de laser de heteroestrutura enterrada: **(a)** com camadas bloqueadoras e **(b)** com recrescimento de apenas uma camada não dopada.

No primeiro esquema, são crescidas camadas de bloqueamento (*blocking layers*) sobre o degrau formado através de corrosão. Além do confinamento óptico, devido ao menor índice de refração destas camadas em relação ao índice da região ativa, este recrescimento gera também o confinamento elétrico, pois as camadas apresentam dopagens contrárias às dopagens das regiões pertencentes ao primeiro crescimento. Além do recrescimento de InP, este tipo de estrutura tem sido bastante utilizado para a fabricação de laser de substrato de GaAs, através do recrescimento de AlGaAs [2].

Já o dispositivo da figura 3-1(b) envolve o recrescimento de apenas uma camada, que não deve ser dopada, ou seja, de resistividade maior. Com este modelo, o mesmo material das camadas confinantes do laser é recrescido e assim, o seu índice de refração menor e sua resistência maior providenciam os confinamentos óptico e elétrico, respectivamente.

A nossa proposta é estudar as condições de crescimento de InGaP não dopado sobre InGaP-n para a fabricação de dispositivos deste tipo. Neste caso, a diferença de índices de refração entre a camada confinante e o guia de onda é de, aproximadamente, 0,3. Controlando o tamanho da área não corroída, ou seja, a largura do guia de onda lateral, podemos manter a operação do laser em um único modo lateral até potências de emissão relativamente altas.

3.3. Preparação das amostras

Com esta finalidade, amostras com a estrutura epitaxial mostrada na figura 1-2, foram submetidas à primeira etapa de processamentos esquematizada na figura 3-2.

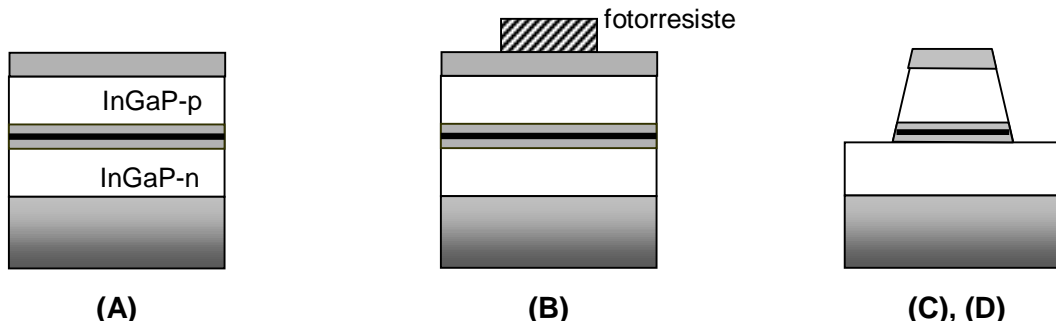


Figura 3-2: Esquema dos processos de preparação da amostra para o recrescimento de camadas de InGaP.

(A) Limpeza

Antes de iniciar o processo, a amostra deve ser submetida a uma limpeza demorada, utilizando TriCloroEtileno (TCE), Acetona e Metanol, pois as impurezas provocam a não uniformidade no processamento.

(B) Fotogravação de faixas

Faixas de várias larguras são gravadas através de fotolitografia óptica. Neste processo, utilizamos a deposição de um material sensível à luz ultra-violeta, o fotorresiste. Com a ajuda de uma máscara que define os padrões a serem gravados, luz UV é incidida sobre a amostra que depois é submetida à revelação. Portanto, as faixas de fotorresiste protegem as regiões que não devem ser corroídas. Em todos os casos estudados aqui, as faixas foram alinhadas paralelas à direção $(01\bar{1})$.

(C) Corrosão química úmida

Todas as camadas são corroídas com a utilização de soluções de ácidos até a retirada completa do guia de onda de GaAs. Para as camadas de GaAs,

utilizamos soluções que contém H_2SO_4 e para a camada de InGaP, soluções de HCl, nas proporções mostradas abaixo.

- Corrosão de GaAs: 1 H_2SO_4 : 8 H_2O_2 : 40 H_2O DI
- Corrosão de InGaP: 3 HCl : 1 H_2O DI

(D) Limpeza e Plasma de O_2 :

A amostra é novamente submetida à limpeza. No entanto, resquícios de fotorresiste podem permanecer sobre a amostra, mesmo após um demorado processo de limpeza. A amostra é então colocada em uma câmara de vácuo, onde é submetida a um plasma de O_2 .

Após os processos preliminares, a amostra é imersa em solução de H_2SO_4 por alguns segundos e é imediatamente inserida na câmara de introdução do sistema de crescimento por CBE.

3.4. Resultados obtidos

Várias tentativas de recrescimento foram realizadas, buscando melhorar a morfologia da camada de InGaP através da variação da temperatura de desoxidação da amostra. Não entraremos em detalhes, porém, com respeito aos parâmetros e condições experimentais de crescimento, já que este não é o real objetivo deste trabalho.

Em todas as tentativas de recrescimento, utilizamos temperatura de crescimento para a camada de InGaP de 540°C , devido a estudos realizados que mostram melhor morfologia nesta condição [6]. A desoxidação das amostras foi feita em ambiente de Arsina (AsH_3), pois estamos interessados em não danificar a camada de GaAs-p++ do topo da estrutura que será utilizada posteriormente para o contato p do dispositivo.

Após o recrescimento, uma camada de fotorresiste é depositada sobre a amostra que, em seguida, é clivada (veja seção 4.2-Clivagem) e observada em microscópio eletrônico de varredura. A figura 3-3 mostra o resultado da primeira tentativa de recrescimento de uma camada de InGaP não intencionalmente dopado, de $2\mu\text{m}$ de espessura, utilizando a temperatura de 565°C no processo de desoxidação. Um esquema ao lado da figura ajuda a visualizar as separações entre as camadas do laser.

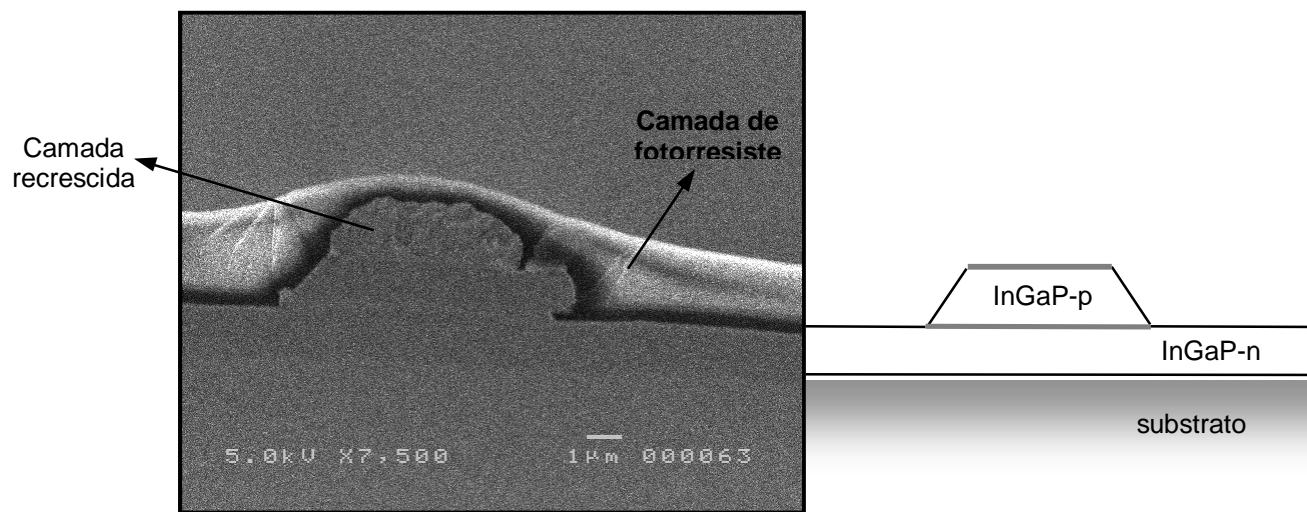


Figura 3-3: Imagem obtida através de microscópio eletrônico de varredura da estrutura laser submetida ao recrescimento de uma camada de $2\mu\text{m}$ de InGaP.

Podemos observar a obtenção de uma camada de péssima morfologia e que cresceu apenas sobre o GaAs. Nestas condições, o crescimento de InGaP parece ser totalmente seletivo, não crescendo sobre o próprio InGaP. A figura 3-4 reafirma a tendência de crescimento sobre a camada de GaAs. Neste processo, o guia de onda de GaAs não foi totalmente retirado e as condições de crescimento foram mantidas.

A condição de seletividade em crescimentos é extremamente interessante, porém a qualidade da camada obtida não permite futuros processamentos e fabricação de dispositivos.

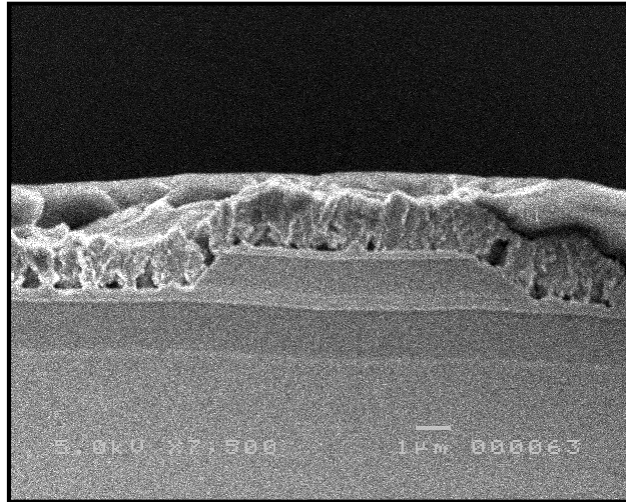


Figura 3-4: Imagem obtida através de microscópio eletrônico de varredura da estrutura laser submetida ao recrescimento de InGaP. Neste caso, o guia de onda de GaAs não foi totalmente removido antes do recrescimento.

Deste modo, a temperatura de desoxidação foi aumentada em sucessivas tentativas de obtenção de camadas de boa qualidade. A figura 3-5 mostra o resultado obtido para 600°C de temperatura de desoxidação, mantendo-se todos os outros parâmetros constantes.

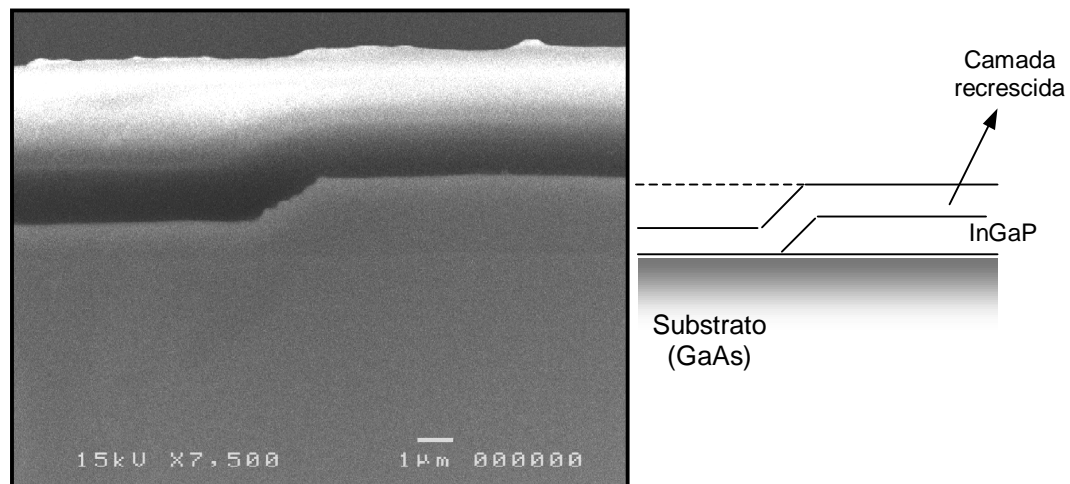


Figura 3-5: Imagem de microscópio eletrônico de varredura para recrescimento de 1µm de InGaP com temperatura de desoxidação de 600°C.

Neste estágio, deixamos de utilizar estruturas laser e passamos a colocar em uso estruturas de substrato de GaAs que possuem uma camada de InGaP de $1\mu\text{m}$ de espessura. O processo anterior ao recrescimento constitui na remoção da camada de InGaP para a confecção de degraus, como mostra o esquema da figura 3-5. Podemos notar que obtivemos o crescimento da camada de InGaP uniforme por toda a amostra.

Existem diversos trabalhos relatando as condições de crescimento de InGaP, mas somente sobre camadas de GaAs [6,7]. Para eliminar a presença de compostos de Alumínio, camadas de InGaP têm sido amplamente utilizadas na fabricação de dispositivos, mas trabalhos que envolvem recrescimento com camadas de InGaP são quase inexistentes. Realmente, existem diversos problemas neste processo. A figura 3-6, por exemplo, mostra o recrescimento de GaAs sobre a mesma estrutura da figura 3-5, mas agora utilizando uma temperatura de desoxidação de 590°C . A camada de GaAs apresenta uma boa morfologia e um crescimento uniforme para temperaturas de desoxidação em que o recrescimento de InGaP ainda é problemático.

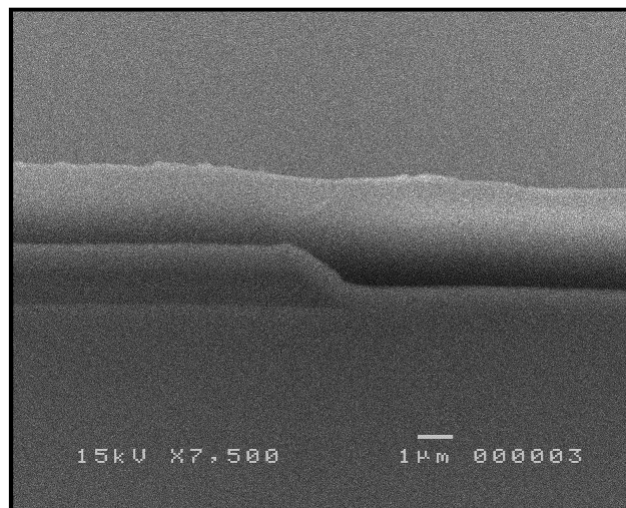


Figura 3-6: Imagem de microscópio eletrônico de varredura para recrescimento de $1\mu\text{m}$ de GaAs com temperatura de desoxidação de 590°C e temperatura de crescimento de 550°C .

Portanto, aparentemente o crescimento de InGaP é mais sensível ao processo de desoxidação da estrutura inicial. De qualquer maneira, à temperatura de desoxidação de 600°C, o crescimento de InGaP é uniforme sobre toda a superfície de GaAs e InGaP. Não foi possível a continuação deste trabalho, mas a etapa seguinte envolveria o recrescimento de InGaP, nas condições encontradas, sobre uma estrutura real (laser) para comprovar a melhoria da morfologia e uniformidade da camada.

3.5. Conclusões

Com a finalidade de fabricar lasers de heteroestrutura enterrada, nos deparamos com o problema do recrescimento de InGaP. Diversas tentativas de recrescimento foram feitas, variando a temperatura de desoxidação da amostra, mantendo sempre as outras mesmas condições de crescimento. Para temperaturas em torno de 565°C, observamos uma certa seletividade no crescimento, pois as camadas de InGaP só cresciam sobre GaAs, porém com morfologia ruim e impróprias para a utilização em dispositivos. Com o aumento da temperatura de desoxidação para 600°C, o crescimento, tanto de InGaP como de GaAs, passa a ocorrer em toda a amostra e existe uma sensível melhora na qualidade da camada.

3.6. Referências

- [1] W. Choi e P. D. Dapkus, “*Self-Defined AlAs Oxide-Current-Aperture Buried-Heterostructure Ridge Waveguide InGaAs Single-Quantum-Well Diode Laser*”, IEEE Photon. Technol. Lett., **11**, 7 (1999);
- [2] W. Choi e P. D. Dapkus, “*Selective growth and regrowth of high Al content AlGaAs for use in BH lasers*”, J. Crystal Growth, **195**, 495-502 (1998);
- [3] Z. Wang, S. Chua, Z. Zhang, F. Zhou, J. Zhang, X. Wang, W. Wang e H. Zhu, “*Self-aligned current aperture in native oxidized AlInAs buried heterostructure InGaAsP/InP distributed feedback laser*”, Appl. Phys. Lett. **76**, 12 (2000);

[4] H. Ko, T. Nakamura, T. Kouji, N. Suzuki, K. Shiba e K. Kobayashi, “*All selective metalorganic vapor epitaxy grown buried-heterostructure laser diodes with selectively oxidized AlInAs current-confinement layer*”, Appl. Phys. Lett. **77**, 13 (2000);

[5] Z. Wang, S. Chua, F. Zhou, W. Wang e R. Wu, “*Buried heterostructure InGaAsP/InP strain-compensated multiple quantum well laser with a native-oxidized InAlAs current blocking layer*”, Appl. Phys. Lett. **73**, 26 (1998);

[6] M. P. P. de Castro, N. C. Frateschi, J. Bettini e M. M. de Carvalho, “*InGaP growth on pre-patterned GaAs substrates by chemical beam epitaxy*”, J. Crystal Growth, **193**, 510-515 (1998);

[7] K. Taleno, H. Uenohara, T. Kagawa e C. Amano, “*Characteristics of the GaInP burying layers grown by metalorganic chemical vapor deposition on mesa-patterned GaAs substrates*”, J. Crystal Growth, **209**, 605-613 (2000).

Confinamento por índice de refração efetivo: o laser “ridge”

4.1. Introdução

Uma das maneiras de reduzir a corrente de injeção no laser é diminuir sua região ativa, ou seja, evitar que a corrente se espalhe como acontece nos lasers guiados por ganho. Existem várias maneiras de fazer isso através de diferentes técnicas de processamento, e algumas delas geram uma diferença de índice de refração da região ativa do laser em comparação com a região não bombeada. Um exemplo típico de laser guiado por batente de índice de refração fraco é o “ridge”. Neste caso, parte da camada confinante do laser é retirada, gerando uma diferença de índice de refração efetivo entre as duas partes do laser. A figura 4-1 mostra o esquema de um laser *ridge*. A corrosão da camada confinante faz com que passe a existir um guia de onda lateral (na direção x), além do guia transversal (na direção y) já existente devido ao crescimento da heteroestrutura.

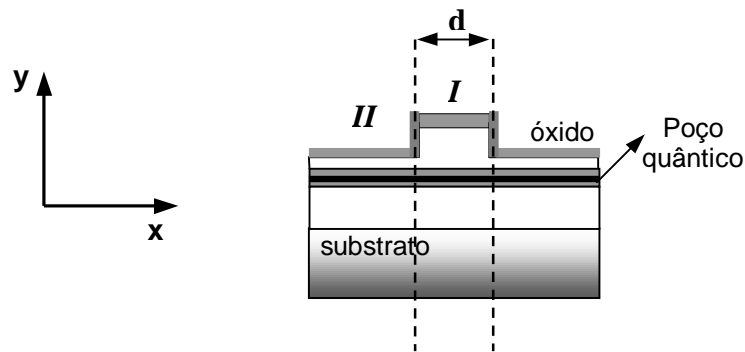


Figura 4-1: Esquema de um laser do tipo “ridge”.

Apesar de existir também um efeito de antiguiamento nestas estruturas, este é cerca de dez vezes menor que o batente de índice de refração lateral efetivo. Portanto, apresenta pouca importância no guiamento óptico lateral.

Como dissemos na Introdução, é importante definir dimensões para que o laser seja monomodo lateral e transversal, visando o estudo do espectro do laser de três terminais. Na direção transversal (de crescimento), as espessuras utilizadas para o crescimento das camadas epitaxiais garantem a existência de um só modo. Na direção do plano da junção, o confinamento óptico depende de dois parâmetros: a largura d da região *I* e a espessura corroída da camada confinante na região *II*.

4.2. Cálculo da Largura d

Utilizando a equação de Helmholtz dada por:

$$\nabla^2 \vec{E} + \varepsilon(x, y)k_0^2 \vec{E} = 0, \quad (4-1)$$

podemos encontrar os índices de refração efetivos para cada região. Nesta equação, k_0 é o número de onda no vácuo, ou seja, ω/c e E , o campo elétrico ou magnético. A constante dielétrica $\varepsilon(x, y)$ varia na direção y devido às camadas epitaxiais de índices de refração diferentes e na direção x devido à corrosão da camada confinante. A Aproximação do Índice de Refração Efetivo [1] consiste em supor soluções independentes para as duas variáveis x e y . A motivação física para esta aproximação é o fato de que freqüentemente a constante dielétrica varia menos na direção lateral do que na direção transversal, y . Portanto:

$$E = \phi(y)\psi(x)\exp(i\beta z) \quad (4-2)$$

onde β é a constante de propagação da onda no modo. Substituindo a solução proposta (4-2) na equação de Helmholtz, temos:

$$\frac{1}{\psi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{1}{\phi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + [\varepsilon(x, y)k_0^2 - \beta^2] = 0 \quad (4-3)$$

No caso do laser ridge, podemos afirmar que $\varepsilon(x, y)$ não varia continuamente na direção x . Portanto, fazemos

$$\varepsilon(x, y) = \begin{cases} \varepsilon(x_1, y) & \text{para a região I} \\ \varepsilon(x_2, y) & \text{para a região II} \end{cases} \quad (4-4)$$

e podemos separar as equações:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + [\varepsilon(x_i, y)k_0^2 - \beta_{ef}^2(x_i)]\phi = 0 \quad (4-5)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + [\beta_{ef}^2(x_i) - \beta^2]\psi = 0 \quad (4-6)$$

Assim, primeiramente, resolvemos o guia de onda transversal para cada uma das regiões *I* e *II*, separadamente. Este cálculo é feito utilizando a equação (4-5) nas camadas epitaxiais referentes a cada uma das regiões *I* ou *II*, impondo uma solução oscilatória para o campo dentro do guia de onda de GaAs e uma solução que decai exponencialmente para as camadas confinantes. Aplicando as condições de contorno para o modo transversal elétrico, é possível encontrar o valor de β_{ef} que satisfaz estas condições para cada região do laser ridge. Este parâmetro pode ser então substituído na equação (4-6). É interessante notar que β_{ef} exerce a função de $\varepsilon(x, y)k_0^2$ na equação (4-5) e, portanto, está diretamente relacionado ao índice de refração efetivo da região:

$$n_{ef}(x_i) = \frac{\beta_{ef}(x_i)}{k_0} \quad (4-7)$$

Deste modo, teremos um índice de refração efetivo para cada uma das regiões *I* e *II*, formando um guia de onda lateral. Aplicando novamente uma solução oscilatória

para a região *I* e uma solução que decai para a região *II*, podemos encontrar valores de β que satisfazem as condições de contorno para o modo Transversal Elétrico. Os modos TE e TM (Transversal Magnético) se distinguem por suas polarizações. Nos modos TE, o campo elétrico é polarizado ao longo da junção do laser, enquanto que nos modos TM, o campo magnético é que se polariza nesta direção [2]. A escolha de modos TE para o cálculo é fundamentada no princípio de que a refletividade nas faces para estes modos é maior que para os modos TM. Além disso, o cálculo do fator de confinamento demonstra que os modos TE são mais confinados, como mostra [1]. Portanto, utilizando as condições de contorno para modos TE, queremos encontrar a largura d da região *I* para a qual existe apenas um valor de β possível.

Para o caso de guias de onda simétricos, o número de equações provenientes das condições de contorno pode ser reduzido para a metade. Para as espessuras e materiais da figura 4-2, podemos considerar a região *I* simétrica em relação ao centro da região ativa de InGaAs. No entanto, supondo que a corrosão deixa apenas $0,15\mu\text{m}$ de InGaP, não podemos considerar a região *II* simétrica, pois a interface com o ar interfere no confinamento da luz nesta região.

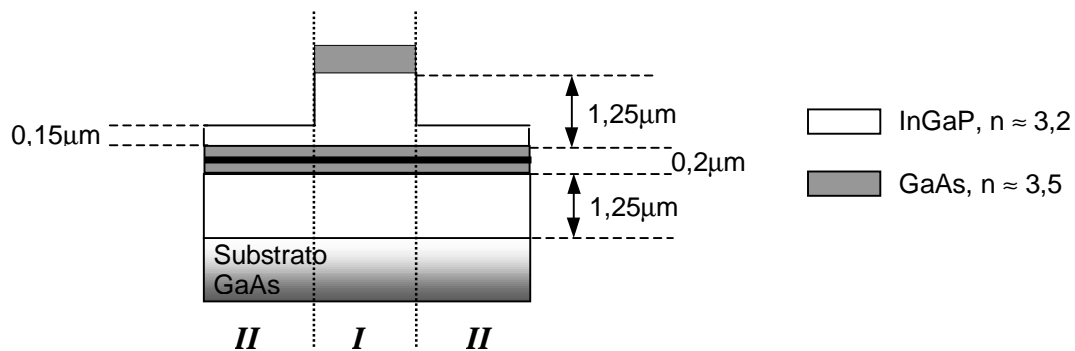


Figura 4-2: Esquema do laser *ridge* mostrando as espessuras e índices de refração utilizados nos cálculos.

Então, com a finalidade de simplificar os cálculos, encontramos o valor de índice de refração efetivo variando o plano de simetria em todo o guia de onda na região *II*. Para isto, utilizamos uma rotina numérica rápida, até encontrarmos índices efetivos iguais para as partes p e n desta região do laser, ou seja, o verdadeiro plano de simetria.

A figura 4-3 mostra o gráfico de índices encontrados em função da espessura da parte p do guia em relação ao suposto eixo de simetria. Os círculos referem-se ao cálculo do índice de refração efetivo, assumindo que a estrutura é simétrica em relação à parte p. Os triângulos referem-se à parte n. O ponto de encontro entre as duas retas nos dá o verdadeiro índice correspondente a toda a região *II*.

Os índices de refração efetivos de cada região são dados abaixo:

$$n_{II} = 3,315$$

$$n_I = 3,34$$

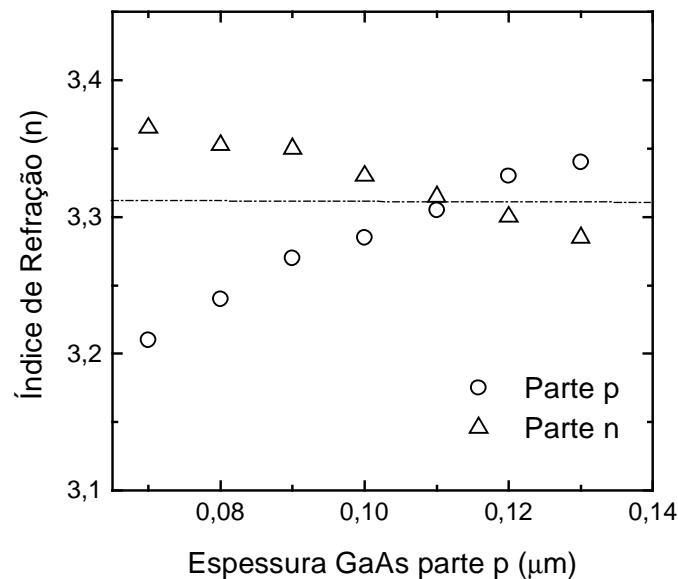


Figura 4-3: cálculo do índice de refração efetivo da região *II* variando o plano de simetria transversal.

O guia de onda lateral formado pela diferença entre os índices de refração efetivos é simétrico com relação ao eixo que divide a região I e, portanto, podemos fazer o cálculo novamente nesta direção, impondo a condição de haver apenas um modo nesta direção, ou seja, apenas um valor de β que satisfaça a equação (4-6). Esta condição resulta uma largura máxima da região I de, aproximadamente, $3\mu\text{m}$.

4.3. Etapas de Processamento

Com os recursos disponíveis no laboratório, fabricamos um laser do tipo *ridge*, a fim de verificar a eficiência de seu confinamento óptico e de portadores eletrônicos. O processamento deste dispositivo consiste de nove etapas básicas que comentaremos brevemente abaixo. A figura 4-4 ilustra algumas destas etapas do processamento.

A. Deposição de fotorresiste

O fotorresiste é um composto sensível à radiação ultra-violeta e consiste de três componentes: uma base de resina, um componente fotossensível e um solvente orgânico. Antes da exposição, o componente fotossensível é insolúvel na solução reveladora. Depois da exposição, a absorção da radiação muda sua estrutura química e o torna solúvel ao revelador.

Portanto, depois da limpeza habitual da amostra, o fotorresiste (no caso, AZ5214) é espalhado uniformemente sobre a mesma com a ajuda de um rotor (*spinner*), em uma sala limpa, com iluminação amarela, já que o fotorresiste não é sensível a comprimentos de onda maiores que $0,5\mu\text{m}$.

B. Fotogravação dos stripes

Após o espalhamento do resiste na amostra, é feito um pré-aquecimento da mesma, com a finalidade de remover o solvente do fotorresiste e promover uma maior adesão à amostra. Com o objetivo de gravar estruturas geométricas, utilizamos o sistema de litografia óptica. A amostra é alinhada a uma máscara que já contém o padrão desejado de gravação e é então exposta à radiação UV. No caso do ridge, a máscara contém linhas de $7\mu\text{m}$ de largura que são alinhadas paralelas à direção $[01\bar{1}]$ da amostra. As partes do resiste que são expostas à radiação UV se dissolvem no revelador [3].

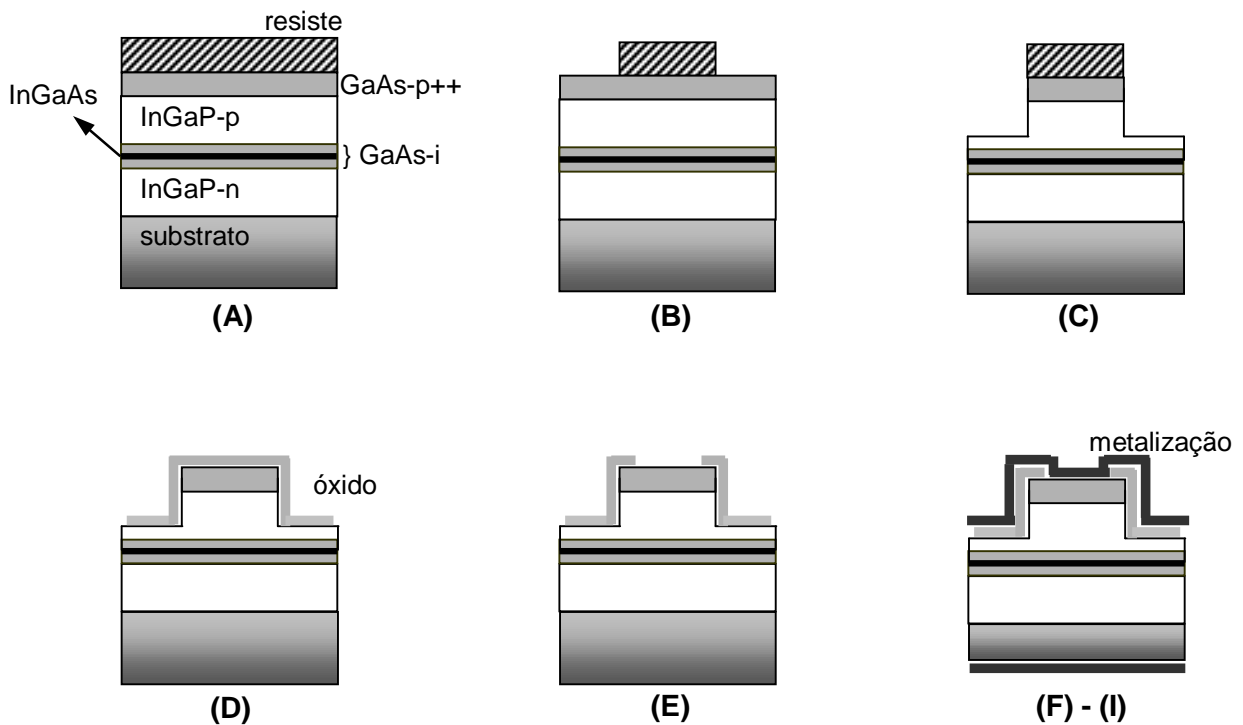


Figura 4-4: Esquema simplificado dos passos do processamento de um laser *ridge*.

C. Corrosão

As partes da estrutura não protegidas pelo fotorresiste são corroídas, restando apenas 1000Å de InGaP-p acima do guia de onda de GaAs. A corrosão pode ser feita de várias maneiras. Para a fabricação deste dispositivo, utilizamos corrosão química úmida. A estrutura é submersa em solução ácida que reage com a parte exposta da amostra, provocando a corrosão. Apesar da calibração da taxa de corrosão, este processo não é confiável quando tratamos de espessuras mais finas. Outra alternativa seria a corrosão por RIE (reactive ion etching) ou ECR (electron ciclotron resonance) [4]. Nestes processos, existem vários parâmetros, como o fluxo de gás, a potência RF e a pressão da câmara que podem ser variados, gerando taxas de corrosão muito baixas. Existe, inclusive, a possibilidade de se monitorar a corrosão através de reflectometria a laser [5].

D. Deposição de óxido

Óxido ou Nitreto de Silício podem ser depositados sobre toda a amostra, com a finalidade de isolar as partes que não devem ser bombeadas.

E. Remoção do óxido

Um novo processo de fotogração permite a retirada do óxido somente acima dos *stripes*, onde se deseja fazer o contato para injeção de corrente. A corrosão seca é mais confiável, neste caso, e pode ser feita com plasma de SF₆ por RIE ou ECR.

F. Metalização dos contatos - lado p

O contato sobre o semiconductor deve ser ôhmico [6], ou seja, deve possuir característica linear de corrente por voltagem aplicada com a mínima resistência

possível. Além disso, são importantes a estabilidade com a temperatura e a não deterioração ao longo do tempo.

Existem vários métodos de formação de filmes metálicos. Nos processos realizados neste trabalho, utilizamos evaporação por feixe de elétrons (*electron-beam*) ou evaporação térmica, por aquecimento de um filamento de tungstênio.

No processamento do laser do tipo “ridge” utilizamos deposição de Ti/Pt/Au com espessuras 300 /1000 /2000Å, respectivamente [7].

G. Desbaste

Após o processamento do lado p, a amostra é desbastada mecanicamente em seu lado n através da utilização de água e pó de carvão de silício, com grãos de aproximadamente 5µm de diâmetro, até apresentar sua espessura reduzida a aproximadamente 100µm. A principal finalidade do desbaste é permitir a clivagem de pedaços pequenos do cristal já processado.

H. Metalização lado n

A metalização para o contato n é feita na parte de trás da amostra, ou seja, sobre a parte que sofreu o desbaste. Nos nossos processamentos utilizamos a combinação Ni/Ge/Au/Ni/Au com espessuras 50/500/1000/300/1000Å.

I. Tratamento térmico rápido (Alloy)

O contato do lado n de Au/Ge/Ni exige um tratamento térmico para que haja a difusão do Ge para a amostra, tornando menor a resistência do contato [8]. Assim, os átomos de Ge agem como dopantes, enquanto o Ni atua na uniformidade do contato. Este processo é feito aquecendo-se a amostra,

rapidamente, à aproximadamente 420°C, em ambiente de “mistura verde” (88% de gás N₂ e 12% de gás H₂). Muitas vezes, após todo o processamento, é interessante, por razões práticas de medida, tornar os contatos mais espessos através de eletrodeposição de ouro.

J. Clivagem

Com o desbaste, é possível, através de uma pequena pressão mecânica, “quebrar” a amostra em um dos planos do cristal (clivar), formando espelhos de aproximadamente 30% de refletividade. Deste modo, podemos definir o comprimento da cavidade do laser, clivando a amostra em planos perpendiculares ao guia de onda formado pela corrosão de parte da camada de InGaP-p. Este processo é feito marcando-se o local a ser clivado com uma ponta de diamante e, logo em seguida, aplicando-se uma pequena pressão sobre a amostra, fazendo com que ela “quebre” em um de seus planos.

4.4. Características Experimentais

Finalizadas as etapas de processamento, acima relacionadas, apresentamos, nesta seção, algumas medidas obtidas com o dispositivo fabricado. A largura do *ridge* é de 5µm e os resultados apresentados aqui se referem a um comprimento de cavidade de aproximadamente 380µm.

A figura 4-5 mostra a variação de potência luminosa emitida pelas duas faces do laser em função da corrente contínua injetada. Para este laser, a corrente de limiar é de 12 mA e sua eficiência quântica externa permanece em torno de 42%.

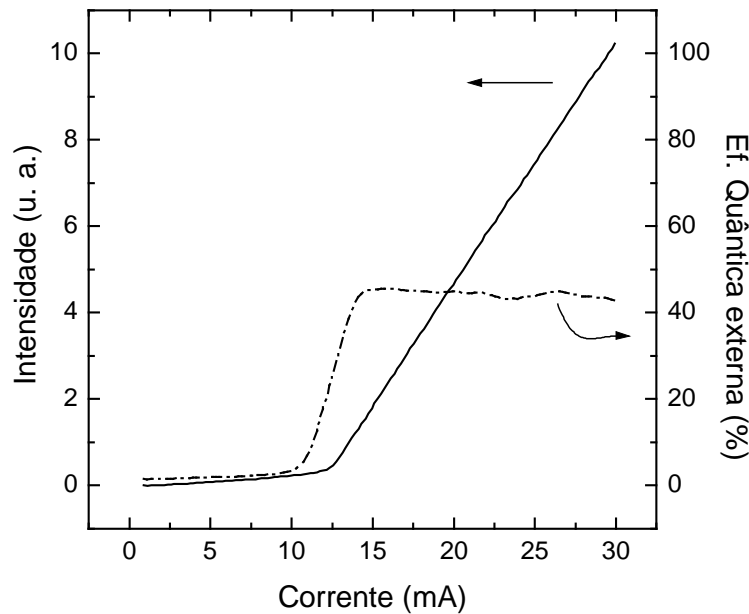


Figura 4-5: Variação da potência luminosa emitida pelas duas faces do laser ridge em função da corrente injetada. A curva pontilhada mostra a variação da eficiência quântica externa.

É interessante analisar o comportamento espectral deste tipo de laser, já que buscamos a estabilidade modal e a existência de um único modo lateral. A figura 4-6 mostra as medidas de espectro obtidas com a utilização de um analisador de espectro óptico (HP70950B) para dois pontos de operação do laser: com correntes de injeção de 12mA (próximo ao limiar) e 15mA.

Com corrente de injeção de 12mA, o laser já apresenta valor de ganho óptico próximo ao valor das perdas, ou seja, a cavidade está transparente à emissão do poço quântico e podemos verificar os modos Fabry-Perot igualmente espaçados e selecionados pelo tamanho da cavidade. Esta é uma evidência de que existe apenas um modo lateral neste ponto de operação, dentro da resolução do equipamento utilizado (0,1nm).

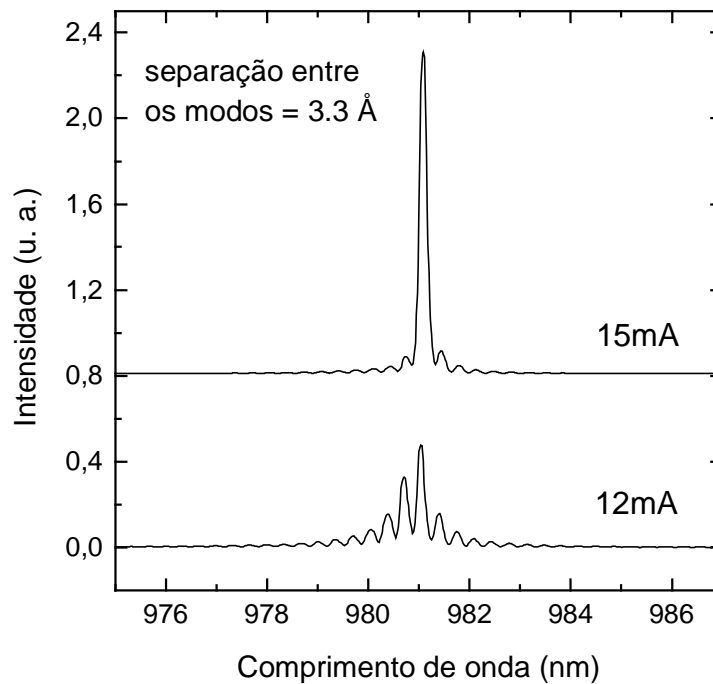


Figura 4-6: Espectros do laser ridge referentes a dois pontos de operação: 12mA e 15mA.

Ao aumentarmos a corrente injetada para 15mA, o modo longitudinal de maior ganho óptico tem sua potência cada vez maior em relação aos outros modos, ou seja, existe o fenômeno de supressão de modos longitudinais, mantendo sempre o mesmo espaçamento entre os modos e a mesma localização dos mesmos em comprimento de onda. Portanto, não há evidências da existência de um segundo modo lateral em nenhum dos lasers do tipo ridge medidos no laboratório.

Uma evidência mais acentuada deste fato é a medida da distribuição espacial do campo distante do laser. A figura 4-7 mostra essas medidas para o laser *ridge* em ambas as direções: (a) perpendicular à junção e (b) paralela à junção do laser. Na direção transversal, existe apenas um modo, como já prevíamos, devido às espessuras

das camadas crescidas epitaxialmente. Pela figura 4-7(b), podemos observar a existência de um único modo lateral, confirmando as medidas espectrais anteriores.

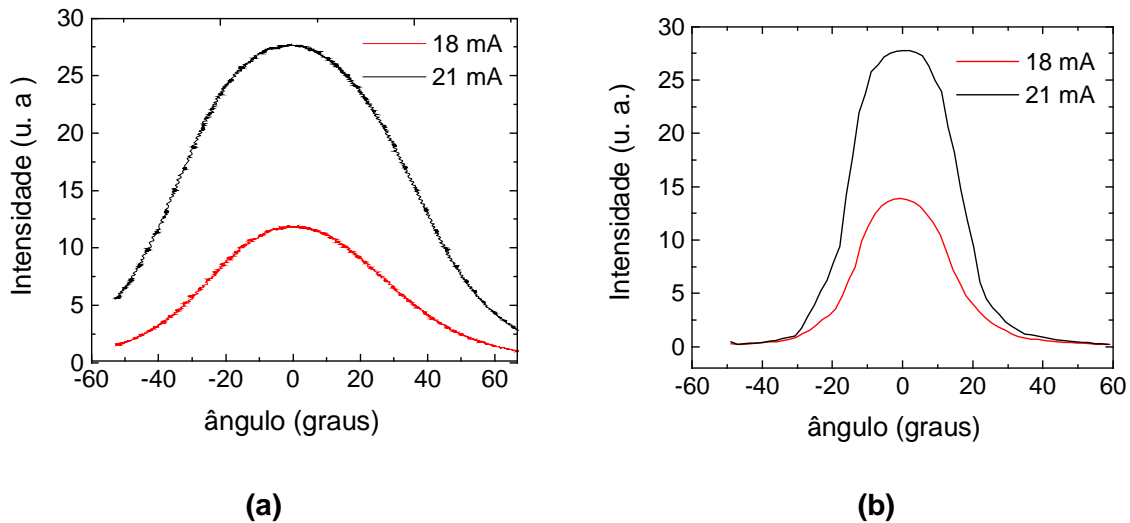


Figura 4-7: Medidas do campo distante (far-field) para o laser ridge. **(a)** Perpendicular à junção do laser e **(b)** paralela à junção.

Apesar do cálculo anterior da condição de monomodo lateral indicar uma largura máxima de $3\mu\text{m}$ para a região protegida da corrosão, resultados experimentais com lasers de $5\mu\text{m}$ apresentam apenas um modo lateral. A obtenção de um limite menor de largura do guia de onda lateral, através da análise teórica do problema, é perfeitamente aceitável, pois este tratamento envolve várias aproximações. A separação do problema nas direções x e y , por exemplo, implica em um confinamento óptico lateral superestimado, permitindo um maior número de modos laterais para uma determinada largura do que realmente obtemos na prática.

Concluindo, as medidas referentes ao laser do tipo *ridge* mostram uma boa estabilidade modal, além de não apresentarem evidências de um segundo modo lateral na cavidade. Este fato é interessante na utilização desta estrutura para a fabricação de

laser de três terminais, já que a estabilidade modal é essencial no estudo do acoplamento porta-anodo, conforme será visto no Capítulo 6.

Outro fator interessante de ser observado é a sensibilidade do laser *ridge* com a temperatura. Durante o funcionamento do dispositivo, a própria injeção de corrente gera um aumento da temperatura, diminuindo a sua eficiência de funcionamento. Para observar essa alteração, podemos controlar a temperatura do dispositivo e observar o seu funcionamento através de suas curvas características. A figura 4-8 mostra a variação da potência óptica de emissão do laser para diversas temperaturas de operação, controladas por um termistor, em contato com o lado n do dispositivo.

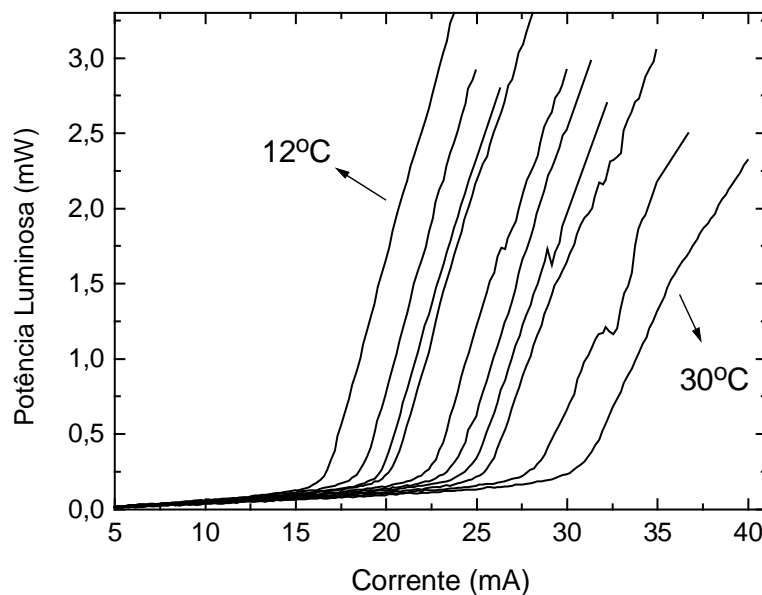


Figura 4-8: Variação da potência óptica do laser com a corrente de injeção para várias temperaturas de operação do laser ridge.

A temperatura influencia diretamente no comportamento do laser, aumentando a corrente de limiar e diminuindo a eficiência quântica externa. A figura 4-9 mostra o gráfico do logaritmo da corrente de limiar pela temperatura em Kelvin. O coeficiente angular da reta é o inverso da temperatura característica T_0 na equação

$$I_{th} = I_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (4-8)$$

O valor encontrado de 34K para T_0 indica uma alta sensibilidade deste laser com a temperatura, limitando sua operação para altas temperaturas como pode ser visto na figura 4-8. É natural que o valor de T_0 esteja um pouco abaixo dos valores encontrados na literatura (50 a 70K), pois normalmente estas caracterizações são feitas com lasers de área larga de, no mínimo, 50 μ m de largura, que minimizam danos decorrentes das várias etapas de processamento do laser.

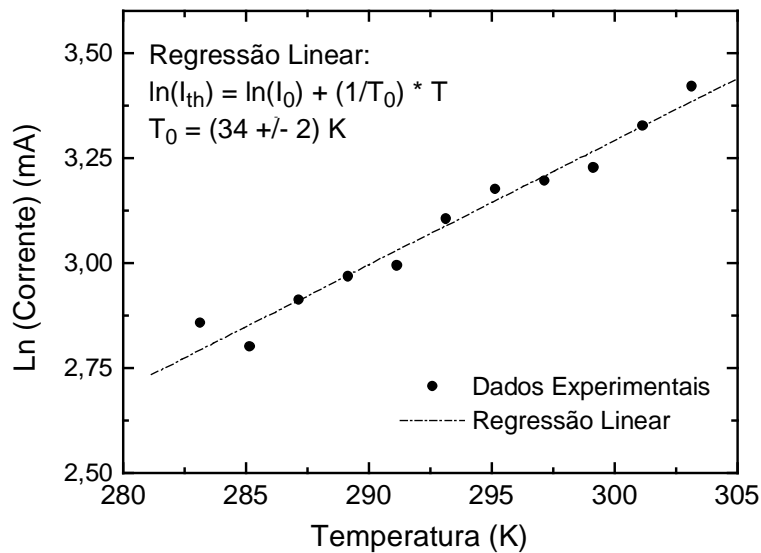


Figura 4-9: Variação da corrente de limiar do laser *ridge* com a temperatura de operação.

Portanto, o laser do tipo *ridge* é um laser de batente de índice de refração fraco, feito através da corrosão de parte da camada confinante, apresentando um processamento simples e rápido. Apesar disso, apresenta características experimentais bastante satisfatórias ao nosso propósito de estudo, como estabilidade modal e a

presença de um único modo lateral mesmo para uma largura do guia de onda lateral de, aproximadamente, 5 μ m.

4.5. Referências:

- [1] G. P. Agrawal e N. K. Dutta, "*Semiconductor Lasers*", Van Nostrand Reinhold, New York, Segunda Edição (1993);
- [2] J. D. Jackson, "*Classical Electrodynamics*", John Wiley & Sons, New York, Segunda Edição (1974);
- [3] R. Williams, "*Modern GaAs Processing Methods*", Artech House, Boston/London, Segunda Edição (1990);
- [4] S. N. Mestanza M., A. A. Von Zuben, N. C. Frateschi, J. Bettini e M. M. G. de Carvalho, "*InGaAs/GaAs/InGaP quantum well laser with etched mirrors obtained by electron cyclotron resonance Plasma*", publicado em IMOC'99, Rio de Janeiro, **9**, 12 (1999);
- [5] S. N. M. Mestanza e N. C. Frateschi, "*Laser Reflectometry "In Situ" Monitoring Structural and Growth Effects on the ECR Etching of InGaP Layers in Al-free Laser Structures*", J. Vac. Sci. Technol. B, **19**, 1 (2001);
- [6] V. L. Rideuot, "*A Review of the Theory and Technology for Ohmic Contacts to Group III-V Compound Semiconductors*", Solid-State Electronics, **18**, 541-550 (1975);
- [7] G. Stareev, "*Formation of extremely low resistance Ti/Pt/Au ohmic contacts to p-GaAs*", Appl. Phys. Lett., **62**, 22 (1993);
- [8] M. Ogawa, "*Alloying behavior of Ni/Au-Ge films on GaAs*", J. Appl. Phys., **51**, 1 (1980).

A utilização da implantação iônica no processamento de lasers

5.1. Introdução

A implantação iônica é um processo bastante utilizado no desenvolvimento de dispositivos de compostos semicondutores III-V. A introdução de íons energéticos em um dado substrato pode proporcionar dois efeitos distintos: a dopagem ou o isolamento de áreas seletivas. No caso de camadas de InGaP, íons de Si e Be já foram largamente utilizados para dopagem [1]. Se a finalidade é a isolação elétrica da camada, as propostas mais freqüentes são de íons B^+ , O^+ ou H^+ [2,3]. A escolha do íon depende da espessura da camada a ser isolada e da estabilidade térmica desejada.

O isolamento entre regiões de um dispositivo pode ser feito por meio de corrosão úmida ou seca. No entanto, a necessidade de uma corrosão mais profunda vem seguida de uma mudança no índice de refração efetivo na região, o que pode gerar realimentação óptica indesejável no guia de onda.

A implantação iônica, além de manter a planaridade da superfície, apresenta um grau de isolamento bem superior ao obtido pelas estruturas de mesas. Apesar da técnica de isolamento de camadas de InGaP por implantação já ser bem conhecida para alguns íons, permanecem dúvidas sobre as características básicas elétricas e ópticas das amostras implantadas.

Neste capítulo, começamos investigando as propriedades elétricas e ópticas de camadas de InGaP – p constituintes da estrutura laser descrita no Capítulo 1, implantadas

com íons de He^+ . Depois de conhecidas algumas propriedades como dose de limiar de isolamento para estes íons, empregamos a etapa de implantação durante o processamento de lasers guiados por ganho e por índice de refração.

Os resultados principais obtidos através da caracterização destes lasers são apresentados e analisados. Finalmente, um modelo teórico simples utilizando equações de taxa é proposto para explicar e confirmar algumas hipóteses.

5.2. Implantação de He^+ na estrutura laser

A implantação consiste na introdução de partículas carregadas e bastante energéticas em um substrato, com a intenção de mudar suas propriedades elétricas. Depois de inseridos no substrato, os íons perdem a energia através de colisões com elétrons e núcleos da rede até que finalmente param. O número de colisões por unidade de distância e a energia perdida por colisão são variáveis aleatórias, gerando assim uma distribuição espacial de íons que têm a mesma massa e a mesma energia inicial. O perfil espacial de impurezas implantadas pode ser aproximado por uma curva gaussiana.

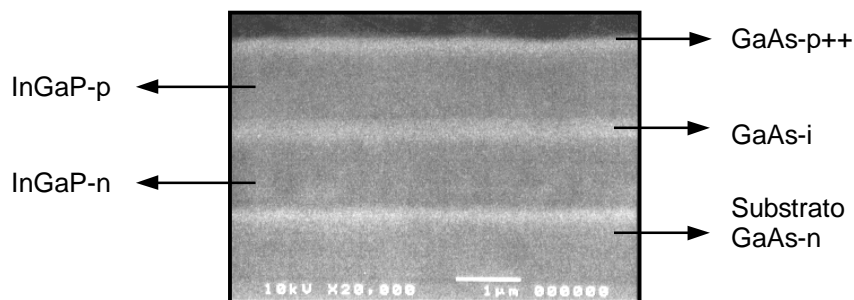


Figura 5-1: Imagem de microscópio eletrônico de varredura das camadas epitaxiais constituintes do laser.

A figura 5-2 mostra o perfil obtido através de simulações TRIM [4], para íons de He^+ com energias de 100, 120 e 150 keV, implantados sobre uma estrutura laser como a

apresentada na figura 5-1. A camada de GaAs do topo é retirada para que a irradiação incida diretamente sobre a camada de InGaP dopada do tipo p.

Íons irradiados com energia de 100keV geram a máxima concentração de defeitos a uma profundidade de $0,54\mu\text{m}$ da camada de InGaP e praticamente não alcançam o guia de onda de GaAs. Para energias iniciais maiores os íons podem danificar o poço quântico, o que não nos é conveniente, pelo menos neste estudo inicial.

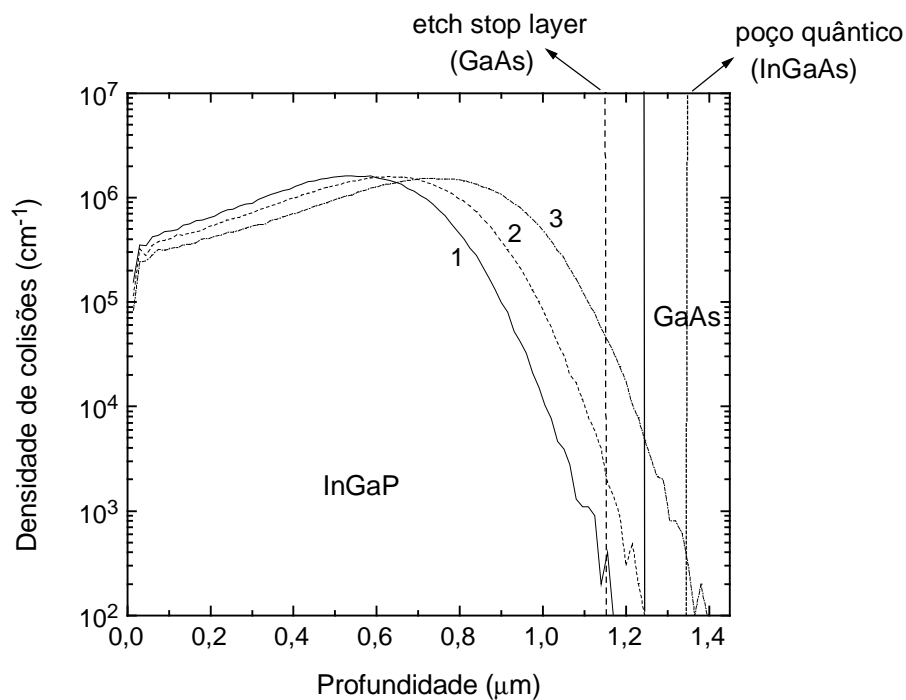


Figura 5-2: Simulação do perfil da densidade de colisões em função da profundidade da estrutura laser para três energias iniciais do íons de He^+ : (1) 100keV, (2) 120keV, (3) 150keV.

A escolha de íons de He^+ foi ditada, primeiramente, pelo fato de que o íon deve ser leve o suficiente para criar danos em uma camada de $1\mu\text{m}$ de profundidade. Outra possibilidade seria a implantação de íons H^+ , mas estudos mostram que átomos de hidrogênio têm grande mobilidade e acumulam-se nas interfaces. Além disso, existe a possibilidade da utilização de He^{++} , duplicando a energia da implantação.

As amostras utilizadas neste trabalho de caracterização da implantação foram crescidas por Epitaxia de Feixe Químico (CBE) em nosso grupo sobre um substrato de GaAs (100) dopado do tipo *n*. A amostra foi clivada em peças de aproximadamente 3x6mm². Contatos ôhmicos nas bordas das amostras foram feitos com linhas de *Indio* aplicados na camada de GaAs-p⁺⁺ do topo e tratamento térmico por 2 minutos à 200°C. A camada de GaAs do topo é então removida das partes não protegidas pelo *Indio* da amostra.

As implantações foram feitas à temperatura ambiente com ângulo de 15° entre a normal à superfície da amostra e o feixe incidente a fim de minimizar efeitos de canais. Estes efeitos ocorrem quando íons incidentes se alinham com uma direção cristalográfica que favorece a passagem entre as linhas de átomos do cristal. Neste caso, o único mecanismo de perda de energia é devido à colisão eletrônica e o alcance dos íons torna-se significativamente maior.

A resistência inicial da amostra, antes de qualquer implantação era de $2 \times 10^3 \Omega/\square$. A caracterização óptica das amostras foi feita através de medidas de fotoluminescência a 77K utilizando-se N₂ líquido. Para excitar opticamente a amostra usamos um laser de Argônio com emissão principal em 0,514μm e potência de 170mW. A figura 5-3 mostra o espectro de emissão para a medida de fotoluminescência da amostra ainda não irradiada.

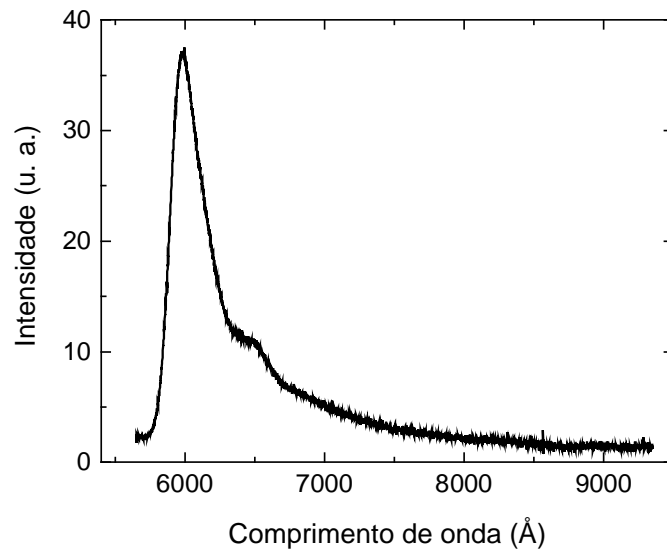


Figura 5-3: Medida de fotoluminescência da amostra antes de qualquer implantação iônica. O pico de emissão da camada de InGaP-p é bem pronunciado em aproximadamente 6000Å.

O grande pico de emissão em aproximadamente 6000Å é característico da camada de InGaP. Mesmo aumentando a sensibilidade do lock-in, utilizado para amplificar o sinal do detector de emissão da amostra, não é possível ver nenhum tipo de luz emitida no comprimento de onda característico do poço quântico, ou seja, em aproximadamente 9260Å. Isto sugere a possibilidade de dois efeitos: a absorção da luz de excitação do laser de Ar pela camada de InGaP, dificultando a chegada de elétrons ao poço quântico; e a absorção de fótons provenientes do poço também pela camada de InGaP, no caminho para o detector.

As amostras são submetidas a várias doses de implantação sempre com energia inicial de 100keV. Dose de íons é o número aproximado de íons que são implantados por unidade de área da amostra e é um fator que se acumula a cada vez que a amostra é submetida à irradiação. A cada passo de dose irradiada, a resistência entre os contatos é medida em uma pequena caixa escura para evitar a redução da resistividade com a geração de fotoportadores. A figura 5-4 mostra um gráfico das resistências de folha

medidas para diversas doses acumuladas de implantação de He^+ . A resistência de folha, R_S , é relacionada à resistência R da forma abaixo:

$$R = \frac{L}{W} R_S \quad (5-1)$$

onde L é o comprimento da amostra e W , a largura. Apesar de ter a mesma unidade de resistência, Ω (ohms), a resistência de folha é dada em Ω/\square por questão de diferenciação apenas.

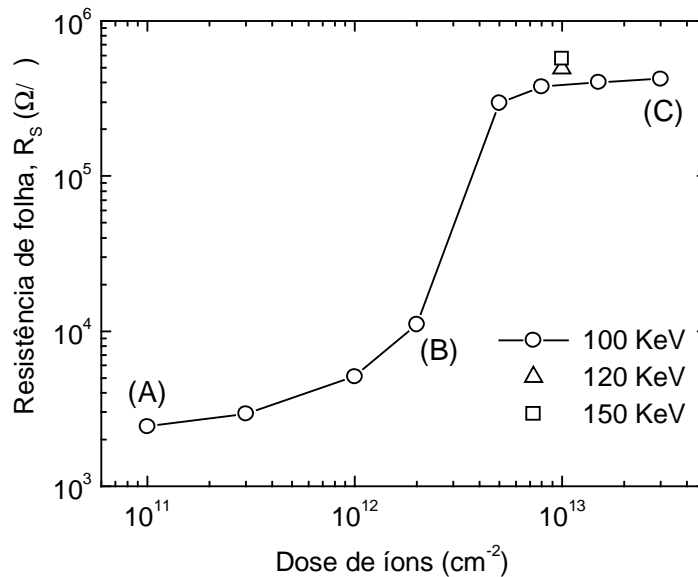


Figura 5-4: Variação da resistência de folha com a dose acumulada de radiação para íons de He^+ a 100keV de energia inicial.

Para doses menores que $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, a resistência de folha cresce lentamente com a dose acumulada. No entanto, para doses entre 1×10^{12} e $5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ o crescimento da resistência é abrupto atingindo um valor máximo de aproximadamente $4 \times 10^5 \Omega/\square$, praticamente constante com o aumento da dose. Este aumento da resistência elétrica nas

amostras implantadas é comumente atribuído ao armadilhamento de portadores nos danos causados pela implantação e centros profundos associados às impurezas usadas na irradiação [5]. A saturação do valor de resistência pode ser apenas a indicação de que o valor medido não se refere mais à camada implantada de InGaP e sim a uma associação em paralelo com as camadas inferiores como o guia de onda de GaAs, por exemplo. Uma indicação disto é o fato de que uma nova dose de $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$, mas agora com um aumento da energia dos íons implantados para 120 e 150keV resultou em um aumento da resistência na amostra que já havia alcançado o valor aparentemente saturado com a dose.

A figura 5-5 mostra os espectros de fotoluminescência para os três estágios de implantação indicados na figura 5-4 como: (A) a dose acumulada é de $1 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ na região anterior ao crescimento abrupto na resistência, (B) o ponto em que R_s começa a crescer fortemente de dose igual à $2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ e (C) de dose acumulada $4 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ no começo da região de saturação da resistência de folha. Podemos observar que a emissão do poço quântico passa a ser perceptível em nossas medidas e aumenta significativamente com o aumento da dose acumulada de implantação. Já a emissão característica da camada de InGaP, presente antes da amostra ser submetida à irradiação, não é mais notada em nenhuma das situações (A), (B) ou (C).

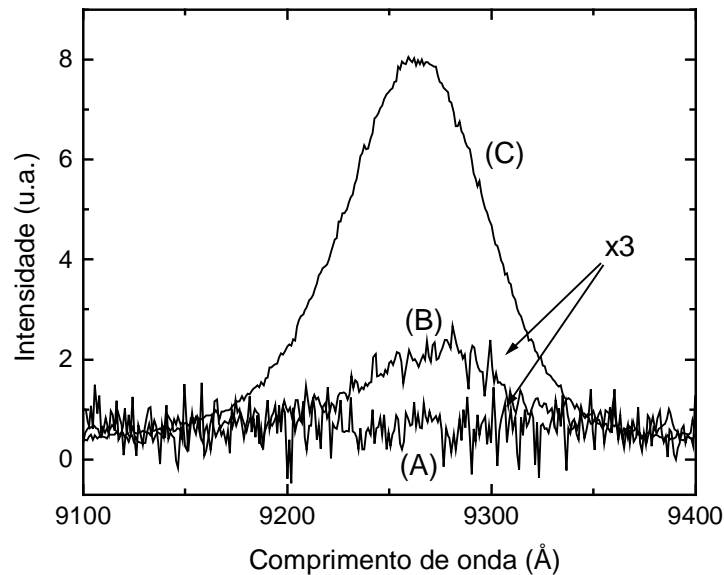


Figura 5-5: Espectros de fotoluminescência em três estágios de irradiação da amostra, referentes aos pontos (A), (B) e (C) na figura 5-4.

A implantação de He^+ cria centros não radiativos na camada de InGaP que consomem os portadores ópticos antes da recombinação banda à banda. Assim, o pico de emissão característico da camada de InGaP não é mais observado nas medidas de fotoluminescência. Assumindo que a absorção banda à banda de Ar^+ por esta camada permanece inalterada, a excitação do poço quântico pelo laser também não sofre mudanças. No entanto, medidas de fotoluminescência mostram um aumento da emissão do poço, levando-nos a acreditar que a camada de InGaP tornou-se mais transparente a esta luz, devido, principalmente, à redução da absorção por portadores livres causada pela implantação de He^+ .

É importante verificar a estabilidade da implantação com a temperatura, pois os contatos metálicos feitos durante o processamento de dispositivos requerem tratamentos térmicos a aproximadamente 400°C . A figura 5-6 mostra a variação da resistência de

folha da amostra implantada quando submetida a temperaturas de 100 a 550°C permanecendo por dois minutos em cada ponto, em atmosfera de N₂.

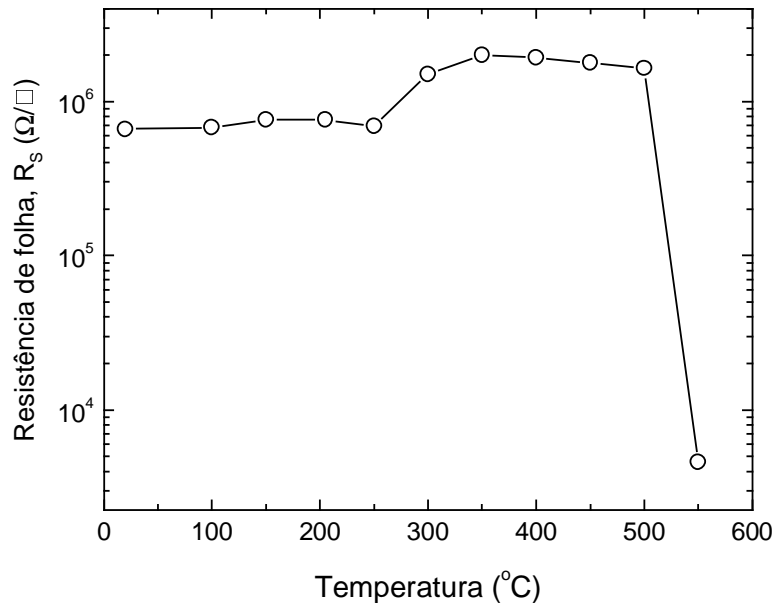


Figura 5-6: Variação da resistência de folha da amostra implantada após diversas temperaturas de cozimento.

Podemos notar um pequeno aumento da resistência de folha da amostra implantada quando submetida a temperaturas entre 100 e 500°C, mas seguido de uma queda brusca na resistência para temperaturas acima de 500°C. Portanto, existe uma boa estabilidade da implantação acompanhada de um aumento da resistência de isolamento até a temperatura de 500°C, aproximadamente.

Concluindo, a implantação de íons de He⁺ a 100keV de energia em camadas de In_{0.49}Ga_{0.51}P dopadas do tipo p aumentou a resistência inicial de 2×10³Ω/□ para resistências da ordem de 1×10⁶Ω/□, mostrando ser uma maneira efetiva e simples de isolamento entre regiões de um dispositivo laser, por exemplo, além de ser estável com a temperatura até, aproximadamente, 500°C. Os resultados de fotoluminescência

mostraram que a transparência da camada de InGaP para a emissão do poço quântico de InGaAs está diretamente relacionada à resistência de folha da camada irradiada [6,7]. Desta maneira, com baixas doses de implantação, é possível criar janelas eletricamente isoladas e transparentes à emissão da região ativa sem danificá-la.

5.3. Laser implantado guiado por ganho

Feito o estudo das condições da implantação de He^+ na estrutura laser sem que haja a formação de danos no poço quântico, partimos para a aplicação da implantação no processamento dos dispositivos. Sabendo da possibilidade de isolar a camada de InGaP-p, a proposta é a utilização da implantação para definir a região de ganho do laser, como mostra o esquema da figura 5-7.

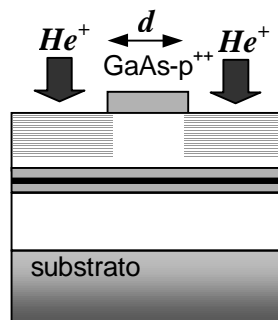


Figura 5-7: Esquema do laser com implantação de He^+ para isolamento da camada confinante.

Este tipo de dispositivo é guiado lateralmente por ganho, pois a irradiação de He^+ não provoca uma mudança de índice de refração significativa no confinamento óptico. A única função da implantação iônica aqui é o isolamento de praticamente toda a camada confinante, evitando o espalhamento dos portadores livres até que cheguem ao guia de onda. Portanto, a área de ganho torna-se menor, assim como a corrente necessária para o funcionamento do laser.

No entanto, é conhecido que lasers que utilizam a implantação de dêuterons para isolamento apresentam característica espectral multimodal, além de rugas (“*kinks*”) nas curvas de potência luminosa por corrente, indicando a dificuldade de se manter apenas um modo lateral com este tipo de processamento [8]. Assim, os dispositivos guiados por ganho não apresentam a estabilidade modal que buscamos para implementação no laser de três terminais. O objetivo deste estudo é, primeiramente, verificar a viabilidade da introdução da implantação como uma das etapas do processamento de um laser de poço quântico de InGaAs, através de uma estrutura simples como o esquema da figura 5-7. Posteriormente, esta técnica poderia ser implementada para otimização do confinamento elétrico do laser *ridge* [9].

O processamento deste dispositivo consiste de poucas etapas. Para proteção das faixas que não devem sofrer os efeitos da implantação, utilizou-se fotorresiste AZ5214, com baixa velocidade do rotor para aumentar sua espessura para aproximadamente 2,0 μm após a fotografação. Uma corrosão úmida rápida com ácido sulfúrico é feita para a retirada da camada de GaAs do topo, com a finalidade de demarcação da área implantada. A implantação de íons de He^+ é feita utilizando-se energia de 100keV e dose de $3 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$. Contatos metálicos de Ti/Pt/Au na parte p e Au/Ge/Ni na parte n são feitos, juntamente com o tratamento térmico necessário. Todos os dispositivos foram processados em uma mesma amostra e, portanto, implantados ao mesmo tempo.

Os resultados obtidos foram inesperados e são mostrados abaixo. A figura 5-8 mostra as curvas de potência óptica por corrente para diversas larguras de faixas, d , não implantadas.

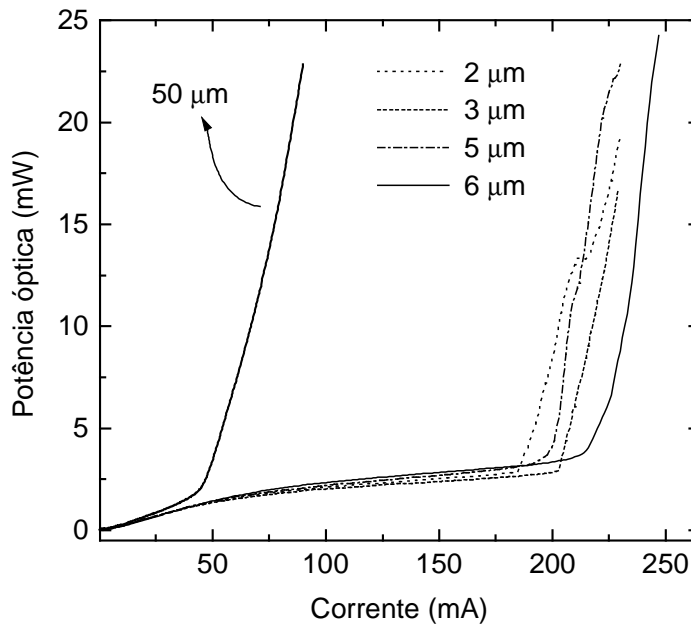


Figura 5-8: Medida da potência óptica emitida em função da corrente de injeção para um laser implantado guiado por ganho.

Na tentativa de confinar eletricamente regiões cada vez menores e diminuir a corrente necessária para o limiar do laser, obtivemos resultados contrários. Podemos ver em 5-8 que, para $d = 50\mu m$, a corrente de limiar é aproximadamente 35 mA, equivalente à corrente de limiar de um laser de área larga (também de $50\mu m$, mas sem a implantação) feito com o mesmo material. No entanto, para $d < 6\mu m$, as correntes de injeção devem alcançar cerca de 200mA para que ocorra o limiar do laser.

O funcionamento em correntes altas gera o aquecimento do material e até torna bastante difícil a medição destes dispositivos que funcionam apenas com corrente pulsada. Embora haja este significativo aumento da corrente de operação destes dispositivos, após o limiar, a eficiência quântica externa permanece tão boa ou melhor que a correspondente ao laser de $50\mu m$.

Na tentativa de elucidar as causas deste funcionamento inesperado, outras características experimentais foram analisadas como a medida do campo próximo, mostrada na figura 5-9.

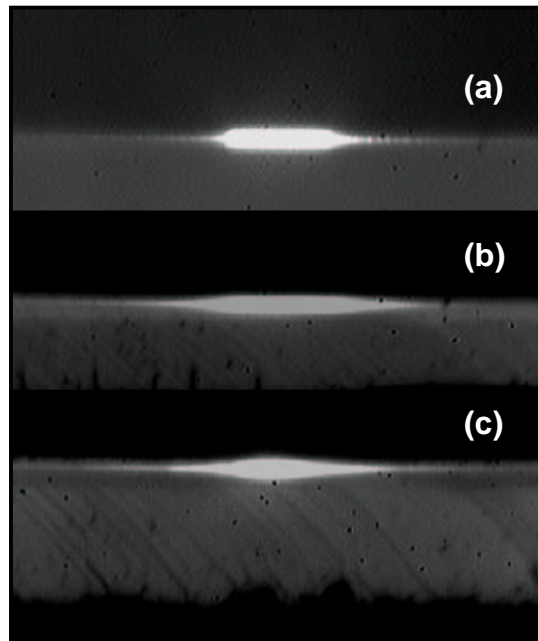


Figura 5-9: Medida do campo próximo (*Near-field*) dos dispositivos implantados guiados por ganho. **(a)** laser de $50\mu\text{m}$ com batente de índice de refração por corrosão, **(b)** laser implantado de $50\mu\text{m}$ e **(c)** laser implantado de $2\mu\text{m}$.

Estas medidas são feitas com 5mA de corrente contínua de injeção. Apenas para efeito de comparação, a figura 5-9(a) mostra a mesma medida para um laser de $50\mu\text{m}$ de largura, mas com corrosão de $1\mu\text{m}$ de InGaP-p, formando um batente de índice de refração efetivo. A figura 5-9(b) mostra um laser com implantação de mesma largura. É perceptível um menor confinamento óptico lateral em (b), já que é um dispositivo guiado por ganho. A figura 5-9(c) mostra agora, um laser com irradiação de He^+ de $2\mu\text{m}$ de largura. É interessante notar que o confinamento óptico é extremamente pobre e a emissão de luz ocupa uma largura quase igual ao laser de $50\mu\text{m}$.

Portanto, na tentativa de melhorar o confinamento óptico de lasers implantados, tomamos a decisão de inserir, além do isolamento por implantação, um batente de índice de refração efetivo através da corrosão de parte da camada confinante.

5.4. Laser implantado guiado por índice

O processamento deste dispositivo é praticamente o mesmo que o relatado para o laser anterior, porém, após a implantação de faixas de tamanhos variados, é feita uma nova fotografação mantendo todas as faixas de tamanhos iguais a $7\mu\text{m}$ de largura para que possa ser feita a corrosão de $1\mu\text{m}$ da camada de InGaP-p. Para a corrosão, utilizamos o processo de RIE (*reactive ion etching*) [10].

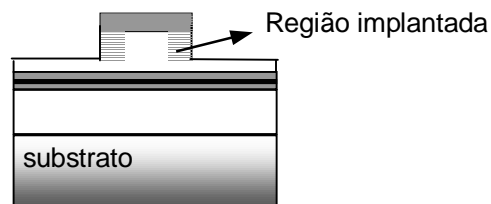


Figura 5-10: Esquema do dispositivo laser implantado com batente de índice de refração efetivo.

A figura 5-10 mostra o esquema deste tipo de dispositivo. Este processamento é, na verdade, um laser do tipo ridge com confinamento elétrico reforçado pela irradiação que isola as laterais da mesa. Além disso, a implantação iônica viria minimizar a perda de portadores através dos estados de superfície gerados pela corrosão na interface ar-semicondutor.

Resultados de potência óptica em função da corrente injetada para estes dispositivos são apresentados na figura 5-11. Novamente, há um aumento muito grande da corrente de limiar em relação ao que esperávamos. Neste caso, poucos dispositivos funcionam, mesmo em corrente pulsada. Para efeito de comparação, a curva

característica de um ridge de $5\mu\text{m}$ de largura está graficada juntamente com as outras, e como podemos observar, apesar da corrente de limiar ser bem mais baixa para o ridge (cerca de 20mA), a sua eficiência quântica externa é menor do que a eficiência alcançada por alguns dos lasers implantados.

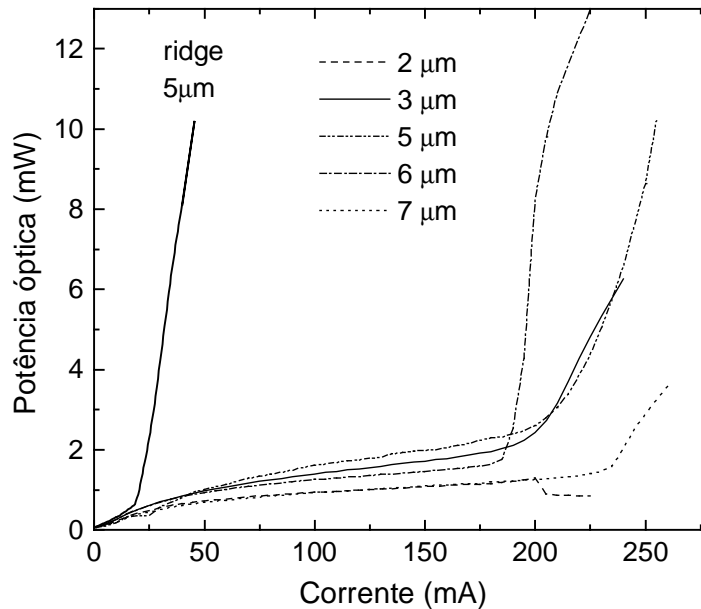


Figura 5-11: Potência luminosa em função da corrente de injeção para dispositivo laser implantado guiado por batente de índice de refração efetivo.

Portanto, os resultados obtidos são muito parecidos com os resultados para o laser implantado sem a corrosão da camada confinante. Medidas do campo próximo para estes dispositivos mostram, da mesma forma que para os anteriores, que a emissão de luz ocupa uma largura bem maior do que a largura da região que não foi submetida à implantação. No caso do laser guiado por ganho, em que apenas a implantação faz o papel do isolamento lateral, poderíamos questionar a eficácia da implantação de He^+ . No entanto, não podemos fazer a mesma afirmação depois da obtenção de resultados que continuam não sendo satisfatórios para o laser em que, além da implantação, existe a

corrosão da camada de InGaP-p e a deposição de óxido, isolando as partes que não devem ser bombeadas. Observando o atraso da corrente de limiar e a retomada da eficiência quântica externa, resolvemos propor um modelo teórico que esclarecesse tal comportamento.

5.5. Modelo teórico proposto para o laser com implantação

Como pudemos ver pelas medidas do campo próximo, os dispositivos com implantação apresentam uma extensa largura de emissão. Para utilizar as equações de taxa, apresentadas no Capítulo 1, temos que definir o volume da cavidade que contribui com a emissão de luz. Portanto, seja w_1 a largura em que há a injeção proposital de corrente elétrica e w_2 , a parte da cavidade que não é bombeada diretamente, mas participa da emissão de luz, como mostra a figura 5-12(a).

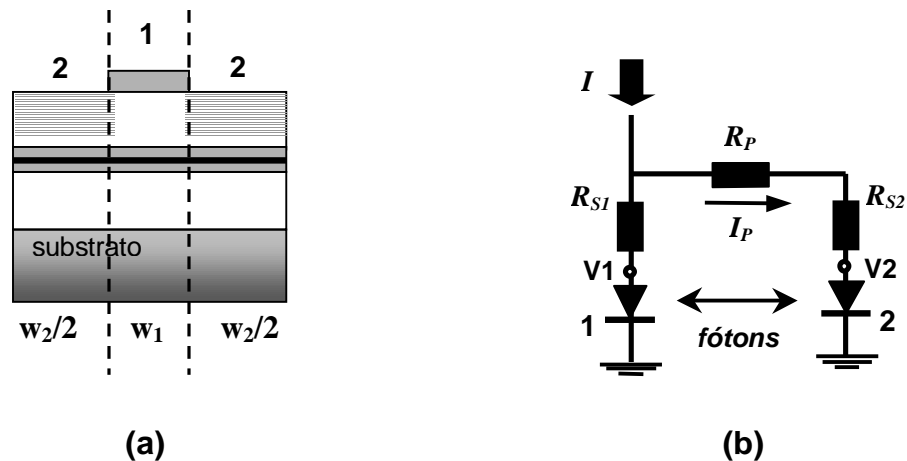


Figura 5-12: (a) Esquema do laser com implantação, dividido em partes para o tratamento teórico. (b) Esquema elétrico do modelo proposto para o laser com implantação.

Como a resistência da implantação, R_P , não é infinita, consideramos que existe fuga de corrente para a parte 2, dada por I_P . A corrente total de injeção é dada por I . O esquema elétrico é apresentado na figura 5-12(b), onde as resistências em série com os

diodos das duas regiões são representadas por R_{S1} e R_{S2} . Neste modelo, consideramos que as cavidades ópticas estão compartilhadas e a concentração de fótons, p , é a mesma para as duas regiões. Portanto, além da fuga de corrente elétrica através da resistência de implantação, a absorção de fótons gerados pela região 1 também contribui para o aumento do ganho na região 2.

Definidos o comportamento elétrico e óptico das cavidades, podemos introduzir as equações de taxa para os portadores livres neste caso:

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{I - I_p}{q Vol_1} - R_{sp1} - \frac{n_1}{\tau} - g(n_1)v_g p \quad (5-2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{I_p}{q Vol_2} - R_{sp2} - \frac{n_2}{\tau} - g(n_2)v_g p + \left(\frac{w_1}{w_2}\right) R_{sp1} (1 - e^{g(n_2)w_2}) \quad (5-3)$$

onde n_1 é a concentração de portadores na região 1 e n_2 é a concentração de portadores na região 2. A carga do elétron é dada por q e o volume de cada região por Vol_1 e Vol_2 . Os ganhos ópticos das duas regiões são dados pela mesma expressão, já que se trata do mesmo material e a diferença existente entre eles vai depender apenas do número de portadores livres em cada região. Assim,

$$g(n_i) = g_0 \text{Ln} \left(\frac{n_i}{n_{tr}} \right), \quad i = 1, 2 \quad (5-4)$$

onde n_{tr} é a concentração de portadores para a qual o material atinge a transparência, ou seja, $g(n_{tr}) = 0$. O termo $\frac{n_i}{\tau}$ corresponde às recombinações não radiativas e R_{spi} é a taxa de emissão espontânea correspondente à cada região e também depende da concentração de portadores livres em cada região.

A equação (5-3) para a região 2 é praticamente igual à equação para a região 1, porém apresenta um termo a mais, relacionado à taxa de emissão espontânea da região

1. Este termo representa a parte da emissão espontânea da região 1 que é absorvida pela região 2, contribuindo também para o aumento do ganho desta parte da cavidade.

A equação de taxa para os fótons deve somar as emissões espontâneas e estimuladas referentes às duas regiões e é dada por:

$$\frac{dp}{dt} = \beta(R_{sp1} + R_{sp2}) + (g(n_1) + g(n_2) - \text{perdas})v_g p \quad (5-5)$$

Portanto, a solução estacionária deste problema envolve três variáveis (n_1 , n_2 e I_p), mas temos apenas duas equações. A equação de taxa para os fótons serve apenas como definição de p nas equações (5-2) e (5-3). Aplicando a Lei de Kirchhoff para o circuito da figura 5-12, obtemos a terceira relação, dada por:

$$I_p R_p = V_1 + R_{S1}(I - I_p) - V_2 - R_{S2}I_p \quad (5-6)$$

onde V_1 e V_2 são as tensões dos diodos e também dependem da concentração de portadores em cada um deles, através de uma relação simples, obtida de um ajuste, segundo a referência [11].

Através de uma rotina numérica, podemos obter a variação da potência de saída (proporcional ao número de fótons na cavidade) com a corrente de injeção. A figura 5-13 mostra este cálculo para valores diferentes da resistência de implantação, R_p . Alguns valores importantes que foram utilizados aqui estão listados abaixo:

$$\begin{array}{ll} w_1 = 10\mu m & R_{S1} = 30\Omega \\ w_2 = 20\mu m & R_{S2} = 20\Omega \end{array}$$

O comprimento da cavidade é de $300\mu m$, a refletividade dos espelhos é de 30%, a concentração de portadores é de $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e a espessura do poço é de 100Å .

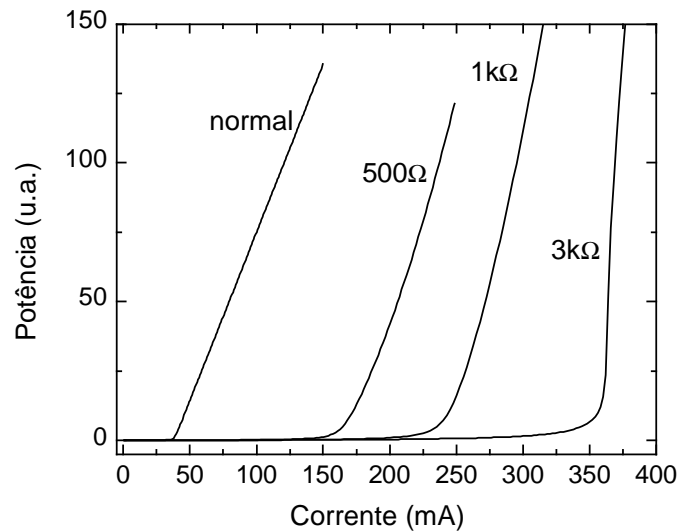


Figura 5-12: Cálculo da potência óptica em função da corrente de injeção para diversas resistências de implantação.

Juntamente com as curvas obtidas com o cálculo descrito, apresentamos uma curva calculada para um laser simples através das equações de taxa mostradas no capítulo 1. Para esta simulação, consideramos os mesmos parâmetros e a largura do laser é de $30\mu\text{m}$, ou seja, $w_1 + w_2$. Portanto, vemos que é necessário muito mais corrente de injeção para gerar ganho e emitir em toda a largura de $30\mu\text{m}$ nos dispositivos implantados do que nos dispositivos normais. Além disso, quanto maior é a resistência de implantação, maior é a corrente necessária para o limiar do laser. A cavidade 2 não é bombeada diretamente e, portanto, atua absorvendo os portadores e atrasando a condição de limiar. Quanto maior é a resistência R_p , menor é a corrente de fuga I_p , tornando cada vez maior a corrente de injeção necessária para aumentar o ganho na região 2.

É interessante notar que a eficiência quântica externa, proporcional à inclinação da curva após o limiar do laser, também aumenta com a resistência R_p . Isto explica o fato de obtermos curvas experimentais de limiares tão altos, mas de boa eficiência quântica.

Com a utilização das equações de taxa, estamos calculando as contribuições de apenas um modo da cavidade. Antes do limiar, a potência óptica é basicamente emissão espontânea que não é considerada na figura 5-13. Na figura 5-14, desenhamos a emissão espontânea esperada apenas para efeito de comparação entre os formatos das curvas experimental e teórica.

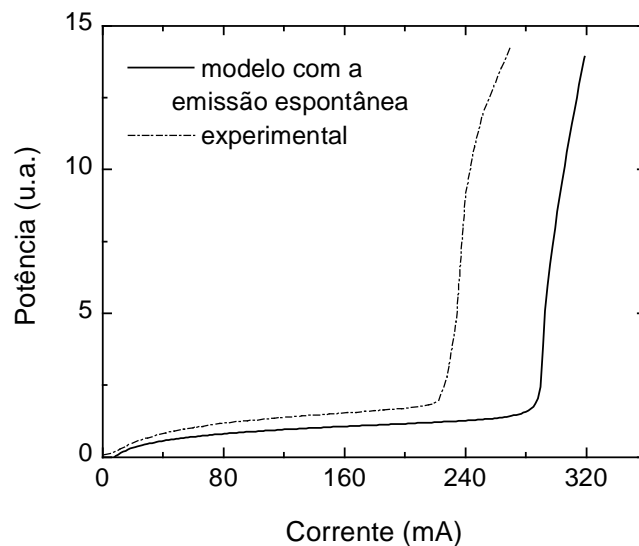


Figura 5-14: Comparação entre as curvas teórica e experimental de potência óptica em função da corrente de injeção.

É importante salientar que apenas a implantação iônica isolando lateralmente a região a ser bombeada não geraria este efeito de aumento da corrente de limiar, visto nos gráficos anteriores. Chegamos à conclusão de que houve o isolamento de algumas seções do guia de onda, ou seja, a implantação penetrou e ultrapassou, em alguns trechos, o fotorresiste que teria a função de proteger a região 1. Deste modo, apesar da

resistência em série com o diodo1 não ser alta, seções da própria região 1 atuam como absorvedoras dos fótons gerados, dificultando o funcionamento do laser.

5.6. Conclusões

Neste capítulo, estudamos os efeitos elétricos e ópticos da implantação iônica em estruturas de laser de poço quântico de InGaAs. Os resultados mostraram-se bastante satisfatórios, apresentando uma alta eficiência de isolamento, além do aumento da transparência da camada confinante à emissão do poço quântico. Estes resultados levaram-nos a investigar a implantação de He⁺ em espelhos do laser, com a finalidade de diminuir a absorção nestas regiões e, conseqüentemente, o aquecimento que causa danos irreversíveis ao dispositivo. Este estudo é mostrado no Apêndice desta Tese.

No entanto, a fabricação de dispositivos com implantação de He⁺ para isolamento das regiões que não devem ser bombeadas, apresentou problemas quanto à proteção do guia de onda. A implantação em regiões pertencentes ao guia provocou um aumento da corrente de limiar dos dispositivos, porém seguido de um aumento também na eficiência quântica externa. Através de um modelo teórico envolvendo duas cavidades bombeadas diferentemente, pudemos explicar tal efeito.

5.7. Referências

- [1] J. C. Zolper e H. C. Chui, “Si and Si/P implants in $In_{0.5}Ga_{0.5}P$ and $In_{0.5}Al_{0.5}P$ ”, Appl. Phys. Lett. **68**, 24 (1996);
- [2] J. P. de Souza, I. Danilov e H. Boudinov, “Electrical Isolation in GaAs by Light Ion Irradiation: The Role of Antisite Defects”, Appl. Phys. Lett. **68**, 4 (1996);
- [3] S. J. Pearton, J. M. Kuo, F. Ren, A. Katz e A. P. Perley, “Ion Implantation Doping and Isolation of $In_{0.5}Ga_{0.5}P$ ”, Appl. Phys. Lett. **59**, 12 (1991);

- [4] J. F. Ziegler, J. P. Biersack e U. Littmark, “*The Stopping and Range of Ions in Solids*”, Pergamon, Oxford (1985), Vol.1;
- [5] S. J. Pearton, F. Ren, S. N. G. Chu, C. R. Abernathy, W. S. Hobson e R. G. Elliman, “*Defects and redistribution in implant-isolated GaAs-based device structures*”, J. Appl. Phys., **74**, 11 (1993);
- [6] I. Danilov, L. L. Pataro, M. P. P. de Castro e N. C. Frateschi, “*Electrical Isolation and Transparency in Ion-Irradiated p-InGaP/GaAs/InGaAs Structures*”, J. of Appl. Phys. **88**, 12 (2000);
- [7] I. Danilov, L. L. Pataro, M. P. P. de Castro, G. C. do Nascimento e N. C. Frateschi, “*Electrical and optical effects of He⁺ ion irradiation in InGaP/GaAs/InGaAs lasers*”, Nucl. Instrum. Meth. In Phys. Res. B **175**, 782-786 (2001);
- [8] G. P. Agrawal e N. K. Dutta, “*Semiconductor Lasers*”, Van Nostrand Reinhold, New York, Segunda Edição (1993);
- [9] K. H. Park, J. K. Lee, D. H. Jang, H. S. Cho, C. S. Park e K. E. Pyun, “*Kink and beam steering free 0.98 μm high-power RWG lasers with partially ion implanted channels*”, Electron. Lett., **34**, 6 (1998);
- [10] R. Williams, “*Modern GaAs Processing Methods*”, Artech House, Boston/London, Segunda Edição (1990);
- [11] N. C. Frateschi, “*Optoelectronic Devices Based on Low Threshold Strained InGaAs/GaAs Quantum Well Lasers Grown on Structured Substrates*”, Tese de Doutorado, University of Southern California (Electrical Engineering), Agosto (1993).

Comportamento espectral de laser de três terminais

6.1. Introdução

A quantidade de informação transportada em sistemas de comunicações ópticas está diretamente relacionada à frequência de modulação de um sinal óptico. Mais ainda, os sistemas de transmissão de dados via luz necessitam de frequências de operação cada vez mais altas, dado o acelerado crescimento da demanda por vias de comunicação. No entanto, esta frequência é limitada pelos sistemas de conversão de sinais elétricos em ópticos e vice-versa.

O laser de semicondutor, por si só, já é um dispositivo que pode ser utilizado na conversão de sinal elétrico em óptico, pois, acima do limiar, a intensidade de emissão do laser é proporcional à corrente nele injetada. Porém, este processo de modulação é limitado em frequência, devido às oscilações de relaxação [1], uma manifestação da ressonância intrínseca do laser, em que a energia armazenada no sistema oscila entre as populações de elétrons e fótons.

Existem várias propostas de moduladores que podem atingir frequências mais altas de operação, mas a maioria é de difícil integração e extremamente cara. Atualmente, o sistema para modulação mais utilizado é o modulador eletro-óptico. Neste caso, o laser é mantido a uma corrente de injeção fixa, emitindo, portanto, um sinal óptico constante, e o modulador é externo, ou seja, o campo óptico só é modulado quando o atravessa, alcançando uma frequência de até 40GHz.

Uma alternativa interessante e menos dispendiosa é a utilização de moduladores integrados ao próprio laser, como o laser de três terminais [2]. Este dispositivo consiste em duas regiões com acesso independente, ou seja, uma região de ganho e uma região absorvedora de menor volume, que recebe o sinal elétrico modulado e controla o fator de qualidade da cavidade. A idéia é utilizar a multi-estabilidade observada nestes lasers com a finalidade de diminuir as oscilações de relaxação e o tempo de resposta do laser ao sinal elétrico. Deste modo, através de uma pequena voltagem aplicada na região absorvedora, podemos modificar o estado estacionário de operação do laser, colocando-o antes ou depois do limiar de funcionamento.

No entanto, além da frequência de modulação, o conhecimento do comportamento espectral destes dispositivos também é muito importante. Nos sistemas de comunicações ópticas atuais, cada canal de informação é definido por um comprimento de onda característico. Portanto, o controle espectral do sinal modulado também é de grande interesse.

O objetivo deste capítulo é entender melhor o funcionamento do laser de três terminais, com ênfase em seu comportamento espectral, através da caracterização experimental e de uma breve análise teórica destes dispositivos.

6.2. Princípios básicos de operação

O laser de três terminais, como o próprio nome diz, possui três contatos separados que chamaremos de anodo, catodo e porta. Neste laser, o guia de onda lateral é dividido em duas regiões: o anodo e a porta. Através de algum tipo de isolamento, que pode ser realizado através de corrosão, o anodo ou região de ganho é bombeado separadamente da porta, como mostra o esquema da figura 6-1. Apesar

disso, as duas regiões compartilham a mesma cavidade óptica, ou seja, o guia de onda é contínuo entre o anodo e a porta.

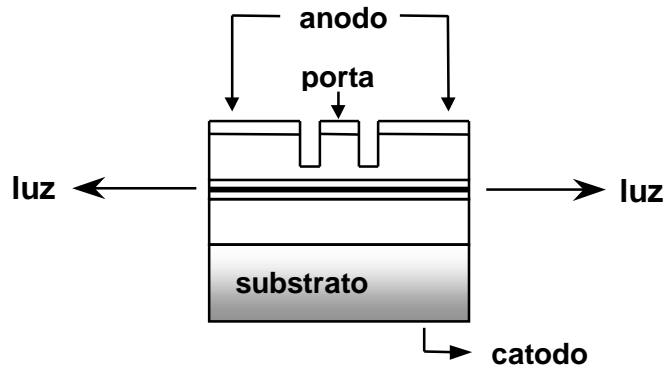


Figura 6-1: Esquema da seção paralela ao guia de onda do laser de três terminais.

A troca de portadores entre as duas regiões acontece através de dois processos distintos. O primeiro processo é óptico e se dá através dos fótons gerados por uma das seções do laser. Estes são absorvidos na outra seção, gerando portadores eletrônicos. O estudo do laser de três terminais é obtido mantendo-se a região de ganho (anodo) a um valor de injeção de corrente constante, e variando a voltagem aplicada na porta de controle [3,4]. Deste modo, a porta atua como um absorvedor controlável. Este efeito acontece quando se permite que as condições de ganho sejam diferentes para as duas regiões. Com a separação do bombeamento elétrico, a voltagem na porta é que dita a quantidade de portadores armazenada nesta região e, conseqüentemente, a alteração do respectivo *quasi*-nível de Fermi. Assim, dependendo da voltagem aplicada, a porta pode estar apta ou não para absorver a luz emitida pela região de ganho (anodo). Quando a diferença entre os *quasi*-níveis de Fermi da banda de condução e da banda de valência for igual à energia do fóton proveniente do anodo, esta região absorvedora (porta) se torna transparente, ou seja, o valor de ganho é nulo para a freqüência de emissão do anodo.

O segundo processo de troca de portadores entre o anodo e a porta se deve ao fato de existir uma resistência finita entre estas regiões. Portanto a diferença de potencial entre as seções do laser possibilita a troca de portadores através desta resistência que depende do processo de isolamento adotado na fabricação do dispositivo.

Utilizando as equações de taxa para a concentração de portadores nas duas regiões do laser e para a concentração de fótons na cavidade, podemos obter curvas características do funcionamento do modulador ideal, ou seja, sem resistências e sem a troca de portadores entre o anodo e a porta. Consideramos aqui que a concentração de fótons é uniforme em toda a cavidade, já que esta é contínua por todo o dispositivo.

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{I_a}{qVol_a} - \frac{n_a}{\tau_a} - v_{gr}g_j(n_a)p_j \quad (6-1)$$

$$\frac{dn_g}{dt} = \frac{I_g}{qVol_g} - \frac{n_g}{\tau_g} - v_{gr}g_j(n_g)p_j \quad (6-2)$$

$$\frac{dp_j}{dt} = \beta_j R_{sp} + v_{gr} [g_j(n_a) + g_j(n_g) - \alpha_j] p_j \quad (6-3)$$

Nestas equações temos que n é a densidade de portadores e p é a densidade de fótons correspondente a um modo do laser, I é a corrente, V é o volume, τ é o tempo de recombinação de portadores, v_{gr} é a velocidade de grupo dos fótons, $g(n)$ é o ganho da cavidade dependente de n , β é a porção dos fótons da emissão espontânea que contribui para o modo que estamos tratando, R_{sp} é a taxa de emissão espontânea, α é a soma das perdas internas e das perdas no espelho da cavidade. As grandezas com subíndices a e g são, respectivamente, referentes ao anodo e à porta, e as grandezas sem subíndices se referem a toda a cavidade.

No regime estacionário, anulamos as derivadas em relação ao tempo e encontramos as concentrações de portadores e fótons que resolvem o sistema de equações para determinadas correntes de injeção na porta e no anodo.

A figura 6-2 mostra a curva $I \times V$ calculada para a porta, aplicando-se valores constantes de corrente no anodo. Devemos lembrar aqui que as resistências envolvidas no sistema não estão sendo consideradas e que a resistência de isolamento entre a porta e o anodo é considerada infinita. Portanto, para este modelo, a troca de portadores entre as duas regiões se dá exclusivamente pela emissão e absorção de fótons.

O funcionamento do laser, como já foi mencionado, consiste basicamente do seguinte processo:

- a corrente elétrica aplicada no anodo é mantida constante;
- varia-se a voltagem aplicada na porta em uma pequena escala.

Deste modo, quando a voltagem na porta é baixa, a porta assume uma condição de absorção à emissão de parte dos fótons provenientes do anodo, atuando como um fotodiodo. Esta absorção gera uma corrente negativa na porta, porém pequena, pois a densidade de fótons é baixa neste regime de baixa realimentação. Com o aumento da voltagem aplicada à porta, o número de portadores n_g também cresce, deixando a região mais transparente à emissão do anodo proveniente da corrente I_a . No entanto, próximo a 1,05V (ponto (A)), a corrente negativa sofre um grande aumento, pois a transparência da porta torna possível o mecanismo de realimentação dos fótons do anodo.

No ponto de mínimo da curva (B), a realimentação é tal que, dado o nível de inversão de população do anodo, inicia-se a emissão de luz laser do dispositivo. Neste

ponto, a porta está totalmente transparente e retoma então a sua característica de diodo.

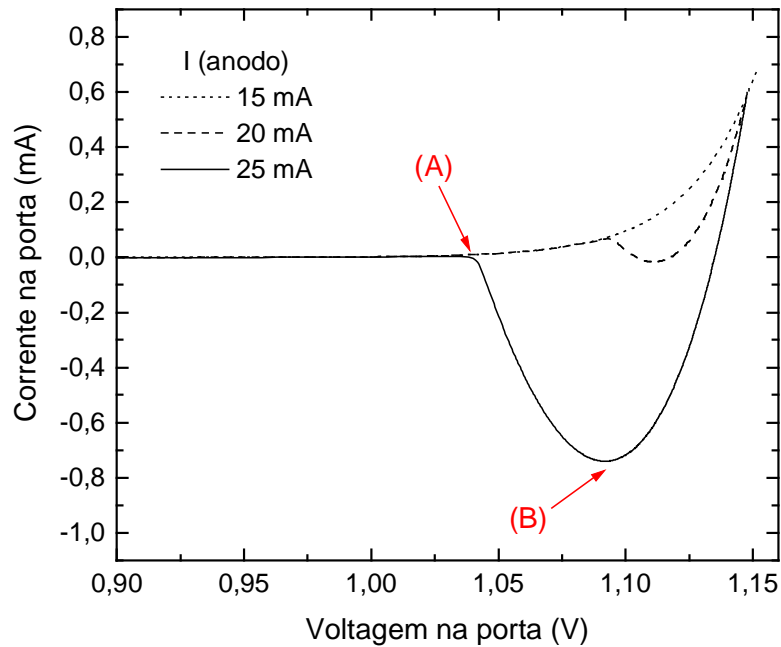


Figura 6-2: Curva teórica da variação da corrente na porta em função da tensão aplicada na mesma para diversas correntes fixas de anodo. Neste modelo, o dispositivo é ideal, ou seja, sem resistências.

Com base neste raciocínio, podemos notar também, ainda na figura 6-2, que para uma corrente de injeção de 15mA no anodo, esta região ainda não se encontra totalmente no regime de emissão estimulada, já que não observamos o efeito do aumento da corrente negativa devido à realimentação.

Um fenômeno interessante que aparece em dispositivos como o laser de três terminais, que contêm uma região absorvedora, é a biestabilidade [5-7], ou seja, mais de uma solução estável para uma dada condição de operação do laser. Neste caso, podemos observar na figura 6-2 que para qualquer valor fixo de tensão aplicada na porta, existe um único valor de corrente correspondente para uma dada corrente de

anodo. Portanto, o tratamento teórico do dispositivo ideal, ou seja, sem troca de portadores através de resistências, não mostra a existência de bi ou multi-estabilidade para as condições de operação do modulador (corrente fixa no anodo). A biestabilidade só é observada se fixarmos uma corrente nula na porta e variarmos a corrente no anodo, como mostra a referência [8].

O dispositivo real, no entanto, possui resistências elétricas que modificam o seu comportamento. A figura 6-3 mostra uma sugestão de esquema do circuito elétrico equivalente para o dispositivo de três terminais. Como podemos observar, a resistência entre o anodo e a porta é denominada R_P , cada terminal de injeção tem sua respectiva resistência em série R_{sa} (anodo) e R_{sg} (porta), e existe uma resistência em série com a porta, à qual denominamos R_S . Esta última faz com que a voltagem aplicada na porta, V_{gap} , seja diferente da voltagem real da porta, V_g .

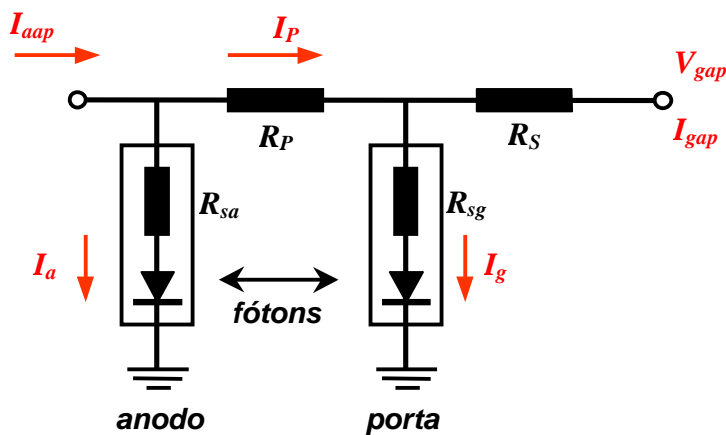


Figura 6-3: Esquema do circuito elétrico proposto para o laser de três terminais.

Considerando o circuito externo, as equações tornam-se um pouco mais complexas, formando um sistema não linear e não homogêneo.

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{I_{aap} - I_p}{qVol_a} - \frac{n_a}{\tau_a} - v_{gr} g_j(n_a) p_j \tag{6-4}$$

$$\frac{dn_g}{dt} = \frac{I_g}{qVol_g} - \frac{n_g}{\tau_g} - v_{gr}g_j(n_g)p_j \tag{6-5}$$

$$I_p R_p = (I_{aap} - I_a)R_p = V_g(n_g) - V_a(n_a) + R_{sg}I_g - R_{sa}I_a \tag{6-6}$$

Através de uma rotina numérica em linguagem *Matlab*, desenvolvida pelo aluno de Mestrado, Adenir da Silva Filho (sob mesma orientação, na Universidade Estadual de Campinas), é possível encontrar a variação da corrente na porta do laser (I_{gap}) em função da tensão aplicada (V_{gap}) para diversas correntes fixas de anodo, como mostra, por exemplo, a figura 6-4.

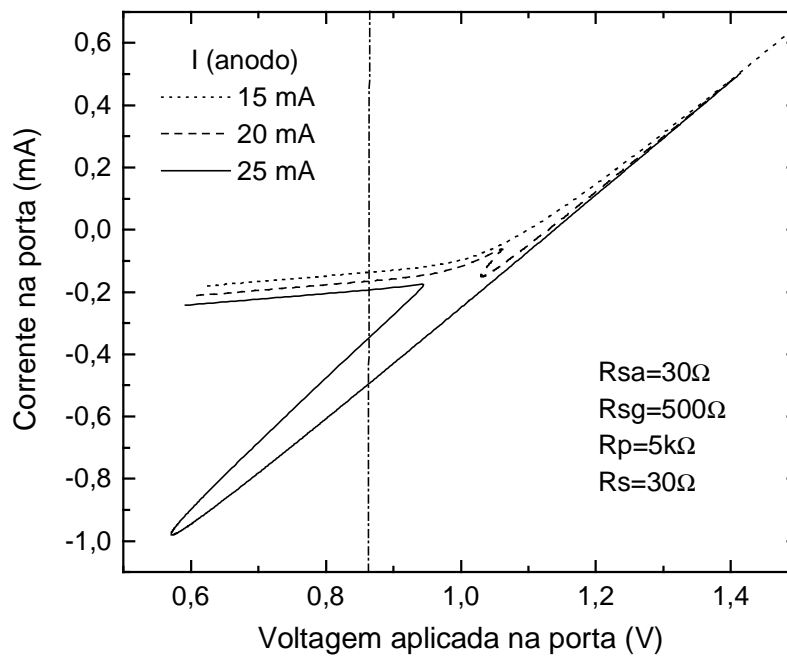


Figura 6-4: Curva teórica da variação da corrente na porta em função da tensão aplicada na mesma para diversas correntes fixas de anodo, considerando as resistências envolvidas, conforme o esquema da figura 6-4.

O comportamento $I \times V$ da figura 6-4 é semelhante ao obtido através da simulação sem resistências, a não ser pela distorção para voltagens baixas da região

de máxima corrente negativa. Esta distorção possibilita que, para uma dada tensão fixa na porta, exista mais de um valor de corrente que satisfaça a solução estacionária, permitindo um segundo tipo de biestabilidade. Este tipo de biestabilidade ou histerese é mais interessante do ponto de vista do funcionamento do laser de três terminais, em que controlamos a voltagem aplicada na porta. A figura 6-5 mostra uma curva teórica da variação da densidade de fótons emitidos pelo dispositivo em função da voltagem aplicada na porta para as mesmas correntes fixas de anodo da figura 6-4.

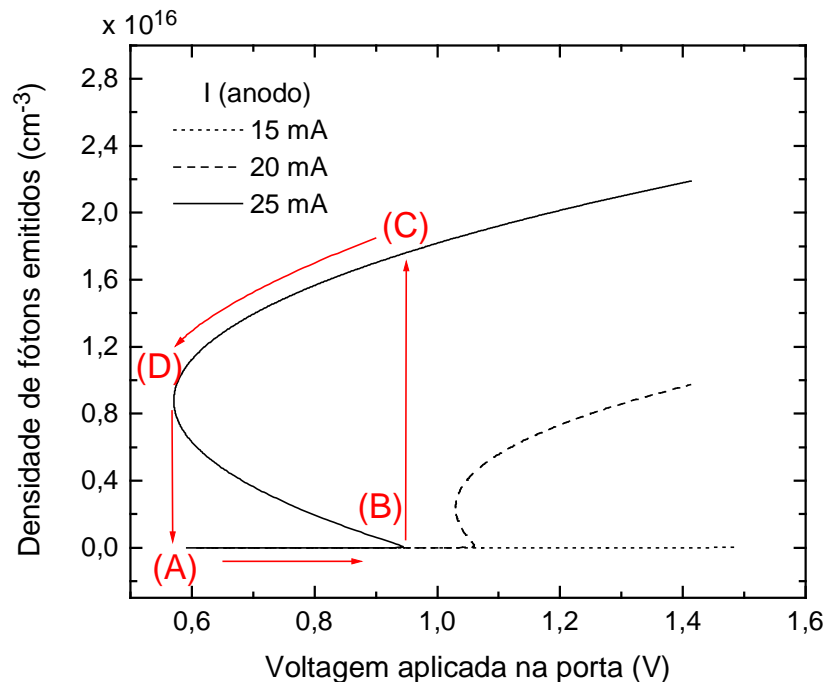


Figura 6-5: Curva teórica da variação da densidade de fótons emitidos pelo dispositivo em função da voltagem aplicada na porta para diversas correntes fixas de anodo.

Portanto, se mantivermos o dispositivo em condições de operação próximas ao ponto (B), é possível, com uma pequena variação na voltagem aplicada na porta, ligar e desligar o laser. Desde que pouca variação de tensão seja necessária para isto e que o

volume da porta seja pequeno em comparação ao volume do laser, a resposta à modulação do sinal elétrico deve ser mais rápida.

No entanto, queremos verificar experimentalmente a ocorrência da biestabilidade e a estabilidade espectral do dispositivo. Com esta finalidade, utilizamos dispositivos fabricados seguindo o processamento do laser do tipo *ridge*, analisado no Capítulo 4, já que estes apresentaram boa estabilidade espectral e apenas um modo lateral, fator imprescindível para a simplificação do problema.

6.3. Processamento do dispositivo

O laser de três terminais foi fabricado utilizando o guia de onda lateral do tipo *ridge* de $5\mu\text{m}$ de largura, exatamente como descrito na seção 4.2. A separação entre a porta e o anodo é feita através de corrosão, juntamente com a corrosão que define o *ridge*, seguida de deposição de óxido de silício. Os contatos metálicos do lado p separam o anodo da porta, como mostra a figura 6-6. Desta forma, a porta é uma pequena seção (de 20 a $50\mu\text{m}$ de comprimento) no meio do guia de onda, enquanto o restante do guia que a envolve é bombeado através de um único contato e denominado anodo.

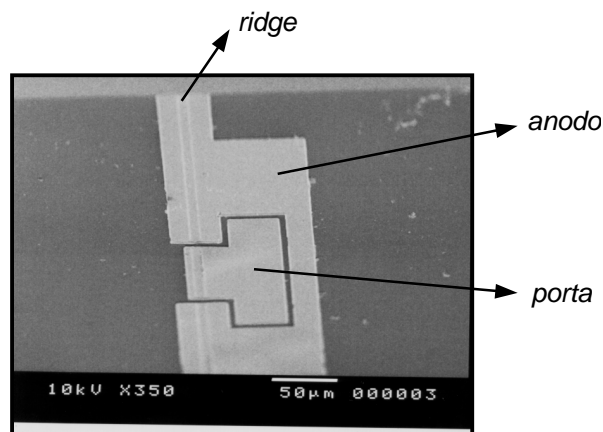


Figura 6-6: Imagem do laser de três terminais obtida com microscópio eletrônico de varredura.

6.4. Características experimentais e avaliação do espectro de emissão do laser de três terminais

Após o processamento do dispositivo, a clivagem dos espelhos permite definir o comprimento da cavidade do laser. No caso do laser de três terminais, podemos variar o comprimento do anodo, mantendo a porta nas dimensões definidas durante o processamento. No entanto, é praticamente impossível deixar a porta exatamente no centro do dispositivo. Portanto, mencionaremos sempre os comprimentos de cada uma das partes do anodo separadas pela porta.

A análise espectral é realizada mantendo-se uma corrente fixa no anodo e variando a voltagem aplicada na porta. A figura 6-7 mostra as medidas de espectro para um laser de três terminais com a porta de $50\mu\text{m}$ de comprimento e partes do anodo de 350 e $180\mu\text{m}$ de comprimento, aproximadamente. Neste caso, mantivemos 15mA no anodo.

Pequenas variações de voltagem na porta alteram o modo longitudinal predominante, deslocando-o para comprimentos de onda mais curtos. O ganho do anodo permite que alguns modos em um certo intervalo de comprimento de onda possam sobreviver e a porta então, atua como selecionadora do modo à medida que mudamos a tensão aplicada neste terminal. No entanto, raramente existe uma condição de operação que mantém o laser monomodo longitudinal e a alteração de modos predominantes às vezes não obedece à seqüência continuamente.

Além deste efeito, notamos que o espaçamento entre os modos que aparecem para potências mais altas é diferente do espaçamento entre os modos Fabry-Perot iniciais. Para voltagens menores da porta, o espaçamento entre os modos é de 2\AA . Para tensões maiores aplicadas na porta, permitindo potência luminosa maior, o

espaçamento entre os modos predominantes aumenta para, aproximadamente, $6,1\text{\AA}$, neste caso.

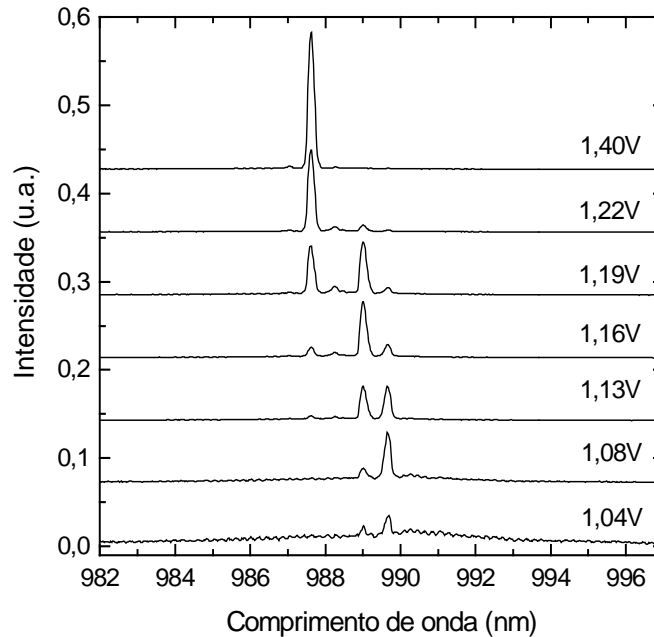


Figura 6-7: Caracterização espectral do laser de três terminais com partes desiguais de anodo.

A figura 6-8 mostra as características experimentais discutidas, através de modelos teóricos, na seção anterior para o mesmo dispositivo da figura 6-7. Diferentemente do previsto, não observamos nenhum tipo de histerese nestes dispositivos, ou seja, as medições em voltagem crescente e decrescente resultam na mesma curva, apesar de notarmos alguns pequenos saltos em potência óptica, característicos da biestabilidade. Para correntes de anodo acima de 15mA , na figura 6-8(a), a emissão começa para tensões bem menores na porta e, conseqüentemente, a fotocorrente negativa também aumenta na figura 6-8(b).

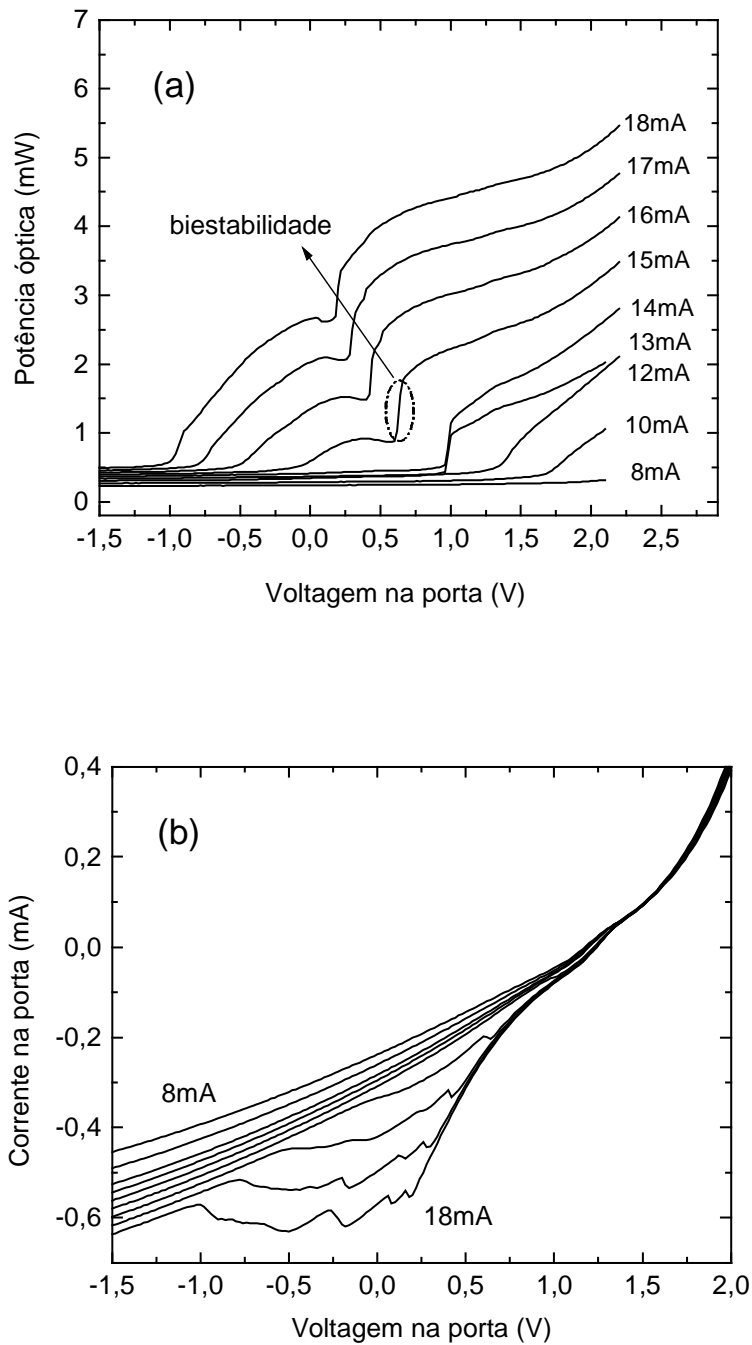


Figura 6-8: Caracterização de um modulador de partes desiguais de anodo. (a) Variação da potência luminosa do laser com a voltagem aplicada na porta para correntes fixas de anodo. (b) Variação da corrente na porta com a voltagem para as mesmas correntes de anodo.

Existe uma discordância entre os resultados obtidos através de tratamento teórico e das medidas experimentais. A análise teórica considera apenas um comprimento de onda distinto, ou seja, um único modo longitudinal. Além disso, a densidade de fótons é considerada constante na região ativa de todo o comprimento clivado do laser, supondo a existência de uma única cavidade, onde a única realimentação óptica é feita pelos espelhos obtidos através de clivagem. No entanto, a mudança de espaçamento entre os modos longitudinais observada experimentalmente com o aumento da voltagem aplicada na porta do laser pode ser uma evidência de que existe realimentação óptica entre o anodo e a porta. Sabemos que o isolamento por corrosão provoca uma diferença de índice de refração efetivo nesta região. Além disso, apenas a presença da porta pode estar modificando a realimentação óptica das duas metades do anodo. Portanto, chegamos à conclusão de que este é um problema de três cavidades, cujo comportamento é bastante complicado de ser previsto. Uma maneira de verificar a influência da corrosão no isolamento entre a porta e o anodo é através da fabricação de dispositivos com isolamento por implantação iônica. Este tipo de isolamento mostrou-se bem eficiente, como vimos no capítulo anterior, e praticamente não causa mudança no índice de refração, se comparado à corrosão. Não foi possível verificar neste trabalho o comportamento espectral destes dispositivos, porém veremos mais adiante que este problema de realimentação pode ser solucionado com a eliminação de uma das cavidades.

Com o objetivo de analisar melhor o efeito de mudança no espaçamento dos modos longitudinais, vários outros dispositivos foram clivados de tamanhos diferentes e caracterizados. A figura 6-9 mostra, mais detalhadamente, os espectros antes e depois da mudança de espaçamento entre os modos longitudinais. Este laser possui as partes pertencentes ao anodo de comprimentos praticamente iguais a $230\mu\text{m}$, ou seja, a porta, de $20\mu\text{m}$ de comprimento, localiza-se aproximadamente no centro do dispositivo.

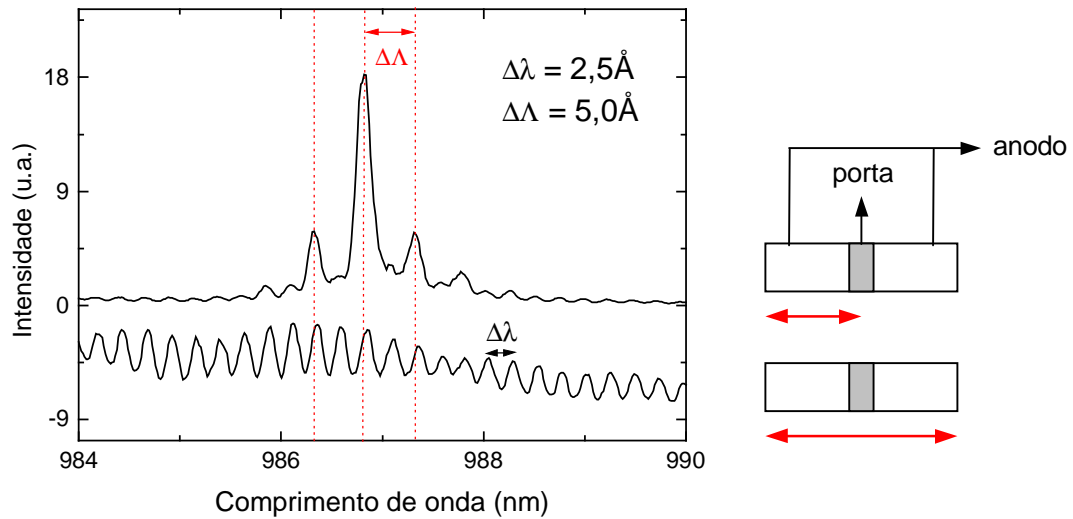


Figura 6-9: Espectros para voltagens distintas na porta, referentes a um dispositivo com anodo dividido em partes de comprimentos praticamente iguais, medindo $230\mu\text{m}$ cada um.

O gráfico na figura 6-9 mostra, inicialmente, $\Delta\lambda = 2,5\text{\AA}$, característico de uma cavidade de pouco menos de $500\mu\text{m}$, tomando-se como base o fato de um laser tipo ridge de $270\mu\text{m}$, fabricado na mesma amostra, apresentar espaçamento de $4,5\text{\AA}$. Aumentando-se a voltagem na porta, os espaçamentos entre os modos tornam-se de 5\AA , característicos do comprimento de uma só parte do anodo.

Mas o que aconteceria se as duas partes do anodo tivessem comprimentos bastante distintos? A figura 6-10 mostra os espectros, antes e depois da mudança, para um dispositivo em que a porta divide o anodo em cavidades de 130 e $250\mu\text{m}$, aproximadamente. A porta continua apresentando um comprimento de $20\mu\text{m}$.

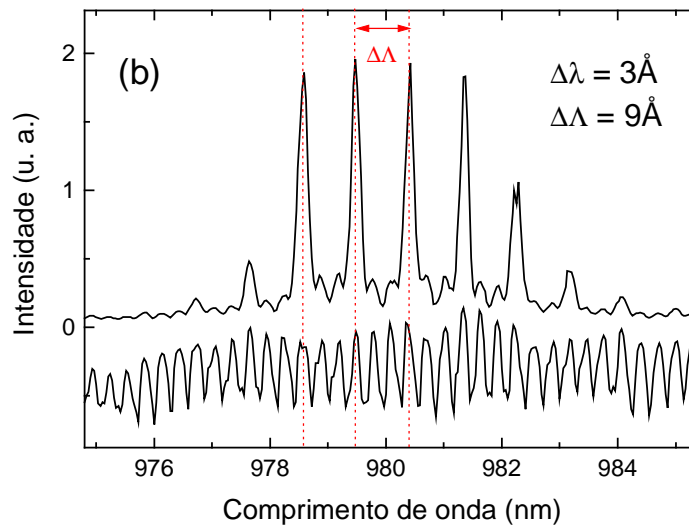


Figura 6-10: Espectros para voltagens distintas na porta referentes a um dispositivo com anodo dividido em cavidades de $130\mu\text{m}$ e $250\mu\text{m}$, aproximadamente.

Inicialmente os modos se distanciam conforme o comprimento da cavidade total do dispositivo, como já observado anteriormente. Mas, com o aumento da potência, os modos principais tornam-se mais espaçados e característicos de uma cavidade com o tamanho da menor parte do anodo. Na figura 6-10, podemos notar que a cada três modos longitudinais iniciais, apenas um “sobrevive” com o aumento da voltagem na porta, modificando o espaçamento inicial de 3Å para 9Å , característico de uma cavidade de, aproximadamente, $130\mu\text{m}$.

Com a realimentação causada pelo ataque químico entre porta-anodo ou até pela própria porta, seria natural esperarmos que apenas os modos “comuns” (de mesma frequência) às duas cavidades pertencentes ao anodo sobrevivessem. No entanto, observamos que prevalecem os modos característicos da menor. Com o aumento da voltagem aplicada na porta, a potência óptica também aumenta e observamos que a mudança de espaçamentos entre os modos principais ocorre quando o dispositivo alcança o seu limiar de funcionamento. Neste estágio, a realimentação

óptica torna-se maior, evidenciando a existência de várias cavidades. No entanto, a realimentação pelos espelhos clivados ainda é mais eficiente que a existente nas regiões de isolamento, gerando características espectrais idênticas nos dois espelhos do laser, ou seja, os modos longitudinais sobreviventes são um produto de toda a cavidade. Se supusermos que a voltagem na porta pode ajustar finamente a fase entre os modos das duas cavidades do anodo e até mesmo $\Delta\lambda$, seria natural que apenas os modos mais espaçados obtivessem ganho em todo o comprimento total do laser, ou seja, os modos pertencentes à cavidade menor do anodo.

Com o propósito de simplificar o problema de três cavidades, eliminamos uma das cavidades do anodo através da clivagem no meio da porta, deixando apenas uma parte do anodo de, aproximadamente, 250 μm de comprimento. Após a clivagem, a porta teve seu comprimento reduzido para 20 μm .

A figura 6-11(a) mostra o gráfico da potência luminosa em função da voltagem aplicada na porta para diversas correntes fixas de anodo para este dispositivo. Podemos notar uma grande diferença no comportamento experimental do laser após a remoção de uma das cavidades. Nesta condição, existe muito melhor acordo com as previsões do modelo optoeletrônico proposto. O gráfico da figura 6-11(b) mostra a histerese na curva de potência em função da voltagem aplicada na porta, obtida para uma corrente de 25mA aplicada no anodo.

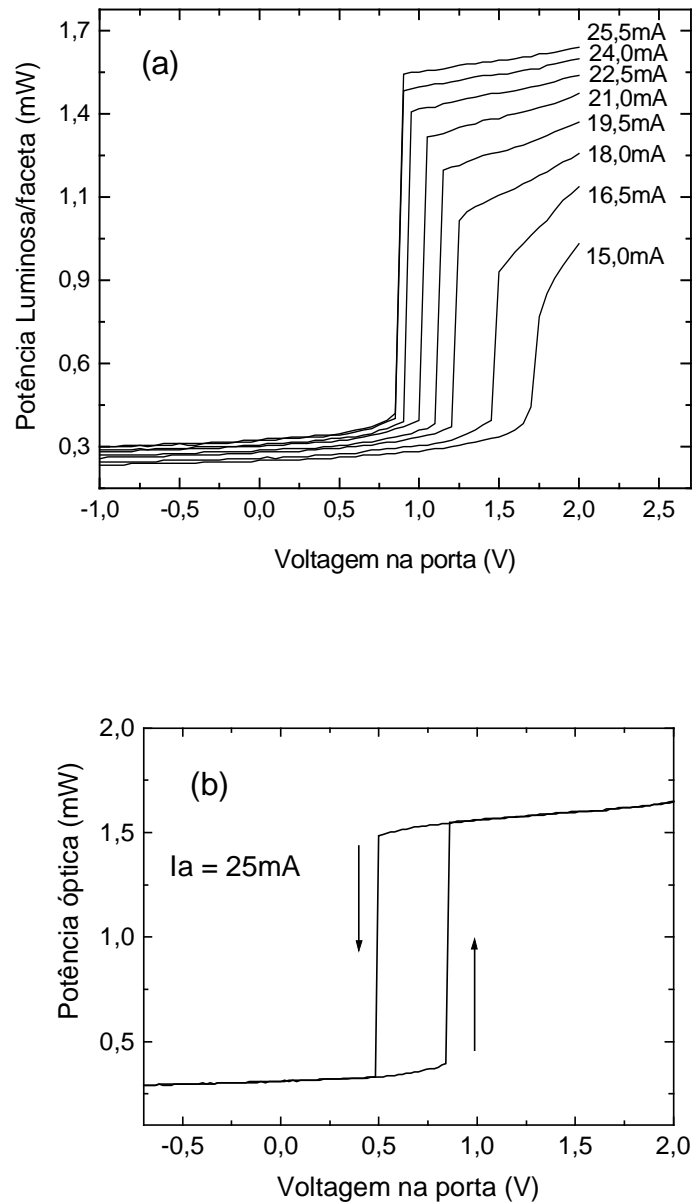


Figura 6-11: Caracterização experimental do dispositivo com a porta clivada ao meio.

(a) Variação da potência óptica com a voltagem aplicada na porta para diferentes correntes de anodo. (b) Verificação da histerese para a corrente fixa de 25mA.

O comportamento $I \times V$ da porta é apresentado na figura 6-12 para as mesmas correntes fixas de anodo. Embora, mesmo com apenas duas cavidades, exista uma região de menor índice de refração efetivo entre o anodo e a porta que gera uma certa

realimentação de fótons das duas cavidades, o tratamento teórico envolvendo apenas um modo da cavidade e supondo que a densidade de fótons é constante em todo o comprimento, é válido, descrevendo um comportamento observado experimentalmente.

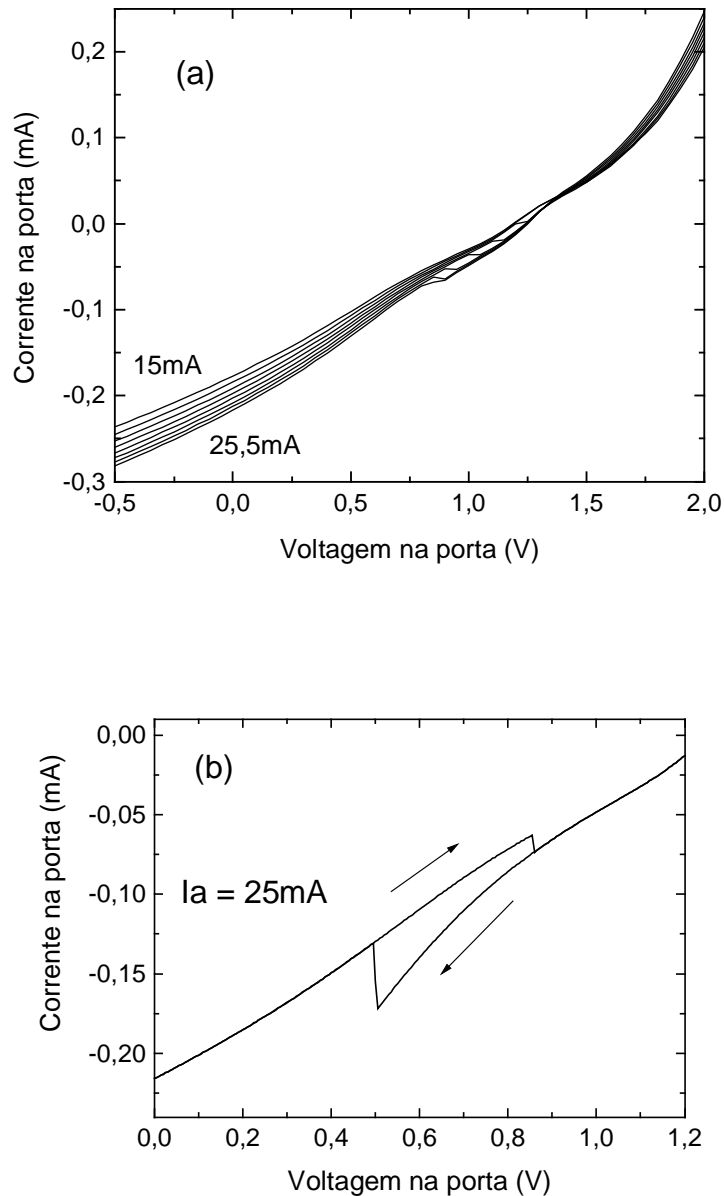


Figura 6-12: Caracterização experimental de um laser de três terminais com a clivagem no meio da porta. (a)Variação da corrente na porta com a voltagem para as mesmas correntes de anodo. (b)Verificação da biestabilidade para a corrente de 25mA aplicada no anodo.

Isto nos leva a acreditar que a porta apenas modifica o ganho óptico total da cavidade, de acordo com a voltagem aplicada, sem gerar modos próprios que interfiram nos modos do anodo.

As medidas de espectro para duas cavidades são mostradas na figura 6-13.

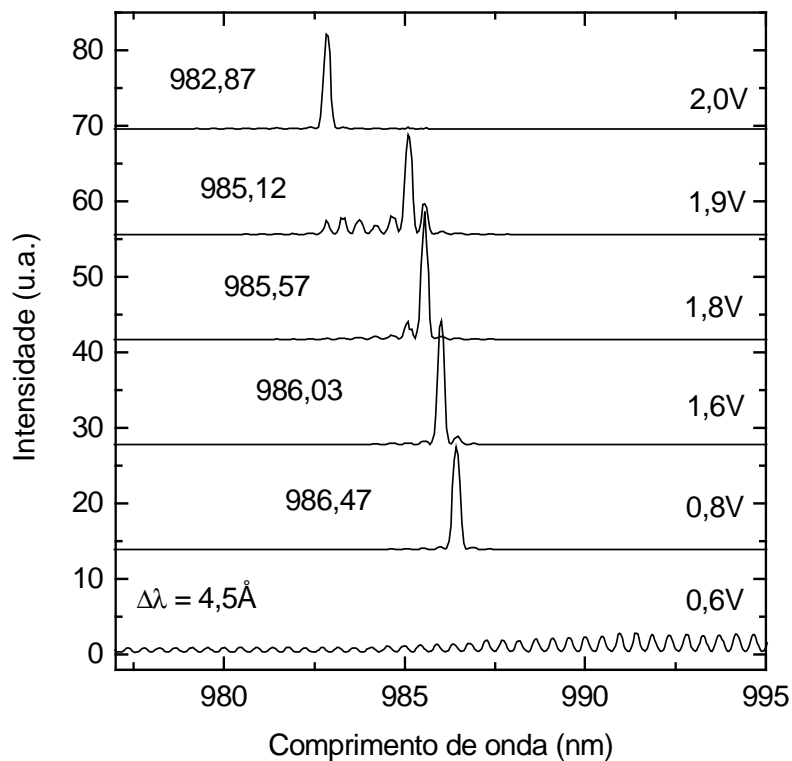


Figura 6-13: Variação do espectro com a voltagem aplicada na porta para um dispositivo clivado no meio da porta e de comprimento de anodo $250\mu\text{m}$. Os valores à esquerda referem-se aos comprimentos de onda de cada pico.

É interessante notar que com apenas uma cavidade do anodo não existe a mudança de espaçamento entre os modos observada anteriormente. Desde o princípio da definição dos modos da cavidade Fabry-Perot, o espaçamento se mantém em, aproximadamente, $4,5\text{Å}$, coerente com o comprimento do guia de onda de $270\mu\text{m}$. Este

fato confirma a teoria do ajuste de modos entre as duas cavidades do anodo, retirando a possibilidade da participação dos modos da porta neste efeito.

Uma evidência disto se dá através da análise espectral de um laser de três terminais e de um laser ridge, ambos na mesma barra clivada, ou seja, de mesmo comprimento de cavidade. Neste caso, podemos notar que a separação entre os modos longitudinais é a mesma para os dois dispositivos, como mostra a figura 6-14. Este comportamento é válido, tanto antes, como após o funcionamento do dispositivo.

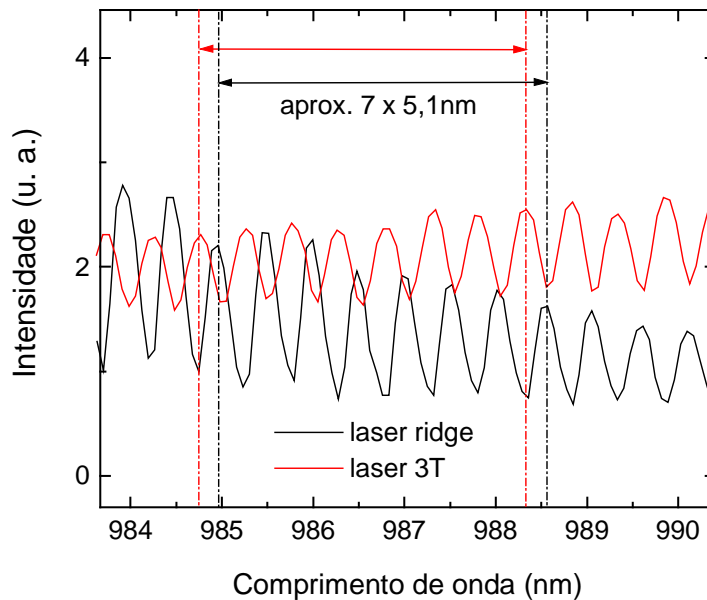


Figura 6-14: Comparação entre o espaçamento dos modos longitudinais de um laser ridge e de um laser de três terminais de mesmo comprimento de cavidade (aproximadamente 230 μ m).

Um segundo efeito observado na figura 6-13 é a mudança de comprimento de onda de emissão com o aumento da tensão aplicada na porta. Como no caso de três cavidades, a variação do modo de emissão se dá sempre no sentido de comprimentos de onda mais curtos e ocorre para voltagens na porta maiores que as características da biestabilidade.

Se observarmos as curvas do ganho óptico calculadas para um poço quântico de $\text{In}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$ de 80\AA de espessura [8] em função do comprimento de onda (figura 6-15(a)), veremos que o ganho máximo se desloca para comprimentos de onda menores à medida que o número de portadores na região ativa do laser aumenta. O gráfico da figura 6-15(b) mostra a derivada de algumas curvas para melhor visualização deste efeito. Os pontos em que o ganho diferencial é nulo mostram os comprimentos de onda em que o ganho óptico é máximo.

Suponhamos que o laser esteja operando a uma corrente fixa de anodo e uma voltagem baixa na porta, de modo que o número de portadores no anodo seja maior que o número de portadores na porta, situação típica do regime normal de operação. Deste modo, a região de máximo ganho (linha vermelha, por exemplo) para o anodo apresenta comprimento de onda menor que para a porta (linha azul, por exemplo). Aumentando a voltagem aplicada na porta, o número de portadores na porta também aumenta, permitindo que o ganho alcance a transparência ($\text{ganho} \geq 0$) para uma dada região de comprimento de onda. Neste ponto de operação, começamos a identificar vários modos longitudinais, quase todos com a mesma potência de emissão. À medida que o ganho da porta aproxima-se do ganho do anodo, os máximos começam a se aproximar em comprimento de onda, criando um “ganho líquido” da cavidade que compensa as perdas totais do dispositivo, permitindo o limiar do laser em uma região de comprimento de onda entre os máximos de ganho da porta e do anodo.

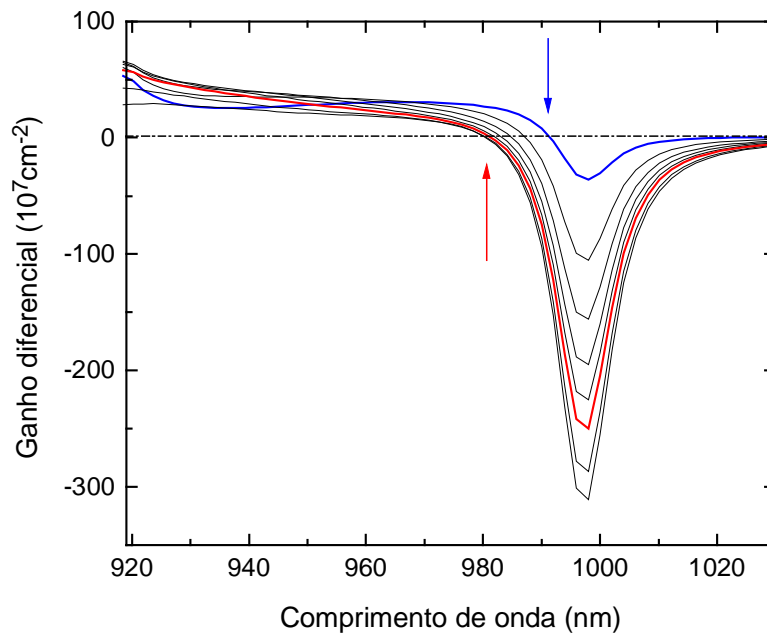
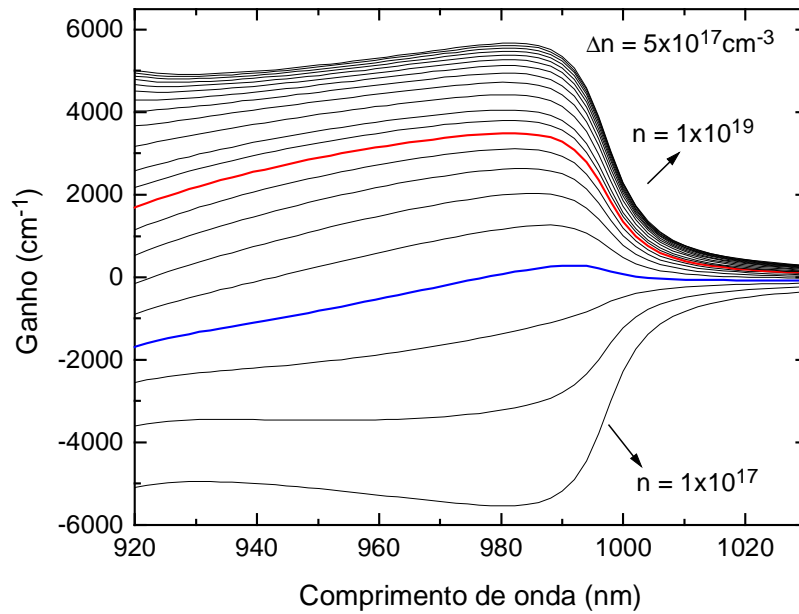


Figura 6-15: (a) Cálculo do ganho óptico em função do comprimento de onda para um poço quântico de $\text{In}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$ de 80\AA de espessura, com diversas concentrações fixas de portadores na cavidade [8]. (b) Derivada do ganho óptico. Os pontos em que as derivadas são nulas representam os valores máximos de ganho.

A partir deste ponto, ao aumentarmos ainda mais a tensão na porta, o ganho na porta seleciona o modo longitudinal de maior potência através do fenômeno da supressão de modos. Isto ocorre porque o aumento do ganho na porta, após o funcionamento do laser, desloca o ganho líquido máximo da cavidade para um comprimento de onda menor, favorecendo então o próximo modo longitudinal da cavidade à esquerda em comprimento de onda, como vimos na figura 6-13. Esta diferença de ganho entre os modos, mesmo que pequena, provoca uma diferença grande entre as potências ópticas correspondentes, suprimindo os modos ao lado do modo de maior ganho, como já foi discutido no Capítulo 1 desta tese.

No entanto, existe ainda um terceiro efeito no comportamento espectral do dispositivo que podemos observar. Na figura 6-13, não é difícil perceber que existe uma diminuição da razão de supressão de modos com o aumento da voltagem na porta. Para 0,8V na porta, a razão entre a potência óptica do modo longitudinal principal e a potência dos modos ao seu lado em comprimento de onda é grande e começa a diminuir com o aumento da tensão na porta do dispositivo. Para 1,9V na porta, vários modos são visíveis na escala utilizada na figura, indicando uma supressão baixa de modos longitudinais. No entanto, com um pequeno acréscimo de voltagem (0,1V), ocorre um salto de vários modos em comprimento de onda e a supressão volta a ser alta. A partir deste ponto, se a voltagem na porta é aumentada ainda mais, não existe mudança do comprimento de onda principal e o dispositivo acaba por apresentar danos irreversíveis.

Este efeito parece ter fundamento quando observamos a figura 6-16. Como tentativa de explicação do fenômeno, uma estimativa qualitativa das curvas de ganho óptico espectral da porta é sobreposta aos espectros da figura 6-13. Conforme o número de portadores aumenta na porta, a extensão de ganho positivo em comprimento

de onda na porta também aumenta, além da curva de ganho tornar-se menos abrupta, diminuindo a supressão de modos longitudinais. Além disso, como vimos no Capítulo 1, o laser apresenta um comportamento $I \times V$ característico de diodo e assim, a partir de uma certa voltagem, permite a passagem de correntes altas, tornando-se cada vez mais difícil a mudança de tensão no diodo. Portanto, deve-se observar que o aumento de tensão aplicada na porta não contribui para o aumento de tensão do diodo, aumentando então, a corrente injetada no anodo através de R_p (veja a figura 6-3). Este comportamento se reflete no último estágio da figura 6-16. Para tensões aplicadas maiores que 2V, o modo longitudinal predominante continua o mesmo, pois o ganho da porta se torna estável com a fixação da voltagem no diodo.

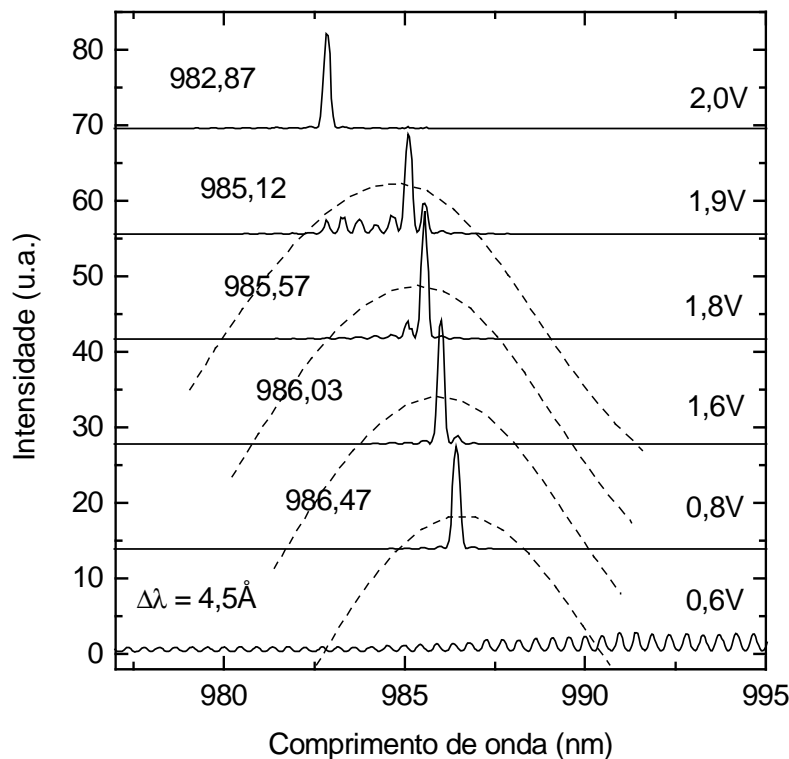


Figura 6-16: Variação do espectro com a voltagem aplicada na porta para o mesmo dispositivo da figura 6-13. As linhas tracejadas representam curvas estimadas do ganho óptico na porta.

Podemos observar também que a mudança do modo espectral de emissão ocorre para diferenças de tensões aplicadas na porta cada vez menores. Além disso, no último estágio da figura 6-16, a mudança não acontece para o modo longitudinal consecutivo, e sim para o último de um conjunto de modos de potência menor que o principal. Se observarmos o circuito optoeletrônico da figura 6-3, à medida que a tensão aplicada na porta se aproxima da tensão no anodo, a corrente de fuga I_p torna-se menor, permitindo que o anodo aumente seu ganho. Mais ainda, com a dificuldade de mudar a voltagem no diodo da porta, a corrente aplicada passa a alimentar o anodo. Deste modo, o ganho no anodo cresce bruscamente a partir de uma certa condição de operação, fazendo com que o ganho líquido do dispositivo mude rapidamente para comprimento de onda menor, causando um salto no modo longitudinal predominante.

6.5. Conclusões

A proposta inicial do laser de três terminais, com a região absorvedora (porta) no meio do dispositivo, demonstrou a existência de realimentação óptica provocada pelo processo de isolamento porta-anodo através de corrosão, ou até mesmo pela própria mudança de voltagem na porta. Deste modo, o laser não apresentou características de funcionamento previstas, como a histerese, quando se mantém a corrente de anodo fixa. Embora não muito controlável, pudemos ver em seu comportamento espectral, que o aumento da tensão na porta provoca uma mudança para modos longitudinais de comprimento de onda menor.

O dispositivo tornou-se um problema de três cavidades, em que pudemos observar a mudança de espaçamento dos modos longitudinais com o aumento da voltagem aplicada na porta. Uma maneira de verificar a influência da corrosão se dá

através do estudo de dispositivos fabricados com isolamento porta-anodo através de implantação iônica de He^+ , por exemplo, que demonstrou ser bastante eficaz no aumento da resistência de camadas de InGaP (Capítulo 5). No entanto, nos parece mais simples e adequado trabalhar com apenas uma das partes do anodo.

Eliminando uma das cavidades do anodo através da clivagem no meio da porta, ou seja, deixando apenas uma parte do anodo, os resultados demonstraram uma grande concordância com as previsões, inclusive na presença de multi-estabilidade. Quanto ao comportamento espectral destes dispositivos, não observamos mais a presença de variação no espaçamento entre os modos e o controle de mudança de modo longitudinal através da variação da voltagem aplicada na porta torna-se muito mais viável. Décimos de volts aplicados na porta são suficientes para modificar o modo longitudinal predominante.

6.6. Referências

- [1] M. Asada, “*Intraband Relaxation Time in Quantum-Well Lasers*”, IEEE J. of Quantum Electron. **25**, 9 (1989);
- [2] N. C. Frateschi, H. Zhao, J. Elliot, S. Siala, M. Govindarajan, R. N. Nottenburg e P. D. Dapkus, “*Three-Terminal Bistable Low-Threshold Strained InGaAs/GaAs Laser Grown on Structured Substrates for Digital Modulation*”, IEEE Photonics Technol. Letters **5**, 3 (1993);
- [3] N. Yamada e J. S. Harris, Jr., “*Strained InGaAs/GaAs single quantum well lasers with saturable absorbers fabricated by quantum well intermixing*”, Appl. Phys. Lett., **60**, 20 (1992);
- [4] V. I. Tolstikhin, M. Willander e A. N. Mamaev, “*Picosecond pulse shaping using dynamic carrier heating in a gain-switched semiconductor laser*”, J. Appl. Phys., **78**, 5 (1995);
- [5] K. Y. Lau, “*Short Pulse and High-Frequency Signal Generation in Semiconductor Lasers*”, IEEE J. Lightwave Technol. **7**, 2 (1989);

[6] H. Kawaguchi, “*Optical bistability and chaos in a semiconductor laser with a saturable absorber*”, Appl. Phys. Lett., **45**, 12 (1984);

[7] E. A. Khoo, J. Woodhead, J. P. R. David, R. Grey e G. J. Rees, “*Optical bistability in piezoelectric InGaAs/AlGaAs laser with saturable absorber*”, Electron. Lett., **35**, 2 (1999);

[8] N. C. Frateschi, “*Optoelectronic Devices Based on Low Threshold Strained InGaAs/GaAs Quantum Well Lasers Grown on Structured Substrates*”, Tese de Doutorado, University of Southern California (Electrical Engineering), Agosto (1993).

Conclusões Gerais

Com o propósito de criar condições para o estudo do comportamento espectral de laser de três terminais, avaliamos algumas formas de confinamento lateral óptico e elétrico em laser de semicondutor, como oxidação térmica úmida, corrosão química úmida, recrescimento e implantação iônica.

A oxidação térmica úmida foi realizada em amostras de AlAs/GaAs, através da montagem de um sistema que permite a passagem de vapor de água em um forno. Os resultados obtidos mostram uma boa uniformidade e fácil controle do processo, com a condição de que a amostra seja submetida uma única vez à oxidação. Para as oxidações posteriores, ocorre a perda da uniformidade e alteração da taxa de oxidação. Além disso, o efeito da tensão gerada entre as camadas torna-se mais acentuado, ocorrendo deslocamentos. Este processo de confinamento elétrico tem sido amplamente utilizado nos dias de hoje, principalmente em lasers de emissão pela superfície (VCSELs).

Com a finalidade de fabricar lasers de heteroestrutura enterrada para confinamento por diferença de índice de refração real, estudamos a possibilidade de recrescimento de InGaP por CBE em estruturas laser com poço quântico de InGaAs já processadas. O aumento da temperatura de desoxidação para 600°C melhorou a morfologia da camada obtida e extinguiu a seletividade observada para temperaturas de desoxidação mais baixas. No entanto, estruturas confinadas por índice de refração efetivo, como o laser *ridge*, apresentam processamentos muito mais simples que não envolvem recrescimento. Deste modo, obtivemos teoricamente as condições de fabricação de lasers do tipo *ridge* para operação com apenas um modo lateral. A

caracterização experimental confirmou nossas previsões, demonstrando boa estabilidade espectral para estes dispositivos.

A idéia da utilização de implantação iônica surgiu como forma de melhorar o confinamento elétrico do laser *ridge*. Primeiramente, fizemos um estudo das condições de implantação de He^+ em estruturas laser que usamos neste trabalho de tese. Este processo demonstrou uma grande eficiência de isolamento aliado a uma boa estabilidade térmica em camadas de InGaP-p. Além disso, notamos um aumento da transparência óptica à emissão do poço quântico com a dose de implantação. Lasers guiados por ganho e guiados por índice foram então fabricados, fazendo uso da implantação para isolamento. Estes dispositivos apresentaram alta corrente de limiar, porém acompanhada de alta eficiência quântica externa. Através de um modelo teórico proposto, foi possível explicar tal funcionamento, decorrente da implantação indesejada em seções do guia de onda.

Finalmente, fabricamos o laser de três terminais, utilizando a estrutura *ridge* para o confinamento lateral. A separação entre a porta e o anodo também foi feita através de corrosão química úmida. A modelagem matemática destes dispositivos revelou a presença de multi-estabilidade devido às resistências envolvidas. Entretanto, a caracterização elétrica apresentava um comportamento distinto. Através da análise espectral do laser de três terminais, pudemos notar a existência de realimentação óptica provocada pelo processo de isolamento porta-anodo através de corrosão, ou até mesmo pela própria mudança de voltagem na porta, o que invalidava o modelo proposto. Eliminando uma das cavidades do anodo através da clivagem no meio da porta, os resultados demonstraram uma grande concordância com as previsões, inclusive na presença de multi-estabilidade, e as medidas de espectro não apresentaram mais as evidências de realimentação.

Deste modo, pudemos analisar a influência da mudança de tensão na porta destes dispositivos em seu comportamento espectral, verificando que o aumento desta tensão provoca uma mudança para modos longitudinais de comprimento de onda menor, onde décimos de Volts são suficientes para modificar o modo longitudinal predominante. E, finalmente, explicamos este fenômeno através das curvas de ganho óptico para as duas regiões do dispositivo.

Efeitos da implantação iônica de He⁺ nos espelhos do laser

A.1. Introdução

Atualmente, é crescente o interesse em pesquisar e otimizar lasers de alta potência [1]. No entanto, a operação a alta potência luminosa, além de causar maior aquecimento de todo o diodo devido à própria resistência do dispositivo, provoca um forte aquecimento local nas facetas do laser, já que a recombinação na superfície é uma fonte adicional de energia térmica.

Quando o laser está em operação, a recombinação de portadores, ou seja, a forte absorção da emissão estimulada e os próprios portadores injetados na região dos espelhos contribuem para o aquecimento ou até a fusão do material. Após o resfriamento, a região afetada apresenta deslocamentos da rede, tornando os danos irreversíveis, os denominados “danos catastróficos”. Em alguns materiais que possuem taxas de recombinação de superfície menores, a degradação do espelho pode não ser localizada, estendendo-se do contato no topo até a camada confinante. Neste caso, o aquecimento é causado pela fuga de corrente injetada próxima ao espelho.

Medidas da distribuição da temperatura nos espelhos demonstram que a reabsorção da emissão do laser nestas regiões representa a principal fonte de aquecimento e conseqüentes danos catastróficos [2,3]. Várias técnicas com o objetivo de evitar estes danos que limitam a potência de saída do laser já foram propostas:

- implantação iônica nas regiões próximas aos espelhos com o objetivo de ocasionar desordens no poço quântico. A implantação de Fósforo (P) em

- estruturas laser de InGaAs/InGaAsP/InGaP, por exemplo, provoca o aumento da energia de emissão do poço, tornando a região transparente à emissão do laser [4];
- crescimento epitaxial de janelas, ou seja, espelhos não absorvedores nas faces do laser [5];
 - limpeza e clivagem do laser em ultra alto vácuo, seguida de deposição de um filme passivador. Este filme não deve ser absorvedor, não deve reagir com os espelhos do laser e deve agir como uma barreira efetiva para a difusão de impurezas provenientes dos filmes de dielétricos (*coatings*). Para estes filmes utilizou-se primeiramente Si, mas posteriormente surgiram outras propostas como ZnSe [6], que possui parâmetro de rede muito próximo ao do GaAs, e até Ga_2O_3 [7];
 - tratamento químico dos espelhos do laser com enxofre ou compostos à base de enxofre [8];
 - desenvolvimento de novas estruturas que aumentam o perfil espacial do feixe, reduzindo a intensidade do campo para uma certa potência.

No entanto, várias destas técnicas são bastante trabalhosas, envolvendo sistemas caros e processos demorados como crescimento epitaxial e clivagem em ultra alto vácuo ou até mesmo o desenvolvimento de novos dispositivos. A principal causa de danos catastróficos ópticos é a alta intensidade de luz nos espelhos, gerando absorção e, conseqüentemente, aquecimento. Assumindo que grande parte desta absorção seja provocada por portadores livres na camada confinante e nos espelhos, podemos utilizar a implantação iônica de He^+ para tornar as regiões críticas mais transparentes à emissão do poço quântico, como foi comprovado pelo estudo de fotoluminescência [9].

Se a camada de InGaP-n tem o mesmo comportamento com a implantação que a camada estudada de InGaP-p, podemos esperar que a implantação perpendicular ao

espelho do laser reduza a absorção devido a portadores livres nesta região, aumentando o limiar de potência luminosa para a ocorrência de danos catastróficos.

A.2. Estudo da implantação de He^+ sobre InGaP-n

A figura A-1 mostra a resistência de folha medida para diversas doses de implantação de íons de He^+ , como foi feito anteriormente (Capítulo 5) para camadas dopadas do tipo p. Para este estudo, utilizamos crescimentos de lasers sobre substrato de GaAs dopado do tipo p. As camadas apresentam as mesmas espessuras e composições descritas na figura 5-1 (Capítulo 5), mas com a diferença de que as dopagens são trocadas, ou seja, camadas do tipo p são agora dopadas do tipo n. As amostras foram submetidas à implantação de He^+ após a remoção da camada de GaAs-n++ do topo, deixando exposta a camada de InGaP-n.

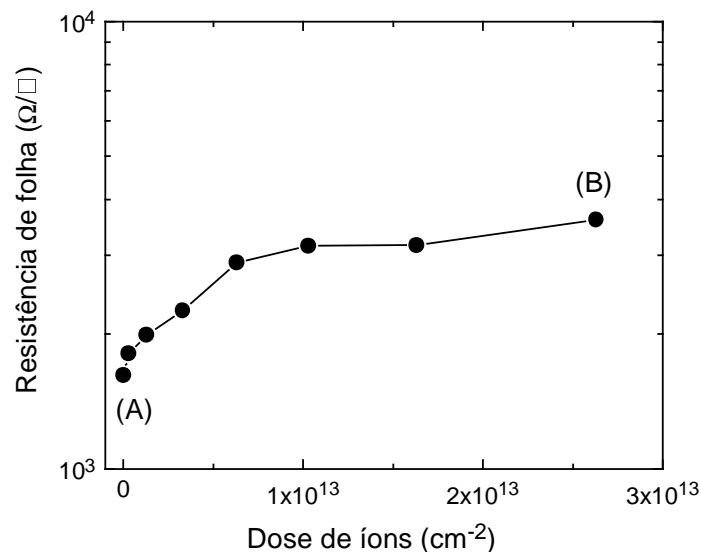


Figura A-1: Variação da resistência de folha em função da dose de íons implantada sobre a camada de InGaP-n.

Como podemos observar, a resistência de folha aumenta com a dose implantada, atingindo um valor limite de $4\text{k}\Omega/$. No entanto, o isolamento é muito mais pronunciado para camadas do tipo p, em que a resistência estabiliza-se em praticamente $6\text{M}\Omega/$. A razão desta redução do potencial de isolamento da implantação para a camada de InGaP-n ainda não é bem conhecida.

A Figura A-2 mostra medidas de fotoluminescência para a mesma amostra com doses de íons referentes aos pontos (A) e (B) da Figura A-1. O laser de excitação utilizado nesta medida é um He-Ne de 10mW de potência e comprimento de onda de, aproximadamente, 630nm. Mesmo antes de qualquer irradiação (ponto (A)), a medida de fotoluminescência mostra o pico referente à emissão do poço quântico. Deste modo, a camada de InGaP-n, acima do guia de onda, não absorve totalmente a luz emitida pelo poço quântico, além de ser transparente à luz de excitação do laser de He-Ne.

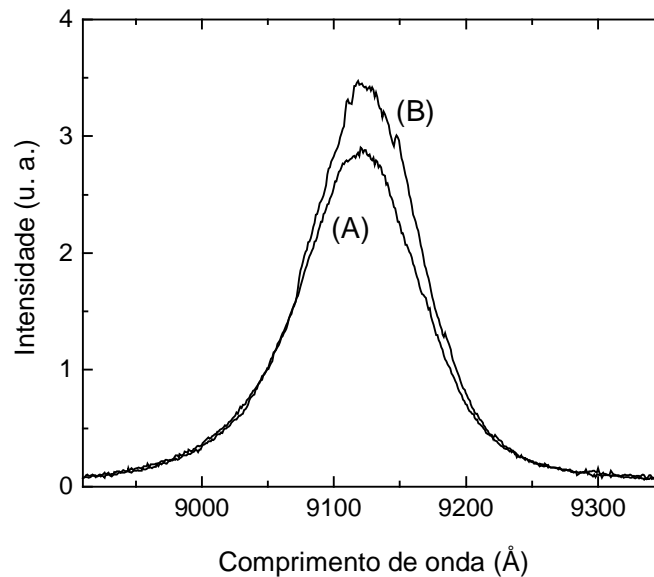


Figura A-2: Espectro de fotoluminescência antes e depois da implantação de He^+ , para as doses referentes aos pontos (A) e (B) da figura anterior.

Resta-nos verificar se a implantação iônica na camada de InGaP-n, além de aumentar a resistência, diminui a absorção da camada por portadores livres, como foi observado para a dopagem do tipo p. Para uma dose de $2,6 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ (ponto (B)), a intensidade de emissão do poço quântico aumenta como observamos na medida de fotoluminescência da figura A-2, demonstrando um pequeno aumento da transparência da camada implantada.

A.3. Fabricação de lasers implantados no espelho

Lasers do tipo *ridge*, descritos no Capítulo 4, fabricados no laboratório foram clivados com, aproximadamente, $280 \mu\text{m}$ de comprimento de cavidade e submetidos à implantação de He^+ em um de seus espelhos, com dose de $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ e energia de 100keV , suficiente para isolar uma profundidade de $1 \mu\text{m}$ de InGaP. Para esta dose de íons, já havíamos notado um aumento da transparência das camadas confinantes para a emissão do poço.

Podemos estimar os danos causados ao poço quântico com a implantação através de medidas de fotoluminescência em amostras implantadas com íons de energias mais altas, ou seja, íons que alcancem o poço. A figura A-3 apresenta estes resultados para uma amostra de laser de substrato do tipo n, ou seja, com InGaP-p acima do guia de onda de GaAs. As energias de implantação utilizadas foram de 100, 120 e 150 keV, com uma dose de $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$. Para os dois valores mais altos de energia, espera-se que os íons alcancem toda a região do guia de onda e poço quântico.

No entanto, a figura A-3 mostra que ainda existe emissão proveniente do poço após a implantação a 120 e 150 keV, apesar da diminuição de intensidade. Além disso, não observamos nenhum deslocamento no comprimento de onda de emissão.

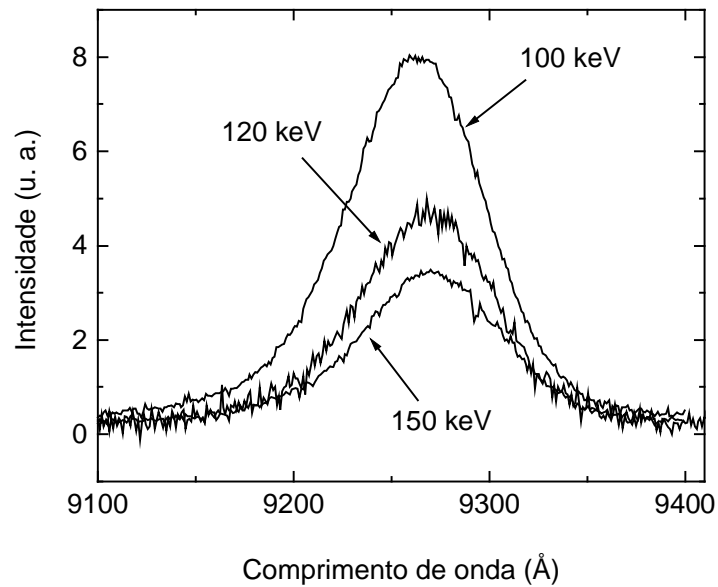


Figura A-3: Medidas de fotoluminescência para amostras implantadas com energias de 100, 120 e 150 keV e dose de $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

A.4. Resultados Experimentais

A.4.1. Comportamento da potência óptica com a variação da corrente

A figura A-4 mostra a curva característica de potência luminosa em função da corrente de injeção em um dos lasers, antes e depois do procedimento de implantação no espelho.

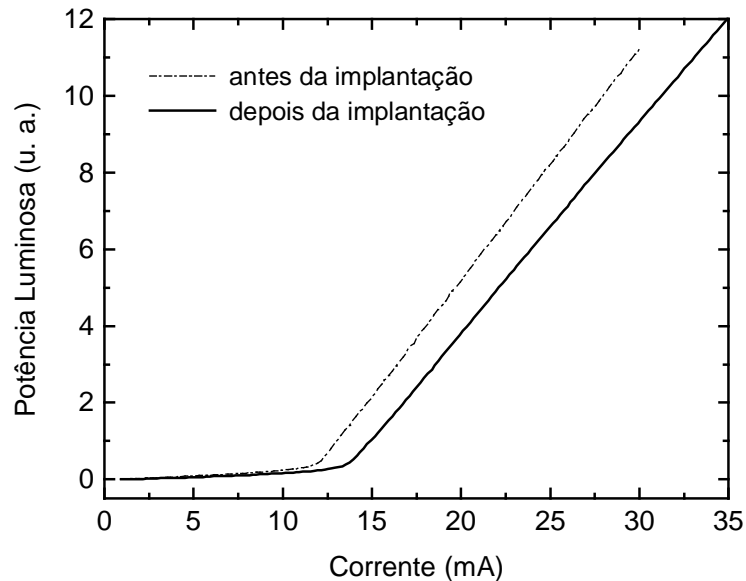


Figura A-4: Curvas características de potência luminosa em função da corrente de injeção para um laser do tipo *ridge*, antes e depois da implantação no espelho.

Além de um pequeno aumento na corrente de limiar do laser, podemos notar uma pequena diminuição da eficiência quântica externa após a implantação. A região implantada não é bombeada devido à sua alta resistência e assim, a sua cavidade atua como um absorvedor de fótons até alcançar a transparência. Portanto é natural que a corrente de limiar do laser aumente. Após o limiar, a cavidade na região da implantação é transparente à emissão do poço e a intensidade de luz no espelho aumenta com a corrente injetada. A implantação reduziria a absorção de luz nas camadas confinantes próximas ao espelho, diminuindo o aquecimento nesta região.

A figura A-5 mostra a segunda derivada da potência luminosa de saída do laser em relação à corrente antes e depois da implantação. Podemos notar que o limiar torna-se mais suave após a implantação, pois a segunda derivada é menos acentuada, indicando um aumento das perdas no espelho, além de um possível aumento da emissão espontânea acoplada ao modo da cavidade.

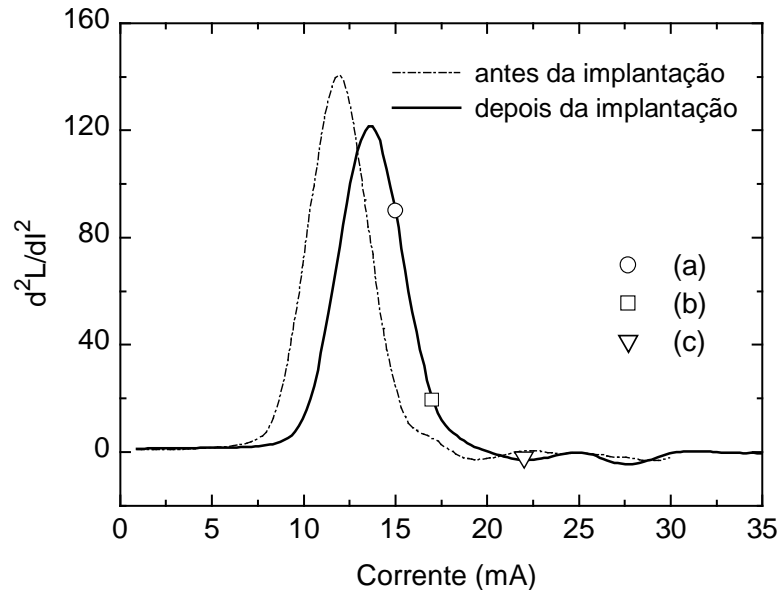


Figura A-5: Segunda derivada da potência luminosa em relação à corrente versus a corrente de injeção antes e depois da implantação em um dos espelhos.

A.4.2. Comportamento espectral

A figura A-6 apresenta os espectros do laser medidos nos pontos de operação (a) 15mA, (b) 17mA e (c) 22mA definidos na figura anterior. A medida é feita dos dois lados de emissão do laser, através de uma fibra óptica clivada que leva a luz emitida até um analisador de espectro óptico (HP70950B). A supressão dos modos longitudinais demonstra-se mais acentuada no espelho implantado, ou seja, o modo longitudinal principal emitido pela face implantada é mais puro, pois é maior a razão entre a potência emitida por ele e a potência referente aos modos restantes. Esta supressão é mais evidente para comprimentos de onda mais curtos.

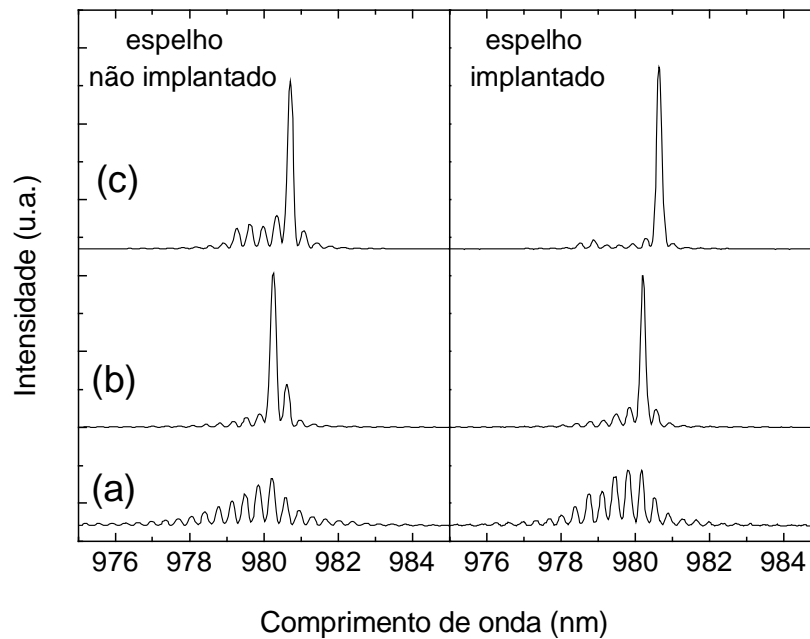


Figura A-6: Espectros de ambas as facetas do laser implantado em um dos espelhos para diferentes correntes de operação: (a) 15mA, (b) 17mA e (c) 22mA.

O efeito de supressão de modos longitudinais ocorre devido ao perfil do ganho em relação ao comprimento de onda. Para um mesmo número de portadores livres injetados no laser, o ganho tem valor diferente para cada comprimento de onda, ou seja, cada modo longitudinal possível na cavidade tem um valor de ganho distinto. À medida que o ganho se aproxima da perda com a injeção de portadores, o aumento de potência torna-se cada vez maior. Portanto, uma pequena diferença de ganho quando a potência total emitida é alta, gera diferenças cada vez maiores entre as potências referentes a cada modo longitudinal. No caso do laser com um dos espelhos implantados, criou-se uma região não bombeada eletronicamente que absorve os fótons da cavidade modificando o seu ganho óptico, de acordo com a intensidade absorvida em cada comprimento de onda. Portanto, o modo óptico de maior potência gera um

aumento maior do ganho em sua frequência característica, aumentando o fenômeno da supressão.

A.4.3. Distribuição espacial do campo na face do laser

A distribuição espacial do campo pode ser analisada de duas maneiras distintas: através de medidas do campo próximo e do campo distante.

A figura A-7(a) mostra a medida do campo próximo para a face não implantada do laser utilizando corrente de injeção de 2mA, ou seja, abaixo do limiar. Comparando com a figura A-7(b), que mostra a medida do campo próximo nas mesmas condições para a face implantada, podemos notar uma redução mais abrupta da intensidade do campo fora da região delimitada pela corrosão para a figura (b).

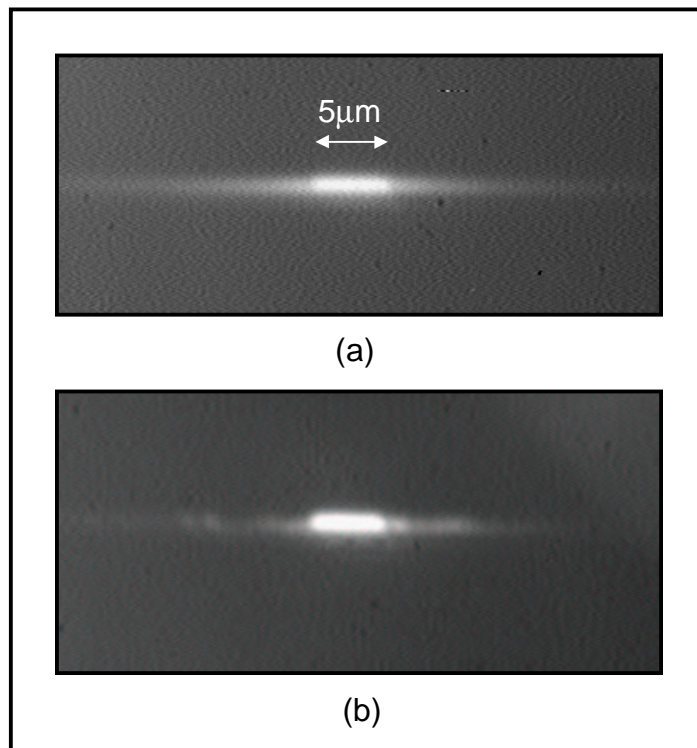


Figura A-7: Medidas do campo próximo para as duas faces do laser com corrente de injeção abaixo do limiar: (a) face não implantada e (b) face implantada.

A figura A-8 mostra o perfil do campo distante (*Far-field*), paralelo à junção do laser, para a emissão de ambos os espelhos. As medidas são feitas para duas correntes de operação: 18 e 21mA. Podemos notar uma diminuição da largura do pico de intensidade para as medidas referentes à face que sofreu implantação de He^+ .

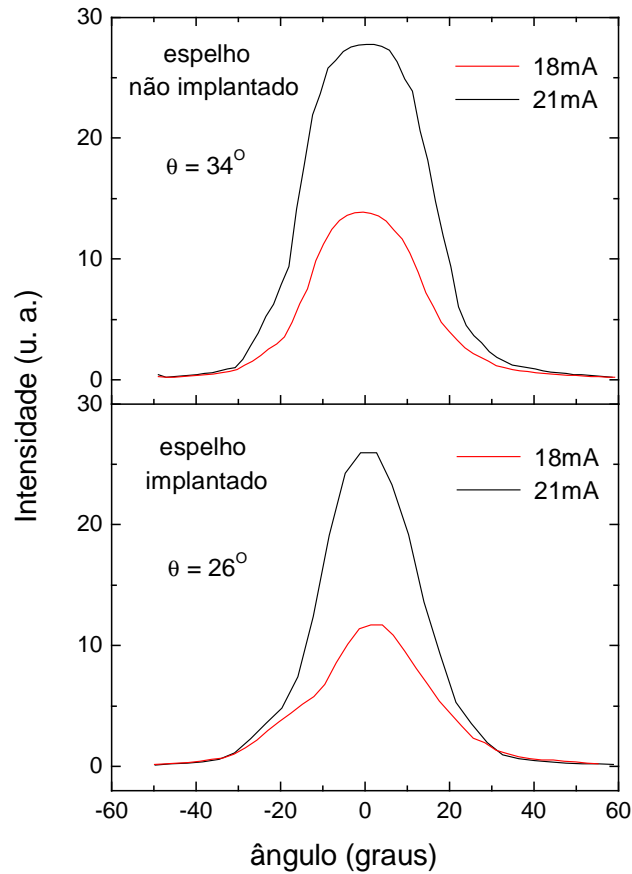


Figura A-8: Campo distante (*far-field*) paralelo à junção de ambas as facetas do laser implantado em um dos espelhos.

Para operação em 21mA de corrente, a largura à meia altura é de 34° para a face não implantada e de 26° para a submetida à implantação. O perfil mais largo do campo corresponde à face não implantada e é causado pela emissão espontânea

gerada por portadores que se recombinam fora da área delimitada pela corrosão. A face implantada contém uma região de, aproximadamente, $1\mu\text{m}$ de profundidade que não é bombeada eletricamente, ou seja, altamente absorvedora destes fótons.

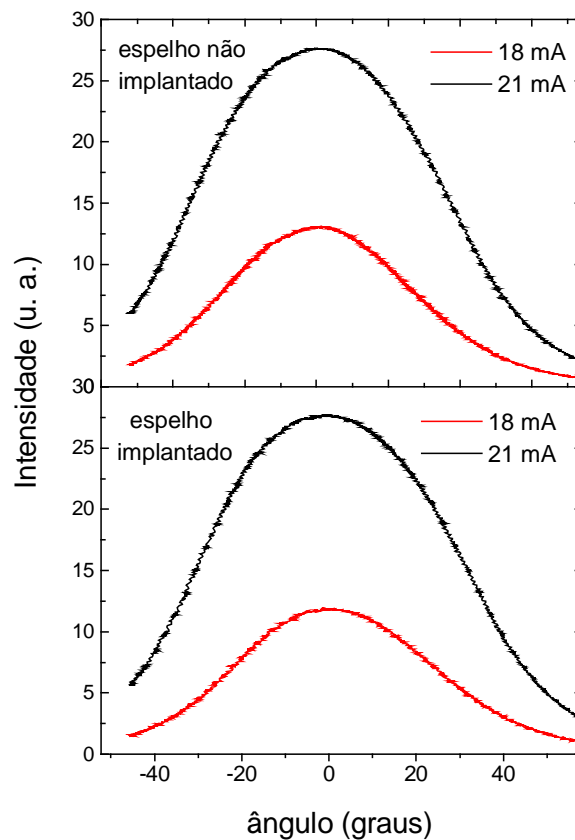


Figura A-9: Campo distante (*far-field*) perpendicular à junção de ambas as facetas do laser implantado em um dos espelhos.

Acima do limiar, a região que não é bombeada eletricamente devido ao isolamento da implantação tem seus portadores gerados através de bombeamento óptico pelos modos do próprio laser. Deste modo, nos parece que os portadores na região implantada contribuem quase que somente com a emissão de fótons coerentes

relacionados à emissão da cavidade, levando a uma alta taxa de emissão estimulada nesta face.

Medidas do campo distante perpendicular à junção (figura A-9) não mostram diferenças significativas entre as emissões dos dois espelhos do laser.

A.4.4. Medida da temperatura nos espelhos

Medidas de Microscopia Fototérmica de Reflexão [10] foram realizadas para avaliar mudanças de temperatura nos espelhos durante a operação do laser. As figuras A-10 e A-11 mostram os resultados obtidos para uma corrente contínua de 20mA aplicada nos contatos do laser, somada a uma corrente modulada de também 20mA e 100kHz de frequência. O laser de prova tem comprimento de onda de 0,67 μ m.

A figura A-10 mostra imagens fototérmicas obtidas através das refletividades relativas das faces não implantada (a) e implantada (b). A figura A-11 apresenta os perfis verticais correspondentes à figura A-10 para as duas faces para a melhor visualização. O valor máximo da refletividade diferencial relativa $\Delta R/R$ para a face implantada, como podemos observar na figura A-11, é aproximadamente a metade do valor alcançado para a face não implantada, indicando uma diminuição na temperatura do espelho com a implantação de He⁺.

No entanto, devemos notar que parte do aquecimento da face não submetida à implantação é proveniente do contato metal/semicondutor devido à dissipação por efeito Joule. Para a face implantada, esta fonte de calor está localizada a 1 μ m de distância do espelho, devido ao isolamento da área implantada. Portanto, as medidas de Microscopia Fototérmica de Reflexão mostram uma diminuição da temperatura na face implantada que pode ser proveniente não somente da diminuição da absorção nesta região, como também da diminuição da dissipação de calor por efeito Joule.

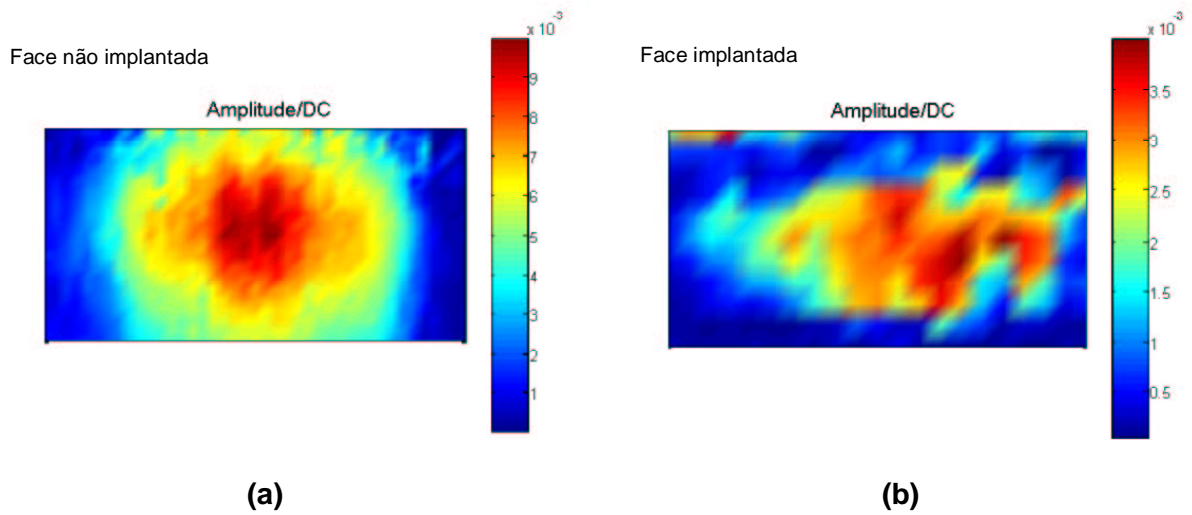


Figura A-10: Imagens de microscopia fototérmica de reflexão para as faces (a) não implantada e (b) implantada com íons He^+ .

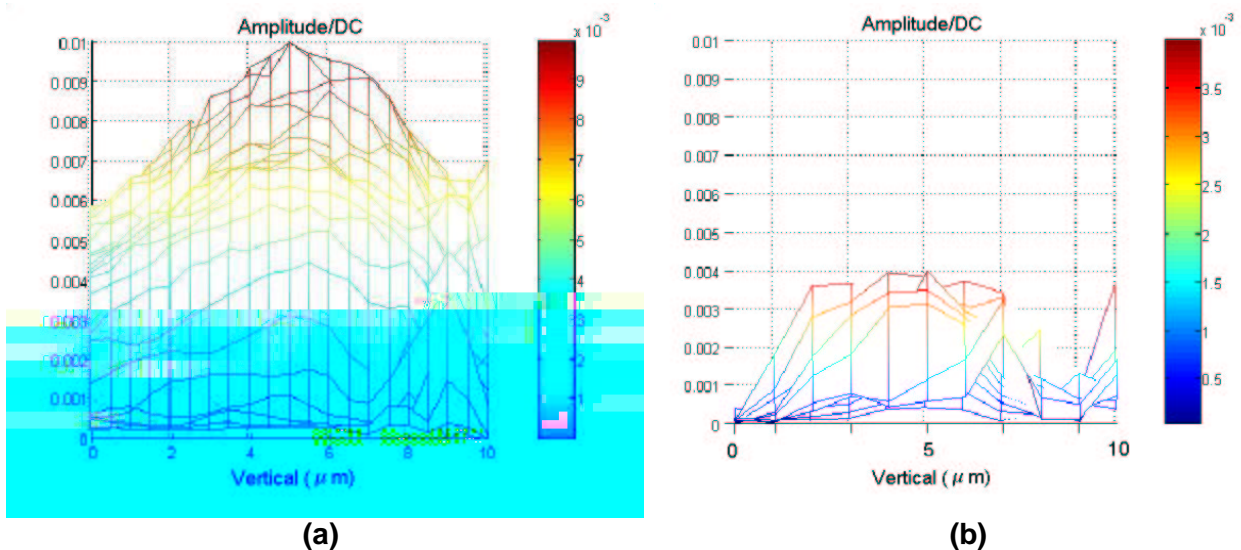


Figura A-11: Perfil vertical da imagem da figura A-10 que mostra a refletividade diferencial relativa para (a) a face não submetida à implantação e para (b) a face implantada.

A.5. Conclusões

O estudo da implantação de He^+ em InGaP-n nos permitiu verificar um aumento na transparência óptica desta camada em relação à emissão do poço quântico, como já foi observado mais pronunciadamente para camadas de InGaP-p no Capítulo 5. Deste

modo, lasers do tipo *ridge* foram fabricados e uma de suas faces clivadas foi submetida à implantação de He⁺ com 100keV de energia e dose de $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$, de modo a isolar uma espessura estimada de, aproximadamente, 1 μm .

Caracterizações experimentais mostraram um pequeno aumento da corrente de limiar destes dispositivos após a implantação, seguida de uma diminuição na eficiência quântica externa. Além disso, as medidas de distribuição dos campos próximo e distante apresentam menor largura de emissão após a implantação, mostrando talvez, uma maior coerência da luz emitida por esta face. Pudemos observar também um aumento da supressão de modos longitudinais e uma diminuição da temperatura para a face implantada [11].

A.6. Referências

- [1] D. Botez, “*High-Power, Al-Free Diode Lasers*”, *Compound Semiconductor* 5, 6 (1999);
- [2] R. Puchert, A. Barwolff, U. Menzel, A. Lau, M. Voss e T. Elsaesser, “*Facet and bulk heating of GaAs/AlGaAs high-power laser arrays studied in spatially resolved emission and micro Raman experiments*”, *J. Appl. Phys.* **80**, 10 (1996);
- [3] L. C. O. Dacal, A. M. Mansanares e E. C. da Silva, “*Heat Source Distribution, Vertical Structure, and Coating Influences on the Temperature of Operating 0.98 μm Laser Diodes: Photothermal Reflectance Measurements*”, *J. of Appl. Phys.* **84**, 7 (1998);
- [4] P. G. Piva, S. Charbonneau, R. D. Goldberg, I. V. Mitchell, G. Hillier e C. Miner, “*Ion Implantation Enhanced Intermixing of Al-free 980 nm Laser Structures*”, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1 (1998);
- [5] M. Matsumoto, M Sasaki, M. Kondo, T. Ishizumi, T. Takeoka, H. Nakatsu, M. Watanabe e O. Yamamoto, “*High-power 780nm AlGaAs narrow-window structure lasers with window grown on facets*”, *Jpn. J. Appl. Phys.* 32, L665-L667 (1993);
- [6] N. Chand, W. S. Hobson, J. F. de Jong, P. Parayanthal e U. K. Chakrabarti, “*ZnSe for Mirror Passivation of High Power GaAs Based Lasers*”, *Electron. Lett.* **32**, 17 (1996);

- [7] N. K. Dutta, W. S. Hobson, G. J. Zydzik, J. F. de Jong, P. Parayanthal, M. Passlack e U. K. Chakrabarti, "Mirror Passivation of InGaAs Lasers", *Electron. Lett.* **33**, 3 (1997);
- [8] S. Kamiyama, Y. Mori, Y. Takahashi e K. Ohnaka, "Improvement of catastrophic optical damage level of AlGaInP visible laser diodes by sulfur treatment", *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2595-2597 (1991);
- [9] I. Danilov, L. L. Pataro, M. P. P. de Castro e N. C. Frateschi, "Electrical Isolation and Transparency in Ion-Irradiated p-InGaP/GaAs/InGaAs Structures", *J. of Appl. Phys.* **88**, 12 (2000);
- [10] A. M. Mansanares, in "Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology", Vol. IV-Capítulo 3, Ed. A. Mandelis and P. Hess, SPIE Optical Engineering Press, EUA (2000);
- [11] L. L. Pataro, G. C. do Nascimento, I. Danilov e N. C. Frateschi, "Effects of facet head-on light ion-irradiation in InGaP/GaAs/InGaAs quantum well lasers", apresentação em CLEO2001 (Conference on Lasers and Electro-Optics), Baltimore/EUA, Maio (2001).