



**UNICAMP**

Universidade Estadual de Campinas  
Instituto de Física Gleb Wataghin  
Departamento de Física Aplicada

## **Amplificadores Ópticos de Semicondutores com Multi-contatos para Controle da Potência Óptica de Saturação**

Aluno: Felipe Vallini

Este exemplar corresponde à redação final da  
dissertação de mestrado defendida pelo aluno  
Felipe Vallini aprovada pela comissão julgadora

10 - Set - 2009

Orientador: Newton Cesário Frateschi

*Newton Frateschi*

Campinas, 2009

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA**  
**BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

Vallini, Felipe

V244a

Amplificadores ópticos de semicondutores com multi-contatos para controle de potência óptica de saturação. / Felipe Vallini. -- Campinas, SP : [s.n.], 2009.

Orientador: Newton Cesário Frateschi

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Amplificadores óticos. 2. Telecomunicações.  
3. Ganho ótico. I. Frateschi, Newton Cesário.  
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

- **Título em inglês:** Semiconductor optical amplifiers with multi-contacts for optical power saturation control
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
  1. Optical amplifiers.
  2. Telecommunications
  3. Optical gain
- **Área de concentração:** Prop. Óticas e Espectrosc. Da Mat. Condens; Outras Inter. Da Mat. Com Rad. e Part.
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**

Prof. Newton Cesário Frateschi

Prof. Eunézio Antônio de Souza

Prof. Flávio Caldas da Cruz
- **Data da defesa:** 28.08.2009
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE FELIPE VALLINI – RA 023779 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 28 / 08 / 2009.

**COMISSÃO JULGADORA:**



---

Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi - Presidente da Comissão Julgadora  
DFA/IFGW/UNICAMP



---

Prof. Dr. Eunézio Antônio de Souza – LF/Mackenzie



---

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz - DEQ/IFGW/UNICAMP



## **Agradecimentos**

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer ao meu orientador, o Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi, por ter participado diretamente no meu processo de formação como pesquisador. Ele foi um orientador extremamente presente, questionando todos os passos do processo dessa dissertação, tornando-a possível. Não posso esquecer-me de agradecê-lo, também, por me fazer gostar de Genesis.

Agradeço ao investimento realizado pelas agências de fomento CAPES, FAPESP e CNPQ. À FAPESP pela bolsa de mestrado e pelo projeto fazer parte do CEPOF. Já ao CNPQ pela participação em um projeto Universal, processo 478134/2007. Também agradeço ao FOTONICOM.

Devo muito dessa dissertação a meus pais, Mauro e Elaine, meu irmão, Luís, e a meu tio, Jorge, além de toda minha família, que sempre apoiou minha decisão, seja qual fosse ela. Sempre me incentivaram a caminhar para frente, de cabeça erguida, dando total ajuda para se levantar de cada tombo que levava no meio do caminho. Aproveito este momento para pedir desculpas pela minha ausência. Prometo que no próximo passo serei mais presente.

Gostaria de agradecer ao Prof. Dr. Hugo Fragnito pelo empréstimo de alguns equipamentos que permitiram a realização das medidas finais presentes nessa dissertação. Também quero agradecer ao Prof. Dr. Flávio Cruz pelas discussões e dúvidas que resultaram em um final melhor para essa dissertação.

Não posso deixar de colocar um parágrafo especial a Antônio Augusto Von Zuben, que durante os momentos em que me ensinou praticamente tudo sobre a fabricação de lasers de semicondutores, tornou-se um grande amigo.

Segue um abraço a todos os companheiros de pesquisa, David, Paulão, Luís, Adenir, Beto (Ratão) e Artur. Todos eles participaram de alguma forma dessa dissertação e de meu processo de formação não só como pesquisador, mas também como pessoa. Vai um abraço especial ao David, que foi meu orientador de situações inusitadas e está virando meu professor de cervejeiro artesanal. Agora talvez eu possa virar um mestre cervejeiro...

Também segue um abraço a todos os meus velhos amigos de Botucatu por sempre aturarem minhas conversas sobre física, em especial ao Marco, pois se não fosse ele provavelmente não teria cursado física.

Abraço aos companheiros de curso, que se foram e que aqui ainda estão, em especial aos que participaram comigo de duas gestões do Centro Acadêmico da Física. Também mando abraço aos amigos que participam comigo da APGF! Abraço aos companheiros da saudosa república que compartilharam de praticamente todos os momentos, bons ou ruins, até quando alguns vidros se quebraram.

Trabalhar em paralelo com ensino de física também foi extremamente gratificante. Por isso agradeço a todos os membros do OSA Student Chapter at UNICAMP, monitores que desenvolveram atividades conosco e aos Prof. Dr. Mauro Monteiro de Carvalho e Prof. Dr. Peter Alexander Bleinroth Schulz, que sempre apoiaram nossas idéias e ajudaram elas a se concretizarem.

Por fim, um abraço apertado a todas as namoradas que tive durante meu processo de formação, por me aturarem, ou não, durante essa longa etapa.

## Resumo

A crescente demanda do uso de sistemas de comunicação óptica, seja pelo aumento do número de usuários ou pela quantidade de informação enviada, requer um aumento substancial na necessidade de desenvolvimento de novos sistemas e componentes. Em termos de componentes aplicados à comunicação óptica, aqueles utilizados para a amplificação óptica são de grande importância. Entre eles estão presentes os amplificadores ópticos de semicondutores.

Para aplicações após a modulação óptica, pré-deteção e analógicas, é importante alta linearidade dos amplificadores, para que não haja distorção dos sinais e informações enviadas. Já os amplificadores em saturação (de baixa linearidade) permitem grande robustez de desempenho e a redução da complexidade (e do custo) de componentes de micro-óptica em integrações híbridas, neste caso utilizados para compensar perdas ópticas devido ao sistema e ao envelhecimento dos lasers e corrigir efeitos da polarização. Sendo assim, nos dois extremos de condição de operação, não saturado e em saturação profunda, temos a possibilidade de utilizar o dispositivo em aplicações lineares ou não-lineares, respectivamente. Como a saturação do ganho de um amplificador depende da densidade de portadores injetadas no mesmo, propomos o desenvolvimento de amplificadores com multi-contatos para a injeção não homogênea de portadores.

Com base na idéia proposta acima, nossa dissertação de mestrado trata do projeto de amplificadores multi-contatos partindo do estudo das propriedades de saturação do ganho. Fabricamos um laser de semicondutor, do qual parâmetros empíricos foram extraídos. Desenvolvemos uma simulação de amplificadores de contatos únicos e de multi-contatos, cujos dados de entrada foram os parâmetros empíricos obtidos. Com a mesma estrutura epitaxial utilizada na fabricação do laser, fabricamos amplificadores de contato único e de multi-contatos. Caracterizamos os dispositivos e obtemos boa concordância qualitativa com nossas simulações. Obtemos um controle da linearidade em amplificação de sinais contínuos de -7 a 7 dBm para uma baixa corrente de bombeio das cavidades dos dispositivos.

## **Abstract**

The dramatic increase in information density required for nowadays telecom systems demands constant improvements in optical communication technology. In this technology the components used for optical amplification are of great importance, particularly the semiconductor optical amplifiers for they provide high level of miniaturization and reduction in power consumption.

Considering these components, after optical modulation, before detection and analog applications requires high linearity of the amplifiers. On the other hand, amplifiers in deep saturation (highly non-linear) yield big robustness and complexity reduction (and cost reductions) for hybrid integration. Also, non-linearity may be of interest for wavelength conversion, switching and pulse compression or dilatation. Therefore, the two extreme operation conditions, unsaturated or in deep saturation are of interest. Since the gain saturation of an amplifier depends on their carrier density, we propose the development of amplifiers with multi-contacts for non-homogeneous injection of carriers along the waveguide of the device.

Based on this idea we present the development of multi-contact amplifiers in this dissertation. We first present the modeling of the device using semi-empirical parameters obtained from the fabrication of semiconductor lasers that uses the same epitaxial structures. Subsequently, we fabricated single-contact amplifiers and multi-contacts semiconductor amplifiers, the main subject of this work. The characterization of the devices was realized and good qualitative concordance with our simulations is shown. A linearity control of the amplification for DC signals was achieved for relatively low injection current in both cavity in a -7 to 7 dBm input power range.

## Conteúdo

Agradecimentos .....	v
Resumo .....	vii
Abstract .....	viii
Capítulo 1: Introdução .....	1
Capítulo 2: Amplificadores Ópticos e Lasers de Semicondutores.....	9
2.1 Dupla heteroestrutura .....	9
2.2 Guia de Ondas.....	11
2.3 Ganho óptico .....	15
2.4 Amplificador Óptico de Semicondutor.....	17
2.5 Laser de Semicondutor.....	21
2.6 Camadas Anti-refletoras .....	24
Capítulo 3: Extração de Parâmetros Empíricos de Estruturas Semicondutoras para a Simulação de Amplificadores Ópticos .....	27
3.1 Estrutura epitaxial do laser de semicondutor .....	27
3.2 Fabricação do laser de semicondutor.....	28
3.3 Caracterização dos lasers de semicondutores .....	35
Capítulo 4: Simulação de Amplificadores Ópticos com Multi-contatos.....	47
4.1 Simulação do guia de ondas.....	47
4.2 Simulação de um Amplificador Óptico de Semicondutor .....	51
4.3 Amplificador Óptico de Semicondutor com Multi-contatos.....	56
Capítulo 5: Fabricação e Caracterização de Amplificadores Ópticos de Semicondutores com Multi-contatos. ....	63
5.1 Fabricação de amplificadores ópticos com multi-contatos.....	63
5.2 Bancada de medidas .....	66
5.3 Caracterização.....	70
5.3.1 Amplificador óptico de contato único.....	70
5.3.2 Amplificador óptico com multi-contatos.....	72
Capítulo 6: Conclusão .....	83
Apêndice A: Calibração de equipamentos utilizados na fabricação dos dispositivos .....	85
A.1 Deposição de Nitreto de Silício ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ).....	85

A.2 Deposição e remoção da Poliamida.....	87
A.3 Deposição de camadas anti-refletoras .....	88
Apêndice B: Trabalhos realizados durante o Mestrado.....	93

## Capítulo 1: Introdução

Como o próprio nome já diz, amplificadores ópticos são elementos que de alguma forma podem amplificar, ou seja, aumentar a potência óptica de um sinal de luz. A razão entre a potência de saída e a de entrada num amplificador é chamada de ganho. Esta amplificação é obtida pela interação entre luz e matéria num processo de emissão estimulada <sup>1</sup>. Uma vez que um sinal de luz pode ser decomposto em componentes espectrais cujas intensidades e polarizações variam com o tempo, para que o amplificador não modifique o sinal de luz no processo de amplificação, o ganho não pode depender da potência, da polarização nem do comprimento de onda das componentes espectrais do sinal de luz. Nestes casos o amplificador é perfeitamente linear. Em muitos casos, no entanto, pode-se utilizar de uma possível dependência espectral, de polarização ou de intensidade para aplicações específicas. Por exemplo, um amplificador altamente não-linear, onde o ganho reduz bastante com a intensidade de entrada, pode ser utilizado como um limitador de potência <sup>2</sup>. Um amplificador com maior ganho em uma polarização pode ser utilizado como polarizador <sup>3</sup>. Um amplificador limitador e sensível à polarização pode funcionar como um estabilizador de polarização. Um amplificador com dependência espectral pode mudar o perfil dos pulsos de luz podendo ser utilizado para compressão ou dilatação dos mesmos <sup>4</sup>. Por fim, um problema inerente com amplificadores é a dificuldade de se eliminar realimentação óptica espúria. Esta realimentação cria ressonâncias que dependem somente do amplificador e da realimentação, fazendo com que o amplificador funcione como um filtro causando grande distorção dos pulsos. É interessante observar que se a realimentação for grande, o amplificador pode favorecer a concentração de energia num de seus modos e resultar na emissão laser que é totalmente independente do sinal de entrada. Este fato seria análogo à microfonia que ocorre quando o som amplificado emitido por alto-falantes é realimentado nos microfones.

Os primeiros estudos em amplificadores começaram por volta da mesma época do surgimento do laser de semicondutor, na década de 60. Nessa época, os dispositivos eram baseados em homojunções de GaAs e operavam a baixas temperaturas. Com o surgimento da dupla heteroestrutura, que será melhor descrita nessa dissertação, houve grande avanço nestes dispositivos para utilização em sistemas de comunicação óptica.

Os primeiros amplificadores foram desenvolvidos na década de 70 por Zeidler e Personick <sup>5,6</sup>, mas só na década de 80 houve avanços significativos na modelagem e fabricação dos amplificadores que na época se concentravam em estruturas de AlGaAs para atuar na região de 830 nm <sup>7</sup>. Apenas no final da década de 80 começou o estudo em amplificadores baseados em estruturas de InP/InGaAsP para operar na região de 1.3 e 1.55  $\mu\text{m}$  <sup>8</sup> que é o caso das estruturas que apresentaremos nesta dissertação, sendo também os de maior interesse atual para aplicações não-lineares em telecomunicações.

Existem diversos tipos de amplificadores ópticos que diferem entre si principalmente pela forma de guiamento/confinamento da luz e pela forma de amplificação gerada. Por exemplo, amplificadores de fibra óptica dopada com Érbio, *erbium doped fiber amplifier* (EDFA) e à base de semicondutores *semiconductor optical amplifiers* (SOA) são muito utilizados em telecomunicações <sup>9</sup>. Amplificadores de fibra dopada com Érbio conduzem o sinal de luz no guia de onda que é a fibra óptica e geram ganho pela emissão estimulada de íons de Érbio que dopam a fibra. Estes íons são excitados por um laser de bombeio que é guiado na mesma fibra. Já os amplificadores ópticos de semicondutores conduzem a luz por guias de ondas planares obtidos por crescimento de cristal e micro-fabricação, sendo o ganho obtido pela excitação do meio pela injeção direta de portadores de carga por corrente elétrica <sup>10</sup>.

Outra arquitetura de amplificador, bastante diferente da apresentada acima é baseada na amplificação paramétrica. Neste caso, a amplificação é dada por mistura de quatro ondas, onde o sinal em um comprimento de onda é transferido a outro comprimento de onda, sendo a intensidade multiplicada por um bombeio fixo num terceiro comprimento de onda. Estes amplificadores, chamados paramétricos, têm grande potencial para aplicação em telecomunicações, mas fogem do escopo deste trabalho <sup>11</sup>.

Como quarto exemplo de amplificadores ópticos, citamos os amplificadores Raman, que utilizam do espalhamento Raman para gerar o ganho óptico <sup>12</sup>. O espalhamento Raman é um fenômeno não-linear, assim como a amplificação paramétrica. Esses dispositivos competem com os EDFA's em sistemas de telecomunicação, apresentando também longos comprimentos de fibra, porém permitindo ganho em uma faixa maior de comprimentos de onda.

Comparando os amplificadores de fibra dopados com Érbio com os de semicondutor, temos que os de fibra apresentam um ganho maior do que os amplificadores ópticos de semicondutores, aproximadamente 40 e 20 dB,

respectivamente. Além disso, amplificadores de fibra são praticamente insensíveis à polarização, ao contrário dos amplificadores de semicondutor. Entretanto, enquanto que os amplificadores a fibra só podem atuar em pequenas faixas do espectro, até 80 nm, dependendo dos íons dopantes, amplificadores de semicondutores podem atuar em uma faixa muito ampla, de 800 a 1600 nm <sup>13</sup>. Outra diferença fundamental é o tempo de bombeio que para os amplificadores a fibra é da ordem de fração de picosegundos, pois depende da absorção óptica, enquanto que o de semicondutor é da ordem de nanosegundos devido ao transporte de portadores minoritários. Este tempo de bombeio tem efeitos importantes no comportamento dinâmico dos amplificadores, uma vez que distorções ocorrem para pulsos com tempos de duração comparáveis aos tempos de bombeio. Uma característica fundamental dos amplificadores ópticos de semicondutores é permitir fácil integração com outros dispositivos planares num único elemento para o processamento complexo do sinal óptico <sup>14</sup>. Vislumbrando a possibilidade de utilizar amplificadores em uma ampla faixa do espectro para processamento do sinal óptico, integrando o dispositivo com outros componentes desenvolvidos ou em desenvolvimento, achamos pertinente estudar mais propriedades dos amplificadores ópticos de semicondutores.

Do ponto de vista de nosso trabalho, as duas principais propriedades desse dispositivo é o ganho que ele pode dar ao sinal e a potência óptica de saturação, ou seja, a potência em que o ganho reduz para metade do máximo possível. O ganho é obtido pela inversão de população obtida com a injeção de portadores no meio por meio de uma corrente elétrica. Portanto, aumentando-se a corrente, pode-se aumentar o ganho. Um pulso de luz com potência alta, no entanto, consome os portadores excitados e reduz a inversão de portadores reduzindo o ganho do amplificador causando a saturação. Antes de o ganho saturar, temos uma condição de linearidade onde o ganho não depende da potência óptica de entrada. Já após a saturação do ganho, o ganho passa a ser dependente da potência óptica de entrada, sendo reduzido rapidamente com o aumento da potência de entrada.

Amplificadores ópticos com base em semicondutores podem ser utilizados em módulos de integração híbrida entre lasers de realimentação distribuída (DFB) e moduladores ópticos <sup>15</sup>. Neste caso, o amplificador é monoliticamente integrado ao modulador que o precede no caminho óptico da luz amplificando-a antes da modulação. Sendo assim, o amplificador em saturação permite grande robustez de desempenho e permite a redução da complexidade (e do custo) de componentes de micro-óptica dado

que ele permite a correção de perdas ópticas por acoplamento ou polarização. Para aplicações após modulação, pré-deteção e analógicas, é importante alta linearidade dos amplificadores, e, portanto, desejam-se amplificadores de alta potência de saturação, pois se elimina a dependência dinâmica do ganho com a intensidade instantânea do pulso.

Já com o desenvolvimento de novas técnicas do processamento do sinal no domínio óptico, há uma tendência na substituição da conversão do processamento do sinal que hoje é contida no domínio eletrônico para o domínio óptico. A resposta dinâmica de um dispositivo amplificador tem como fator limitante o tempo de vida dos portadores elétricos no interior da região ativa. Porém, as propriedades dinâmicas não-lineares são limitadas pelo tempo de vida efetivo dos portadores, que também depende da potência de saturação do amplificador. Dessa forma, pode-se reduzir o tempo de resposta de um amplificador de centenas para dezenas de picosegundos, se o mesmo estiver altamente não-linear, ou seja, em estado de extrema saturação <sup>16</sup>.

Portanto, há aplicações para amplificadores em profunda saturação ou alta linearidade. O controle da saturação está sendo obtido através de engenharia de poços quânticos. Diferentes tipos de poços de diferentes tamanhos, além da simetria ou não dos mesmos <sup>17</sup>, permitem obter diferentes potências de saturação para amplificadores e mesmo uma variação na faixa espectral do ganho <sup>18</sup>. O problema de mudar as propriedades do ganho e de saturação do dispositivo é que exige cada vez o crescimento de uma nova estrutura além de fazer com que os dispositivos possam ser utilizados em apenas um tipo de operação, altamente linear ou altamente não-linear.

Com base nisso, propomos um dispositivo com a injeção não-uniforme de corrente através de multi-contatos isolados eletricamente. A vantagem desses dispositivos segmentados é a possibilidade de controlar a não uniformidade da distribuição de portadores ao longo do caminho de amplificação, podendo compensar efeitos de supressão de ganho pela depleção de portadores e, portanto ter controle no estado de saturação do dispositivo. Assim, podemos mudar um amplificador de linear para não linear ou vice-versa apenas com o controle da corrente em suas segmentações. Poucos trabalhos apresentam resultados sobre o controle da saturação através de contatos isolados, mas mostram que a potência de saturação de saída, a largura de banda do espectro de ganho e a compressão do ganho podem ser controladas a partir da injeção não-uniforme de corrente <sup>19</sup>. Portanto, essa dissertação trata do desenvolvimento de amplificadores ópticos de semicondutor com multi-contatos.

Organizamos esta dissertação em 6 capítulos. Este primeiro trata de uma breve introdução. No capítulo 2 apresentaremos a teoria básica dos amplificadores ópticos de semicondutor e discutiremos em mais detalhe as propriedades de ganho e saturação com dependência em parâmetros geométricos e físicos do dispositivo. O capítulo 3 tratará da fabricação de um laser de semicondutor que será utilizado para extrair parâmetros experimentais que serão utilizados na simulação dos amplificadores. No capítulo 4 será apresentada a simulação de um amplificador óptico de semicondutor com multi-contatos utilizando os parâmetros obtidos no capítulo 4. O capítulo 5 trará a fabricação de um amplificador óptico com multi-contatos e caracterização do dispositivo para finalmente termos uma conclusão no capítulo 6 da dissertação.

## Referências

- 
- <sup>1</sup> G.P. Agrawal and N.K. Dutta, “*Semiconductor Lasers*”, Second Edition, Van Nostrand Reinhold, New York (1993).
- <sup>2</sup> N. Pleros, G. T. Kanellos, C. Bintjas, A. Hatziefremidis, and H. Avramopoulos, “*Optical power limiter using a saturated SOA-based interferometric switch*,” IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, no. 10, pp. 2350–2352, Oct. 2004.
- <sup>3</sup> B.F. Kennedy, S. Philippe, F. Surre, A.L. Bradley, D. Reid and P. Landais, “*Investigation of polarization dependent gain dynamics in a bulk SOA*” Optics Communications, vol. 272 (2), pp. 490-495, 2007.
- <sup>4</sup> G. P. Agrawal and N. A. Olsson, “*Self-phase modulation and spectral broadening of Semiconductor Laser Amplifiers*” IEEE J. Quantum Electron., vol. 25, pp. 2297-2306, Nov. 1989.
- <sup>5</sup> G. Zeidler and D. Schicketanz. “*Use of laser amplifiers in a glassfiber communications system*,” Siemens Forsch. Entw.-Ber., vol. 2, pp. 227-234, 1973.
- <sup>6</sup> S. D. Personick, “*Receiver design for digital fiber optic communication systems I*, Bell Syst. Tech. J., vol. 52, pp. 843, 1973.
- <sup>7</sup> Y. Yamamoto, “*Characteristics of AlGaAs Fabry-Perot cavity type laser amplifiers*,” IEEE J. Quantum Electron., vol. 16, pp. 1047–1052, Oct. 1980.
- <sup>8</sup> J. C. Simon, “*GaInAsP Semiconductor Laser Amplifiers for Single-Mode Fiber Communications*”, J. Lightwave Tech., vol. It-5, 9, sep., 1987.
- <sup>9</sup> E. Snoeks, G. N. van den Hoven, A. Polman, B. Hendriksen, M. B. J. Diemeer, and F. Priolo, “*Cooperative up-conversion in erbium-implanted soda-lime silicate glass optical waveguides*”, J. Opt. Soc. Am. B 12, 1468, 1995.
- <sup>10</sup> M. J. O’Mahony, “*Semiconductor Laser Optical Amplifiers for Use in Future Fiber Systems*”, J. Lightwave Tech., vol. 6, 4, pp.53, apr., 1988.
- <sup>11</sup> J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P. O. Hedekvist, “*Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications*,” IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 8, no. 3, pp. 506–520, May/Jun., 2002.
- <sup>12</sup> R. H. Stolen and E. P. Ippen, “*Raman gain in glass optical waveguides*”, Appl. Phys. Lett., vol. 22, pp. 276, 1973).
- <sup>13</sup> R. G. Hunsperger; *Integrated Optics: Theory and Technology*, Fifth edition, Springer, New York, 2002.
- <sup>14</sup> Y. Okawachi, M. Foster, J. Sharping, A. Gaeta, Q. Xu, and M. Lipson, “*All-optical slow-light on a photonic chip*,” Opt. Express vol. 14, pp. 2317, 2006.
- <sup>15</sup> N.C. Frateschi, J. Zhang, W.J. Choi, H. Gebretsadik, R. Jambunathan and A.E. Bond, “*High performance uncooled C-band, 10 Gb/s InGaAlAs MQW electro-absorption modulator integrated to Semiconductor Amplifier in Laser integrated modules*”, Electron. Letters, vol. 40, pp. 140, 2004.
- <sup>16</sup> M. Premaratne, D. Nešić and G. P. Agrawal, “*Pulse Amplification and Gain Recovery in Semiconductor Optical Amplifiers: A Systematic Analytical Approach*”, J. Lightwave Tech., Vol. 26, 12, 1653, jun., 2008.
- <sup>17</sup> A. J. Zilkie, J. Meier, M. Mojahedi, P. J. Poole, P. Barrios, D. Poitras, T. J. Rotter, C. Yang, A. Stintz, K. J. Malloy and P. W. E. Smith, “*Carrier Dynamics of Quantum-Dot, Quantum-Dash, and Quantum-*

---

*Well Semiconductor Optical Amplifiers Operating at 1.55  $\mu\text{m}$* ", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 43, pp. 11, nov., 2007.

<sup>18</sup> K. Djordjev, S. Choi, W. Choi, S. Choi, I. Kim and P. D. Dapkus, "Two-Segment Spectrally Inhomogeneous Traveling Wave Semiconductor Optical Amplifiers Applied to Spectral Equalization", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, 5, pp. 603, may, 2002.

<sup>19</sup> L. Huang, S. Yu and D. Huang, "Gain spectrum and saturation characteristics of two-segment semiconductor optical amplifier", *Optoelectronic Materials and Devices III*, Proceedings of the SPIE, Vol. 7135, pp. 71352, 2008.



## Capítulo 2: Amplificadores Ópticos e Lasers de Semicondutores

Os principais fenômenos que devem ser abordados para que entendamos o funcionamento de um amplificador óptico de semicondutor são: ganho óptico oriundo da interação luz-matéria excitada e o confinamento/guiamento de ondas eletromagnéticas numa região onde ocorre ganho. O ganho óptico em um semicondutor é obtido pela injeção de portadores de carga numa região, chamada região ativa, utilizando-se de corrente elétrica. O guiamento/confinamento é obtido pela reflexão total interna entre camadas semicondutoras de índices de refração distintos. Estes dois fenômenos são obtidos pela utilização da chamada dupla heteroestrutura de semicondutores. Neste capítulo trataremos estes fenômenos com o intuito de prover apenas o conhecimento básico para o entendimento de amplificadores ópticos de semicondutores. Maior aprofundamento pode ser obtido nas referências citadas.

### 2.1 Dupla heteroestrutura

Uma dupla heteroestrutura é formada pela inserção de um material semicondutor com menor *gap* de energia na região de depleção de uma junção p-n formada por dois materiais semicondutores com maior *gap* de maior energia<sup>1</sup>. O crescimento dessas camadas pode ser feito por diferentes métodos, entre eles: epitaxia por feixes moleculares (MBE), deposição química por vapor de organometálicos (MOCVD) e epitaxia por feixes químicos (CBE)<sup>2</sup>. No nosso caso, nossas estruturas foram obtidas por MOCVD.

A figura 2.1 mostra o diagrama de bandas simplificado da estrutura básica de um diodo de dupla heteroestrutura com o sentido do crescimento das camadas semicondutoras indicado por uma seta azul.

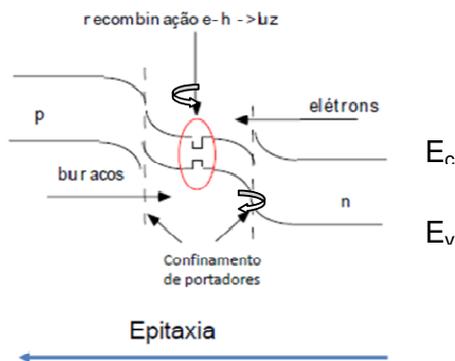


Fig. 2.1: A figura mostra o diagrama de banda de uma dupla heteroestrutura. A oval em vermelho indica um poço quântico contido na região intrínseca da junção, lugar onde ocorre o confinamento de portadores e a recombinação de pares elétrons-lacunas para geração de fótons.

Na estrutura, indicamos por  $E_c$  e  $E_v$ , a energia do fundo da banda de condução e do topo da banda de valência, respectivamente, para os materiais da dupla heteroestrutura. A curvatura de  $E_c$  e  $E_v$  é devido ao potencial quadrático criado na região de depleção criado pelos doadores e aceptores ionizados das regiões n e p<sup>3</sup>. Quando polarizamos o diodo diretamente, tensão positiva no lado p, elétrons são injetados do lado n ao lado p e lacunas do lado p ao lado n. Ambos os portadores, elétrons e lacunas, chegam à região intrínseca através do tunelamento da barreira de potencial conforme mostram as setas na figura 2.1. No entanto, os portadores são barrados numa segunda barreira de potencial. Desta forma obtemos uma alta concentração de elétrons e lacunas no material de *gap* menor. Essa região onde os portadores são confinados é chamada de região ativa do material. Devido a este confinamento de portadores de carga na região ativa, existe uma alta probabilidade de um elétron contido na banda de condução recombinar com uma lacuna na banda de valência. A recombinação de um par elétron-lacuna gera um fóton de energia igual à energia que separam as bandas de condução e de valência da estrutura (no caso região intrínseca da heteroestrutura).

Para aumentar ainda mais o confinamento espacial de portadores na região ativa, na estrutura são introduzidos poços quânticos, ou seja, camadas de semicondutores de *gap* ainda menor com espessura comparável ao comprimento de onda de *de Broglie* do elétron. O poço quântico está indicado com uma oval vermelha na figura 2.1. Além de aumentar o confinamento de portadores, um ponto mais importante é que os poços quânticos permitem controlarmos o comprimento de onda da emissão variando-se sua largura e, portanto o posicionamento dos sub-níveis de energia dos mesmos<sup>4</sup>. Isto tem sido muito útil para a produção de lasers, amplificadores e moduladores de luz para

aplicações envolvendo multiplexação por divisão de comprimentos de onda, *wave division multiplex* (WDM) <sup>5</sup>.

Para fabricação de nosso dispositivo utilizaremos de uma dupla heteroestrutura com camadas confinantes de InP e região ativa com quatro poços quânticos de InGaAs confinados por InGaAsP. O *gap* de energia é da ordem de 0.8 eV que faz com que os fótons gerados nessa região sejam emitidos na faixa de 1.55  $\mu\text{m}$ . Mais adiante será explicada a importância da recombinação de pares elétrons lacunas nessa região para geração do ganho óptico no material, responsável pelo ganho obtido em um amplificador óptico de semiconductor.

## 2.2 Guia de Ondas

A idéia básica de um guia de ondas é conduzir uma onda numa certa direção mantendo sua energia confinada espacialmente numa região transversal a esta direção de propagação <sup>6</sup>. De forma simplificada, um guia de ondas é obtido colocando-se um material com certo índice de refração envolto por outro material com índice de refração menor do que o do material confinado, de tal forma que a luz seja guiada pelo meio com índice de refração maior, tendo sua energia bastante confinada nesse mesmo material.

Os guias de ondas podem possuir qualquer formato e dimensão, mas seja qual for o formato ou dimensão escolhida, um guia de ondas pode ser descrito por um perfil de índice de refração ( $n$ ). O índice de refração, por sua vez, está ligado a um material a partir da constante dielétrica do material:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 n^2 \quad (2.1)$$

onde  $\varepsilon_0$  é a permissividade elétrica no vácuo. Considerando que os materiais que formam um guia de onda são não magnéticos (a permissividade magnética do meio é igual à permissividade magnética no vácuo) e sabendo-se os índices de refração dos materiais que compõem um guia de ondas, podemos resolver as equações de Maxwell, com determinadas condições de contorno, para a luz propagante no meio.

Para ilustrar um guia de ondas e a solução dos modos eletromagnéticos em um guia, consideraremos uma estrutura com três camadas, conforme a figura 2.2.



Fig. 2.2: A figura mostra um guia de ondas formado com três camadas.

Nesse guia de ondas consideramos que os materiais I e III são iguais, portanto possuem o mesmo índice de refração. Além disso, consideramos que o material II possui um índice de refração maior. Com base nessa estrutura, resolveremos as equações de Maxwell em um meio dielétrico para campos harmônicos<sup>7</sup>, que são escritas como:

$$\nabla \times \mathbf{E} = i \frac{\omega}{c} \mathbf{B} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = -i \varepsilon \frac{\omega}{c} \mathbf{E} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.5)$$

Onde  $\mathbf{E} = \mathbf{D}/\varepsilon$  é o campo elétrico,  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  o campo magnético,  $\omega$  a frequência da onda e  $c$  a velocidade da luz.  $\mathbf{D}$  e  $\mathbf{H}$  são os vetores deslocamento elétrico e magnético em meios dielétricos, respectivamente. Nas equações acima consideramos ausência de fontes de corrente e ausência de cargas livres ( $\mathbf{J} = \sigma = 0$ ). As condições de contorno que devem ser satisfeitas na interface entre dois meios dielétricos, designados por 1 e 2, são<sup>8</sup>:

$$(\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) \times \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (2.6)$$

$$(\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) \times \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (2.7)$$

$$(\varepsilon_1 \mathbf{E}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{E}_2) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (2.8)$$

$$(\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (2.9)$$

Em palavras, as condições de contorno acima dizem que todas as componentes do campo magnético assim como as componentes tangenciais do campo elétrico são contínuas nas interfaces entre os dielétricos. Já as componentes normais do campo

elétrico apresentam uma descontinuidade que leva em conta a permissividade elétrica dos materiais em questão.

Uma onda eletromagnética pode ser descrita como a propagação do vetor campo elétrico e vetor campo magnético ao longo de uma direção, definida pelo eixo z. Esses campos podem ser escritos como:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}_0(x, y)e^{ikz} \quad (2.10)$$

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \mathbf{B}_0(x, y)e^{ikz} \quad (2.11)$$

Com as equações de Maxwell, 2.2-2.5, obtemos as equações de onda para o campo elétrico e para o campo magnético:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \mu\epsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (2.12)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} + \mu\epsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad (2.13)$$

Substituindo as equações 2.10 e 2.11 nas equações 2.12 e 2.13, respectivamente, obtemos as equações de Helmholtz para as componentes transversais dos campos:

$$\nabla_t^2 \mathbf{E}_t + \left( \mu\epsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) \mathbf{E}_t = 0 \quad (2.14)$$

$$\nabla_t^2 \mathbf{B}_t + \left( \mu\epsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) \mathbf{B}_t = 0 \quad (2.15)$$

Resolvendo essas duas equações acima para uma estrutura como a descrita na figura 2.2, obtemos uma condição de guiamento da luz em um meio dielétrico. Como  $k = \omega/n_{\text{meio}}c$ , temos que as diferenças contidas nos dois parênteses das equações 2.14 e 2.15 fornecem uma diferença entre o vetor de onda efetivo (da luz guiada) e o vetor de onda no meio. Com base nessas diferenças, temos duas possíveis soluções para o guiamento, conforme mostra a figura 2.3.

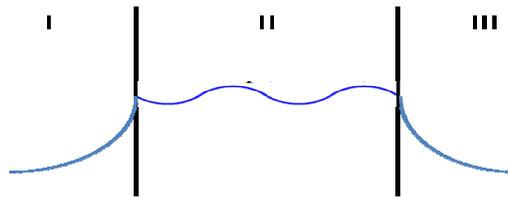


Fig. 2.3: A figura indica qualitativamente as soluções de um guia de ondas como o proposto.

Quando  $\mu\epsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 > 0$ , temos uma solução oscilatória e acontece quando o índice de refração do material II é maior do que os outros. Quando  $\mu\epsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 < 0$ , temos uma solução que decai exponencialmente e acontece quando o índice de refração do meio é menor, como I e III.

Agora, tendo a solução na direção de propagação e sabendo das condições de contorno em meios dielétricos, podemos decompor os vetores campo elétrico e campo magnético em 2 componentes cada, as componentes longitudinais e as transversais (direção x e y). Em alguns casos, é possível separarmos o problema em duas polarizações: transversais elétricos TE ( $E_z=0$ ) ou transversais magnéticos TM ( $B_z=0$ ) 7. Em cada um dos casos, as soluções das equações (2.14) e (2.15) com as condições de contorno impostas nos leva às soluções dos modos possíveis de guiamento. Para obter a energia da luz confinada, precisamos encontrar o vetor de Pointing na direção de propagação, que é dado por 8:

$$\hat{z} \cdot \mathbf{S} = \frac{c\hat{z}}{8\pi\mu} \Re(\mathbf{E} \times \mathbf{B}^*) \quad (2.16)$$

Assim, resolvendo o vetor de Pointing temos o perfil transversal da energia confinada na direção vertical em um modo guiado dentro de um guia de ondas.

A importância de termos um guia de onda projetado é guiar a luz que atravessará o amplificador óptico com perdas mínimas, exatamente na região ativa da dupla heteroestrutura mostrada no início do capítulo. Notemos que na dupla heteroestrutura o material de *gap* menor da região ativa tem índice de refração maior que o das regiões p e n, com *gap* maior. Portanto, podemos obter o guiamento de luz na região ativa. Ou seja, a dupla heteroestrutura proporciona o guiamento da luz na mesma região onde temos o confinamento de elétrons e lacunas com alta probabilidade de recombinação com emissão de um fóton. Essa região é onde ocorre o ganho óptico, que será descrito em seguida. O uso da dupla heteroestrutura em lasers e amplificadores em dispositivos com ganho óptico promoveu imenso avanço do desenvolvimento desses dispositivos, o que fez com que Zhores I. Alferov recebesse o Prêmio Nobel no ano de 2000 1.

## 2.3 Ganho óptico

Voltando ao caso da dupla heteroestrutura explicada anteriormente, consideramos um diagrama de banda simplificado para a região ativa, conforme figura 2.4.

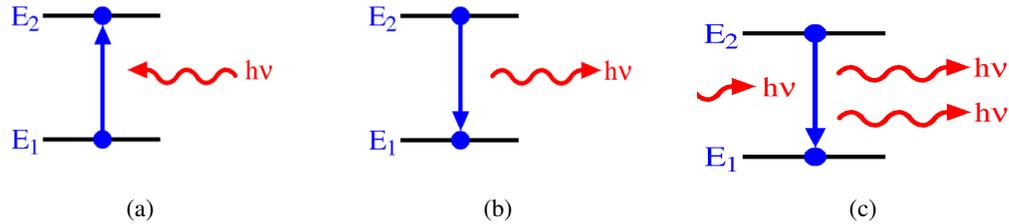


Fig. 2.4:  $E_1$  e  $E_2$  representam a energia do topo da banda de valência e do fundo da banda de condução, respectivamente. (a) Absorção, (b) Emissão espontânea e (c) Emissão estimulada.

A figura 2.4(a) mostra que quando um fóton passa por um meio não excitado, ele pode dar energia a um elétron que é levado à banda de condução. A probabilidade de a absorção ocorrer, uma vez que tenhamos o material não excitado, é dada pelo coeficiente de absorção  $B_{12}$ . Na figura 2.4(b) temos o material excitado e um elétron recombinando espontaneamente com uma lacuna da banda de valência. Esse processo libera um fóton de energia  $h\nu$  e tem probabilidade de acontecer  $A_{12}$ . A figura 2.4(c) mostra que quando um fóton percorre o meio excitado ele pode fornecer energia para que um elétron recombinasse com uma lacuna gerando mais um fóton de mesma energia. Esse processo chama-se emissão estimulada e tem probabilidade de ocorrer de  $B_{21}$ . Todos esses coeficientes constituem os chamados coeficientes de Einstein<sup>9</sup>.

Com esses efeitos descritos, podemos escrever uma expressão para a taxa de fótons gerados por emissão estimulada e por emissão espontânea no meio:

$$\tau_{estimulada} = B_{21}f_2(1 - f_1)p(E) - B_{12}f_1(1 - f_2)p(E) \quad (2.17)$$

$$\tau_{espontânea} = A_{21}f_2(1 - f_1) \quad (2.18)$$

onde  $f_2$  é a probabilidade de um estado da banda de condução estar ocupado por um elétron,  $(1-f_1)$  é a probabilidade de termos um estado livre na banda de valência e  $p(E)$  é a densidade de fótons.  $f_1$  é a probabilidade de um elétron ocupar a banda de valência,  $(1-f_2)$  é a probabilidade de haver um estado disponível na banda de condução e  $p(E)$  é a

densidade de fótons. Sendo assim, a emissão estimulada total é dada pela taxa de emissão estimulada subtraindo a absorção gerada no meio e a emissão espontânea total é dada pela própria taxa de emissão espontânea. Em todas as situações acima  $f$  representa a distribuição de Fermi-Dirac <sup>10</sup>.

Em equilíbrio, a taxa de elétrons recombinando da banda de condução para a banda de valência e a taxa de absorção para ir da banda de valência para a banda de condução são as mesmas, então podemos escrever para a emissão estimulada:

$$\tau_{estimulada} = B_{21}(f_2 - f_1)p(E) = B(f_2 - f_1)p(E) \quad (2.19)$$

Consideramos agora uma densidade de fótons  $\rho(z)$ , que se propaga na direção  $z$ , e que em  $z = 0$  temos o ponto de entrada da luz na cavidade. Podemos escrever a variação espacial dos fótons ao longo dessa cavidade como:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{dp}{dt} \frac{dt}{dz} = (\tau_{estimulada} + \tau_{espontânea}) \frac{1}{v_g} \quad (2.20)$$

onde  $v_g$  é a velocidade de grupo da luz no meio material. Substituindo as expressões obtidas para a taxa de emissão estimulada e de emissão espontânea temos:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{A_{21}f_2(1-f_1)}{v_g} + \frac{B(f_2-f_1)p(E)}{v_g} \quad (2.21)$$

Resolvendo a equação diferencial acima com a condição que temos uma quantidade de fótons  $p(0)$  na origem do guia ativo obtemos:

$$p(z) = \left[ \frac{A_{21}f_2(1-f_1)}{B_{21}(f_2-f_1)} + p(0) \right] e^{\frac{B_{21}(f_2-f_1)z}{v_g}} - \frac{A_{21}f_2(1-f_1)}{B_{21}(f_2-f_1)} \quad (2.22)$$

Ainda sob a situação de equilíbrio, podemos relacionar os coeficientes de Einstein assumindo a densidade fotônica como sendo igual ao número de modos fotônicos  $N(E)$  multiplicada pela probabilidade de termos estados com energia  $E$ ,  $P(E)$ . Então podemos resolver as equações 2.17 e 2.18 e obter:

$$A_{21} = N(E)B_{21} = N(E)B_{12} \quad (2.23)$$

Substituindo esse resultado em 2.22, utilizando que a probabilidade  $P(E)$  é uma distribuição de Bose-Einstein 10, obtemos como solução da densidade fótons ao longo do eixo  $z$  de propagação:

$$p(z) = \frac{1}{N(E) \left(1 - e^{-\frac{(E-\Delta\mu)}{kT}}\right)} \left(1 - e^{-\frac{B(f_2-f_1)}{v_g} z}\right) + p(0) e^{-\frac{B(f_2-f_1)}{v_g} z} \quad (2.24)$$

O primeiro termo da expressão descreve a emissão espontânea, portanto, se tivermos uma quantidade baixa de modos fotônicos ressonantes esse termo prevalece. Já se tivermos um número grande de modos ressonantes  $N(E)$  a emissão espontânea diminui, como se a energia estivesse sendo dividida entre os vários modos. O segundo termo é de fato o termo da amplificação do modo com energia  $E$  na direção  $z$ :

$$p(z) = p(0) e^{-\frac{B(f_2-f_1)}{v_g} z} = p(0) e^{gz} \quad (2.25)$$

Logo, vemos que a densidade fotônica aumenta exponencialmente por um fator  $g$  chamado de ganho do material. Se  $f_2 > f_1$ , teremos o ganho, já se  $f_2 < f_1$ , teremos absorção. Assim,  $f_2 - f_1$  dá o nível de inversão de população, ou seja, diz se há elétrons suficientes na banda de condução para poder gerar uma emissão estimulada. Assim, vemos que há uma dependência do ganho do material com relação à densidade de portadores, via o coeficiente  $B$  e via as distribuições de Fermi-Dirac.

## 2.4 Amplificador Óptico de Semicondutor

Descartando o efeito da emissão espontânea e sabendo que a densidade de fótons é diretamente proporcional à potência da luz, podemos escrever a equação diferencial que descreve a variação da potência da luz em um amplificador:

$$\frac{dP}{dz} = gP \quad (2.26)$$

A solução dessa equação é uma exponencial crescente, mas não descreve o efeito da redução da densidade de portadores que desfavorece a inversão de população e gera uma diminuição do ganho do material com o aumento da potência. Para compensar esse efeito, é utilizado um modelo fenomenológico proposto por Mukai *et. al.*<sup>11</sup>:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{gP}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} \quad (2.27)$$

onde  $P_{sat}$  representa a potência de saturação. Se a potência de saturação é muito alta a potência aumenta linearmente ao longo da cavidade. Se a potência de saturação for muito baixa o aumento da potência tende a diminuir ao longo da cavidade.

Resolvendo a expressão acima ao longo da cavidade teremos uma potência de entrada,  $P_{entrada}$ , como condição inicial do problema e uma potência de saída,  $P_{saída}$ , como solução da equação. O ganho do amplificador será então:

$$G = \frac{P_{saída}}{P_{entrada}} \quad (2.28)$$

Para visualizar o efeito da potência de saturação no ganho do amplificador, resolvemos a equação diferencial 2.27 e traçamos a curva do ganho do amplificador em função da potência de entrada para diversas potências de saturação.

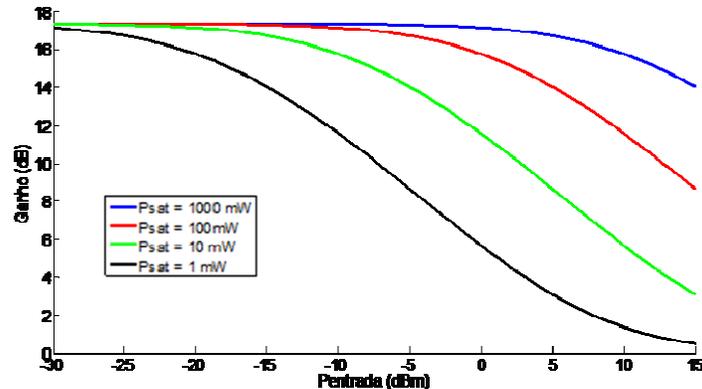


Fig. 2.5: Gráfico do ganho de um amplificador em função da potência de entrada da luz no dispositivo. A legenda indica as diferentes potências de saturação utilizadas. Consideramos  $g$  constante e igual a  $40 \text{ cm}^{-1}$  e uma cavidade de  $1000 \mu\text{m}$ .

A curva da figura 2.5 mostra que para uma potência de saturação alta o ganho do amplificador é linear, ou seja, não depende da potência de entrada, fazendo com que a

amplificação da luz seja linear. Já com uma saturação baixa, o ganho começa a depender da potência de entrada, tendendo a um ganho nulo para altas potências. Nessa condição dizemos que o ganho é não-linear. Cabe dizer que o ganho é definido como saturado quando é reduzido em 3 dB do seu comportamento linear, lembrando que 3 dB é uma redução de 50 % do valor original.

No caso de alta saturação, para amplificarmos um sinal AC de entrada, teremos distorção do mesmo, uma vez que a parte inicial do pulso vai modificar o ganho que as partes subsequentes sofrerão. A distorção vai depender de parâmetros dinâmicos do processo de saturação. Na condição de longos sinais DC que devam ser estabilizados, a condição de saturação profunda leva a uma alta estabilização uma vez que o ganho reduz (aumenta) por um mesmo fator que a potência de entrada aumenta (diminui), mantendo a potência de saída constante.

Assim, fica claro o interesse em obter um amplificador óptico que tenha aplicações tanto na região saturada como na região não-saturada do ganho, o que torna essencial o desenvolvimento de dispositivos como este que possam operar nos dois limites de saturação, altamente saturado e não-saturado.

No tratamento acima ainda não está tão clara a relação entre o ganho óptico do material com os portadores injetados na cavidade. Para entender melhor a situação de saturação de um amplificador devemos partir para as equações de taxa de portadores de carga e de fótons, conforme abaixo <sup>12</sup>.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - R - v_g g(n)p \\ \frac{dp}{dt} = \beta R + v_g [g(n) - \alpha]p \end{array} \right. \quad (2.29)$$

$$(2.30)$$

onde  $n$  é a densidade de portadores,  $I$  a corrente elétrica aplicada,  $V$  o volume da cavidade,  $q$  a carga do elétron,  $v_g$  a velocidade de grupo,  $g(n)$  o ganho do material,  $p$  a densidade de fótons,  $R$  é a taxa de recombinação que gera emissão espontânea,  $\alpha$  a perda óptica do material devido ao espalhamento da luz no guia. Notemos que para o amplificador consideramos uma única passagem dos fótons pelo guia, ou seja, não há realimentação óptica. O termo  $\beta$ , chamado de coeficiente de emissão espontânea nos fornece a fração dos fótons gerados na emissão espontânea que acoplam nos modos guiados.

Com relação aos processos de perda de portadores R nessa região, podem ocorrer três processos: aprisionamento em armadilhas, recombinação radiativa (geração de luz) e efeito Auger<sup>13</sup>. No primeiro deles, um elétron pode ir para ligações abertas em defeitos no material, sendo aprisionado nos mesmos. Na recombinação radiativa, um elétron se recombina com uma lacuna que está na banda de valência e um fóton é gerado nesse processo, sendo esse o processo responsável pela emissão de luz em uma junção, através de emissão espontânea ou emissão estimulada. Já o último efeito, envolve três estados disponíveis. Ou seja, a energia da recombinação é transferida para um terceiro elétron podendo haver também a excitação de fônons. Tanto o primeiro como o último efeito reduzem a eficiência de conversão de elétrons em fótons. Nós nos restringiremos a considerar somente o termo de recombinação radiativa.

Como não estamos trabalhando com pulsos de luz, mas sim com um fluxo contínuo a entrar no amplificador com velocidade  $c$ , podemos escrever as equações de taxa ao longo da cavidade como:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dz} = \frac{I}{qVv_g} - \frac{Bn^2}{v_g} - g(n)p \quad (2.31) \\ \frac{dp}{dz} = \beta Bn^2 + (g(n) - a)p \quad (2.32) \end{array} \right.$$

Assim, obtemos duas equações diferenciais: uma para os portadores e outra para os fótons, que são acopladas pelo ganho do material (ou pela absorção) que depende da densidade de portadores. Notem que sob alta potência o ganho leva a uma grande perda de portadores devido à emissão estimulada. A redução da densidade de portadores por sua vez reduz o ganho, de tal forma que o sistema satura com a propagação em  $z$ , e a saturação do ganho do material leva a uma diminuição do aumento de fótons gerados e conseqüentemente a saturação do ganho do amplificador.

Para o nosso caso, mediremos experimentalmente a potência da luz entrando no amplificador e a potência saindo do amplificador, de forma que é mais interessante obtermos uma expressão que relaciona a densidade de fótons que temos na equação com a potência de saída do guia de ondas.

Seja então a intensidade total da luz no guia dada pela energia de um fóton multiplicada pelo fluxo de fótons:

$$Int = h\nu p v_g = \frac{P}{A} \rightarrow p v_g = \frac{P}{Ah\nu} \quad (2.33)$$

onde  $A$  é área do modo transversal guiado. Assim, as equações que descrevem a densidade de portadores e a potência óptica ao longo do eixo de propagação da luz são dadas por:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dz} = \frac{I}{qVv_g} - \frac{Bn^2}{v_g} - \frac{g(n)P}{Ah\nu v_g} \\ \frac{dP}{dz} = \frac{\beta Bn^2}{v_g} + \frac{(g(n) - a)P}{Ah\nu v_g} \end{array} \right. \quad (2.34)$$

$$(2.35)$$

Neste ponto chegamos às equações necessárias para descrevermos os amplificadores em estado estacionário. Estas equações serão utilizadas na simulação dos amplificadores ópticos com multi-contatos no capítulo 4. Uma vez que utilizaremos lasers de semicondutor para caracterizar o material dos amplificadores, conforme será descrito no próximo capítulo, nos parece pertinente completar este capítulo apresentando o tratamento do laser de semicondutor. Isto será feito na seção a seguir.

## 2.5 Laser de Semicondutor

Um laser surge de um meio amplificador inserido em uma cavidade ressonante. Particularmente, no caso de uma cavidade ressonante Fabry-Perot, a luz não passará pelo meio com ganho em uma única passagem como em um amplificador, mas refletirá nas faces do cristal gerando ressonâncias com perdas dadas por  $\frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$ , onde  $R$  é a refletividade das facetas.

Ao considerarmos uma cavidade Fabry-Perot com espelho em suas faces e um campo elétrico propagante na direção longitudinal da cavidade, podemos considerar múltiplas reflexões do campo no espelho e obter uma expressão para as intensidades do campo eletromagnético dentro da cavidade <sup>14</sup>:

$$I = \frac{1}{2(1 - Re^{(g-\alpha)L}) + 4Re^{(g-\alpha)L} (\sin(kL))^2} \quad (2.36)$$

onde  $R$  é a refletividade nos espelho, que são iguais dos dois lados da cavidade,  $L$  é o comprimento da cavidade e  $\mathbf{k}$  o vetor de onda. Nessa expressão, vemos que as ressonâncias surgem para  $kL = 0$  e que quando o ganho iguala assintoticamente às perdas, a intensidade diverge para infinito nestas ressonâncias enquanto a largura de linha tende a zero. Essa é a chamada condição de limiar. Próxima a esta condição alguns modos, e em alguns casos um único modo, consomem toda a inversão de população e dominam a emissão da cavidade. Porém a largura de linha das ressonâncias é zero. Realizando uma expansão de Taylor em torno das ressonâncias  $\omega_m$ , da expressão 2.38, obtemos a expressão de uma Lorentziana para as ressonâncias onde a largura de linha depende da diferença entre ganho e perda:

$$I(\omega \cong \omega_m) = \frac{1}{2(1 - Re^{(g-\alpha)L}) + 4Re^{(g-\alpha)L}(\frac{cL}{n})^2(\omega - \omega_m)^2} \quad (2.37)$$

Além dessas ressonâncias geradas na cavidade, também temos a dependência espectral do ganho. O ganho do material não depende somente da densidade de portadores do meio, mas também do comprimento de onda em questão <sup>15</sup>. Sendo assim, as possíveis ressonâncias da cavidade seriam envelopadas pela dependência espectral do ganho.

Juntando o envelope de ganho em comprimento de onda, com o guiamento da cavidade para um único modo e as condições impostas pelas equações de taxas, conseguimos obter o espectro de um laser, já que de todos os modos ressonantes dentro da curva de ganho apenas um será favorecido com a condição de limiar. Esse modo será aquele para o qual os poços quânticos da região ativa foram projetados. Ou seja, a diferença de energia das transições dos poços gerará um único modo de emissão na cavidade e o comprimento de onda dessa onda eletromagnética será  $\lambda = hc/E$ , lembrando que há uma largura de linha associada ao modo.

Para melhor descrever um laser podemos reescrever as equações de taxa utilizadas em um amplificador acrescentando o termo de perdas nos espelho em conjunto com as perdas dadas por espalhamento no guia. Resolvendo essas equações no estado estacionário para uma ressonância, obtemos:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - Bn^2 - v_g g(n)p = 0 \rightarrow I = qV(Bn^2 + v_g g(n)p) \quad (3.38)$$

$$\frac{dp}{dt} = \beta Bn^2 + v_g(g(n) - \alpha)p = 0 \rightarrow p = \frac{\beta Bn^2}{v_g(\alpha - g(n))} \quad (3.39)$$

A equação 3.38 mostra a dependência da corrente com a densidade de portadores, lembrando que o ganho também depende dessa densidade de portadores. Para o caso da equação 3.39, nota-se que a densidade de fótons tem uma singularidade quando o ganho iguala as perdas da cavidade. Aqui levamos em conta perdas nos espelhos (faces do laser) e perdas por espalhamento (intrínsecas). Essa situação é chamada condição de limiar e indica o predomínio de emissão de luz estimulada. Nota-se que para esse efeito ocorrer o ganho óptico do material dado pela injeção de portadores no meio deve sobrepor às perdas por espalhamento no guia e se igualar às perdas ópticas geradas pelas múltiplas reflexões nos espelhos. Essa é mesma condição de ressonância imposta pela equação 2.36 devido às múltiplas reflexões do campo elétrico dentro de uma cavidade ressonante linear.

Uma condição de contorno física imposta na equação 3.39 está na densidade de fótons  $p$ , pois a quantidade de fótons jamais pode ser negativa. Para que isso ocorra o ganho jamais poderá ultrapassar as perdas do sistema. Assim temos mais outra explicação para a condição que se dá o nome de limiar.

Além disso, a refletividade das facetas deve ser incluída para obter a relação entre potência óptica e densidade de fótons. Para isso temos que considerar os seguintes fatores:

- $v_g p h \nu V$  é o número de fótons com energia  $h\nu$ , onde  $\nu$  é a frequência de cada fóton;
- Temos que considerar também as perdas no espelho quando a luz é emitida;
- Apenas metade da luz gerada no laser é medida, já que ela sai pelas duas faces, considerando que ambas saem com a mesma intensidade, de maneira simétrica.

Assim, a expressão para a potência é:

$$P = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \right] v_g p V h \nu \quad (2.40)$$

Agora nossa equação de taxa de um laser de semiconductor levando em consideração o valor da potência será:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{I}{qV} - R - \frac{P}{\frac{1}{2} \left[ \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \right] V h \nu} g(n) \end{aligned} \right. \quad (2.41)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \beta R_{esp} \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \right] v_g V h \nu + [g(n) - \alpha] v_g P \end{aligned} \right. \quad (2.42)$$

## 2.6 Camadas Anti-refletoras

Naturalmente quando clivamos as faces de um cristal semiconductor (faces onde a luz entra ou sai do dispositivo), a refletividade é relativamente alta, da ordem de 30%. Devido essa alta refletividade alta, teremos reflexões do campo elétrico gerando oscilações longitudinais da cavidade. Esse efeito é indesejável em um amplificador óptico. Para reverter esse efeito, camadas anti-refletoras são utilizadas a fim de reduzir a refletividade quase à zero destruindo as ressonâncias de uma cavidade que apresenta ganho óptico.

Camadas anti-refletoras consistem em uma seqüência de filmes finos dielétricos que aplicados em superfícies ópticas servem para reduzir sua refletividade e aumentar sua transmitância <sup>16</sup>. Particularmente, utilizaremos uma única camada para reduzir a reflexão. Para que o filme depositado sobre a amostra seja funcional como uma camada anti-refletora ele deve possuir três características <sup>16</sup>:

- Espessura  $d = \frac{\lambda}{4}$
- Índice de refração  $n = \sqrt{n_{ar} n_{região\ ativa}}$ ;
- Boa adesão.

As primeiras duas condições criam interferências destrutivas na interface para os comprimentos de onda desejados. A segunda condição particularmente garante a eliminação completa da reflexão no comprimento de onda escolhido. Já a última condição é estritamente experimental para garantir um filme que não seja removível com o tempo ou com tratamentos padrões de limpeza.

Concluimos assim este capítulo dando uma breve descrição dos elementos básicos necessários para compreender os amplificadores ópticos e os lasers de semicondutor.

## Referências

- 
- <sup>1</sup> Z. I. Alferov *et al.*, “Investigation of the influence of the AlAs-GaAs heterostructure parameters on the laser threshold current and the realization of continuous emission at room temperature,” *Sov. Phys. Semiconductors*, vol. 4, pp. 1573–1575, 1971.
- <sup>2</sup> I. A. Dorrity, J. D. Grange and D. K. Wicknden, *Epitaxial Growth of GaAs*, Gallium Arsenide, chapter 3, John Wiley & Sons Ltd, 1985.
- <sup>3</sup> E. Kane, “Band structure of indium antimonide”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 1, 4, pp. 249-226, 1957.
- <sup>4</sup> V.V. Lysak, H. Kawaguchi and I.A. Sukhoivanov, “Gain spectra and saturation power of asymmetrical multiple quantum well semiconductor optical amplifiers”, *IEEE Proc.-Optoelectron.*, Vol. 152, No. 2, April 2005.
- <sup>5</sup> S.J.B. Yoo, “Wavelength conversion technologies for WDM network applications”, *J. Lightwave Tech.*, Vol. 14, 6, pp. 955, jun. 1996.
- <sup>6</sup> E. A. Marcatili, “Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics,” *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2071–2102, 1969.
- <sup>7</sup> J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, New York: Wiley, 2nd edn., 1975.
- <sup>8</sup> D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, New York, Academic Press, Inc., 1974.
- <sup>9</sup> R. Olshansky, C. B. Su, J. Manning, and W. Powazink, “Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-20, no. 8, pp. 838-854, Aug. 1984.
- <sup>10</sup> C. Kittel and H. Kroemer, *Thermal Physics, San Francisco, W. H. Freeman, 2nd Ed, 1980.*
- <sup>11</sup> T. Mukai and Y. Yamamoto, “Gain, frequency bandwidth, and saturation output power of AlGaAs laser amplifiers”, *IEEE J. Quantum Electron*, QE-17, pp. 1028-1034, 1981.
- <sup>12</sup> G.P. Agrawal and N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Second Edition, Van Nostrand Reinhold, New York (1993).
- <sup>13</sup> C. Y. J. Chu and H. Ghafouri-Shiraz, “A Simple Method to Determine Carrier Recombinations in a Semiconductor Laser Optical Amplifier”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 5, NO. 10, Oct. 1993.
- <sup>14</sup> T. Numai, *Fundamental of Semiconductor Lasers*, First Edition, Springer-Verlag New York, 2004.
- <sup>15</sup> I. Valiente, J. C. Simon, and M. L. Ligne, “Theoretical analysis of semiconductor optical amplifier wavelength shifter”, *Electronics Letters*, Vol. 29, No 5, pp.:502-503, Mar. 1991.
- <sup>16</sup> M.R. Hantehzadeh, M. Ghoranneviss, A.H. Sari, F. Sahlani, A Shokuhi, M. Shariati, “Antireflection coating on InP for semiconductor detectors”, *Thin Solid Films*, 515, pp. 547-550, 2006.

## **Capítulo 3: Extração de Parâmetros Empíricos de Estruturas Semicondutoras para a Simulação de Amplificadores Ópticos**

Para podermos simular um amplificador óptico de semicondutor de forma mais realista, fabricamos um laser de semicondutor com o qual extrairemos parâmetros básicos do material. O motivo de fabricarmos um laser e utilizarmos parâmetros extraídos experimentalmente é que a estrutura utilizada na fabricação desses lasers é a mesma que utilizaremos na fabricação dos amplificadores. Os parâmetros que necessitamos obter são: perda por espalhamento da luz no guia de ondas, eficiência quântica interna, densidade de portadores de transparência e dependência do ganho com a injeção de portadores. Na primeira parte deste capítulo, detalharemos a fabricação de um laser, que é praticamente a mesma para a fabricação de um amplificador. Na segunda parte faremos as medidas e análises necessárias para obter os parâmetros do material que nos serão úteis. Por fim, faremos uma validação dos parâmetros para a simulação.

### **3.1 Estrutura epitaxial do laser de semicondutor**

A estrutura epitaxial da amostra com a qual fabricaremos os dispositivos encontra-se na figura 3.1(a) e consiste de uma estrutura laser de confinamento separado com quatro poços quânticos tensionados de InGaAs/InGaAsP com camadas confinantes de InP<sup>1</sup>. A estrutura foi otimizada para a fabricação de moduladores de luz acoplados a amplificadores. Os dados relevantes da amostra que utilizaremos é a espessura das camadas de InP-p e InGaAs-p que totalizam 2.75  $\mu\text{m}$  e a espessura total da região ativa com os quatro poços quânticos, que é de 0.295  $\mu\text{m}$ . De toda forma, o projeto e otimização da estrutura epitaxial não é de forma alguma tópico desta dissertação.

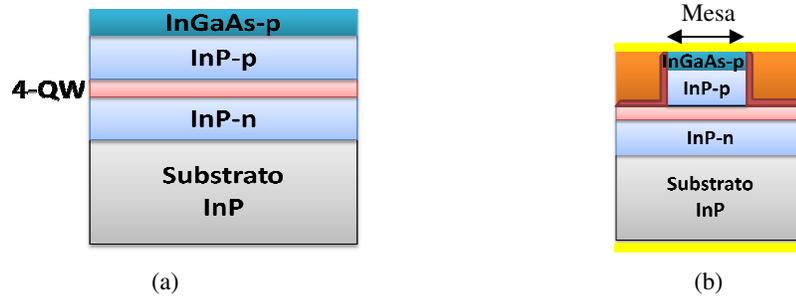


Fig. 3.1: (a) Estrutura epitaxial da amostra utilizada para fabricação dos dispositivos e espessuras das camadas epitaxiais. (b) Estrutura após a fabricação do dispositivo.

Na figura 3.1(b) vemos um desenho esquemático da seção transversal do dispositivo após a fabricação. Trata-se de uma típica estrutura de guiamento por batente de índice de refração efetivo obtido pela fabricação de uma mesa na camada de confinamento p-InP<sup>1</sup>. A mesa deve ter largura otimizada para o guiamento da luz; um contato metálico para injeção de lacunas na região da mesa e para a injeção de elétrons pelo substrato (amarelo); e um material dielétrico para isolamento do dispositivo (vermelho). As camadas de InP dopadas na figura 3.2(a) fazem parte de nossa dupla heteroestrutura cuja função é aumentar a eficiência da injeção de portadores na região ativa de nossa amostra conforme comentado no capítulo 2.

### 3.2 Fabricação do laser de semiconductor

O laser a ser fabricado é do tipo *ridge*<sup>2</sup>. A figura 3.2 mostra um desenho esquemático do laser tipo *ridge*.

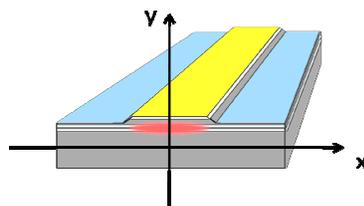


Fig. 3.2: Desenho esquemático de um laser tipo *ridge*, que pode ser chamado de um laser mesa.

Na figura 3.2, temos o desenho esquemático de como ficará nossa estrutura após a fabricação de um laser tipo *ridge*. Como já vimos, a dupla heteroestrutura proporciona

confinamento na direção vertical, representada pelo eixo  $y$ . Já o confinamento lateral é obtido através de um batente de índice de refração obtido com a corrosão da estrutura ao redor da mesa (a mesa é a região abaixo da faixa amarela), deixando uma região com alto índice de refração envolta por ar, de índice de refração um. Com essa estrutura, o confinamento lateral da luz também contribui para um maior confinamento perpendicular da luz no guia. Para o confinamento transversal de portadores, utilizamos a injeção seletiva usando nitreto de silício (representado em azul na figura 3.2) que bloqueia a corrente em todos os lugares menos sobre o topo da mesa. No topo da mesa vemos uma faixa amarela, que representa uma camada de metal utilizada para termos um contato ôhmico eficiente para injeção de portadores na dupla heteroestrutura. A luz confinada no guia é representada pela coloração vermelha, e fica confinada na região ativa da dupla heteroestrutura.

O esquema do processo de fabricação encontra-se na figura 3.3. Na seqüência comentamos cada uma das etapas:

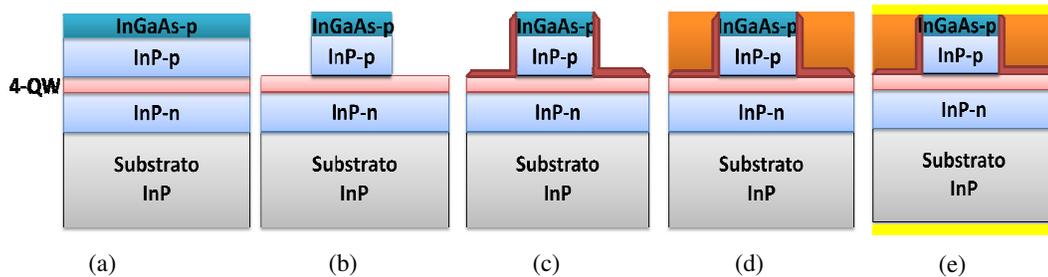


Fig. 3.3: Etapas da fabricação. (a) Amostra inicial, (b) Corrosão de duas camadas para fabricação da mesa, (c) Deposição de nitreto de silício e abertura da janela para injeção de portadores, (d) Deposição de um polímero planarizador e (e) Deposição dos contatos metálicos.

A figura 3.3(a) é nossa amostra de dupla heteroestrutura inicial, com quatro poços quânticos (4-QW) em sua região ativa. Para confinamento da luz na direção vertical e horizontal é criado um batente de índice de refração através da corrosão das camadas superiores da amostra, de InGaAs-p e InP-p, dando origem ao que chamamos de mesa, mostrada na figura 3.3(b). Para isolamento e passivação dos dispositivos, depositamos nitreto de silício em toda a superfície da amostra, exceto nos topos das mesas, onde será feito o bombeio. Esse passo encontra-se na figura 3.3(c). Em 3.3(d), colocamos um polímero planarizador, para que o metal depositado na próxima etapa fique apenas sob o topo das mesas e não ao redor dela, podendo gerar injeção de

portadores em regiões indesejadas. Por último, depositamos metal na superfície superior e inferior da amostra para contato ôhmico, conforme indicado em 3.3(e). Uma última etapa (f), que não se encontra na figura, é a clivagem das amostras em barras para obter-se uma série de guias terminados em espelhos.

No processo de fabricação dois procedimentos são constantemente utilizados: a limpeza orgânica e a fotogração positiva. A limpeza orgânica consiste em um jateamento com nitrogênio, seguido de uma fervura em tricloroetileno, acetona e isopropanol, nessa seqüência respectivamente, além de um mergulho rápido em solução diluída de HF para retirar óxidos que se formam na superfície. Já a fotogração consiste em gravar estruturas em um polímero fotossensível depositado sobre amostra, cujas ligações são fortalecidas com a temperatura, mas são destruídas se expostas ao ultravioleta <sup>3</sup>. Na fotogração a amostra é coberta por gotas de fotorresiste e colocada em um *spinner* (espalhador por centrifugação) para obter uma camada homogênea sobre a superfície. Para a secagem do polímero, a amostra é colocada em uma placa quente com temperatura controlada para então ir à sensibilização ultravioleta. Para se transferir o padrão desejado à amostra, uma máscara de sombra, obtida em geral por estruturas de cromo sobre vidro ou quartzo, é utilizada. Esta máscara é colocada sobre a amostra com precisão micrométrica tanto do posicionamento transversal como do contato com a amostra. Feito esse alinhamento da máscara com a amostra ocorre a exposição ao ultravioleta, onde as ligações do polímero sobre a região da máscara sem padrões (região transparente) são destruídas. A amostra é então colocada em uma solução reveladora e todo o fotorresiste que foi sensibilizado é retirado da amostra. O fotorresiste que ficou coberto pela marca de sombra permanece sobre a superfície e tem suas ligações fortalecidas se levarmos novamente a uma placa quente. Assim, o fotorresiste serve de proteção às corrosões da amostra, sejam corrosões por plasma ou sejam corrosões químicas.

Detalharemos um pouco mais cada etapa da fabricação seguindo a figura 3.3 novamente:

**b) Corrosão da mesa:** Na fotogração a amostra é coberta por gotas de fotorresiste e colocada em um *spinner* (espalhador por centrifugação) em rotação de 4000 rpm por 30 s para obter uma camada homogênea sobre a superfície com espessura

de 1.4  $\mu\text{m}$ . Para a secagem do polímero, a amostra é colocada por 2 minutos em uma placa quente com temperatura controlada a 110 °C para então ir à sensibilização ultravioleta. A sensibilização óptica é feita na fotoalinhadora KARL SUS modelo MJB-3 utilizando um filtro UV400 para que o comprimento de onda que sensibiliza a amostra fosse o mais adequado ao resiste utilizado. Após a sensibilização óptica, a amostra é colocada em solução reveladora (AZ-400-Hoecht) e o polímero sensibilizado é retirado. Mais uma vez levamos a amostra para a placa quente, dessa vez durante 10 minutos a 118 °C para maior aderência do polímero. Para nosso processamento utilizamos uma máscara com linhas de 5  $\mu\text{m}$  (largura do guia) para fazer a mesa, conforme figura 3.4.

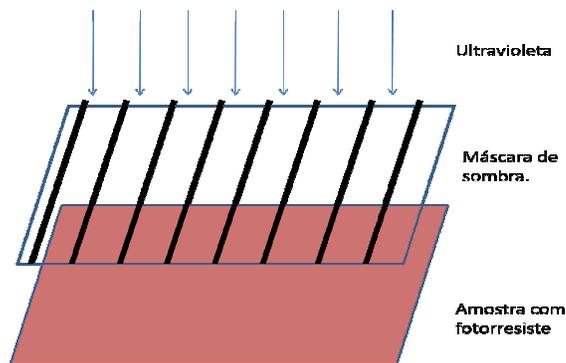


Fig. 3.4: Luz ultravioleta sendo jogada sobre a máscara com linhas de 5  $\mu\text{m}$  (linhas pretas) que recobre a superfície da amostra já com fotorresiste a ser sensibilizado.

A corrosão química é realizada ao redor do polímero que não foi sensibilizado, atacando as camadas de InGaAs-p e InP-p. Primeiro removemos a camada de InGaAs com a solução 1  $\text{H}_2\text{SO}_4$  : 8  $\text{H}_2\text{O}_2$  : 40  $\text{H}_2\text{O}$ . Este ataque é totalmente inerte no InP, portanto, a corrosão é auto limitada. Para a corrosão do InP usamos a solução 3  $\text{HCl}$  : 1  $\text{H}_2\text{O}$  que não corrói nenhuma liga que tenha arsênio. Portanto, este ataque é auto limitado no final da corrosão da camada de InP. Também, este ataque tende a se limitar nos planos (111)A do material resultando numa parede inclinada de aproximadamente  $\pm 54,7^\circ$  com a normal (sinal negativo no sentido de diminuir a largura da mesa). Na direção cristalina que estamos fazendo o guia de onda, [011], a inclinação é negativa permitindo diminuir a largura do guia de ondas<sup>4</sup>. No nosso caso a máscara utilizada tem 5  $\mu\text{m}$  de largura e ao final da corrosão chegamos à região ativa com uma largura de 3  $\mu\text{m}$  aproximadamente. De fato, parte da redução da mesa é obtida durante os ataques após a auto limitação, pois ao limitarmos a corrosão verticalmente, permitimos que ela ocorresse sob o fotorresiste.

O ataque químico realizado fez um morro com altura de 2.7  $\mu\text{m}$  aproximadamente. Essa altura foi medida com um perfilômetro. A figura 3.5 mostra o perfil típico do guia de ondas.

**c) Deposição de Nitreto de Silício para passivação e isolamento e remoção do nitreto no topo das mesas:** A deposição de nitreto de silício é feita para garantirmos a injeção de lacunas somente na região da mesa. Mais ainda, ela serve de passivação das camadas corroídas na etapa anterior para evitar um contato elétrico indesejado. Essa deposição é feita pelo sistema de plasma com ressonância ciclotrônica (ECR). A espessura total de nitreto ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) foi de 300 nm. Detalhes deste processo e de nossa otimização do sistema são encontrados no apêndice A1.

A figura 3.5 mostra o resultado após a corrosão e a deposição de nitreto de silício. Nota-se que a corrosão chegou à região ativa, visível como uma faixa branca. Também nota-se que a espessura do nitreto é razoavelmente conforme, ou seja, igual nas paredes da mesa e nas regiões horizontais.

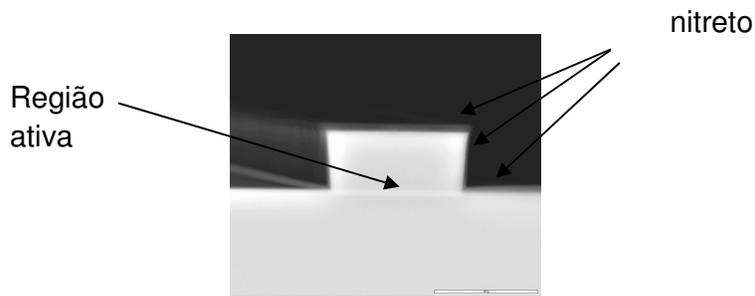


Fig. 3.5: Mesa já corrida com altura de 2.72  $\mu\text{m}$ , largura superior de 3.8  $\mu\text{m}$  e largura na base de 3.2  $\mu\text{m}$ .

A espessura do nitreto de silício é de aproximadamente 300 nm.

No processamento dos lasers, a etapa de litografia mais difícil é a abertura de uma janela para contato ôhmico sobre as mesas, ou guias de onda. Uma vez que as mesas têm uma altura de aproximadamente 2.7  $\mu\text{m}$  e o fotorresiste tem uma espessura de 1.4  $\mu\text{m}$  planarizada, investigamos a possibilidade de obtermos a remoção do fotorresiste do topo das mesas com uma exposição do fotorresiste sem máscaras. O fotorresiste no topo das mesas obviamente tem espessura muito mais fina e, portanto, deverá ser revelado antes da base. Esta é a base do processo de auto-alinhamento. Fez-se a deposição do fotorresiste AZ 5214E, no *spinner* com rotação de 4000 rpm durante

30 segundos, seguido da permanência em uma placa quente a 110 °C durante 2 minutos, para então ocorrer a sensibilização do fotorresiste via ultravioleta por 12 segundos e a posterior revelação durante 30 segundos em solução reveladora. A figura 3.6 mostra a foto superior da amostra com resiste espalhado e apenas as regiões sobre as mesas não possuem fotorresiste.

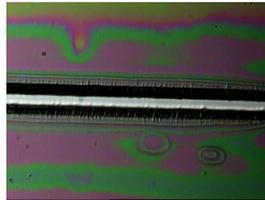


Fig. 3.6: Vista superior da amostra após a deposição do resiste (manchas roxas e verdes) e após o espalhamento, exposição e revelação do mesmo, deixando a mesa sem fotorresiste (branco).

A corrosão do nitreto sobre as mesas para abrir uma janela de injeção de portadores foi realizada utilizando um RIE (Reactive Ion Etching) a uma pressão de 50 mTorr, potência RF de 30 W e um fluxo de SF<sub>6</sub> e de Ar de 5 e 10 sccm, respectivamente.

**d) Planarização com Deposição e remoção da Poliamida (polímero planarizador):** A altura da mesa de 2,7 μm dificulta e tornam menos confiáveis todas as etapas subsequentes da fabricação. Portanto, é conveniente termos algum mecanismo de planificação da amostra. Sendo assim partimos para a utilização do polímero poliamida<sup>5</sup> comumente utilizado para este propósito. A poliamida é depositada em toda a amostra tal como o fotorresiste. Após isto ela é curada em tratamento térmico. Um processo de plasma retira a poliamida do topo das mesas e planifica a amostra. Os detalhes deste processo estão descrito no apêndice A2.

#### **e) Metalização:**

**Contato p:** Nesta etapa queremos metalizar a região das mesas. Também é importante termos regiões grandes metálicas sobre a poliamida para permitir fácil

contato com pontas de prova. Para tal, realiza-se uma fotogração positiva como descrito anteriormente usando a máscara mostrada na figura 3.7. Notamos que a máscara deixa janelas (áreas em branco) no formato desejado. A metalização é feita sobre toda a amostra. Após a metalização a amostra é tratada com acetona que remove o fotorresiste. Desta forma, somente o metal que for depositado diretamente sobre a amostra (áreas em branco) é mantido. Este processo é denominado *lift-off*.

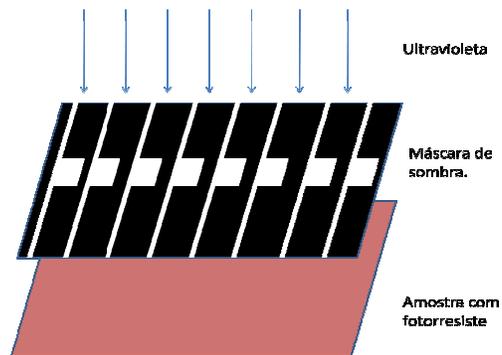


Fig. 3.7: Luz ultravioleta sendo jogada sobre a máscara dos contatos que recobre a superfície da amostra já com fotorresiste a ser sensibilizado.

Para a metalização do contato p, são utilizados 300 Å de Ti (titânio), 1000 Å de Pt (platina) e 2000 Å de Au (ouro) que foram obtidos numa evaporadora de metais por feixes de elétrons <sup>6</sup>. Uma foto da vista superior da amostra já com o contato encontra-se na figura 3.8.

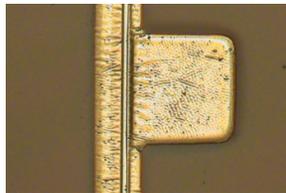


Fig. 3.8: Imagem superior da amostra com o contato metálico já depositado. A linha que passa pelo contato é o guia de ondas e a coloração marrom ao redor do contato se deve à poliamida.

### **Contato n:**

Após a metalização p, o substrato é desbastado mecanicamente de tal forma a atingir-se uma espessura de aproximadamente 100 µm. A amostra é então levada à evaporadora, também de feixes de elétrons, sendo o substrato coberto por 50 Å de Ni

(níquel), 500 Å de Ge (germânio), 1000 Å de Au (ouro), 300 Å de Ni e 1000 Å de Au, nessa ordem.

Após as metalizações a amostra é levada para um tratamento térmico (30 segundos a 420 °C em forno RTP (*Rapid Thermal Annealing*) em atmosfera de 4% H<sub>2</sub> / 96% N<sub>2</sub> para o estabelecimento do contato ôhmico <sup>7,8</sup>.

#### **f) Clivagem:**

A clivagem é realizada colando-se a amostra com piche sobre uma placa fina de latão com a direção dos guias de ondas (mesas) perpendiculares a uma das bordas da placa. A borda da amostra é marcada com uma ponta muito fina de carvão de silício diamantado nos pontos onde queremos clivar a estrutura. Feito isso, entortamos a placa de latão e, como a amostra está bem fina porque foi desbastada, ela vai quebrar nas marcações feitas e o corte se estenderá pelo plano cristalino. Posteriormente, a amostra é fervida em tricloroetileno para remover o piche e obter as diversas barras com os lasers. No nosso caso, clivamos a amostra em tamanhos de 240, 580 e 710 µm, para caracterização dos lasers de semicondutores fabricados.

### **3.3 Caracterização dos lasers de semicondutores**

Apresentaremos o conjunto de medidas necessárias para extrair dos lasers os parâmetros do material de nosso interesse. Com os resultados passaremos ao próximo capítulo no qual utilizaremos os parâmetros extraídos para simularemos amplificadores ópticos de semicondutores com multi-contatos.

A primeira das medidas realizadas foi utilizando uma ponta de prova para injetarmos corrente no dispositivo fabricado. Com um detector de Ge captamos a luz emitida pelo laser com o aumento da corrente aplicada sobre ele.

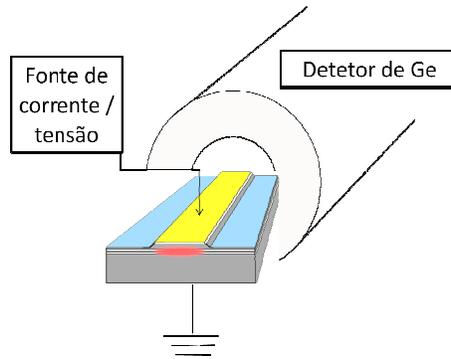


Fig. 3.9: Esquema para a medida da potência óptica em função da corrente injetada, curva LxI.

Com o esquema da figura 3.9 obteremos curvas da potência óptica luminosa que sai da cavidade com o aumento da injeção de corrente.

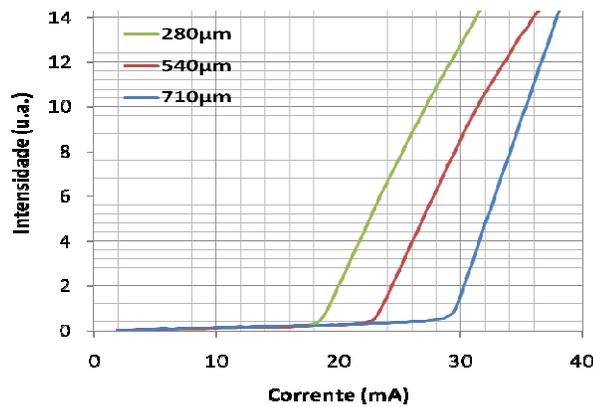


Fig. 3.10: Gráfico da intensidade luminosa em função da corrente injetada para três cavidades de comprimentos diferentes. O ponto onde a inclinação aumenta drasticamente é o ponto onde a emissão da luz passa a ser estimulada. A corrente nesse ponto é chamada corrente de limiar.

As curvas da figura 3.10 mostram a variação da intensidade luminosa emitida por uma das faces do laser em função da corrente de bombeio para três cavidades de comprimentos diferentes. Notamos que a corrente de limiar, ou seja, aquela que permite que o ganho seja maior que a perda e tenhamos emissão coerente de luz estimulada, aumenta conforme aumenta o tamanho da cavidade, como era de se esperar. Em cavidades maiores precisamos de mais portadores para que o ganho iguale as perdas e tenhamos o limiar, que é dado pela seguinte condição, já demonstrada no capítulo anterior:

$$g(n) - \alpha = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (3.1)$$

Dessa curva também podemos extrair dois parâmetros experimentais, conforme detalhado a seguir.

Resolvendo a equação para taxa de fótons no estado estacionário, a densidade de fótons  $p$  também pode ser dada por:

$$p = \frac{\beta B n^2}{v_g(\alpha - g(n))} = \frac{I}{v_g \alpha q V} = \frac{I}{q v_g V \left[ \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \right]} \quad (3.2)$$

Lembrando que a potência de saída da luz da cavidade pode ser dada por 2.33:

$$P = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \right] v_g p V h \nu$$

A potência total da luz emitida por cada espelho será:

$$P_{\text{espelho}}(I) = \frac{\alpha_{\text{espelho}}}{\alpha_i + \alpha_{\text{espelho}}} I E \quad (3.3)$$

Onde  $E$  é a energia do fóton e  $\alpha_i$  a perda por espalhamento no guia de ondas. Considerando que o valor de  $I/qV$  corresponde ao número de elétrons injetados na cavidade por segundo e que a potência total de luz que sai da cavidade é a potência de luz que sai por espelho multiplicada por 2 e dividida pela energia de cada fóton, temos que o número de fótons pode ser expresso em função do número de elétrons como <sup>9</sup>:

$$\Delta f = \eta_i \Delta e \left( \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right) \quad (3.4)$$

Onde  $\Delta f$  é o número de fótons,  $\Delta e$  o número de elétrons e  $\eta_i$  é o que chamamos de eficiência quântica interna, que representa a quantidade de elétrons que foram eficientemente injetados na cavidade e contribuíram para a geração de fótons. A razão entre o número de fótons, captados fora da cavidade, dividido pelo número de elétrons inseridos na cavidade nos dá a eficiência quântica externa:

$$\eta_e = \frac{\Delta f}{\Delta e} = \eta_i \left( \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right) \quad (3.5)$$

A eficiência quântica externa se dá pela razão de conversão de portadores de carga em fótons da seguinte maneira:

$$\eta_e = \frac{\delta P}{\delta I} \frac{e\lambda}{hc} \quad (3.6)$$

A derivada da potência óptica com relação à corrente injetada na cavidade pode ser obtida através das curvas LxI que obtemos (figura 3.10). Com esse valor, e linearizando a expressão 3.5 para eficiência quântica obtemos finalmente:

$$\frac{1}{\eta_e} = \frac{1}{\eta_i} \left( 1 + \frac{\alpha_i}{\alpha_m} \right) \quad (3.7)$$

Podemos obter a perda intrínseca e a eficiência quântica interna, a partir dos coeficientes angulares e lineares, respectivamente, lembrando que a curva será traçada em função de L, que causa variações nas perdas por espelhos, já que quanto menor a

cavidade mais reflexões ocorrerão. A curva da eficiência quântica externa em função do comprimento da cavidade encontra-se na figura 3.11.

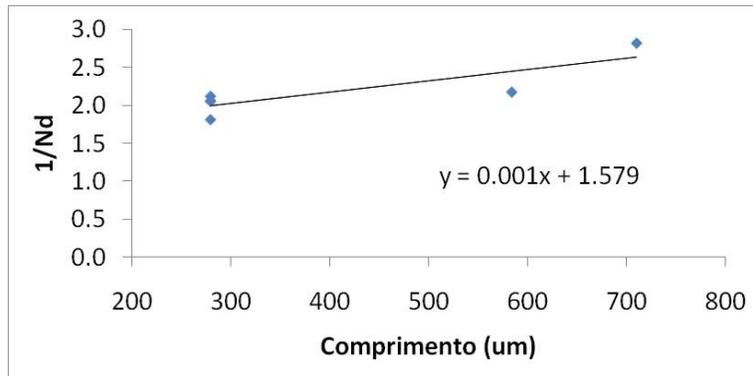


Fig. 3.11: Curva do inverso da eficiência quântica em função do comprimento da cavidade. A equação da reta traz os coeficientes angulares e lineares.

Utilizando o coeficiente angular obtido de 0.001, obtemos uma perda por espalhamento de  $12.5 \text{ cm}^{-1}$ . Já com o coeficiente linear, obtemos uma eficiência quântica interna de 63.3 %.

Na sequência, obteremos o espectro da luz gerada pela nossa dupla heteroestrutura. Para isso novamente aplicamos uma corrente no dispositivo, porém captamos a luz com uma fibra óptica que foi posicionada na saída do guia de onda com a ajuda de um posicionador piezelétrico. O esquema dessa montagem encontra-se na figura 3.12.

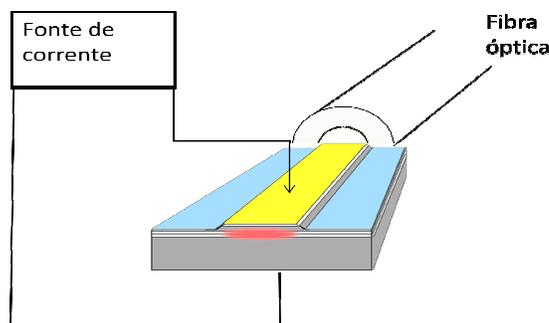


Fig. 3.12: Esquema para medida do espectro do laser emitido para uma determinada corrente.

O sinal foi que captado é conduzido pela fibra a um analisador de espectro óptico, HP70004A.

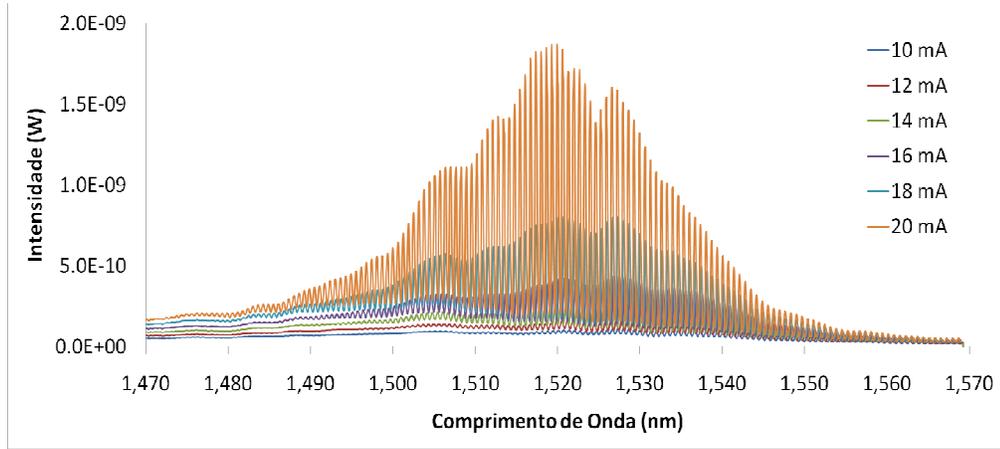


Fig. 3.13: Espectro obtido para um laser de 530  $\mu\text{m}$  de comprimento, mantido a uma temperatura de 18  $^{\circ}\text{C}$ , com resolução de largura de banda de 0.08 nm, para diferentes correntes de bombeio.

A figura 3.13 mostra alguns espectros obtidos variando-se a corrente no laser. A varredura foi de 100 nm, com uma resolução de largura de linha de aproximadamente 0.08 nm. A temperatura foi mantida a 18  $^{\circ}\text{C}$  e a corrente de injeção foi variada de 10 a 20 mA. O objetivo de utilizarmos corrente abaixo do limiar é medir as perdas geradas pelas reflexões dos espelhos, como será explicado mais adiante. A curva em laranja (20 mA) é a curva do laser muito próximo do seu limiar. O valor teórico para o *free spectral range*<sup>10</sup> dessa cavidade foi calculado em 0.66 nm. Nesse espectro medimos um *free spectral range* de 0.68 nm. Essas curvas foram traçadas a fim de obtermos as curvas de ganho do dispositivo para diversas correntes.

Para calcularmos o ganho óptico, utilizamos as equações (3.8) e (3.9), deduzidas através do método de *Hakki-Paoli*<sup>11</sup>. Estas equações devem ser aplicadas em diferentes espectros gerados pelo laser para diferentes correntes.

$$\zeta_i = \frac{P_i + P_{i+1}}{2V_i} \quad (3.8)$$

$$\Gamma g = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{\zeta_i^{1/2} + 1}{\zeta_i^{1/2} - 1} \right) + \frac{1}{L} \ln R \quad (3.9)$$

Na equação (3.8),  $P_i$  e  $P_{i+1}$  são picos consecutivos do espectro com seu respectivo vale intermediário  $V_i$ . Ou seja, esse método consiste em obter a finesse de uma cavidade. Quanto maior a finesse, maior a diferença entre picos e vales de um espectro. Além disso, quanto maior a finesse, mais próximo da região de transparência estamos. A região de transparência é quando o ganho é igual à zero, ou seja, não temos nem ganho e nem absorção. Também se pode dizer que o método consiste da análise da modulação Fabry-Perot da cavidade acima da transparência. Abaixo do limiar teremos praticamente a existência de todos os modos ressonantes possíveis para aquela cavidade. No entanto, acima do limiar uma competição entre modos ocorre e estes deixam de ser independentes e o método não é mais válido. Por isso a medida é realizada entre a condição de transparência e de limiar do laser.

O ganho do laser demonstrado na equação (3.9) é dado por  $\Gamma g$ , onde  $\Gamma$  é o fator de confinamento,  $L$  é o comprimento do laser, neste caso igual a  $530 \mu\text{m}$  e  $R$  a refletividade a qual consideramos de 30% para um laser de faces clivadas<sup>12</sup>. O resultado encontra-se na figura 3.14:

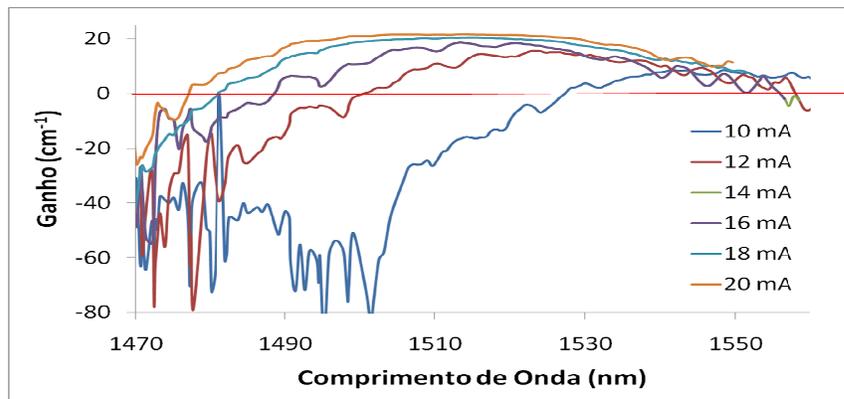


Fig. 3.14: Curva do ganho do dispositivo de  $530 \mu\text{m}$  de comprimento em função do comprimento de onda para diversas correntes injetadas no dispositivo. A linha em vermelho indica a condição de transparência do meio.

Conforme o previsto, os ganhos são maiores quanto maior a corrente aplicada (mais portadores na região ativa). O limite para o ganho é quando ele se iguala às perdas totais no sistema, conforme descrito anteriormente. Para esse comprimento de cavidade, com refletividade de 30 % nos espelhos, a perda nos espelhos obtida é de  $24.8 \text{ cm}^{-1}$ . Lembramos que as regiões onde o ganho é negativo implicam que estamos em uma

região de absorção. A transição entre ganho e absorção é a região de transparência indicada pela linha vermelha na figura.

Uma análise de erro básica pode ser efetuada neste experimento. O erro nas medidas realizadas com o analisador de espectro com relação ao comprimento de onda é de 0.3 nm. Considerando esse erro ao cálculo do erro do ganho, o erro associado à medida chega a ser até de  $\pm 10 \text{ cm}^{-1}$  para comprimentos de onda menores que 1520 nm. Entretanto, na faixa de interesse, de 1520 a 1560 nm, o erro associado às medidas é baixo, da ordem de  $\pm 0.5 \text{ cm}^{-1}$ . Ainda temos uma oscilação para as curvas de ganho nessa faixa quando medidos com correntes baixas. As oscilações são maiores do que o erro calculado, e é proveniente de erros experimentais que não pudemos identificar.

Nosso interesse é simular um amplificador para o comprimento de onda de 1550 nm, sendo assim, utilizamos os ganhos obtidos para esse comprimento de onda em função da corrente injetada na cavidade para obter uma expressão que expresse a relação entre ganho e densidade de portadores.

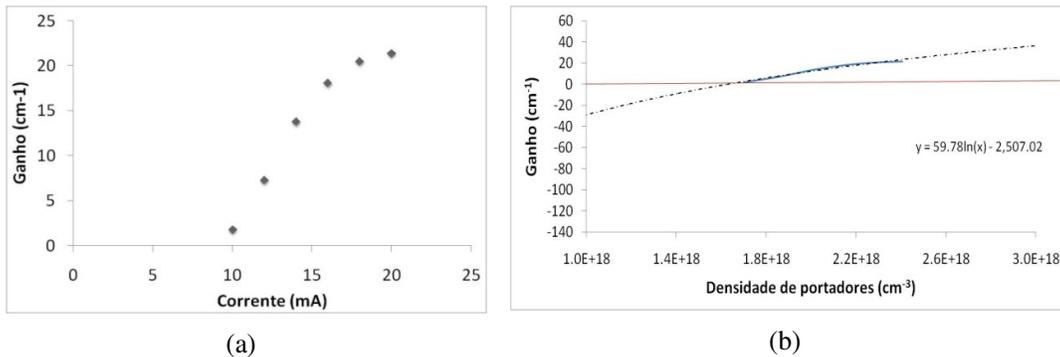


Fig. 3.15: (a) Curva do ganho em função da corrente para 1550 nm. (b) Curva do ganho em função da densidade de portadores. A curva em azul é a experimental e a pontilhada é a extrapolação logarítmica da mesma.

Com a curva de ganho em função da corrente em 1550 nm, 3.16(a), notamos que novamente o ganho tende a saturar em 24.5, que é o valor onde o ganho iguala às perdas do sistema (limiar).

Podemos relacionar a densidade de portadores com a corrente de bombeio utilizando a equação de taxa para portadores no estado estacionário considerando que o termo de emissão estimulada é muito pequeno na situação pré-limiar. Com isso temos que:

$$n = \sqrt{\frac{I}{qvB}} \quad (3.10)$$

A curva da figura 3.16(b) é o ganho em função da densidade de portadores, que foi obtida a partir da corrente injetada e do volume da cavidade. O ganho em função da densidade de portadores em regiões ativas com poços quânticos deve ter comportamento logarítmico<sup>13</sup>. Sendo assim, extrapolamos a curva com uma expressão logarítmica da forma  $g=g_0\ln(n/n_0)$ , onde  $g_0$  é o ganho diferencial ( $dg/dn$ ) e  $n_0$  é a densidade de portadores de transparência. Agora, para o comprimento de onda de 1550 nm, e mesmo para os outros comprimentos de onda (realizando o mesmo processo para cada comprimento de onda), temos uma expressão do ganho em função da densidade de portadores para cada comprimento de onda. Obtemos então um valor de densidade de transparência de  $1.63 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Esse valor é extremamente importante na simulação de um amplificador, pois só acima dessa densidade o ganho passa da região de absorção para uma região de ganho, havendo amplificação.

Ao fim dessa caracterização necessitamos de uma maneira para validar os parâmetros experimentais extraídos dos lasers de semicondutor. Para isso, utilizaremos as equações de taxa de portadores e fótons no estado estacionário para simular um laser de semicondutor com todos os parâmetros extraídos experimentalmente. Esses parâmetros encontram-se na tabela 3.1:

<b>Tab. 3.1: Parâmetros extraídos experimentalmente</b>	
Perda por espalhamento no guia	12.5 cm <sup>-1</sup>
Eficiência quântica interna	63.3 %
Densidade de portadores de transparência	$1.63 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
$g(n)$	$59.78n - 2507.02 \text{ cm}^{-1}$

Utilizamos os resultados da tabela 3.1 e a condição estacionária para simular um laser de semicondutor.

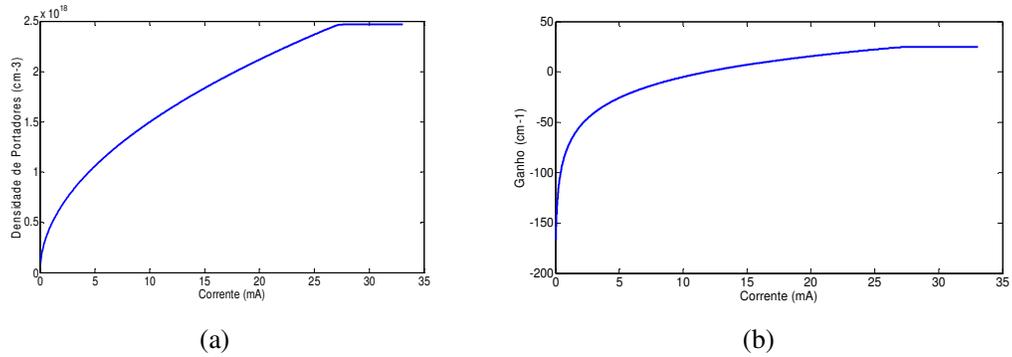


Fig. 3.16: (a) Curva simulada da densidade de portadores em função da corrente injetada no laser. (b) Curva do ganho em função da corrente injetada no laser.

Com as curvas da figura 3.16 vemos a saturação da densidade de portadores no mesmo instante que o ganho satura, ou seja, portadores são injetados na cavidade e vão gerando emissão espontânea até o momento do limiar, onde o ganho iguala as perdas do sistema e os portadores são convertidos em fótons via processo de emissão estimulada. É como se a partir de então todos os portadores em excesso na cavidade contribuíssem para a geração de luz. O valor da densidade de portadores e da corrente no limiar obtida na saturação é de  $2.47 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  e 27.2 mA, respectivamente. O ganho satura em  $24.8 \text{ cm}^{-1}$ , que difere apenas de 1.2 % das perdas dos espelhos obtidas para a cavidade de 530 um.

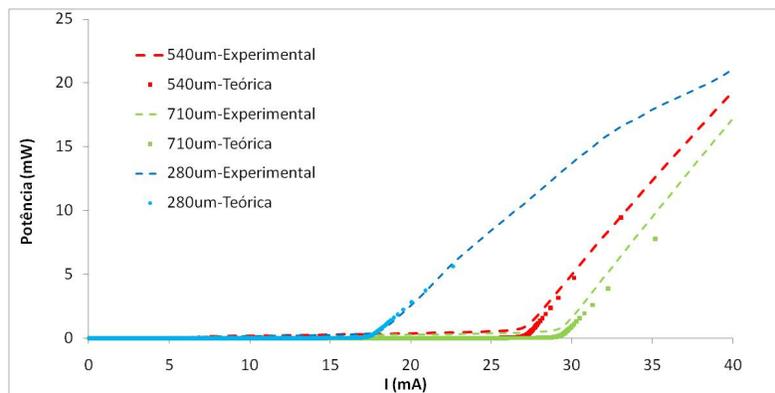


Fig. 3.17: Curvas da potência de saída da luz em função da corrente injetada para 3 cavidades de tamanhos diferentes. Os dados teóricos são representados por linhas pontilhadas e os dados experimentais são descritos por pontos. Cada cor representa um tamanho de cavidade diferente.

As curvas da figura 3.17 mostram boa concordância entre a previsão teórica e as medidas experimentais. Notamos uma pequena diferença no valor da corrente de limiar

e na inclinação das retas (eficiência quântica externa). Essa diferença se deve por não considerarmos efeitos de emissão espontânea em nossas simulações. Outro efeito observado na curva é um indício de saturação da potência de saída em uma cavidade pequena para altas correntes. Provavelmente se deve a efeitos de aquecimento que aumentam a influência do Efeito Auger no material, que também não foram considerados na simulação <sup>14</sup>.

Finalizando esse capítulo, temos parâmetros experimentais validados de acordo com nossos experimentos e muito próximos dos valores apresentados na literatura para simularmos amplificadores de semicondutores com multi-contatos.

## Referências

---

<sup>1</sup> U. Koren, B. I. Miller, Y. K. Su, T. L. Koch, and J. E. Bowers, “*Low-internal-loss separate confinement heterostructure InGaAs/InGaAsP quantum well laser*”, Appl. Phys. Lett., Vol. 51, pp.: 1744, 1987.

<sup>2</sup> I. P. Kaminow, R. E. Nahory, M. A. Pollack, L. W. Stulz, and J. C. Dewinter, “*Single-mode C. W. ridge-waveguide laser emitting at 1.55 μm*,” Electron. Lett., vol. 15, no. 23, pp. 763–765, 1979.

<sup>3</sup> C. Mack, *Fundamental Principles of Optical Lithography: The Science of Microfabrication*, Wiley-Interscience, 2008.

<sup>4</sup> I. A. Dorrity, J. D. Grange and D. K. Wickenden, “*Etching and Surface Preparation of GaAs for Device Fabrication*”, Gallium Arsenide, chapter 4, 1985 John Wiley & Sons Ltd.

<sup>5</sup> HD-8820 Aqueous Positive Polyamide Process Guide, HD MicroSystems, www.hdmicrosystems.com

<sup>6</sup> C. W. White and P. S. Peercy, *Laser and Electron Beam Processing of Materials*, New York, Academic Press, 1980.

<sup>7</sup> A. Szerling, P. Karbownik, A. Łaszcz, K. Kosiol and M. Bugajski, “*Low-resistance p-type ohmic contacts for high-power InGaAs/GaAs-980 nm CW semiconductor*”, Proceedings of the 9th Electron Technology Conference ELTE 2007, Cracow, Sep. 2007.

<sup>8</sup> Y. Wang, B. Zhang, L. Wang, D. Ren, and X. Zhang, “*808-nm semiconductor laser Ohmic-contact technology*”, Proc. SPIE Vol. 3547, p. 75-78, Semiconductor Lasers III, Aug., 1998.

<sup>9</sup> H. C. Casey, Jr., M. B. Panish, *Heterostructure lasers*, Vol.2, New York, Academic Press, 1978.

<sup>10</sup> T. Numai, *Fundamental of Semiconductor Lasers*, First Edition, Springer-Verlag New York, 2004.

<sup>11</sup> B.W. Hakki, T.L. Paoli, “*Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers*”. Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey. 1974.

<sup>12</sup> H. Mir Mohamad Hosseini, C. H. Yip and H. Ghafouri-Shiraz, “*Analysis of facet reflectivity of InGaAsP separate confinement heterostructure (SCH) laser diodes*”, Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 26, No. 3, pp.: 196-202, 2000.

<sup>13</sup> J.E.A. Whiteaway, G.H.B. Thompson, P.D.Greene and R.W. Glew, “*Logarithmic gain/current density characteristic of InGaAs/InAlGaAs/InP multi-quantum well separate confinement heterostructure lasers*”, Electronics Letters, vol.27, no.4, 340-342, Feb 1991.

---

<sup>14</sup> A. P. Mozer, S. Hausser and M. H. Pilkuhn, “*Quantitative evaluation of gain and losses in quaternary lasers*”, IEEE J. of Quant. Elect. Lett., Vol. QE-21, No 6, Jun., 1985.

## Capítulo 4: Simulação de Amplificadores Ópticos com Multi-contatos

Neste capítulo apresentaremos todo o conjunto de simulações desenvolvidas para a modelagem de um amplificador óptico de semiconductor. Dentro desse conjunto, simulamos também a estrutura de nosso guia de ondas, para garantir uma largura de mesa que permita o guiamento de um único modo na cavidade. Além disso, mostraremos simulações de um amplificador óptico de semiconductor para analisar os efeitos da saturação do ganho vinculada à redução da densidade de portadores. Finalmente simularemos os efeitos da saturação em um amplificador óptico de semiconductor com multi-contatos. Toda a simulação foi realizada utilizando do software MatLab e os parâmetros empíricos obtidos no capítulo 3.

### 4.1 Simulação do guia de ondas

Uma simulação foi feita com base na estrutura que utilizamos para a fabricação do dispositivo considerando que a luz a ser guiada na cavidade estará no comprimento de onda de  $1.55 \mu\text{m}$ . Buscamos um guia que nos permitisse um guiamento mono modo, ou seja, uma cavidade que só suporta um modo eletromagnético. Pensando em um amplificador, a necessidade de uma emissão com único modo transversal advém da necessidade de garantir que a luz guiada tenha somente uma distribuição espacial ao passar pelo amplificador. De outra forma, os efeitos de saturação ou linearidade ficam mascarados pelo surgimento de novos modos ópticos. Também, reduz muito a supressão da emissão espontânea devido à emissão estimulada caso regiões distintas do guia não estejam sujeitos à mesma densidade de fótons. Esse efeito proporcionaria uma distribuição do ganho do meio aos diversos modos presentes no guia, saturando mais rapidamente o ganho para o modo que realmente deseja ser amplificado. Esse fenômeno é conhecido como *spacial hole burning*<sup>1</sup>.

Para simular o guia de ondas, utilizamos as equações obtidas no tópico guia de ondas do capítulo 2. Como método de simulação, utilizamos o Método das Diferenças

Finitas, que consiste em transformar as equações diferenciais em operadores diferenciais, de forma que um problema de equações diferenciais transforma-se em um problema de equações algébricas <sup>2</sup>. Para este estudo utilizamos uma rotina computacional desenvolvida pelo Prof. T. Murphy, da Universidade de Maryland, EUA, disponibilizada livremente. Dividindo a seção transversal do nosso guia em diferentes partes e resolvendo as equações já transformadas para essas pequenas partes, aplicando as condições de contorno apropriadas, temos a solução do problema <sup>3</sup>.

A estrutura do guia com os índices de refração dos materiais, baseado na nossa dupla heteroestrutura já processada, encontra-se na figura 4.1, que também mostra o campo elétrico obtido para o modo TE (transversal elétrico) obtidos pelo programa.

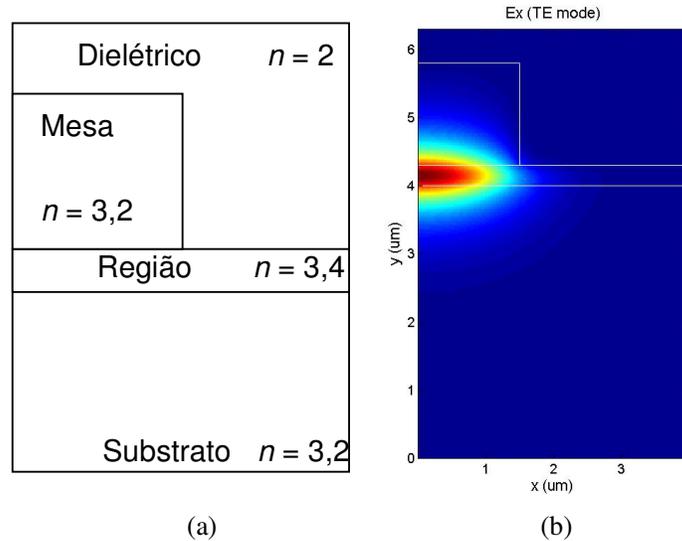


Fig. 4.1: À esquerda vemos o formato do guia e os índices de refração que constituem nosso laser, enquanto que na figura à direita vemos o modo fundamental TE confinado, para o comprimento de onda de  $1.55 \mu\text{m}$ . Vermelho indica maior intensidade do campo.

Os índices de refração mostrados na figura 4.1(a) são referentes aos materiais da estrutura epitaxial que utilizaremos para fabricação do dispositivo e a região ativa é de 4 poços quânticas de InGaAs confinados em camadas de InGaAsP e o dielétrico em questão é  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (Nitreto de Silício), como mostrado no capítulo anterior. A figura 4.1(b) mostra o campo elétrico para o modo transversal elétrico do guia de onda. O campo está confinado na região ativa e fracamente ao redor dela. Como está claro na figura, obtemos um único modo possível de guiamento para uma mesa de  $3 \mu\text{m}$ . Os modos TM

(transversais magnéticos) são similares aos modos TE. No entanto não são de interesse, pois os poços quânticos são extremamente seletivos para o modo TE. O lado esquerdo do guia não se encontra na figura, porém tanto a estrutura como os campos são simétricos. Guias com largura de mesa maior que 3  $\mu\text{m}$  suportam mais modos, conforme mostra a figura 4.2 que exhibe um modo de ordem 3 e, portanto, suporta também modos de menor ordem.

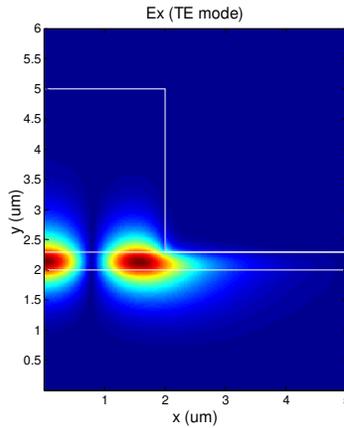


Figura 4.2: Guia de onda com 4  $\mu\text{m}$  de largura da mesa. Claramente vê-se a presença de um modo de ordem mais alta que o fundamental, sendo, portanto, multi-modal.

O fator de confinamento de um guia de ondas pode ser obtido dividindo a intensidade ocupada pelo campo elétrico calculado dentro da região ativa (região de propagação da onda) pela intensidade total do campo elétrico calculado, e indica o quanto da luz está confinada efetivamente no guia de ondas:

$$\Gamma = \frac{\int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} I(x,y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x,y) dx dy} \quad (4.1)$$

onde  $w$  e  $d$  são as dimensões da largura da mesa e da espessura da região ativa e  $I$  a intensidade do campo elétrico calculado. Para o nosso guia em questão (mono-modo),

obtivemos um fator de confinamento de 0.3 para o modo TE e de 0.275 para o modo TM. O valor da polarizabilidade obtido é de <sup>4</sup>:

$$Polarizabilidade = 1 - \frac{\Gamma_{TM}}{\Gamma_{TE}} = 0,0833 \quad (4.2)$$

Deve-se ressaltar que um guia passivo, como esse que foi simulado, é pouco sensível à polarização, mas também, conforme comentamos acima, cabe lembrar que ao considerarmos nosso dispositivo, o meio ativo em questão é constituído de uma sequência de quatro poços quânticos que não foram levados em conta ao simularmos o guia (apenas consideramos um índice de refração efetivo para a região), o que implica em uma forte dependência da polarização da luz que será amplificada no meio, fazendo com que o dispositivo possa atuar com um filtro de ondas polarizadas TE, já que a amplificação por meio da região de poços se dá apenas para ondas polarizadas TE <sup>5</sup>.

O índice de refração efetivo calculado para esse comprimento de onda (1.55  $\mu\text{m}$ ) foi 3.273, ou seja, a luz percorrerá o guia como se estivesse em um material com índice de refração de 3.273. Nesse ponto achamos válido calcular a variação do índice de refração efetivo em relação a outros comprimentos de onda próximos de 1.55  $\mu\text{m}$ , levando em conta a dispersão do material <sup>6</sup>. Esses dados podem ser válidos em uma análise de resultados posterior. O resultado encontra-se na figura 4.3:

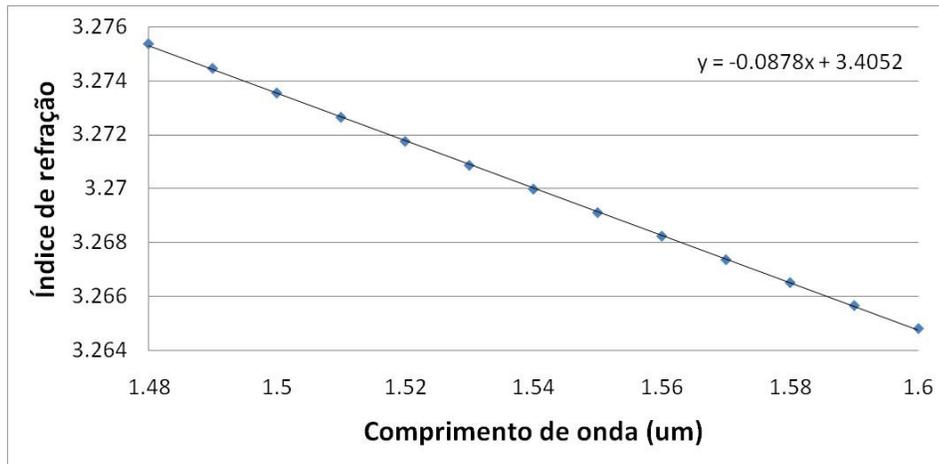


Fig. 4.3: Gráfico da variação do índice de refração efetivo em função do comprimento de onda propagante no guia de ondas.

No cálculo da variação do índice de refração com o comprimento de onda levamos em conta somente a relação de dispersão do material <sup>6</sup>. A geometria do guia simulado sempre foi a mesma.

Com esse gráfico obtemos uma equação linear para a variação do índice de refração efetivo,  $n_{efetivo} = -0.0878\lambda + 3.4052$ . Com o campo calculado na figura 4.1, também podemos calcular a área do modo propagante, dada por  $A_0 = 4.4275 \mu\text{m}^2$ .

Tendo um guia de ondas, passamos para a simulação de um amplificador óptico de semiconductor utilizando o índice de refração efetivo, o fator de confinamento, a área efetiva do modo propagante pelo guia e os parâmetros obtidos no capítulo 3.

## 4.2 Simulação de um Amplificador Óptico de Semiconductor

Antes de simularmos um amplificador com multi-contatos, achamos válido explorar as características de um amplificador comum, para termos um parâmetro de comparação como base aos nossos resultados. Primeiramente então simulamos um amplificador óptico de semiconductor padrão, ou seja, com apenas uma cavidade para injeção da corrente elétrica, utilizamos os dados contidos na tabela 4.1:

Comprimento (medido)	1000e-4 cm
Largura (medido)	3e-4 cm
Espessura da região ativa (medido)	0.295e-4 cm
$\Gamma$ (calculado)	0.03
B (literatura)	1e-9 cm <sup>3</sup> s <sup>-1</sup>
$\beta$ (literatura)	1e-5
q	1.6e-19 C
c	3e10 cm/s
$\lambda$	1.55e-4 cm
h	6.64e-34 J.s
$n_0$ (experimental)	1.63e18 cm <sup>-3</sup>
$n_{efetivo}$ (calculado)	3.273
Refletividade (estimada)	0.03

$\alpha$ (experimental)	12.5 cm <sup>-1</sup>
-------------------------	-----------------------

Como condições de contorno do nosso problema, temos:

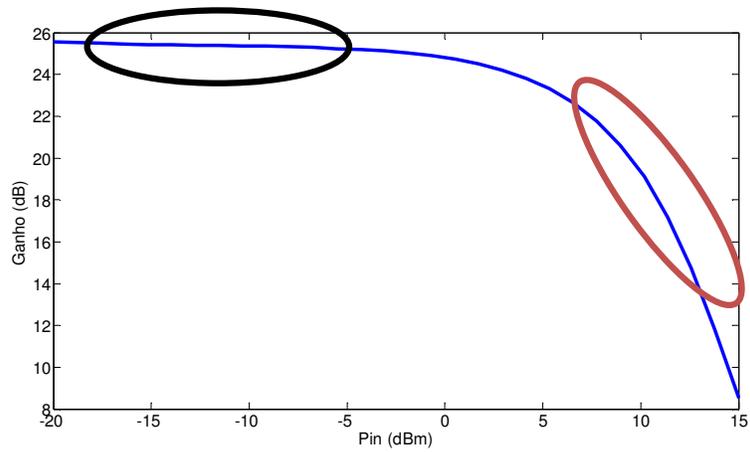
- $P(z=0) = P_{\text{entrada}}$ , ou seja, a potência no início do dispositivo (lembrando que a simulação será feita ao longo do eixo  $z$  é igual à potência de entrada que estou inserindo;
- Considero que logo que a luz incide no guia não há saturação nem variação de portadores e tenho a condição estacionária,  $\frac{dn}{dt} = 0$  em  $z = 0$ ;

Aplicando essas duas condições e utilizando as equações de taxa para elétrons e para a potência da luz tenho uma equação que pode prover o número de portadores inicialmente injetados na cavidade <sup>7</sup>:

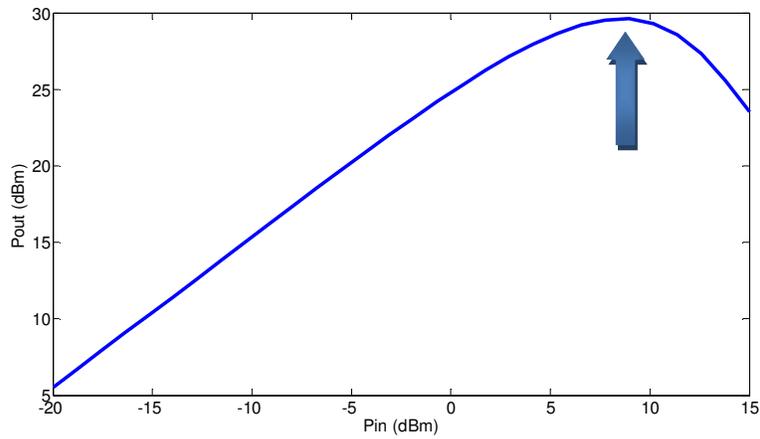
$$\frac{I}{qV} - Bn^2 - \frac{P_{\text{entrada}}(g(n) + \alpha_i)}{Ev_g A} = 0 \quad (4.3)$$

Onde  $P_{\text{entrada}}$  é a potência de entrada da luz no guia. A equação 4.3 é proveniente da equação de taxa para portadores acrescentando o termo de perda por espalhamento, que já está embutido no ganho experimental obtido com o método de Hakki-Paoli <sup>8</sup>.

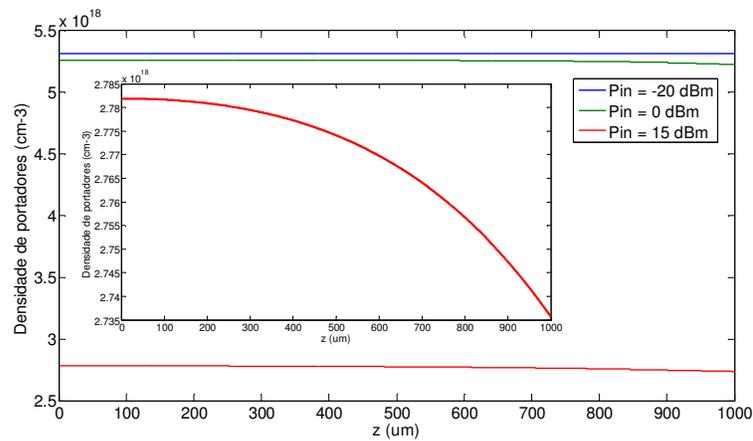
Com isso, obtemos as curvas da figura 4.4, considerando uma corrente aplicada de 400 mA em um amplificador de 1000  $\mu\text{m}$ :



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.4: (a) Ganho dado pelo amplificador em função da potência de entrada. (b) Potência de saída do dispositivo em função da potência de entrada. (c) Densidade de portadores ao longo da cavidade para três potências de entrada diferentes. A figura de dentro mostra apenas a curva para uma potência de entrada de 15 dBm.

A curva do ganho do amplificador contida na figura 4.4 (a) tem duas ovas indicadas, uma em preto e outra em vermelho. A oval em preto indica uma região de ganho linear, ou seja, para cada dBm de aumento na potência de entrada, o ganho continua o mesmo, portanto a amplificação do sinal de baixa intensidade é igual. Isso é o mesmo que dizer que a potência de saída em dBm é a soma da potência de entrada, também em dBm, com o ganho. Já a oval em vermelho indica uma região de alta-saturação, onde cada dBm de aumento na potência de entrada gera uma diminuição do ganho do dispositivo.

O início da região de saturação do ganho está indicado com uma flecha azul na figura 4.4(b), onde notamos que o ponto onde a potência de saída para de aumentar linearmente com o aumento da potência de entrada. A partir desse ponto a relação entre a potência de saída e a potência de entrada deixa de ser linear.

Por fim, ao olharmos para a curva da figura 4.4(c) fica clara a dependência da densidade de portadores com a saturação do ganho. Para baixas potências o número de portadores praticamente permanece constante. Conforme aumentamos a potência da luz incidente no amplificador, nota-se uma redução da densidade de portadores gerando uma diminuição na inversão de portadores. Para potências muito altas, como 15 dBm por exemplo, notamos uma saturação logo no início do dispositivo. Além disso, vemos que o número de portadores passa a aumentar bem pouco, devido a uma pequena absorção gerada pela saturação do meio.

Fica claro em todos os casos, também, que estamos tendo um ganho óptico acima da densidade de transparência considerada na simulação. Simulamos agora um amplificador para diferentes correntes de bombeio.

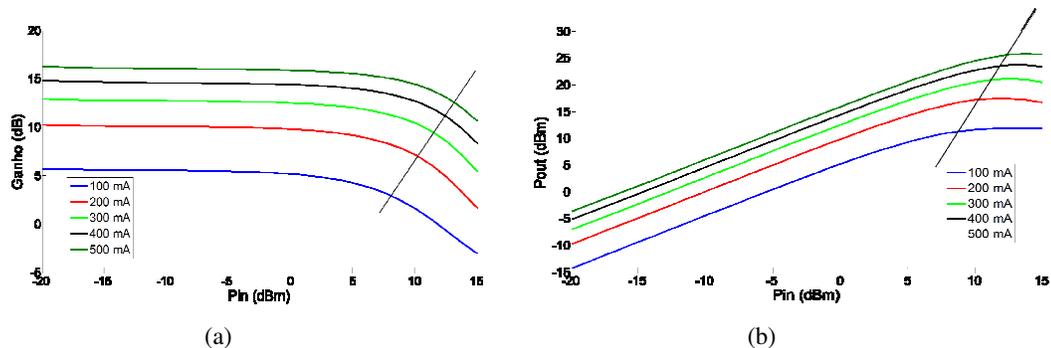


Fig. 4.5: (a) Curva do ganho de um amplificador de 500  $\mu\text{m}$  em função da potência de entrada para diversas correntes de bombeio. (b) Curva da potência de saída da luz em um amplificador de 500  $\mu\text{m}$  em função da potência de entrada para diversas correntes de bombeio.

Com a figura 4.5 notamos que conforme se aumenta a corrente de bombeio de um amplificador há um aumento do ganho do amplificador e um aumento da potência de saturação, que é caracterizada quando o ganho reduz em 3 dB seu valor máximo. Esse resultado está de acordo com o esperado, já que um aumento do bombeio eletrônico implica no aumento de portadores na cavidade. Em conjunto com esse resultado, também podemos observar as curvas das potências de saída que seguem a mesma tendência: aumenta linearmente até atingir um valor fixo, que é quando o ganho satura. Em uma situação na qual a saturação do ganho fosse muito alta, a potência de saída poderia atingir um máximo e começar a decrescer.

Também simulamos curvas de ganho e de potência de saída em função da potência de entrada para cavidade de tamanhos diferentes, conforme figura 4.6.

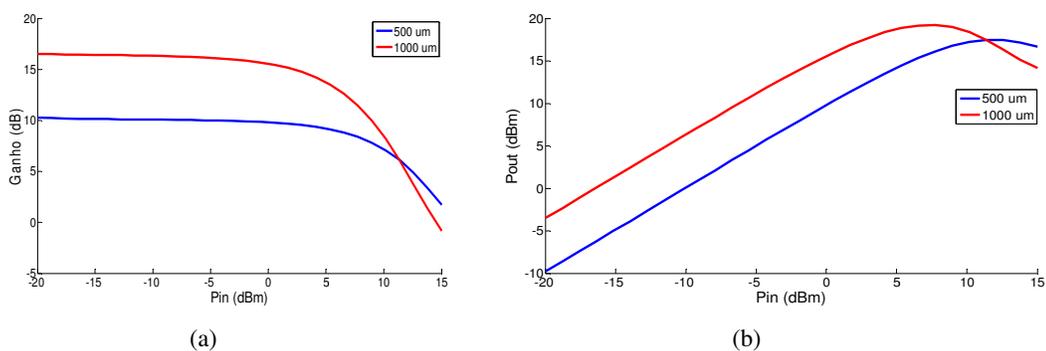


Fig. 4.6: (a) Curva do ganho do amplificador em função da potência de entrada com bombeio de 200 mA para dois comprimentos de cavidades. (b) Curva da potência de saída em função da potência de entrada com bombeio de 200 mA para dois comprimentos de cavidades.

Para cavidades maiores o ganho do amplificador alcançado é maior, pois o pulso a ser amplificado percorre uma distância maior, e depende exponencialmente da distância percorrida. Porém, a potência de saturação para cavidades maiores é menor, porque temos a mesma quantidade de portadores distribuídos em um espaço maior, o que reduz o excesso de portadores ao longo do guia com a amplificação e causam a saturação do ganho óptico.

O modelo proposto para realizar a simulação dos dispositivos funciona e tem fundamento físico, como vimos pelos resultados obtidos. Sendo assim, passaremos a, de fato, simular amplificadores ópticos de semicondutores com multi-contatos.

### 4.3 Amplificador Óptico de Semicondutor com Multi-contatos

Para a simulação de duas cavidades utilizamos os mesmos dados da tabela 4.1. Em nossa simulação, consideraremos 3 cavidades em série. A primeira cavidade é um amplificador bombeado por  $I_1$ , a segunda, não bombeada, é apenas uma região intermediária de isolamento entre os contatos ( $20\ \mu\text{m}$  de comprimento), mas que tem o guia de onda intacto e a terceira, outro amplificador bombeado pela corrente  $I_2$ . A figura 4.7 mostra o esquema de como é o dispositivo proposto.

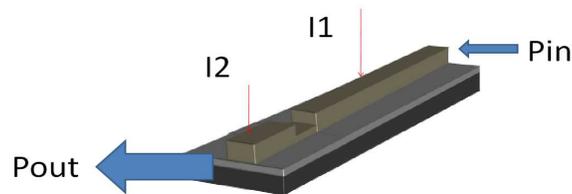


Fig. 4.7: Esquema de um amplificador óptico de semicondutor a ser simulado via equações de taxa acopladas.

As condições de contorno são as mesmas das empregadas para o amplificador comum, considerando uma associação sequencial de amplificadores que implica em que:

- A potência de saída em cada uma das cavidades é considerada como a potência de entrada na cavidade seguinte. Não há problemas de descontinuidade entre os contatos por que o corte na cavidade para isolar

os dois contatos é feito somente até uma parte da mesa, sem atingir o guia de ondas.

Como queremos ver a variação do ganho do amplificador em função da potência de entrada da luz na cavidade e em função da corrente injetada na segunda cavidade, achamos melhor fazer mapas de contorno do ganho do amplificador. Além disso, gostaríamos de mostrar a variação da linearidade do amplificador para diferentes correntes. Para isso também apresentaremos mapas de contorno da derivada do ganho do amplificador com relação à potência de entrada. Esse valor tem um máximo em zero, quando o ganho não varia com a potência de entrada e vai decrescendo, quanto maior for a variação do ganho com a potência de entrada. Quando essa variação for nula temos uma condição linear do ganho. A partir do momento em que esse valor diminui, estamos aumentando a não-linearidade do dispositivo.

Mostraremos essas curvas para três situações distintas. Na primeira delas temos a primeira cavidade grande e a segunda cavidade pequena. Na segunda as duas cavidades são de tamanhos comparáveis. Na última, a primeira cavidade é menor que a segunda. A injeção do sinal a ser amplificado sempre se dará na primeira cavidade, que possui um bombeio eletrônico constante de 250 mA.

**Condição 1:**  $L_1 = 1000 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 250 \mu\text{m}$ ,  $I_1 = 250 \text{ mA}$  e  $I_2 = 0$  a  $400 \text{ mA}$

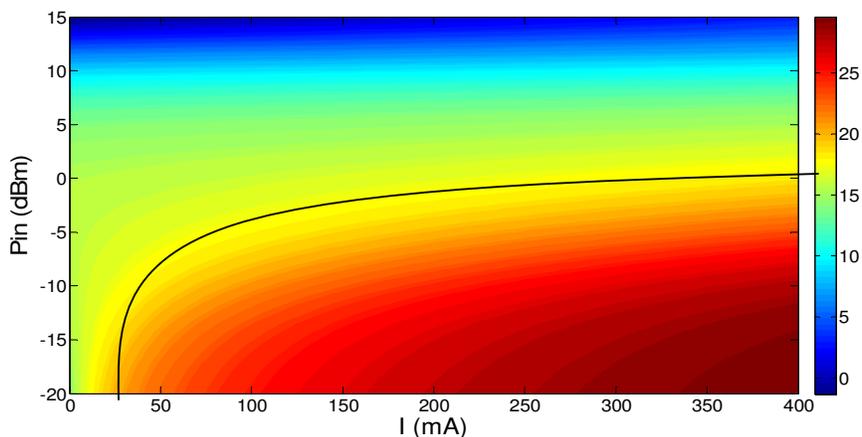


Fig. 4.8: Mapa do ganho em função da potência de entrada da luz e da corrente injetada na segunda cavidade de um amplificador com multi-contatos com  $L_1 = 1000 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 250 \mu\text{m}$  e  $I_1 = 250 \text{ mA}$ . O mapa de cores mostra o valor do ganho.

A figura 4.8 mostra que o ganho do amplificador é maior quanto maior a quantidade de corrente injetada, como é de se esperar já que há mais portadores, e, maior quanto menor a potência de entrada, já que a cavidade está menos saturada. A curva preta na figura mostra uma linha de ganho constante. Quanto mais vertical essa linha, mais linear o amplificador (menos saturado), ou seja, para uma corrente constante na segunda cavidade, podemos aumentar a potência de entrada por mais tempo sem observar saturação do ganho.

Para entender melhor a variação do ganho com a potência da luz injetada na cavidade,  $P_{\text{entrada}}$ , traçamos um mapa de contorno que mostra as curvas de variação do ganho com a potência de entrada,  $dG/dP_{\text{entrada}}$  que nos permitem buscar o controle da saturação desejado nesse projeto. A curva encontra-se na figura 4.9. A barra de cores ao lado dessas figuras indica essa variação, sendo que um valor mais próximo de zero mostra um ganho linear, enquanto que os valores mais distantes de zero indicam um ganho cada vez mais saturado. Os valores negativos são porque conforme aumentamos a potência de entrada o ganho diminui, conforme mostram todos os gráficos de simulação anteriores.

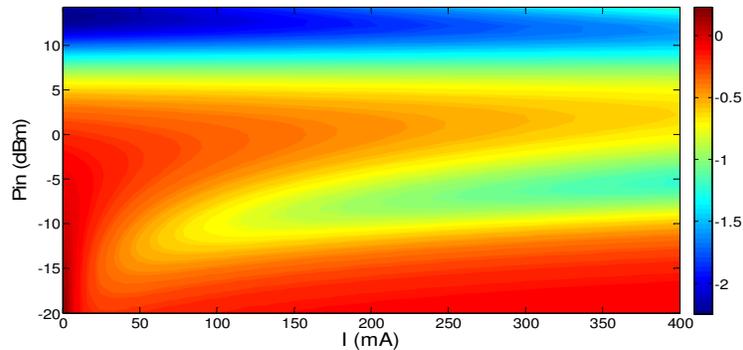


Fig. 4.9: Curva da variação do ganho com a potência de entrada no dispositivo em função da própria potência de entrada e da corrente injetada na segunda cavidade para um amplificador com multi-contatos com  $L_1 = 1000 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 250 \mu\text{m}$  e  $I_1 = 250 \text{mA}$ . O mapa de cores mostra o grau de linearidade do amplificador.

Analisando a curva diferencial da figura 4.9 notamos que para baixas potências ópticas de entrada e pouca corrente injetada na segunda cavidade o ganho é bem linear, não havendo quase variação. O que está de acordo com o proposto para a curva de ganho da figura 4.6. Estamos em uma região onde a linha da curva é praticamente

vertical. Além disso, para essa mesma região de potência (-15 a 0 dBm), podemos deixar o ganho não-linear injetando corrente, chegando até a uma saturação do ganho de aproximadamente -1.3dB/1dBm inserido na cavidade.

Outro resultado observado, é que, para uma corrente fixa na segunda cavidade, de 300 mA por exemplo, ao aumentarmos a potência óptica de entrada no amplificador, o ganho passa por regiões lineares (baixa potência), vai até regiões não-lineares (potências medianas), mas volta para uma região linear novamente (altas potências). Essa volta para uma região linear não era esperado, como mostrado em simulações de amplificadores normais. De alguma forma, estamos perturbando o sistema e a curva de ganho em função da potência de entrada não é descrita por algo muito linear, apresentando oscilações que ficam explícitas nesse mapa de variação do ganho com a potência de entrada.

**Condição 2:**  $L_1 = 1000 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 750 \mu\text{m}$ ,  $I_1 = 250 \text{ mA}$  e  $I_2 = 0$  a  $400 \text{ mA}$

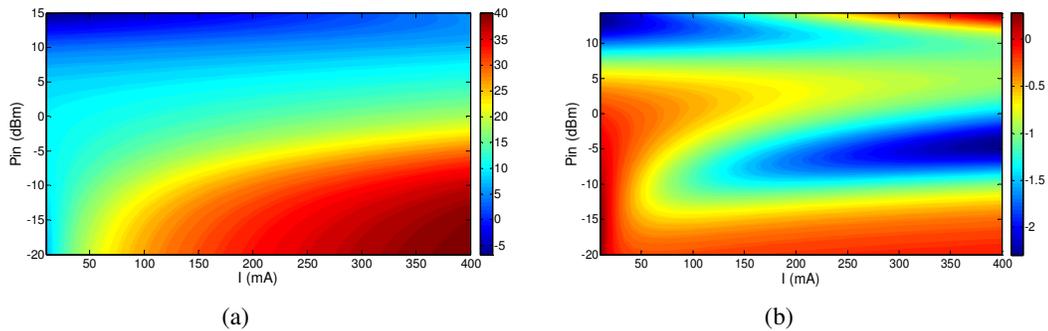


Fig. 4.10: Simulação de um amplificador com multi-contatos com  $L_1 = 1000 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 750 \mu\text{m}$  e  $I_1 = 250 \text{ mA}$ . (a) Mapa do ganho em função da potência de entrada da luz e da corrente injetada na segunda cavidade. O mapa de cores mostra o valor do ganho. (b) Curva da variação do ganho com a potência de entrada no dispositivo em função da própria potência de entrada e da corrente injetada na segunda cavidade. O mapa de cores mostra o grau de linearidade do amplificador

Com o aumento da segunda cavidade conseguimos obter um ganho maior dado um maior comprimento percorrido pelo pulso sendo amplificado. Também aumentamos a não-linearidade do ganho para a faixa de baixa potência e alta corrente (-15 a 0 dBm e 150 a 400 mA). Para uma alta potência, da ordem de 15 dBm, com um bombeio na segunda cavidade de 400 mA porém, temos um ganho linear. Também notamos que o

ganho para uma corrente fixa alta alterna entre linear e não-linear mais de uma vez quando aumentamos a potência óptica de entrada, como no caso anterior.

**Condição 3:**  $L_1 = 250 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 500 \mu\text{m}$ ,  $I_1 = 250 \text{ mA}$  e  $I_2 = 0$  a  $400 \text{ mA}$

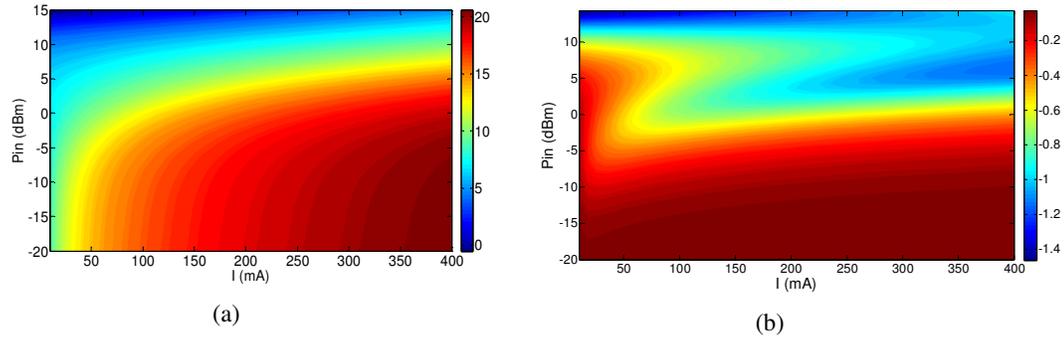


Fig. 4.11: Simulação de um amplificador com multi-contatos com  $L_1 = 250 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 500 \mu\text{m}$  e  $I_1 = 250 \text{ mA}$ . (a) Mapa do ganho em função da potência de entrada da luz e da corrente injetada na segunda cavidade. O mapa de cores mostra o valor do ganho. (b) Curva da variação do ganho com a potência de entrada no dispositivo em função da própria potência de entrada e da corrente injetada na segunda cavidade. O mapa de cores mostra o grau de linearidade.

Quando a primeira cavidade é menor, notamos que o ganho tende a saturar menos, como mostra muitas linhas verticais na curva de ganho e uma grande região vermelha ( $dG/dP_{\text{entrada}} = 0$ ) no mapa de variação do ganho. Isso é efeito da cavidade menor dar um ganho relativamente alto sem tempo de saturação, chegando à segunda cavidade que é maior, também temos menos efeitos de saturação. Para altas potências altas, acima de  $0 \text{ dBm}$  voltamos a ter um controle da saturação do meio, porém é uma região tão saturada que o ganho é muito baixo. Mas isso pode ser um bom ponto no caso de buscarmos efeitos não-lineares em amplificadores ópticos de semicondutores como chaveamento óptico ultra-rápido e mistura de quatro ondas.

Essas curvas foram utilizadas para ilustrar a possibilidade do controle da saturação. Observamos que o maior controle com ganho do amplificador alto é obtido somente para baixas potências. Mesmo assim, quando o ganho é baixo e temos controle da saturação, podemos utilizar o dispositivo para geração de fenômenos não-lineares inserindo pulsos de alta potência no amplificador. Isso tudo corrobora nossa hipótese de que o acréscimo de portadores em outra cavidade eletricamente independente da

primeira cavidade pode dar um controle da linearidade do meio com ganho, garantindo um controle externo da saturação e aplicação do dispositivo.

Mostrando os resultados de simulação, passamos à etapa de fabricação e caracterização dos amplificadores ópticos com multi-contatos para controle da potencia óptica de saturação (ou controle da saturação do ganho).

## Referências

- 
- <sup>1</sup> J.-H. Fehr, M.-A. Dupertius, T. P. Hessler, L. Kappei, D. Marti, P. E. Selbman, and B. Deveaud, “*Direct observation of longitudinal spatial hole burning in semiconductor optical amplifiers with injection*”, Appl. Phys. Lett. 78, 4079, 2001.
- <sup>2</sup> C. L. Xu, W. P. Huang, M. S. Stern, and S. K. Chaudhuri. “*Full-vectorial Mode Calculations by Finite Difference Method*”. IEE Proc. Opt., Vol. 141, No 5, pp.: 281, 1994.
- <sup>3</sup> T. E., Murphy, Design, *Fabrication and Measurement of Integrated Bragg Grating Optical Filters*; Ph.D. Thesis; MIT; 2001.
- <sup>4</sup> Y. Yamamoto, *Coherence, Amplification and Quantum Effects in Semiconductor Lasers*, New York: Wiley-Interscience, 1991.
- <sup>5</sup> U. Koren, B. I. Miller, T. L. Koch, G. Eisenstein, R. S. Tucker, I. Bar-Joseph, and D. S. Chemla, “*Low loss InGaAs-InP multiple quantum well optical electroabsorption waveguide modulator*,” Appl. Phys. Lett., vol. 51, pp. 1132-1134, 1987.
- <sup>6</sup> S. Adachi, “*Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, and In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>*”, J. Appl. Phys. 66, 6030, 1989.
- <sup>7</sup> C. Y. J. Chu and H. Ghafouri-Shiraz, “*A Simple Method to Determine Carrier Recombinations in a Semiconductor Laser Optical Amplifier*”, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 5, NO. 10, Oct. 1993.
- <sup>8</sup> B.W. Hakki, T.L. Paoli, “*Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers*”. Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey. 1974.

## **Capítulo 5: Fabricação e Caracterização de Amplificadores Ópticos de Semicondutores com Multi-contatos.**

Neste último capítulo apresentaremos as etapas de fabricação do amplificador óptico de multi-contatos. Considerando a grande semelhança entre a fabricação deste dispositivo e a do laser, descrita no capítulo 3, apresentaremos somente as etapas extras necessárias. Subseqüentemente, descreveremos a bancada de medidas. Finalizaremos o capítulo apresentando os resultados e a análise da caracterização dos dispositivos.

### **5.1 Fabricação de amplificadores ópticos com multi-contatos**

A fabricação dos amplificadores ópticos de multi-contatos difere da fabricação do laser de semicondutor somente em dois aspectos: a necessidade de eliminar o desenvolvimento de ressonâncias entre as faces do dispositivo e a necessidade de isolamento elétrico entre as sub-cavidades.

Com o intuito de destruímos as ressonâncias no dispositivo, temos duas opções: utilizar camadas anti-refletoras ou então inclinar os guias com respeito às faces por um ângulo de 5 a 10 graus. Apesar de termos desenvolvido a calibração do processo de deposição de camadas anti-refletoras descrita no apêndice A3, decidimos optar pela técnica de inclinação dos guias. Isto se deu devido à dificuldade de manuseio das barras com larguras sub-milimétricas no sistema de evaporação (deposição de camadas em uma barra com espessura da ordem de 100  $\mu\text{m}$ ). No futuro pretendemos combinar as duas técnicas. A figura 5.1 mostra um desenho esquemático da vista superior de como seria um guia inclinado.

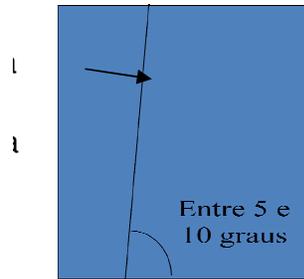


Fig. 5.1: Mesa que forma o guia de onda processada inclinada para evitar reflexões dentro da cavidade.

Os contatos segmentados para injeção da corrente no dispositivo foram obtidos da seguinte forma. Como as máscaras para metalização que utilizamos possuem contatos com comprimentos de 250, 500, 750 e 1000  $\mu\text{m}$  de comprimento, nessa sequência, e espaçados entre si de 20  $\mu\text{m}$ , escolhemos elas para fazer os multi-contatos. Sendo assim, para inserirmos os multi-contatos no amplificador, utilizamos as máscaras de metalização antes da deposição do nitreto de silício. Realizamos uma fotogravação negativa<sup>1</sup> para passar sobre a amostra o padrão dos contatos, conforme figura 5.2.

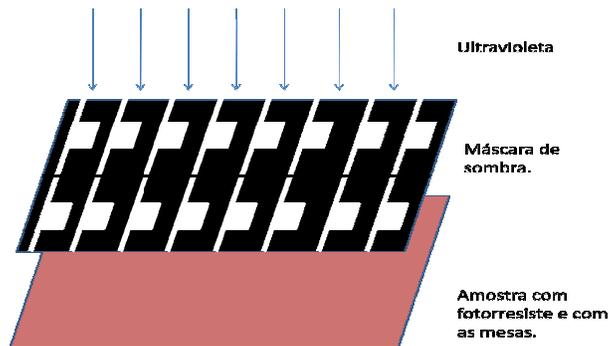


Fig. 5.2: A figura mostra a máscara de metalização com os multi-contatos sobre a amostra com fotorresiste. Sob o fotorresiste as mesas já estão definidas.

A fotogravação negativa consiste em utilizar um fotorresiste negativo, que faz o oposto da fotogravação positiva. O fotorresiste exposto ao ultravioleta é o que ficará sobre a amostra após a revelação. Para realizar esse processo depositamos o fotorresiste AZ-5214E sobre a amostra. Colocamos a amostra no *spinner* com rotação de 4000 rpm por 40 segundos. A amostra é então levada a uma placa quente a 90 °C por 4 minutos para remoção do solvente. Realiza-se a fotogravação com a máscara descrita na figura 5.2 onde a exposição foi de 16 segundos para quebrar as ligações do polímero que constitui o fotorresiste. Novamente a amostra é colocada sobre uma placa quente, mas

agora a 110 °C por 1 minuto e 45 segundos para realizar o *cross-link* das ligações que foram quebradas, que consiste em reatar as ligações quebradas pela exposição, dessa vez deixando elas insensíveis ao ultravioleta. A amostra é exposta ao ultravioleta por 40 segundos, dessa vez sem máscara de sombra. A essa etapa do processo dá-se o nome de *flood*, e ele faz com que as ligações que não foram quebradas anteriormente se quebrem. Finalmente utilizamos o revelador MF-315 para obter o padrão desejado, que será o inverso da máscara utilizada.

Realizamos então a corrosão com a solução do InGaAs-p e do InP-p da mesma forma descrita no processo de fabricação de lasers, porém corroemos até uma altura de 2.3  $\mu\text{m}$ , para não chegarmos à região ativa da estrutura. Isso poderia afetar as condições de contorno do guia de ondas afetando o guiamento/confinamento da luz.

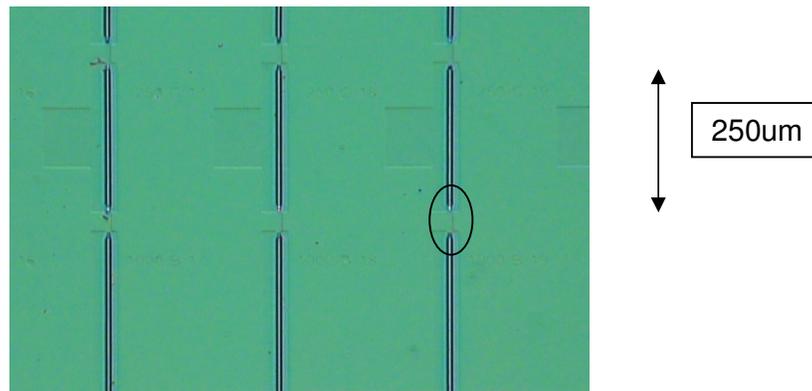


Fig. 5.3: Micrografia da amostra vista de cima após a abertura do nitreto de silício sobre as mesas.

A figura 5.3 mostra que as mesas estão separadas e que o ataque químico foi realizado com um tempo que não fosse suficiente para chegar à região ativa (na oval preta vê-se continuidade do guia), o que poderia gerar uma descontinuidade no guia de ondas, alterando o guiamento/confinamento da luz. Subseqüentemente continuamos o processo normalmente, depositando o nitreto de silício, abrindo as janelas para injeção de portadores, depositando o polímero planarizador, removendo o excesso dele sobre a mesa e fazemos a metalização. Assim, temos o processo de fabricação do dispositivo descrito por completo.

Após a fabricação do dispositivo, clivamos a amostra em diversas estruturas diferentes com cavidades de tamanhos diferentes.

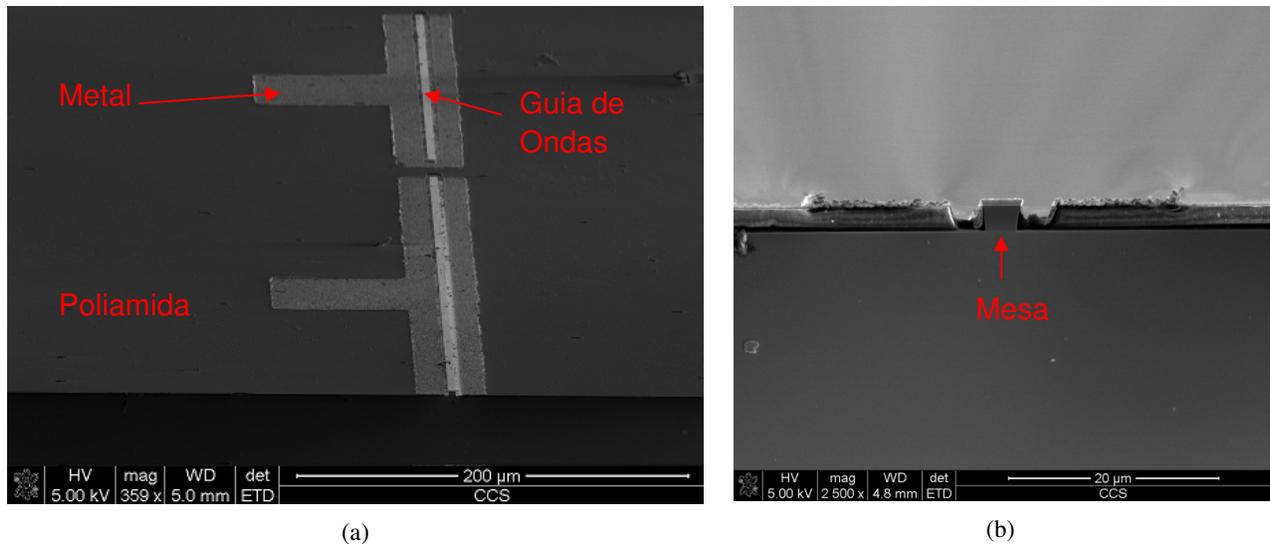


Fig. 5.4: (a) Imagem superior obtida com um microscópio eletrônico. (b) Imagem da seção transversal do dispositivo obtida com um microscópio eletrônico.

A figura 5.4(a) mostra uma vista superior da amostra após a clivagem. A região mais rugosa é o metal depositado sobre o polímero planarizador. Vemos também as três cavidades. Já a figura 5.5(b) mostra a imagem da seção transversal do dispositivo clivado. A altura da mesa é de  $2.73 \mu\text{m}$ , largura superior de  $3.83 \mu\text{m}$  e largura inferior de  $3.03 \mu\text{m}$ . Nota-se que o polímero planarizador ficou mais baixo do que o esperado na região ao redor da mesa, pois a camada de metal está recaindo sobre a lateral da mesa. A justificativa pode ser uma corrosão não isotrópica do polímero planarizador. Apesar da amostra, exceto a mesa, estar protegida por fotorresiste, o plasma de oxigênio utilizado para a corrosão do polímero fez um ataque lateral no mesmo. Isso pode acarretar em efeito não esperados de alta temperatura na região ativa, já que o contato está ligado a ela diretamente.

## 5.2 Bancada de medidas

O principal objetivo de nossa bancada é ter uma base para colocarmos o amplificador sem danificá-lo, com controle de temperatura e espaço para a aproximação de duas lentes que permitem o acoplamento da luz vinda de uma fonte externa com o amplificador e o acoplamento da luz saindo do amplificador e indo para um detector.

Além disso, precisaremos de duas pontas de prova pra injeção de corrente no dispositivo.

Um esquema de nossa montagem encontra-se na figura 5.5.

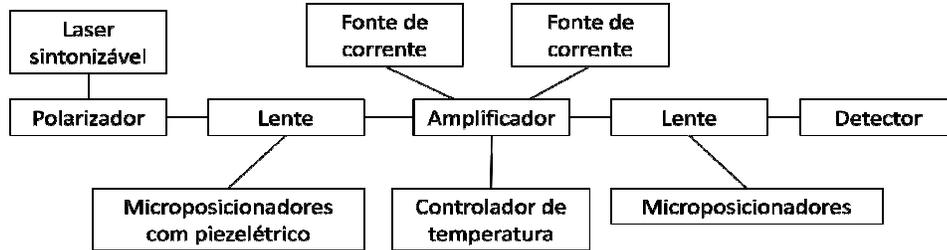


Fig. 5.5: Desenho esquemático da bancada de medidas.

Nossa montagem consiste de uma base refrigerada por um *peltier* que permite a variação da temperatura de 10 a 40 °C. Nossa base consiste de um módulo com quatro furos de 0,5 mm de diâmetro cada, interligados a um sistema de vácuo por um furo maior no centro da peça, com pressão suficientemente baixa para prender os dispositivos sem danificá-los. A largura dele é de 1 mm, que é a largura na qual os lasers e amplificadores serão clivados (para evitar que a luz que entre ou saia do dispositivo não sofra reflexões indesejadas na superfície metálica onde está disposto o amplificador).

Para acoplamento da luz na entrada e na saída do amplificador foram utilizadas duas microlentes de distância focal de 300  $\mu\text{m}$ , cada uma delas acopladas a uma fibra óptica mono-modo que mantém a polarização. Esse conjunto, base para o amplificador e lentes, é mostrado na figura 5.6 abaixo.

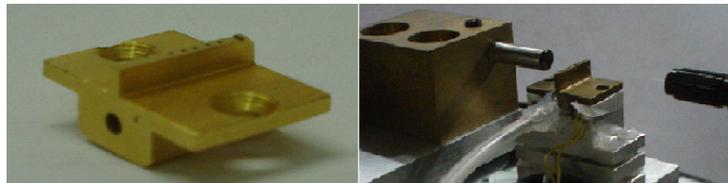


Fig. 5.6: Vemos na figura a peça projetada com os micro-furos e a saída para a bomba de vácuo. Também mostramos uma foto da peça encaixada na montagem com as lentes e o controle de temperatura.

Cada uma das microlentes está sob uma base inserida em um sistema mecânico para movimentação nos 3 eixos, xyz. O sistema ligado à lente da entrada também possui atuadores piezelétricos para melhor precisão no acoplamento da luz de entrada no guia.

Para injetar a corrente nos contatos do dispositivo utilizamos de pontas de provas de Tungstênio com diâmetro de aproximadamente 10  $\mu\text{m}$  cada, fixadas em microposicionadores com movimentação nos três eixos, xyz. As pontas também estavam conectadas a uma fonte de corrente/tensão cada, da marca Keithley modelo 2400.

Como fonte de luz a ser amplificada, utilizamos um laser sintonizável SANTEC MLS-2100, que atua na faixa de 1500 a 1600 nm, com controle da potência óptica de -10 a 10 dBm aproximadamente. A luz proveniente dessa fonte passa por um polarizador óptico antes de ser acoplada pela microlente no guia de ondas. Isso porque nosso guia é muito sensível à polarização, já que a região ativa é constituída de 4 poços quânticos.

A luz oriunda da microlente que capta a luz amplificada saindo da cavidade foi detectada por um fotodetector de InGaAsP da ThorLabs modelo D400F. O sinal foi enviado a um Keithley 2400 para detecção da fotocorrente gerada. Para obtenção do espectro, o detector era trocado por um analisador de espectro óptico HP 7000A e medíamos o espectro saindo do dispositivo com o analisador de espectro óptico.

Toda a aquisição dos dados foi feita utilizando-se de programas em LabView desenvolvidas pelo aluno de mestrado Paulo Felipe Jarschel.

Com o sistema de medida completo, realizamos as medidas de perda por acoplamento no sistema. Utilizamos o laser sintonizado em 1.55  $\mu\text{m}$ , cuja intensidade era medida ponto de conexão após ponto de conexão com um medidor de potência óptica calibrado para esse comprimento de onda. Como resultado, descobrimos que a perda da luz ao passar pelo polarizador é de 2 dB e a perda por acoplamento em cada uma das lentes é de 1.5 dB. Além disso, temos mais 1 dB de perdas na entrada e na saída do guia devido às fibras e acoplamentos utilizados. Em todos os dados experimentais que obtermos, deveremos incluir esses valores. Com isso, temos uma bancada própria e otimizada para caracterização de amplificadores ópticos de semicondutor, que está mostrada na figura 5.7:

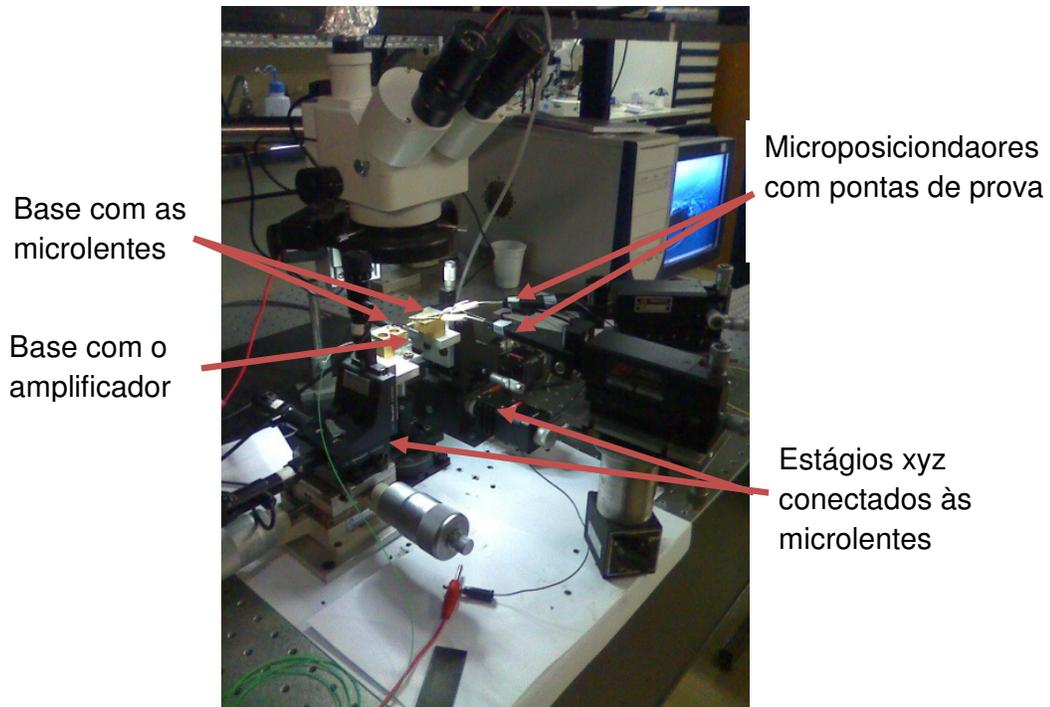


Fig. 5.7: Vista geral da bancada de medidas.

Com essa montagem fizemos as seguintes caracterizações dos dispositivos: curvas IxV, espectro e medida do ganho. Para realização das curvas IxV, posicionamos as pontas de prova nos contatos do dispositivo, aplicamos uma tensão com o Keithley e medimos a corrente gerada com o próprio Keithley. No caso de amplificadores com multi-contatos, ligamos os dois contatos em paralelo.

Para obtenção do espectro, o sinal captado pela microlente na saída do amplificador era obtido com o analisador de espectro óptico.

A terceira caracterização obtida foi do ganho do amplificador. Nessa medida utilizamos um programa de aquisição de dados através do software Labview. A luz do laser era acoplada ao dispositivo, fazíamos um alinhamento para obter o melhor acoplamento, e variávamos a potência do laser medindo a potência da luz que saía do amplificador. Essa medida foi feita para diferentes distribuições de corrente nos contatos dos amplificadores. Com a potência de saída obtínhamos o ganho do dispositivo. Seguimos agora com os resultados.

## 5.3 Caracterização

### 5.3.1 Amplificador óptico de contato único

Para efeito de comparação, iniciamos a caracterização com um amplificador óptico de contato único. Escolhemos um amplificador de 700  $\mu\text{m}$  de comprimento.

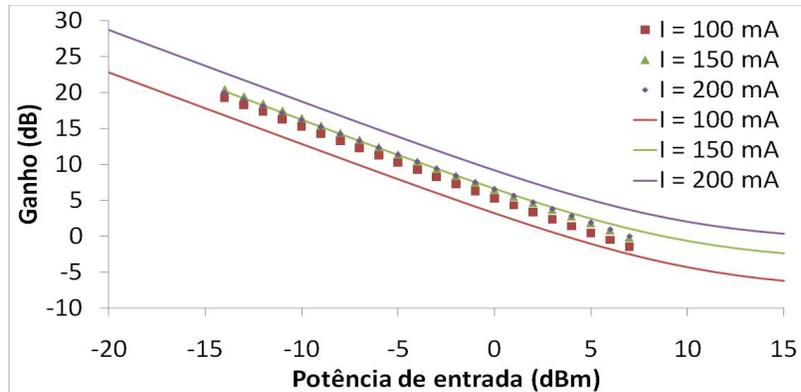


Fig 5.8: Curva do ganho em função da potência de entrada de um laser em 1550nm para três correntes diferentes aplicadas na cavidade. As linhas sólidas indicam as curvas simuladas e os pontos são resultados experimentais.

A figura 5.8 mostra que para qualquer corrente entre 100 e 200 mA o ganho do dispositivo está saturado. Não há diferença significativa do ganho para as 3 correntes aplicadas no experimento, mas teoricamente vemos que cada aumento de 50 mA na injeção aumenta em quase 3 dB, ou seja, dobra o ganho. Qualitativamente, observamos que todas as curvas apresentam a mesma saturação, que pode ser observada pela mesma inclinação de todas as curvas. Essa inclinação é da ordem de 0.75, ou seja, para cada 1 dBm de aumento da potência de entrada o ganho reduz em 0.75 dB.

Há uma possibilidade de o ganho não estar saturado, e estarmos captando apenas a redução da emissão espontânea com o aumento da luz injetada na cavidade, supondo que a emissão espontânea é muito maior do que a potência do laser. Para garantir que a luz captada pelo detector é realmente o sinal amplificado, colocamos um analisador de espectro óptico no lugar do detector e obtivemos os espectros.

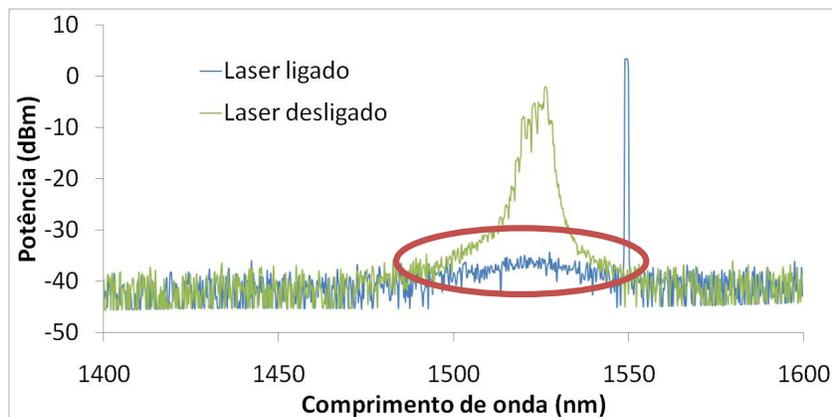


Fig 5.9: Espectro da emissão espontânea do amplificador com bombeio de 100 mA e com o laser desligado (em verde). Em azul temos o espectro do laser (em azul) amplificado ao passar pelo dispositivo e junto vemos a supressão da emissão espontânea, na oval em vermelho. A resolução da largura de linha foi de 1 nm.

A figura 5.9 mostra o amplificador sendo bombeado com 100 mA e claramente nota-se uma emissão espontânea muito alta enquanto o laser está desligado, na curva em verde. Já na curva em azul o laser foi ligado e vemos claramente a amplificação, causada junto com a supressão da emissão espontânea do amplificador, identificada pela oval em vermelho. Esse fenômeno indica que ao acoplarmos a luz no guia ela gera a depleção de portadores que faz reduzir a emissão espontânea. Os próximos portadores que começam a ser depletados geram o ganho ótico do sinal.

Por fim, medimos o ganho para diferentes comprimentos de onda.

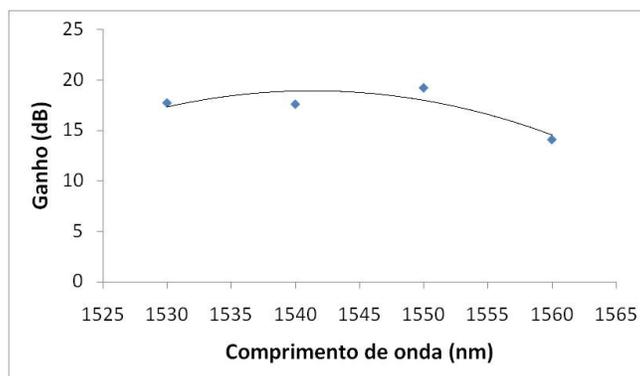


Fig. 5.10: Curva do ganho máximo em função do comprimento de onda para uma corrente de bombeio de 150 mA.

A curva do ganho mostrada na figura 5.10 permite saber que o ganho máximo

está entre 1535 e 1545 nm, que são alguns nanômetros à direita do máximo da emissão espontânea mostrada na figura 5.9. Essa parece ser a região do máximo ganho para nossa dupla heteroestrutura.

Finalizando a caracterização de um amplificador de contato único passamos para o amplificador com multi-contatos.

### 5.3.2 Amplificador óptico com multi-contatos

Utilizamos de um dispositivo com cavidade maior de 700  $\mu\text{m}$  e cavidade menor de 250  $\mu\text{m}$ . A primeira caracterização feita foi das propriedades elétricas do dispositivo, resultado esse obtido através da obtenção da curva de corrente versus tensão aplicada no amplificador. Para realização dessas medidas os contatos foram medidos em paralelo.

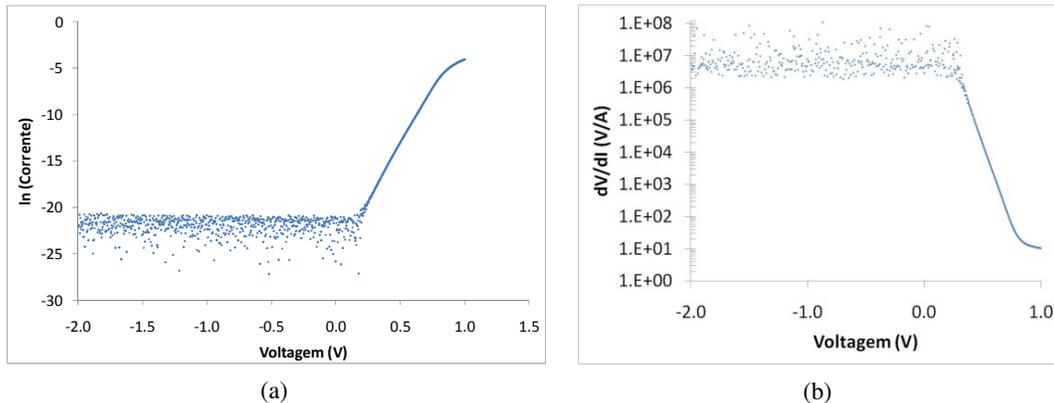


Fig. 5.11: (a) Curva do logarítmico da corrente em função da tensão aplicada no dispositivo. (b) Curva da derivada da tensão com relação à corrente em função da tensão aplicada no dispositivo.

Com a figura 5.11(a) podemos obter o fator de idealidade desse diodo, através do coeficiente angular da curva na parte mais crescente (entre 0.25 e 0.75 V), multiplicado por um fator de  $q/kT$ . Para o nosso diodo obtivemos o valor de 1.67. O fator de idealidade para um diodo comum deve estar contido entre 0 e 1. Quanto mais próximo de 1, mais ideal é o diodo. Já para o caso de diodos emissores de luz, que possuem recombinação e geração de portadores na região de depleção da junção p-n, esse valor deve estar contido entre 1 e 2. Quanto mais próximo de 2, mais ideal é o

diodo, ou seja, mais eficiente é o dispositivo em termos de recombinação de pares elétrons buracos para geração de fótons. A curva da figura 5.11(b) nos dá a resistência em série, quando o diodo está polarizado diretamente, com um valor de  $R_s = 10 \Omega$ , que se mostra um bom diodo. Também obtemos uma corrente de fuga muito baixa, da ordem de 100 nA, também mostrando um bom isolamento entre os contatos elétricos, isolamento esse, dado pelo nitreto de silício e pela poliamida. Realizando a medida das resistências entre os multi-contatos do dispositivo obtemos um valor da ordem de 80 M $\Omega$ , mostrando também um bom isolamento elétrico entre os multi-contatos.

Com relação à caracterização óptica fixamos o comprimento do laser sintonizável em 1530 nm e inserimos a luz na cavidade maior. Fixamos a corrente na primeira cavidade (maior) em 120 mA e variamos a corrente na segunda cavidade (menor), gerando uma variação da fotocorrente detectada na saída da segunda cavidade (menor). O valor de 120 mA foi escolhido com base nas medidas realizadas no amplificador anterior. Vemos que nesse valor o dispositivo já está saturado e não teremos melhoras acima dele.

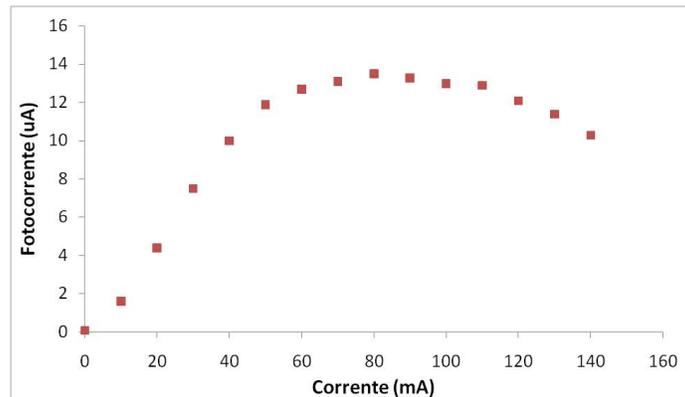
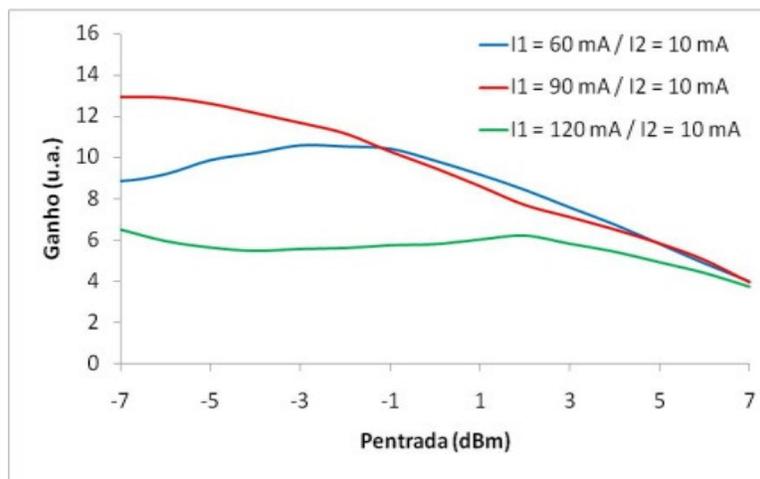


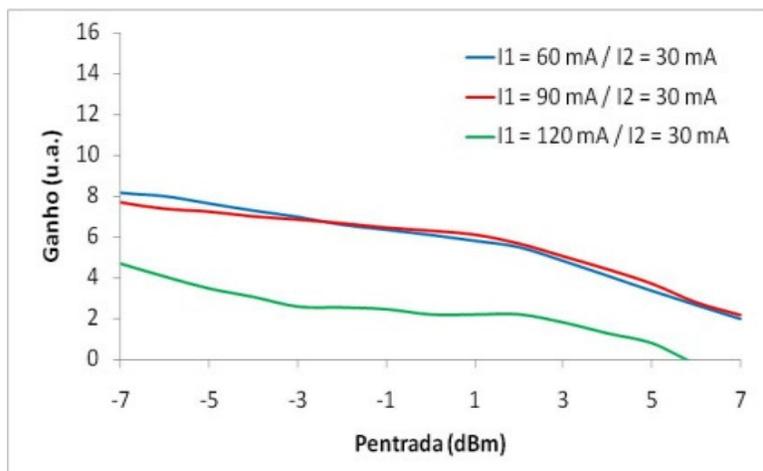
Fig. 5.12: Gráfico da fotocorrente detectada em função da corrente injetada na cavidade menor (saída). A corrente na cavidade maior (entrada) foi constante e de 120 mA.

Com a corrente na primeira cavidade fixa notamos um aumento da fotocorrente gerada com o aumento da corrente inserida na segunda cavidade (pontos em vermelho). Aumentamos o ganho do dispositivo até certo limite. A partir de certo ponto os portadores injetados na segunda cavidade não são mais suficientes para eliminar a saturação do ganho gerada na primeira cavidade. Essa será a corrente limite a ser inserida na cavidade menor do dispositivo, de 250  $\mu\text{m}$ .

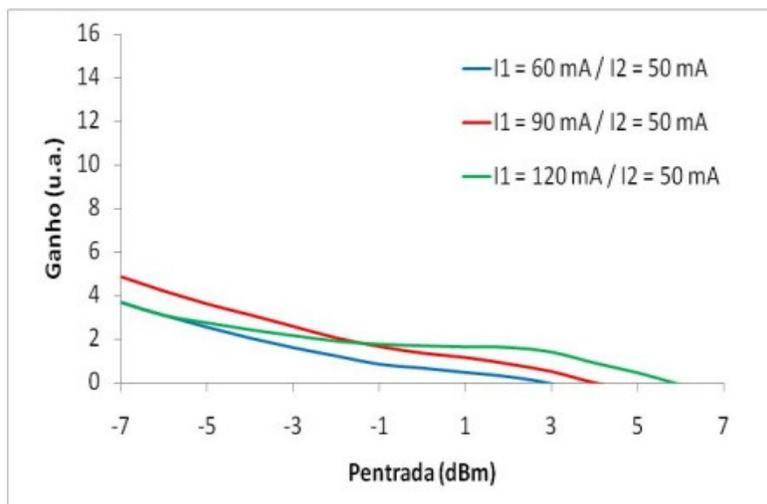
Para medida do ganho óptico também fixamos o laser sintonizável no comprimento de onda de 1530 nm, região de maior ganho para nossa estrutura. Para a cavidade maior inserimos correntes de 60, 90 e 120 mA. Na cavidade menor inserimos correntes de 10, 30 e 50 mA. Há duas possibilidades de acoplamento da luz no guia, pela cavidade maior ou pela cavidade menor. Realizamos as duas medidas, mas em ambos os casos o ganho apresentado estará em escala arbitrária. Isso porque não garantimos o bom acoplamento da luz saindo do guia com a microlente, já que esta última não foi posicionada na saída do guia com atuadores piezelétricos. Mas como a luz que entra na cavidade foi posicionada com atuadores piezelétricos, garantimos ao menos o comportamento da variação do ganho com a potência de entrada da luz inserida no guia. Primeiramente inserimos a luz no guia pela cavidade menor, de 250  $\mu\text{m}$ .



(a)



(b)



(c)

Fig. 5.13: Em todas as curvas a corrente na primeira cavidade (menor) foi mantida fixa e igual a 10, 30 e 50 mA, nas figuras 5.13(a), (b) e (c), respectivamente.

Observando a figura 5.13(a), notamos que para correntes mais baixas na cavidade maior (de saída), 60 e 90 mA, tenho um ganho saturado, proveniente da primeira cavidade com baixa corrente. Apenas com uma corrente mais alta, de 120 mA, conseguimos começar a compensar os efeitos da cavidade menor (entrada) e deixar o ganho um pouco mais linear, porém com um custo alto no valor amplificado. Não conseguimos explicar o efeito da barriga na curva azul da figura, para uma corrente de 10 mA.

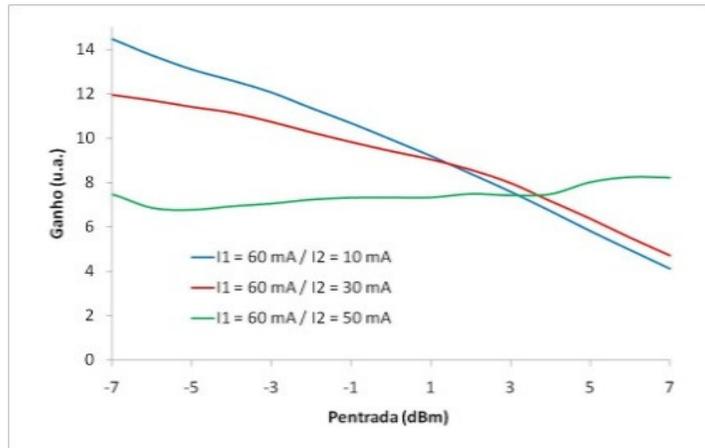
Aumentando a corrente na primeira cavidade para 30 mA, figura 5.13(b), vemos que não há mudanças significativas na linearidade do ganho mas o ganho em si é reduzido. Quando a corrente na segunda cavidade passa a 120 mA, o ganho fica extremamente saturado e muito baixo.

Por último, quando aumentamos muito a corrente na primeira cavidade, para 50 mA conforme figura 5.13(c), vemos que o meio já está muito saturado e praticamente a segunda cavidade não tem efeito nenhum sobre os efeitos gerados na primeira.

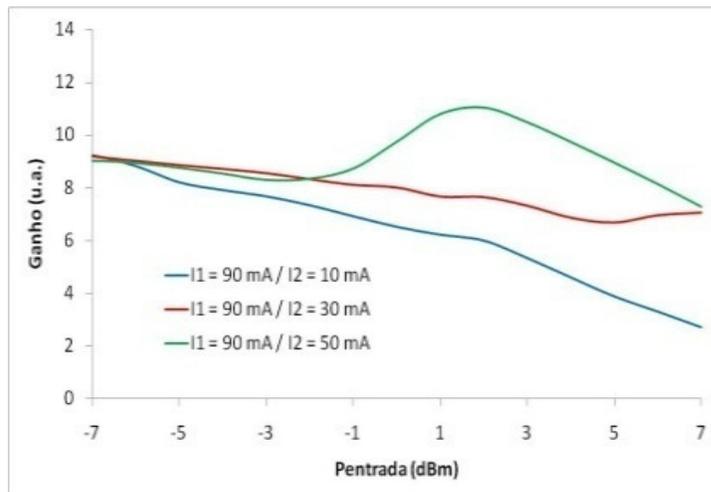
Esses resultados indicam que o fato de a primeira cavidade ser menor, ela não consegue dar um ganho alto para o sinal. Esse sinal chega com baixa potência na segunda cavidade, que por ser grande é responsável por toda a saturação do ganho.

Além disso, como mostramos nas curvas de ganho de um amplificador de contato único, o ganho do dispositivo já está saturado para essas correntes. Sendo assim a segunda cavidade (maior) parece não compensar os efeitos da primeira cavidade (menor).

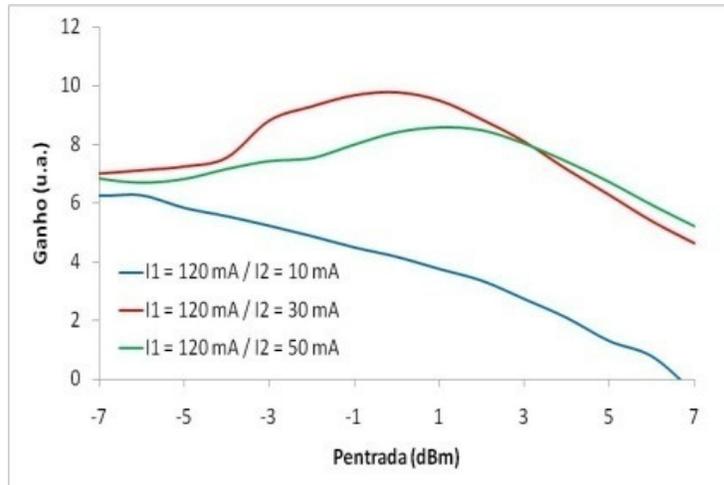
Agora faremos o contrário, inserindo a luz pela cavidade maior do amplificador, de  $700 \mu\text{m}$ .



(a)



(b)



(c)

Fig. 5.13: Em todas as curvas a corrente na primeira cavidade (menor) foi mantida fixa e igual a 10, 30 e 50 mA, nas figuras 5.13(a), (b) e (c), respectivamente.

Em todas as curvas a corrente na primeira cavidade (maior) foi mantida fixa e igual a 60, 90 e 120 mA, nas figuras 5.14(a), (b) e (c), respectivamente.

Na figura 5.14(a) vemos que quando temos uma corrente baixa na primeira cavidade, 60 mA, a luz de entrada praticamente não apresenta um ganho significativo devido à baixa densidade de portadores e temos um ganho saturado, que só decai com o aumento da potência de entrada, tanto a para a injeção de 10 ou 30 mA na segunda cavidade. Só com o aumento significativo da corrente na segunda cavidade, para 50 mA, é que parece que conseguimos gerar um ganho quase linear ao sinal e compensar um pouco da saturação gerada, porém o ganho é mais baixo do que nas outras condições.

Quando aumentamos a corrente na primeira cavidade para 90 mA, figura 5.14(b), diminuimos a saturação gerada pela primeira cavidade, mas 10 mA na segunda cavidade (menor) ainda é pouco e o ganho fica saturado. Com o aumento da corrente na segunda cavidade (menor) para 30 mA conseguimos compensar parte do efeito da saturação (observando uma menor inclinação da curva). Aumentando a corrente na segunda cavidade para 50 mA voltamos a um estado de saturação após -1 dBm de potência de entrada. Antes disso temos um comportamento inesperado que mais à frente comentaremos.

Novamente aumentando a corrente na primeira cavidade para 120 mA, figura 5.14(c), vemos o mesmo efeito descrito acima. Aumentando a corrente na segunda cavidade (menor) aumentamos um pouco da linearidade, mas com o custo de redução do ganho.

Em todos os casos vemos que com uma corrente de 10 mA na segunda cavidade o ganho sempre é baixo e saturado. Além disso, em algumas curvas observa-se um crescimento inesperado do ganho, como aquele a partir de -1 dBm na curva verde da figura 5.13(b). Ainda não conseguimos entender o que pode estar gerando esse efeito. A hipótese inicial seria que está havendo uma emissão espontânea do amplificador muito maior ou da ordem da potência de entrada do laser. Somente a partir dessa potência de entrada, da ordem de -1 dBm é que o laser estaria suprimindo a emissão espontânea do dispositivo. Para isso, novamente utilizamos o analisador de espectro óptico para observar o efeito da supressão da emissão espontânea junto a amplificação do laser.

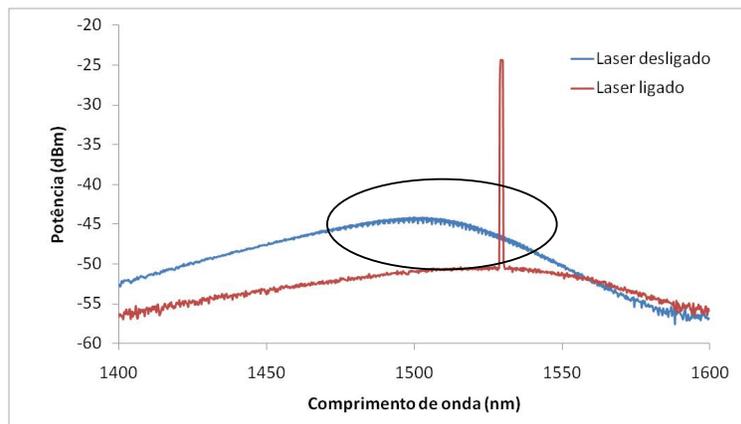


Fig. 5.15: Espectro da emissão espontânea do amplificador com bombeio de 90 mA na cavidade maior e 50 mA na cavidade menor e com o laser desligado (em vermelho). Em azul temos o espectro do laser (em azul) amplificado ao passar pelo dispositivo e junto vemos a supressão da emissão espontânea, na oval em vermelho.

A figura 5.15 mostra a curva da emissão espontânea em conjunto com o laser a suprimindo, indicando que estamos acima da emissão espontânea cerca de 25 dB e não precisamos nos preocupar tanto com ela, pelo menos em questão ao efeito desconhecido nas curvas experimentais. Porém isso deixa em aberto o efeito que se mostrou presente em algumas curvas.

Tentamos então explicar esse efeito observando o comportamento da emissão espontânea do amplificador com a variação da corrente injetada nos contatos do dispositivo.

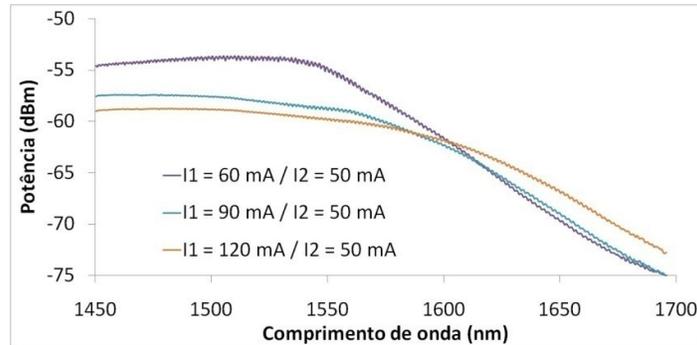


Fig. 5.16: Curvas de emissão espontânea captadas pela cavidade menor, com corrente constante na cavidade menor e com três correntes diferentes na cavidade maior.

Com as curvas de emissão espontânea da figura 5.16, vemos que com o aumento da corrente na primeira cavidade há um decréscimo da emissão espontânea junto com o deslocamento da mesma para a direita. O que pode gerar esse efeito é o aumento da temperatura com a injeção de corrente, gerando uma redução da eficiência quântica e conseqüentemente uma redução da emissão espontânea<sup>3,4</sup>. Isso explica porque com uma corrente mais baixa na primeira cavidade, de 60 mA, temos um ganho maior, que apesar de ficar mais linear com correntes maiores, acaba se tornando menor, já que o efeito da temperatura sobre a eficiência parece prevalecer. Mas ainda assim deixamos em aberto o comportamento inesperado em algumas das curvas.

Como último resultado, faremos uma comparação entre dois conjuntos de medidas com as simulações desenvolvidas, com relação à saturação do ganho apenas, já que não possuímos um valor absoluto de ganho. Isso será feito mostrando os mapas de contorno da variação do ganho com relação à potência de entrada nas faixas de interesse, de -7 a 7 dBm e 10 a 50 mA na segunda cavidade. Apresentaremos as comparações apenas quando a luz foi injetada na cavidade maior, o que nos apresentou um resultado melhor.

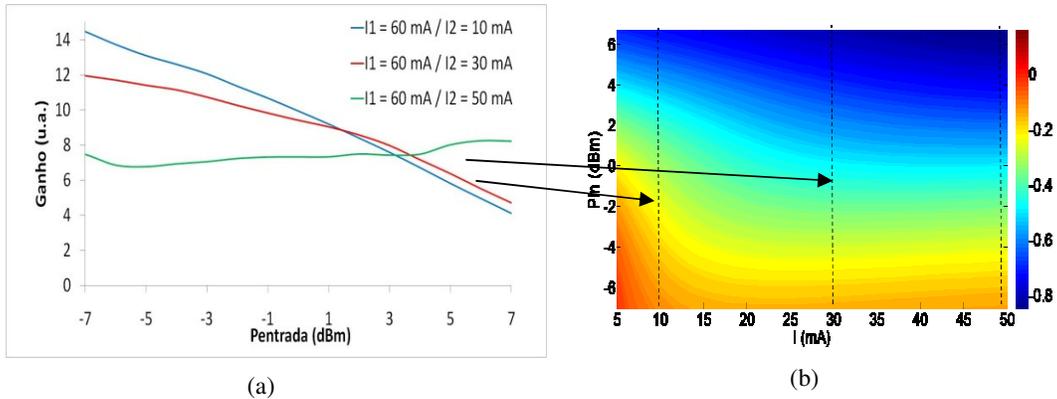


Fig.5.17: (a) Curvas experimentais do ganho em função da potência de entrada no dispositivo com variação da corrente na cavidade de saída (menor). (b) Mapa de contorno da derivada do ganho com relação a potência de entrada no dispositivo para diferentes correntes na segunda cavidade e diferentes potências de entrada.

A figura 5.17(a) já foi mostrada anteriormente e mostra o ganho para uma corrente de 60 mA na primeira cavidade e três correntes diferentes na segunda cavidade. Observando na linha pontilhada em 10 mA, na figura 5.17(b) vemos que com o aumento da potência de entrada o ganho tende a saturar cada vez mais, o que é visto pelo aumento da derivada do ganho com relação a potência de entrada. Esse mesmo comportamento é mostrado pela linha em azul na figura 5.18(a), com uma corrente de 10 mA na segunda cavidade. Além disso, vemos o mesmo comportamento com a linha vermelha, que indica 30 mA na segunda cavidade, e está com uma linha pontilhada na curva de contorno da derivada do ganho mostrando o mesmo aumento da saturação. Para a curva em verde, não conseguimos identificar um comportamento linear nessa faixa de corrente nas curvas da derivada do ganho.

A seguir comparamos outra curva teórica com um resultado experimental.

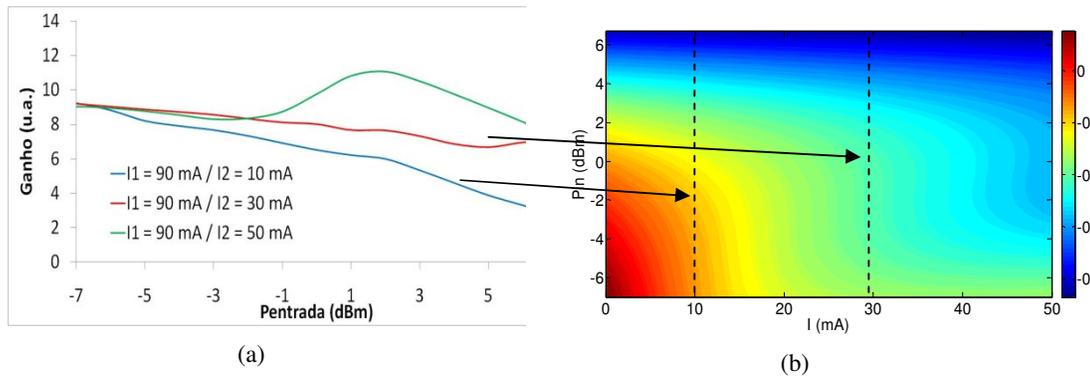


Fig. 5.18: (a) Curva experimental do ganho em função da potência óptica de entrada para diferentes correntes injetadas na cavidade menor. (b) Curva experimental da dependência do ganho com a potência de entrada em função da própria potência de entrada para diversas correntes na cavidade menor.

Na figura 5.18(b), podemos ver que há uma tendência qualitativa seguida pelas duas figuras. Para uma corrente baixa na segunda cavidade, de 10 mA por exemplo (curva em azul), vemos que o ganho passa a depender cada vez mais da potência de entrada, o que também é mostrado na linha pontilhada em 10 mA da figura 5.18(b). Quando aumentamos a corrente na segunda cavidade para 30 mA (curva em vermelho), a saturação do ganho diminui e fica constante em uma larga faixa de potências de entrada, resultado esse que também está descrito no mapa de contorno na linha tracejada em 30 mA na figura 5.18(b). Já quando aumentamos novamente a corrente na segunda cavidade para 50 mA observamos que o ganho volta a cair cada vez mais com o aumento da potência de entrada e não obtemos o mesmo comportamento teórico.

Infelizmente essa comparação não permite um resultado quantitativo por problemas de alinhamento no sistema. Mas mesmo assim, mostramos, tanto teoricamente como experimentalmente, que é possível utilizar uma cavidade menor após uma cavidade maior para obter certo controle da potência de saturação e conseqüentemente da saturação do ganho. As medidas foram realizadas em uma pequena faixa de potências de entrada (14 dBm) e em uma pequena faixa de correntes (60 a 120 mA para cavidades maiores e 10 a 50 mA para cavidade menores).

Todas as curvas que mostram uma corrente de 50 mA na segunda cavidade não casam com a teoria. Nossa justificativa é o efeito da temperatura novamente. O aumento da temperatura pode estar gerando um desalinhamento do *gap* de energia da região ativa e mesmo aumentando o efeito Auger, que não foi considerando em nosso modelo. Além

disso, com o desalinhamento do *gap* e com o aumento do efeito Auger teríamos uma diminuição da eficiência quântica <sup>5</sup>. Todos esses processos juntos podem explicar as falhas para altas correntes injetadas nas cavidades.

Finalizamos este capítulo provando o conceito que foi proposto tanto teoricamente como experimentalmente de forma qualitativa, demonstrando o controle da saturação do ganho a partir da injeção de portadores em uma cavidade extra.

## Referências

---

<sup>1</sup> C. Mack, *Fundamental Principles of Optical Lithography: The Science of Microfabrication*, Wiley-Interscience, 2008.

<sup>2</sup> G. W. Neudeck, *Modular Series on Solid State Devices Vol.2: The PN Junction Diode*, Second Edition,

<sup>3</sup> B. Mikkelsen, D. S. Olesen, K. E. Stubkjaer and Z. Wang, “*Temperature-dependent gain and noise of 1.5 μm laser amplifiers*”, *Elect. Lett.*, Vol. 25, No 5, Mar. 1989.

<sup>4</sup> A. P. Mozer, S. Hausser and M. H. Pilkuhn, “*Quantitative evaluation of gain and losses in quaternary lasers*”, *IEEE J. of Quant. Elect. Lett.*, Vol. QE-21, No 6, Jun., 1985.

<sup>5</sup> J. Wang, H. Olesen and K. E. Stubkjaer, “*Recombination, Gain and Bandwidth Characteristics of 1.3 μm Semiconductor Laser Amplifiers*”, *J. Lightwave Tech.*, Vol. LT-5, No 1, Jan. 1987.

## Capítulo 6: Conclusão

Uma nova possibilidade para controle de saturação do ganho de um amplificador óptico de semiconductor com base no controle da injeção não homogênea de portadores foi proposta e desenvolvida. Em linhas gerais, esse dispositivo trata de uma forma de ter um controle externo do dispositivo, tentando eliminar a dependência da funcionalidade do dispositivo com a estrutura epitaxial do mesmo.

A partir da proposta, modelos utilizando parâmetros semi-empíricos nos permitiram simular o dispositivo. Por fim, um dispositivo com primeira cavidade de 700  $\mu\text{m}$  e segunda cavidade de 250  $\mu\text{m}$  foi fabricado. Caracterizamos o amplificador com sinal contínuo de 1550 nm em uma faixa de potência de -7 a 7 dBm para diversas correntes de bombeio em cada cavidade. Demonstramos um controle da linearidade do ganho para correntes de até 120 mA na primeira cavidade (700  $\mu\text{m}$ ) e de até 30 mA na segunda cavidade (250  $\mu\text{m}$ ). O resultado mostrou boa concordância qualitativa com as previsões teóricas.

Com relação a efeitos não esperados do dispositivo, como a redução do ganho, que se mostraram quando a corrente de bombeio era alta, acreditamos que tenham ocorrido por não levarmos em conta o efeito da temperatura com o aumento da injeção de corrente. Este efeito tanto desloca o ganho do material para comprimentos de ondas mais longos além de diminuir a eficiência quântica, devido o aumento recombinação Auger.

Finalizamos o trabalho deixando vários itens ainda em aberto. Um novo modelo que inclua os efeitos da temperatura deve ser implementado. Também é de interesse saber da possibilidade de utilizar o dispositivo em um caso dinâmico, que de fato é o que interessa para sistemas de telecomunicações ópticas. Em relação à fabricação, dois passos precisam ser melhorados: a remoção do polímero planarizador e a deposição de camadas anti-refletoras. Por último, quanto à caracterização, não conseguimos realizar as medidas da maneira mais adequada, pois os equipamentos ideais para alinhamento óptico do sistema, que são importados, ainda não chegaram.

Em particular, esse trabalho me propiciou um grande aprendizado tanto na área de modelagem e simulação de dispositivos como na área de fabricação e caracterização de dispositivos. Com relação à fabricação, operei diversos equipamentos que são utilizados em micro e nano-fabricação de maneira geral. Sendo assim, desenvolver essa dissertação foi extremamente gratificante em termos profissionais.

## **Apêndice A: Calibração de equipamentos utilizados na fabricação dos dispositivos**

Para podermos fabricar um dispositivo, necessitamos de diversos processos diferentes tais como: corrosões químicas, deposição de filmes dielétricos, remoção de filmes dielétricos, deposição de contatos metálicos, dentre outros.

Boa parte dos processos acima mencionados já estava calibrada, mas três deles precisaram ser calibrados: deposição de um dielétrico, deposição/remoção de um polímero planarizador e deposição de camadas anti-refletoras.

### **A.1 Deposição de Nitreto de Silício ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ )**

O nitreto de silício é essencial para isolar os dispositivos que serão processados. O processo de deposição desse material foi através de um equipamento chamado ECR (*Electron Cyclotron Resonance*), que é um reator de corrosão e deposição de filmes por plasma de alta densidade. Esse plasma é gerado por descargas de microondas através de um magnetron e inserida na câmara através de um guia de ondas <sup>1</sup>. Para deposição do dielétrico em questão, utilizamos como gases para a reação Silana ( $\text{SiH}_4$ ), Nitrogênio ( $\text{N}_2$ ) e Argônio ( $\text{Ar}$ ), com fluxos de 125, 5 e 2.5 sccm (*square cubi centimeter*) respectivamente, a uma pressão de 4 mTorr, aplicando uma potência RF de 250 W. Todas as deposições foram realizadas em cima de amostras epitaxiais descritas anteriormente. Realizamos a deposição de filmes finos em diversos tempos diferentes a fim de saber a espessura depositada. Como resultado, temos a figura A1, que nos permitiu calcular uma taxa de deposição de nitreto de silício de 140 Å/min.

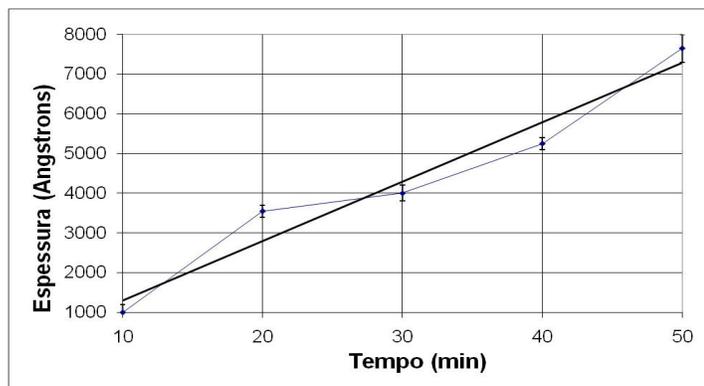


Fig. A1: Espessura de nitreto de silício depositada sobre o InP em função do tempo de processamento utilizado. Taxa de deposição obtida de 140 Å/min.

Para realizar a medida de espessura depositada utilizamos um perfilômetro e a corrosão da camada depositada foi feita com buffer HF.

Também era necessário saber se o nitreto depositado sobre a nossa amostra estava conformal, ou seja, que estivesse depositado uniformemente sobre toda a superfície da amostra, inclusive sobre as quinas que se formam devido ao *undercut* gerado durante o ataque químico da mesa (processo que será explicado mais a frente). Para confirmar isso, tiramos uma foto com um microscópio eletrônico, conforme mostra a figura A2:

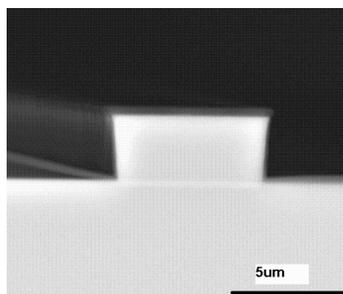


Fig. A2: Amostra epitaxial já com a mesa corroída e com deposição de 3000 Å de nitreto de silício. Nota-se que o dielétrico está extremamente conformal e que o ataque químico profundo o suficiente para atingir a região ativa, indicada pela linha branca.

Por último foi medido o índice de refração do filme fino com espessura de 3000 Å em um elipsômetro e obtemos um valor de 1.97.

## A.2 Deposição e remoção da Poliamida

Ao depositarmos o contato metálico sobre a mesa do laser, boa parte do metal depositado fica sobre as laterais da mesa e pode gerar acúmulo indesejado de cargas ao redor da mesa (mesmo está estando protegida com material dielétrico), comprometendo a passivação do dispositivo no caso de integração de diversos dispositivos de material III-V em um único chip <sup>2</sup>. Para contornar esse problema, buscamos um polímero, também dielétrico, que pudesse ser utilizado num processo de planarização. Sendo assim partimos para a utilização de um polímero fotorresiste do tipo poliamida <sup>3</sup>. Como a mesa de nosso amplificador é de 2.7  $\mu\text{m}$  de altura, necessitamos calibrar a velocidade do *spinner* (equipamento que rotaciona a amostra com o resiste sobre ela para que ele se espalhe sob toda a superfície da amostra) e o tempo de rotação em conjunto com a cura do polímero, para subsequentemente calibrarmos a taxa de corrosão do mesmo.

Com base em um procedimento de deposição, cura e remoção da poliamida descrita em seu manual <sup>3</sup>, apenas fizemos algumas amostras de teste para saber se a espessura da deposição e a taxa de corrosão eram as mesmas descritas pelo fabricante. Depositamos a poliamida sobre uma amostra de GaAs com rotação de 5000rpm durante 40s. A cura foi realizada em um forno com rampa de 25  $^{\circ}\text{C}/\text{min}$ . até atingir 200  $^{\circ}\text{C}$ , temperatura na qual permaneceu por 30 minutos. Na sequencia a mostra passa por uma rampa de 25  $^{\circ}\text{C}/\text{min}$ . até atingir 375  $^{\circ}\text{C}$ , temperatura na qual permanece durante 60 minutos. O forno é então desligado e a amostra fica dentro dele até a temperatura diminuir para a temperatura ambiente. Todas essas etapas foram realizadas com fluxo constante de nitrogênio de 8 l/min.. Para corroer a poliamida utilizamos como máscara um filme fino de dióxido de silício depositado via ECR (da ordem de 500  $\text{Å}$ ). A corrosão da poliamida (lembrando que nessa região que será aberta é onde o metal deverá ser depositado em um passo posterior) foi feita via corrosão seca. Para tal corrosão, utilizamos um fluxo de 25 sccm de  $\text{O}_2$ , a 150 mTorr com potência RF de 350 W. Isso gera uma taxa de corrosão do polímero de aproximadamente 0,08  $\mu\text{m}/\text{min}$ .. A foto da figura A3 mostra o resultado obtido.

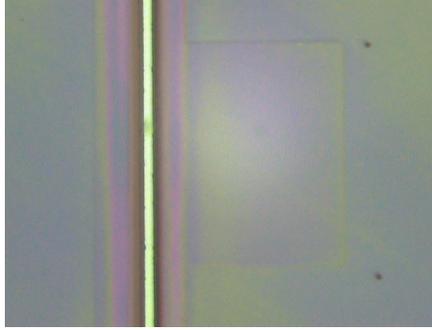


Fig. A3: A imagem mostra a poliamida cobrindo todo o substrato exceto a linha branca que mostra onde o polímero foi removido.

Com essa imagem fica clara a eficácia do processo utilizado, porém, a altura depositada após a cura, foi medida como de 3.6  $\mu\text{m}$ . A altura da mesa do nosso dispositivo é de 2.7  $\mu\text{m}$ , o que faz com que precisemos reduzir a altura da poliamida por igual. Removemos então a fina camada de óxido de silício, que estava sendo utilizada como máscara na corrosão da poliamida, com buffer HF durante 60 s para então colocarmos a amostra novamente no plasma barril por mais 10 minutos, nas mesmas condições anteriores. Esse tempo é suficiente para remover 0.8  $\mu\text{m}$  de poliamida e deixá-la depositada na mesma espessura que as mesas do dispositivo processado terão.

### A.3 Deposição de camadas anti-refletora

Um estudo sobre a melhor composição de uma pastilha de dióxido de silício e monóxido de silício, para ser evaporada e depositada sobre as faces do espelho, já havia sido realizado, em conjunto com a respectiva espessura de deposição para que a camada depositada tivesse a função de uma camada anti-refletora para o comprimento de onda desejado. Apenas foi necessário calibrarmos a espessura indicada pelo cristal oscilador dentro da evaporadora com a real espessura que necessitamos.

O requerimento básico para termos um filme que funcione como anti-refletor é que seu índice de refração seja <sup>4</sup>:

$$n_{filme} = \sqrt{n_{ar}n_{amostra}} = 1.84$$

Para que haja um mínimo de refletividade em determinado comprimento de onda é necessário que <sup>5</sup>:

$$n_{filme}h = \frac{\lambda}{4}$$

Então, para o nosso caso, onde desejamos uma camada anti-refletora para o comprimento de 1550 nm, consideramos o índice de refração do filme o índice efetivo obtido com o cálculo do guia de ondas, e obtemos uma espessura de camada h igual a:

$$h = \frac{\lambda}{4n_{filme}} = 2106\text{Å}$$

A deposição foi realizada em substrato de InP, utilizando 50% de SiO com 50% de SiO<sub>2</sub> prensados em pastilha, com uma espessura indicada na evaporadora de 1560 Å, que equivale ao valor de espessura calculado para que funcione como uma camada anti-refletora para 1.55µm, e uma pressão de 10<sup>-7</sup> torr. A medida para confirmar um mínimo de refletividade foi feita utilizando uma fonte de luz branca acoplada em uma fibra óptica que passa por um divisor de feixes (50% / 50%). Parte vai para a amostra com a camada anti-refletora depositada, reflete e segue a um analisador de espectro óptico e parte segue direto ao analisador de espectro óptico para servir de referência. Os espectros foram obtidos com um analisador de espectro óptico. A idéia é centrarmos o mínimo de refletividade o mais próximo de 1.55 µm, que é nosso comprimento de onda de maior interesse.

A figura A4 mostra o melhor resultado que obtivemos:

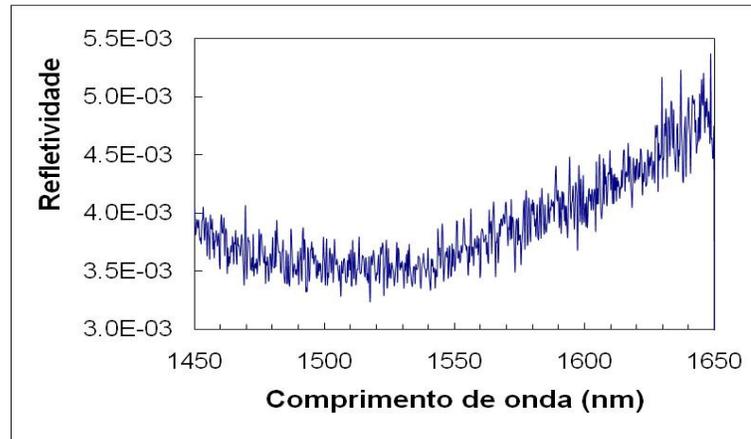


Fig. A4: Curva de refletividade obtida em função do comprimento de onda utilizando um analisador de espectro óptico para um filme com espessura de 1620 Å (indicação do aparelho).

Assim, calibramos a espessura que desejamos com a espessura depositada indicada pelo nosso equipamento.

## Rerências

---

<sup>1</sup> C. Cardinaud, M.-C. Peignon, P.-Y. Tessier, “*Plasma etching: principles, mechanisms, application to micro- and nano- technologies*”, Appl. Surf. Sci., vol. 164, 72-83, 2000.

<sup>2</sup> H.V. Demir, J.F. Zheng, V.A. Sabnis, O. Fidaner, J. Hanberg, J.S. Harris, Jr., D.A.B. Miller, “*Self-Aligning Planarization and Passivation for Integration Applications in III-V Semiconductor Devices*”, IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing, Vol. 18, No. 1, Feb. 2005.

<sup>3</sup> HD-8820 Aqueous Positive Polyamide Process Guide, HD MicroSystems, [www.hdmicrosystems.com](http://www.hdmicrosystems.com)

<sup>4</sup> M.R. Hantehzadeh, M. Ghoranneviss, A.H. Sari, F. Sahlani, A. Shokuhi and M. Shariati, “*Antireflection coating on InP for semiconductor detectors*”, Thin Solid Films, Vol. 525, pp. 547, 2006.

<sup>5</sup> E.Hecth, *Optics*, 3rd ed, Addison-Wesley Longman, EUA, 1998.



## Apêndice B: Trabalhos realizados durante o Mestrado

1. Vallini, F. and Frateschi, N. C., “*Amplificadores Ópticos de Semicondutores para controle da Potência de Saturação*”, XVI Jornada de Jóvenes Investigadores, 2008, Montevideú. Anais del XVI Jornada de Jóvenes Investigadores, 2008. (trabalho convidado)
2. Vallini, F. and Frateschi, N. C., “*Simulation of two-segments Semiconductor Optical Amplifiers using external parameters for optical Power saturation control*”, XXXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2009.
3. Participação no 92º Frontiers in Optics - OSA Annual Meeting, Rochester, NY (USA), 2008.
4. Vaz, A. R.; Barea, L. A. M.; Mialichi, J. R.; Vallini, F. and Frateschi, N. C., “*Low roughness microdisk resonators fabricated by Focused Ion Beam (FIB)*”, poster presentation at the 53rd International Conference on Electron, Ion, and Photon Beam Technology and Nanofabrication, Marco Island, FL (USA), May 26-29, 2009.
5. Vallini, F.; Figueira D. S. L.; Jarschel; P. F., Barea, L. A. M. and N. C. Frateschi, “*Effects of Ga<sup>+</sup> milling on InGaAsP Quantum Well Laser with mirrors etched by Focused Ion Beam*”, Journal of Vacuum and Science Technology B, Sep. / Oct., 2009.
6. Barea, L. A. M.; Vallini, F.; Figueira, D. S. L. and Frateschi, N. C.; “*InGaAsP/InP QW Microdisk Laser Fabricated by Focused Ion Beam*”, aceito para o 93º Frontiers in Optics/ 25º Laser Science, San Jose, CA (USA), October 11-15, 2009.