



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

REDUÇÃO DO TEMPO DE CHAVEAMENTO ELETROÓPTICO EM AMPLIFICADORES ÓPTICOS A SEMICONDUTOR

Candidato: Cristiano de Mello Gallep

Orientador: Prof. Dr. Evandro Conforti

banca examinadora:

Prof. Dr. Murilo Araujo Romero
SEL - EESC - USP

Prof. Dr. Carlos H. Brito Cruz
DEQ - IFGW - Unicamp

Prof. Dr. Rui Fragassi Souza
DMO - FEEC - Unicamp

Prof. Dr. Aldário C. Bordonalli
DMO - FEEC - Unicamp

Esta tese é requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica, na área de concentração de Telecomunicações e Telemática, do Departamento de Microonda e Óptica, da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

JG136r

Gallep, Cristiano de Mello

Redução do tempo de chaveamento eletroóptico em
amplificadores ópticos a semicondutor / Cristiano de Mello
Gallep. --Campinas, SP: [s.n.], 2003.

Orientador: Evandro Conforti

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas,
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Dispositivos optoeletrônicos. 2. Simulação
(Computadores). 3. Sistemas de comunicação por laser. I.
Conforti, Evandro. II. Universidade Estadual de Campinas.
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

RESUMO – Uma técnica para a redução dos tempos de chaveamento eletro-óptico em amplificadores ópticos a semicondutor - SOA, através de modulação apropriada injeção de corrente, é apresentada. A técnica, implementada experimentalmente, propiciou redução nos tempos de transição de ganho óptico, atingindo a escala de centenas de picosegundos. A partir de simulação, foi prevista redução para apenas alguns picosegundos, ao se utilizar filtragem do gorjeio em frequência induzido pela abrupta injeção de corrente.

Foram implementados modelos computacionais, com discretização longitudinal, para SOAs com cavidade ativa do tipo convencional – *Bulk*, e do tipo poço quântico único – *SQW*, bem como a calibração de parâmetros para o primeiro tipo, de acordo dados de dispositivos disponíveis em laboratório. Alguns resultados teóricos para modulação cruzada de ganho, no modelo *SQW*, são apresentados, tendo sido obtida uma melhora de 4 dB na abertura do diagrama de olho do sinal convertido à outra portadora, em resposta à modulação espacial da corrente injetada.

ABSTRACT – A technique for the reduction of eletro-optical switching times, in semiconductor optical amplifiers – SOA, using a proper current modulation, is presented. The technique experimentally propitiated reduction in the optical gain transition times, reaching the scale of hundreds of picoseconds. Simulated results foresee reduction to a few picoseconds, when an optical filtering is applied to the frequency chirp, induced by the abrupt current injection.

Computational models, with longitudinal discretization, were implemented for SOA with Bulk and single-quantum well – SQW, optical active cavity types, as well as the calibration of parameters for the first type, in agreement with data of available devices in laboratory. Some theoretical results for cross-gain modulation - XGM, for the SQW model, are presented, and an improvement of 4 dB has been obtained in the eye diagram opening of the converted signal, in response to injected current spatial modulation.

Envio meus sinceros agradecimentos, neste registro final de trabalho:

ao prof. Evandro Conforti,
que, com carinho, orientou meu trabalho e minha formação acadêmica;

aos colegas e professores do DMO e da FEEC,
com os quais compartilhei esses anos de pesquisa, estudo e ensino;

aos alunos dos cursos EE300 e EE500,
que ministrei dentro do programa PED,
pela paciência e colaboração na minha formação de educador;

aos meus pais, todos quatro,
aos meus muitos irmãos, e a toda minha família,
que sempre estiveram ao meu lado nessa jornada;

à Jorge E. Santos (*M. Jogo de Dentro*), Tião Carvalho,
Adelvane Néia, Grácia Navarro e Lilian Vilela,
pelo conhecimento propiciado por suas artes;

a Érica,
pelo amor e companheirismo
de uma vida em comum;

Muito obrigado!!!

Agentes financiadores: CEPOF - FAPESP
MCT - Pronex

"(...) Que vosso encurvamento na mão do Arqueiro seja vossa alegria:
Pois assim como Ele ama a flecha que voa, também ama o arco
que permanece estável."

Gibran Kahlil Gibran

ao meu querido avô,
Camilo de Mello Pimentel.

CONTEÚDO:

Ficha Catalográfica	2
Resumo /Abstract	3
Agradecimentos	5
Agentes Financiadores	6
Dedicatória	
I - Introdução	
I.1 - Apresentação	11
I.2 - Motivação	14
II - Revisão Bibliográfica	19
II.1 - Introdução	19
II.2 - Modelos	29
II.3 - Mecanismos de transporte em lasers semicondutores	32
II.4 - Não-linearidades em SOA	38
III - Simulações preliminares com o <i>SOASim</i>	49
III.1 - A técnica <i>FFG</i>	50
III.2 - Chave eletro-óptica	52
IV- Redução do tempo de chaveamento em SOA	
IV.1 - A técnica PISIC	59
V - Método TMM aplicado à multipropagação em SOAs	65
V.1 - O Método das Matrizes de Transferência, TMM	66
V.2 - Implementação Computacional	75
VI- Resultados de calibração e simulação	81
VI.1 - Calibração	82
VI.2 - Resultados de simulação: modelo <i>Bulk</i>	88
VI.3 - Resultados de simulação: modelo SQW	94
VII- Conclusão	107
Anexos:	
A1 - Programas implementados	111
A1.1 - OS Windows	112
A1.2 - OS Linux/Unix	117
A1.3 – Algoritmo modelo <i>Bulk</i> , Linux/Unix	118
A2 - Determinação da corrente PISIC	
A2.1 - Caracterização do circuito de alimentação	131
A2.2 - Determinação da corrente injetada	136
A3 - Artigos Publicados	
A3.1 - Revistas Especializadas	139
A3.2 - Congressos	140
Lista geral de figuras, tabelas e referências	143

CAPÍTULO I

— INTRODUÇÃO

I.1 - Apresentação

Apresenta-se, como principal contribuição desta tese de doutorado, uma técnica, com redução à prática, para o aumento da velocidade de chaveamento eletro-óptico em amplificador óptico a semicondutor - SOA (*semiconductor optical amplifier*). O trabalho foi realizado dentro das atividades de projeto de pesquisa de doutoramento, processo Fapesp 99/03886-0, em conjunto com a implementação computacional de modelos, via equações de taxa, para simulação do comportamento temporal de SOA com discretização longitudinal (1D) da região óptica ativa.

- Pequeno memorial de pesquisa

A idéia de otimizar os tempos de transição do ganho óptico de SOAs via controle eletrônico, surgiu ao final do trabalho de mestrado, onde um modelo mais simples, tipo “caixa preta” e sem consideração do ruído ASE (*amplified spontaneous emission*), foi utilizado para simular a resposta do SOA à alimentação de corrente modulada, visando aplicação em técnica de regeneração de pulsos com ganho dinâmico [1].

Devido à falta de facilidades de pesquisa, i.e. dispositivos adequados, para estudar chaves-SOAs em estruturas interferométricas integradas, nas quais processos rápidos de modulação de fase podem ser utilizados para a operação em domínio totalmente óptico, optou-se, no doutoramento, pela abordagem em domínio híbrido eletro-óptico, com modulação da corrente de injeção. Tais sistemas são mais simples e bem mais baratos que os utilizados em domínio totalmente óptico, os quais necessitam de, no mínimo, mais uma portadora (i.e., laser local) para implementação da função de controle, além de estruturas interferométricas integradas de alta tecnologia. Técnicas eletro-ópticas apresentam-se, nesse contexto, como possível alternativa para a transição dos atuais sistemas totalmente eletrônicos até os nós totalmente ópticos que, acredita-se, serão implementados nas redes do futuro.

- Sinopse

Neste, o Capítulo I, é apresentada a motivação global para o trabalho, com breve discussão sobre o emprego do SOA como elemento ativo em subsistemas de processamento aplicados às redes ópticas de telecomunicação.

A inclusão, nos modelos implementados, de uma componente de difusão longitudinal dos portadores de carga, muitas vezes desprezada em trabalhos correlatos da literatura, é justificada em revisão bibliográfica apresentada no Capítulo II. Este capítulo também contém uma introdução sobre os princípios básicos de funcionamento de dispositivos semicondutores opto-eletrônicos, bem como algumas aplicações de processos não-lineares em SOA, apresentadas na sua seção final.

No Capítulo III são apresentados os dados teóricos iniciais que propiciaram a idealização da técnica PISIC e do novo modelamento, obtidos em investigação sobre as limitações de subsistemas para chaveamento eletro-óptico, utilizando SOAs como elemento ativo, partindo do modelo simplificado implementado no mestrado [1].

¹ - C.M. Gallep, “*SOASim*: simulador do controle dinâmico de ganho em amplificadores ópticos a semicondutor, incluindo validação experimental e aplicações”, tese de mestrado (1999), BAE/BC – Unicamp: G136s, or.: Evandro Conforti.

No Capítulo IV é apresentada a contribuição original do trabalho, a técnica PISIC (*pre-impulse-step injected current*) [2], implementada para propiciar redução nos tempos de transição de ganho óptico, via controle eletrônico, em SOAs, e que motivou pedido para registro de patente (Unicamp - Nuplitec/FAPESP [3]).

No Capítulo V são apresentados os simuladores implementados a partir de uma forma modificada do Método das Matrizes de Transferência, adaptado ao estudo temporal, em uma dimensão espacial, da amplificação óptica em SOAs. Os simuladores para amplificação multi-portadora Z-SOA (SOA de região ativa tipo *Bulk*) e SQW-ZSOA (SOA tipo poço quântico único) foram implementados com interface amigável, para prover fácil utilização por terceiros e prevendo sua futura utilização em âmbito didático.

No Capítulo VI é apresentada a calibração do simulador Z-SOA, realizada a partir de medidas da potência total do ruído de emissão espontânea - ASE (amplified spontaneous emission), assim como a validação do modelo na simulação do comportamento dinâmico do SOA em operação na técnica PISIC. São também apresentados outros resultados de simulação para a técnica PISIC, com previsões de aumento da velocidade global do sistema [4]. Ao final, são apresentados alguns resultados teóricos obtidos para o chaveamento eletro-óptico e intermodulação, utilizando o modelo SQW.

Finalizando, no Capítulo VII, são apresentadas as conclusões sobre o trabalho e as perspectivas abertas para realizações futuras.

Após os capítulos, encontram-se os anexos, com informações complementares ao corpo central do trabalho. No Anexo 1 são apresentadas as instruções para utilização dos programas implementados, contidos no CDROM em conjunto com cópia digital do texto desta dissertação. O método utilizado para a determinação da corrente injetada no SOA na técnica PISIC, utilizada na validação experimental, do Capítulo VI, é apresentado no Anexo 2. No Anexo 3 são listados os artigos publicados no período, sendo reproduzidos os

² - C. M. Gallep e E. Conforti, “Reduction of Semiconductor Optical Amplifier Switching Times by Pre-Impulse-Step Injected Current Technique”, *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol. 14 (2002), No.7, pp. 902 –904.

³ - Pedido de Patente, registro INPI #005536, “Método de redução do tempo de chaveamento eletro-óptico em amplificadores ópticos a semicondutor e equipamentos de chaveamento eletro-óptico utilizando o referido método”, 2002.

⁴ - C. M. Gallep, A. Bordonalli e E. Conforti, “Picosecond electro-optic switching time based on pre-pulse induced chirp filtering in semiconductor optical amplifiers”, *Proceed. Conf. Optical Amplifiers and Applications - OAA'03*, seção MD, No.17, em Otaru/Japão, 6-9 julho/2003.

dois considerados mais relevantes para o trabalho (ref. [2,4]). Ao final, é apresentada a lista geral de figuras e referências bibliográficas.

É válido citar que, durante o período de doutoramento, foram também realizadas atividades de docência, via Programa de Estágio Didático, PED-FEEC, no primeiro e segundo semestres de 2002, e co-orientação de dois trabalhos de Iniciação Científica e um de Mestrado, atividades que muito contribuíram para a formação do pesquisador. O doutorando também iniciou, a partir de estudos realizados junto a uma disciplina do curso, estudo de aplicações de tecnologia fotônica em ciências da vida, atualmente em processo de estabelecimento de colaboração internacional. Pelo conjunto do trabalho no período, o doutorando foi agraciado com o Graduate Student Fellowship Award 2002, da organização LEOS-IEEE [5].

I.2 - Motivação

O SOA e o processamento de sinais em redes ópticas

O crescente avanço dos sistemas de comunicação durante as últimas décadas propiciou grandes mudanças nos modos de inter-relação no mundo contemporâneo. Dentro deste contexto, as redes ópticas assumem papel fundamental, devido à sua grande capacidade de transmissão e distribuição de informação, utilizando-se dos mais diversos padrões (protocolos) de comunicação. Presente nos grandes sistemas de televisão, telefonia, comunicação de dados privada e Internet, a fibra óptica se caracteriza hoje como o principal meio de transmissão do tráfego de comunicação em âmbito mundial. Contudo, a distribuição e o processamento de sinal nas redes ópticas atuais são realizados, em grande parte, com conversão para o domínio eletrônico e reconversão para o domínio óptico, fato que impõe limitações às taxas de transmissão, bem como à capacidade de reconfiguração das arquiteturas virtuais suportadas pela rede física [6].

⁵ - www.i-leos.org

⁶ - T.S. El-Bawab e J.-D. Shin, “Optical packet switching in core networks: between vision and reality”, *IEEE Commun. Magazine*, Vol.40 (2002), No.9, pp. 60- 65.

O grande crescimento que a indústria de telecomunicações vivenciou até início dos anos 2000 foi fomentado, entre outros fatores, pela grande queda nos custos de transmissão da informação nas redes de fibras ópticas, fato propiciado pelo aumento do desempenho e da maturidade das tecnologias fotônicas empregadas. Contudo, a demanda do mercado pela utilização da estrutura implementada ficou aquém do projetado pelas corporações da área, o que ocasionou uma retração dos investimentos nos últimos anos. Este fato parece estar sendo superado pela inserção de novos serviços banda-larga dentro da comunicação móvel e da Internet, recuperando as taxas de crescimento de utilização da estrutura propiciada pelas redes.

Também é fato uma tendência de queda contínua nos custos de transmissão em comparação com custos mais estáveis dos processos ligados ao acesso e à comutação do sinal óptico, feitos atualmente dentro do domínio eletrônico. Enquanto a tecnologia de transmissão se aproxima de seus limites inerentes, a tecnologia de processamento é um elemento chave dentro do futuro mercado de comunicações ópticas. A evolução dos novos serviços banda-larga e suas aplicações, como educação à distância, tele-medicina, vídeo-conferência, entre outros, promete fomentar o desenvolvimento da futura indústria fotônica na próxima década [7]. Neste contexto, é importante a focalização da pesquisa nas tecnologias que vem amadurecendo nos últimos anos e poderão ser incorporadas às próximas gerações de produtos comerciais. Não há dúvida que, dentre essas tecnologias, o chaveamento óptico apresenta-se como um dos promissores nichos desse futuro mercado [8].

O chaveamento óptico é tema de muitas pesquisas desde a invenção do laser. Contudo, o processamento óptico em geral está ainda longe de ser materializado tanto quanto o ocorrido com a tecnologia eletrônica, que ainda mantém vantagens quanto ao custo do sistema. Entretanto, algumas aplicações específicas em redes de alta taxa, nas quais um processamento óptico de baixa complexidade pode prover funcionalidades que a eletrônica não dispõe, prometem oferecer perspectivas para a viabilização comercial das técnicas fotônicas de processamento óptico.

⁷ - S. Akiba, “The future of optical communications”, *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, PLE3, pg. 7-8.

⁸ - C. Bintjas, N. Pleros e H. Avramopoulos, “System perspective for all-optical switching”, *IEEE Leos Newsl.*, Vol.16 (2002), No.4, pg. 19-21.

Para que técnicas de chaveamento óptico possam ser realmente consideradas, elas necessitam possuir basicamente três propriedades:

- 1 - vantagens quanto à velocidade de operação e complexidade de circuito;
- 2 - energias empregadas em níveis similares aos da eletrônica;
- 3 - capacidade de integração.

Tais fatores são satisfeitos por sistemas baseados em SOAs, que se constituem como dispositivos promissores para a implementação de portas ópticas. Tais portas poderão ser empregadas no chaveamento de pacotes (OPS, *optical packet switching*) e conversão de comprimento de onda em redes WDM (*wavelength division multiplexing*) [9].

Outra funcionalidade de grande utilidade que pode ser implementada por subsistemas baseados em SOAs é a regeneração de pulsos, com a qual distorções em amplitude, em temporização ou devidas à dispersão na propagação podem ser corrigidas [10]. Através dos fenômenos não-lineares de auto-modulação de fase (SPM - *self phase modulation*), de modulação cruzada de fase (XPM - *cross phase modulation*), de modulação cruzada de ganho (XGM - *cross gain modulation*) e de mistura de quatro ondas (FWM - *four wave mixing*), podem ser realizadas, além das já citadas, funcionalidades como, por exemplo, conversão em comprimento de onda e demultiplexação [11], lógica [12] e computação ópticas [13], entre outras. Para uma revisão de aplicações para processos não-lineares em SOA, vide Capítulo II.

Os mesmos fenômenos não-lineares que possibilitam a implementação de funções úteis para o processamento óptico, contudo, dificultam a utilização do SOA como elemento puramente amplificador em sistemas multiplexados em frequência ou comprimento de onda, onde se configuraria como uma alternativa econômica frente aos amplificadores a

⁹ - M.F.C. Stephens *et al.*, “Demonstration of an all-optical simultaneous wavelength converting/space switching cross-point device”, *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol.10 (1998), No.2, pp. 224-226.

¹⁰ - J. Leuthold *et al.*, “Novel 3R regenerator based on semiconductor optical amplifier delayed-interference configuration”, *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol.13 (2001), No.8, pg. 860-862.

¹¹ - K. Tajima, S. Nakamura e Y. Ueno, “Ultrahigh-speed optical signal processing with symmetric-Mach-Zehnder-type all-optical switches”, *IEEE Leos Newsl.*, Vol.16 (2002), No.4, pg. 43-45.

¹² - J.H. Kim *et al.*, “All-optical XOR gate using cascaded semiconductor optical amplifiers without additional input beam”, *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol.14 (2002), No.10, pg. 1436-1438.

¹³ - Y. Kim *et al.*, “All-optical flip-flop based on optical bistability in an integrated SOA/DFB-SOA”, *OFC'2002*, TuF5, pg. 30.

fibra dopada com Érbio (EDFA). Para se obter uma operação linear do SOA, mesmo em níveis de potência de entrada altos, pode-se utilizar a adição, na corrente de polarização do SOA, de uma componente dependente do sinal óptico de entrada. Dessa forma, o ganho óptico pode ser mantido praticamente constante, com redução de 10 a 20 dB na distorção devida à intermodulação [14]. Outra solução para operação linear do SOA, em sistemas multicanal, é a utilização de uma portadora adicional, de menor comprimento de onda (maior energia de fóton), servindo como mantenedora de um nível constante de portadores através de sua eletro-absorção na cavidade ativa, caracterizando assim o chamado SOA de ganho grampeado (*Gain-Clamped SOA*) [15].

Para a implementação de porta óptica, devem ser consideradas três unidades básicas:

- a) controle eletrônico, responsável por executar o algoritmo de roteamento a partir das informações do cabeçalho do pacote;
- b) armazenamento (*buffer*) de entrada, que realiza a prevenção de colisões internas;
- c) dispositivo físico, chave que habilita ou não os caminhos dentro da rede física [6].

O algoritmo que realiza o roteamento, isto é, a escolha dos caminhos a serem percorridos pelo sinal de informação, é processado em domínio eletrônico. O controle da chave, por sua vez, é realizado no domínio totalmente óptico ou em sistema híbrido opto-eletrônico, alternativa mais econômica à primeira. O controle totalmente óptico possibilita o descarte de complexos circuitos eletrônicos assim como o aumento da velocidade global de operação da chave. Porém, requer a utilização de mais uma fonte óptica para a realização do controle e, em alguns sistemas, de estruturas interferométricas integradas, o que aumenta significativamente o custo de fabricação.

Nas aplicações de processamento totalmente óptico, o SOA pode operar como chave com tempos de transição, τ_{switch} , de dezenas de picosegundos [16]. No caso híbrido, contudo, com a utilização do SOA como chave controlada eletronicamente, os tempos de

¹⁴ - T. E. Darcie, R. M. Jopson e A. A. M. Saleh - “Compensation of Nonlinearity in Semiconductor Optical Amplifiers” - *Electronics Letters*, Vol.24 (1988), No. 24, pg. 950-952.

¹⁵ - K. Inoue e M. Yoshino - “Gain dynamics of a saturated semiconductor laser amplifier with 1,47 μ m LD pumping”, *IEEE Photonics Lett.*, Vol.8 (1996), No. 4, pg. 506-508.

transição são de alguns nano-segundos, para dispositivos de cavidade ativa tipo Bulk [17]. O trunfo do trabalho aqui apresentado foi conseguir uma redução significativa nos tempos em questão, apresentada na próxima seção, de maneira a viabilizar a operação híbrida da chave óptica baseada em SOA, frente às mais caras e rápidas chaves totalmente ópticas.

Além da utilização de SOAs como elemento ativo, chaves eletro-ópticas espaciais podem utilizar sub-sistemas com tecnologias baseadas em:

- micro-máquinas, para controle mecânico de arranjo de espelhos, com τ_{switch} da ordem de milissegundos [18];
- efeito eletro-óptico, operando na faixa de microsegundos, para elementos ativos como, por exemplo, o silício, em arranjos interferométricos [19], ou filmes orgânicos [20];
- defletores acionados por tensão, com tempos de chaveamento na faixa de μs [21];
- conversão para domínio eletrônico, (fotodetecção $\rightarrow$ matriz eletrônica de conexão $\rightarrow$ fotoemissão), para aplicações em sistemas de aeronáutica de baixa taxa (2,5 Gbps), também operando em μs [22].

¹⁶ - K. Stubkjaer, “Semiconductor optical amplifier-based all-optical gates for high-speed optical processing,” *IEEE J. Selected Top. Quantum Electr.*, Vol.6 (2000), No. 6, pp. 1428-1435.

¹⁷ - Y. Shibata e Y. Tohmori, “Semiconductor integrated devices for photonic routers”, *Conf. Proc. IEEE-LEOS 2002*, ME3, pg. 43-44.

¹⁸ - Y. Uenishi *et al.*, “Free-space optical cross connect switch based on a 3D MEMS mirror array”, *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, MG3, pg.59-60.

¹⁹ - T. Shibata, “High performance optical switches integrated with silica-based planar lightwave circuits on Si”, *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, ThM1, pg. 730-731.

²⁰ - T. Yoshimura *et al.*, “Assessed performance of 3-D dimensional micro optical switching system (3D-MOSS) with waveguide-prism-deflector”, *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, MG2, pg. 57-58.

²¹ - M. G. Lee *et al.*, “High speed optical switch with prism deflector array”, *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, ThM3, pg.734-735.

²² - A. McCarthy *et al.*, “An optoelectronic crosspoint switch: the devices and a polymer-based integratin platform”, *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, MG1, pg.55-56.

CAPÍTULO II

- REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A partir de pesquisa em periódicos, são aqui apresentados os principais trabalhos relativos à discretização na direção longitudinal, z , para as equações de taxa em laser semicondutores, e à possível consideração da componente de difusão entre seções consecutivas na discretização espacial. São, também, apresentadas referências sobre os mecanismos de transporte em laser a poços quânticos. O estudo teve como objetivo fundamentar a escolha dos modelos implementados computacionalmente, como apresentados no Capítulo V.

Inicialmente é feita uma introdução sobre os princípios básicos de funcionamento de dispositivos semicondutores aplicados à opto-eletrônica, dando o carácter tutorial necessário a este tipo de dissertação.

II.1 - Introdução

Princípios de dispositivos opto-eletrônicos a semicondutor

Desde sua invenção, em 1962, o laser a semicondutor e seus dispositivos derivados têm sido uma ferramenta extremamente útil na área de telecomunicações, entre outras aplicações. Os avanços na capacidade de obtenção de materiais puros e nas técnicas de crescimento epitaxial propiciaram o desenvolvimento de uma grande variedade de

dispositivos, em uma extensa faixa do espectro, abrangendo comprimentos de onda de 0,3 até 100 μm [23].

Na década de 1970, o desenvolvimento de lasers baseados em GaAs (para operação em 800-900 nm) possibilitou o surgimento da chamada primeira geração de sistemas de comunicação óptica. Porém, para que as outras duas janelas de baixa atenuação da sílica (1300 e 1550 nm) pudessem ser utilizadas, foi necessário o desenvolvimento de lasers operando em maiores comprimentos de onda, via utilização de compostos quaternários como o InGaAsP, cuja maturidade tecnológica vem sendo desenvolvida ao longo das duas últimas décadas. Alterando-se a molaridade relativa de cada um dos elementos do composto e utilizando-se outros elementos, como o Alumínio, pode-se adequar o espectro de ganho da estrutura de maneira ótima, dentro da região de interesse do espectro.

Os dispositivos ópticos a semicondutor são construídos a partir de redes cristalinas, isto é, estruturas periódicas tridimensionais nas quais os átomos do composto químico ocupam determinadas posições e ângulos relativos entre si. A partir do tipo, do estado e da constituição desta rede cristalina, idealmente perfeita, pode-se modelar e calcular os diagramas de bandas de energia a serem ocupadas por portadores eletrônicos presentes no material, bem como as propriedades ópticas decorrentes de tal arranjo em nível atômico.

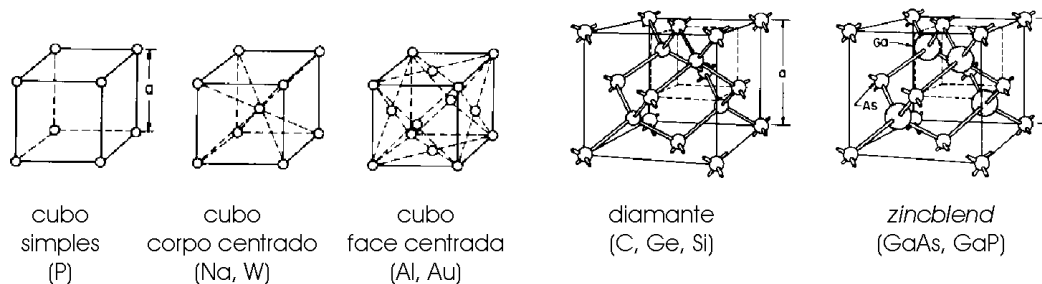


Fig.II.1: células cristalinas de semicondutores [23].

A grande parte dos compostos semicondutores de interesse tem estrutura cristalina derivada do cubo simples (caso do P), como a do tipo cubo com face centrada (Al, Au) diamante (C, Ge, Si) ou tipo *zincblend* (GaAs, GaP, InGaAlAs, InGaAsP), com é o caso da maioria dos compostos III-V. Exemplos são ilustrados na Figura II.1.

²³ - S. M. Sze - *Physics of semiconductor devices*, Jonh Wiley & Sons, 2ª ed.,1981.

A estrutura de bandas de energia de um sólido cristalino ou, em outras palavras, a relação entre a energia, E , e o momento, k , dos portadores eletrônicos na estrutura, é obtida resolvendo-se a equação de Schrödinger, em um problema aproximado para um elétron, e expandindo-se a solução para potenciais periódicos. A Figura II.2 apresenta a estrutura de bandas de energia para Ge, Si e GaAs.

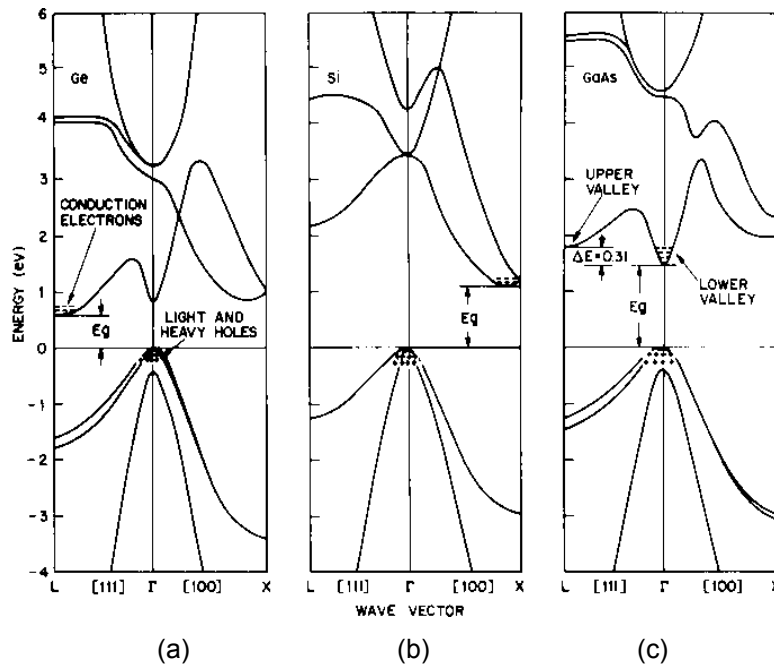


Fig.II.2: estrutura de bandas de energia para (a) Ge, (b) Si e (c) GaAs [23].

A banda de valência de estruturas tipo *zincblend*, como no caso do arseneto de gálio, é formada por quatro sub-bandas, quando o efeito do *spin* eletrônico é desprezado na equação de Schrödinger, sendo que cada banda seria sub-dividida em duas, caso o *spin* fosse considerado. Três dessas quatro sub-bandas são degeneradas no ponto $k = 0$ (ponto Γ) e formam o limite superior da banda de valência, com a quarta sub-banda formando o limite inferior.

A interação das órbitas dos *spins* eletrônicos causa uma divisão na banda degenerada em $k = 0$, de forma que, em uma dada direção, as duas bandas de valência superiores podem ser aproximadas por duas bandas parabólicas de diferentes curvaturas, uma para a banda de lacunas pesadas (hh, *heavy-hole band*), mais larga e com menor derivada segund, e outra para a banda de lacunas-leves (lh, *light-hole band*), mais estreita e

com maior derivada segunda, como pode ser observado nas partes inferiores (bandas de valência) das Figuras II.2 (a), (b) e (c).

Utilizando outros elementos químicos, pode-se dopar a rede semicondutora com impurezas, que podem desempenhar papel de doadoras ou aceitadoras de portadores, introduzindo, desta forma, níveis de energia intermediários dentro da banda proibida. Assim, estruturas dopadas com doadores/aceitadores de elétrons têm seu nível de Fermi mais aproximados do banda de condução/valência quanto maior for a concentração do elemento dopante. Tal dopagem pode ser feita durante o crescimento da estrutura ou, posteriormente, via difusão a partir da superfície ou via implantação iônica [23].

- Processos básicos

Dentre os processos básicos que ocorrem no interior de um dispositivo a semicondutor, destacam-se o transporte e a recombinação dos portadores de carga. O transporte pode ocorrer por difusão e, principalmente, por condução (deriva), no caso usual da imposição de uma diferença de potencial elétrico. O processo de condução é, para baixas intensidades de campo, linearmente proporcional ao campo elétrico e à mobilidade do portador no material. A recombinação é um processo que ocorre sempre que o sistema encontra-se fora do equilíbrio térmico, como uma forma natural de se tentar restabelecer o equilíbrio, dentro do processo de minimização da energia total da estrutura.

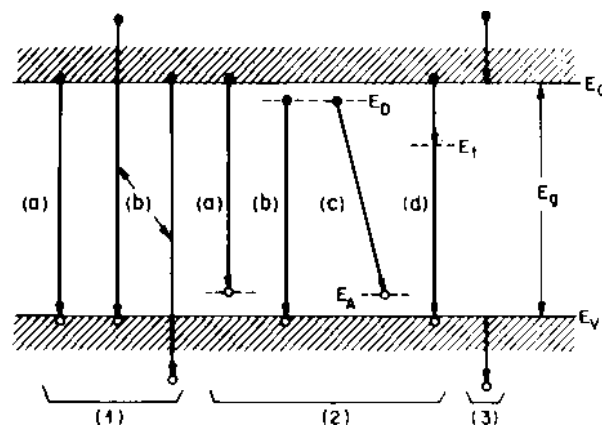


Fig.II.3: transições básicas em um semicondutor (• = elétron, o = lacuna) [23] .

A Figura II.3 ilustra os processos básicos de recombinação de portadores em uma rede semicondutora. As transições agrupadas no tipo (1) são chamadas de **inter-bandas**. O caso (1)(a) ilustra a emissão intrínseca, com energia bem próxima à da banda proibida; nos casos do tipo (1)(b), a emissão de energia mais alta envolve portadores "quentes", muitas vezes devido a efeitos de avalanche provocados por portadores com alta energia. As transições do tipo (2) envolvem impurezas químicas ou defeitos físicos. No caso (2)(a), ilustra-se a transição entre a banda de condução e um aceitador; no caso (2)(b) a transição entre um doador e a banda de valência; no caso (2)(c) a transição entre um aceitador e um doador e, no caso (2)(d), uma transição intermediada por uma armadilha da rede, geralmente ocasionada por um defeito. O terceiro tipo de transição é chamado de **intra-banda**, envolvendo o resfriamento e aquecimento de portadores através da interação deste entre si e com fônons da rede cristalina.

Nem todas as transições que ocorrem dentro da rede são radiativas, isto é, têm sua energia excedente convertida na emissão de fótons. Pode ocorrer também que uma transição seja na forma não-radiativa. Neste caso, a energia é transferida na forma de vibrações mecânicas para a rede, chamadas de fônons, ou para elétrons ou lacunas livres, como aumento de sua energia cinética, no processo denominado recombinação Auger.

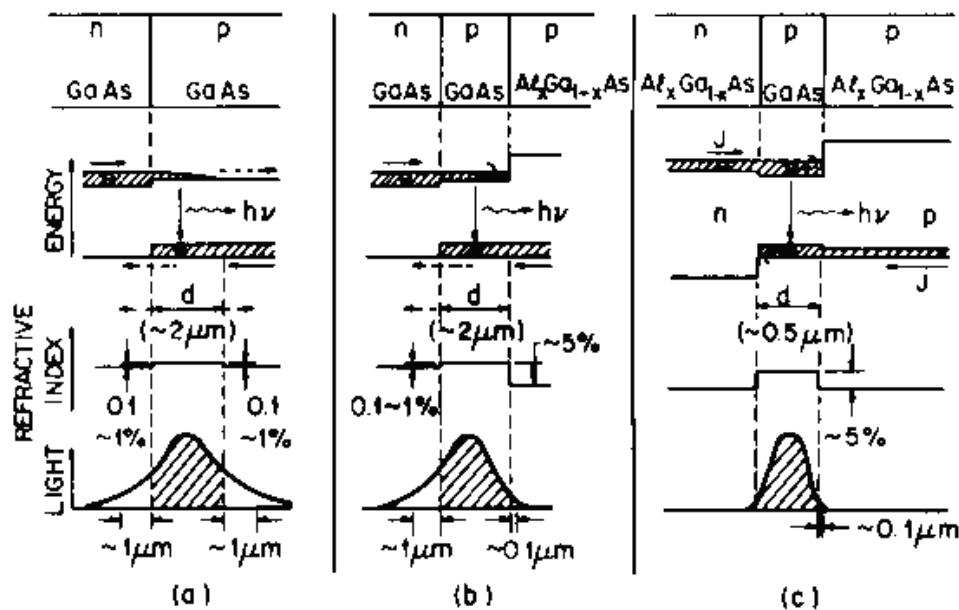


Fig.II.4: comparação de características de bandas de energia em polarização direta, índice de refração e confinamento óptico em: (a) homoestrutura; (b) heteroestrutura simples; e (c) heteroestrutura dupla [23].

Outro fator de grande importância no funcionamento de um dispositivo é o tipo de estrutura utilizada na sua construção, isto é, a forma como os diversos elementos são agrupados, determinando, assim, as condições de condução e confinamento da região majoritária de recombinação de portadores, também denominada região ativa. A Figura II.4 apresenta os três conceitos básico de estruturas comumente utilizados: a homoestrutura, a heteroestrutura simples e a heteroestrutura dupla.

Como ilustrado na Fig. II.4(c), a utilização de dupla heteroestrutura (DCH, *double confinement heterostructure*) promove um confinamento maior, em relação aos casos (a) e (b), dos portadores na região ativa (largura d) devido às barreiras de potencial criadas nas heterojunções de ambos os lados. O campo óptico também apresenta melhor confinamento, devido à redução abrupta do índice de refração em ambos os lados da região ativa, proporcionando um aumento de emissão estimulada e, conseqüentemente, uma redução da densidade da corrente de limiar do laser.

Nas DCHs cuja região intrínseca é formada por poços quânticos, quando a espessura da região ativa é reduzida à ordem do comprimento de onda dos portadores, ocorre uma quantização bi-dimensional das bandas de energia, resultando em uma série de níveis discretos a serem ocupados, como ilustrado na Figura II.5.

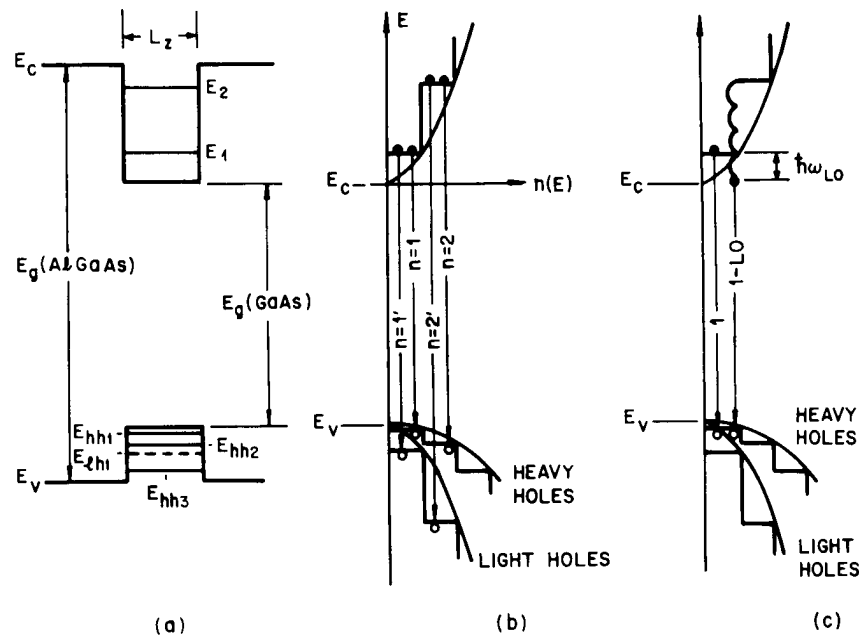


Fig.II.5: (a) potencial de poço quadrado, (b) densidade de estados, (c) espalhamento por fônons [23].

Nesse tipo de estrutura, o confinamento do campo óptico na região ativa é bem pequeno, devido às suas pequenas dimensões (relativamente ao comprimento de onda do campo eletromagnético). Porém, o ganho material chega a ser 50% maior do que em dispositivos comuns, para o caso de poços com rede cristalina sob forças biaxiais. Os maiores atrativos desses dispositivos estão nas suas potencialidades de alto desempenho dinâmico. Devido aos processos quânticos envolvidos no transporte de portadores de carga, comentado adiante, repostas da ordem de picosegundos podem ser obtidas [24].

- Dispositivos a poços quânticos

Os dispositivos a poços quânticos tiveram sua construção viabilizada com o amadurecimento das tecnologias de crescimento epitaxial, tais como a MBE (*molecular beam epitaxy*), a CBE (*chemical beam epitaxy*) e o MOCVD (*metal-organic chemical vapor deposition*) [23,25]. Essas tecnologias possibilitam o controle da composição química de cada camada atômica crescida sobre estrutura semicondutora. Fazendo-se o crescimento de materiais de diferentes bandas de energia proibida, uns sobre os outros, são produzidas estruturas com descontinuidades atômicas abruptas, afetando drasticamente o comportamento dos portadores eletrônicos presentes na região.

As estruturas de poços quânticos possibilitam o controle na densidade de estados efetiva dentro das bandas de valência e condução, fato este utilizado para melhorar propriedades ópticas de dispositivos fotônicos, tais como ganho diferencial. Tais fatores agem diretamente sobre a característica de ruído e o desempenho dinâmico do dispositivo em altas frequências, elementos de importância fundamental em telecomunicações.

²⁴ - J. P. Loehrb, *Physics of Strained Quantum Well Lasers*, Kluwer Acad. Publ., Massachusetts, 1998.

²⁵ - E. Tournié *et al.*, "Long wavelength GaInNAs/GaAs quantum-well heterostructures grown by solid-source molecular-beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, Vol.77 (2000), No.14, pg. 2189-2191.

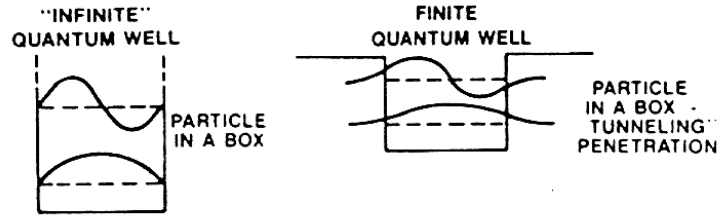


Fig.II.6: funções de onda num poço quântico ideal e no caso real finito [36].

O conceito básico de um poço quântico é ilustrado na Figura II.6, onde uma camada de GaAs, limitada por barreiras de AlGaAs, forma um poço de potencial para os elétrons. Devido às pequenas dimensões da camada de GaAs, apenas alguns estados discretos de movimentação na direção transversal ao poço são permitidos aos elétrons confinados em seu interior. As paredes do poço refletem as ondas (elétrons) incidentes, formando estados estacionários no interior da cavidade, definindo, desta forma, os modos permitidos no caso de poços infinitos, como ilustrado. No caso real, onde as barreiras são finitas, há a possibilidade de tunelamento do elétron, que pode penetrar a barreira até alcançar um outro poço adjacente.

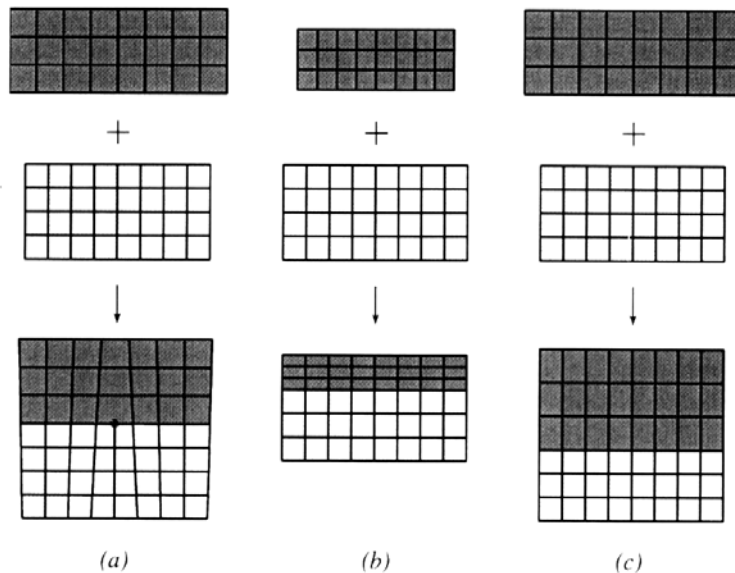


Fig.II.7: crescimento de rede dos tipos incoerente (a) e coerente (tensionado (b) ou comprimido (c)) [24].

As constantes de rede cristalina do AlGaAs e do GaAs são praticamente idênticas, de maneira que estruturas compostas AlGaAs/GaAs/AlGaAs preservam a estrutura cristalina de cada um dos materiais, formando as chamadas estruturas de poços quânticos não-

tensionadas (*unstrained*). Porém, quando as estruturas de rede não são próximas, como, por exemplo, no caso de poços quânticos de GaAs/InGaAs/GaAs, onde a constante de rede do InGaAs é 7% maior que do GaAs, duas possibilidades podem ocorrer [24]:

- 1) **Crescimento incoerente**, onde cada um dos materiais mantém suas constantes de rede como no equilíbrio e, portanto, a estrutura cristalina do dispositivo não pode ser preservada na interface entre os dois compostos. Ocorrem, assim, quebras ou deslocamentos, como ilustrado na Figura II.7(a).

- 2) **Crescimento coerente** ou **estresse pseudomórfico**, onde um dos materiais ajusta sua rede cristalina de modo a combinar-se com a rede do outro. Tal acomodação da rede faz com que forças de tensão ou compressão apareçam, como ilustrado nas Figuras II.7 (b) e (c). Comumente, o material que forma as barreiras do poço tem rede casada com o substrato, enquanto que o material do poço não apresenta tal casamento, ficando portanto sob condições de estresse bi-axial, tendo então seus níveis de energia alterados.

Os fenômenos de relaxação intra-banda são tidos como responsáveis por três efeitos que ocorrem em dispositivos fotônicos baseados em poços quânticos [26]:

- 1º : o pico de ganho não é fixo nos comprimentos de onda determinados pelos níveis quantizados de energia, caminhando em direção a menores comprimentos de onda (maior energia) à medida em que aumenta-se a injeção de portadores;
- 2º : o espectro de ganho ao redor dos picos se alarga devido à relaxação intra-banda;
- 3º : a relaxação intra-banda reduz em 30-40 % o ganho máximo, fato que é também observado em lasers convencionais (tipo *Bulk*).

Apesar de indesejável para as estruturas de interesse neste trabalho, a relaxação intra-banda está sendo utilizada para o desenvolvimento de dispositivos para operação no infra-vermelho longo (3 a >10 μm) [27] e para a geração de radiação eletromagnética na

²⁶ - J. Piprek, P. Abraham e J. E. Bowers, “Cavity length effects on internal loss and quantum efficiency of multi-quantum-well lasers”, *IEEE J. Select. Top. Quantum Electr.*, Vol.5 (1999), No.3, pg. 643-647.

²⁷ - F. Capasso *et al.*, “High-performance superlattice quantum cascade lasers”, *IEEE J. of Selec. Top. in Quantum Electr.*, Vol.5 (1999), No.3, pg.792-807.

faixa de terahertz (10^{12} Hz) [28]. Denominados QC-lasers (*quantum cascade*), esses dispositivos são unipolares, i.e., operam com apenas um tipo de portador, e têm grande capacidade de condução de corrente eletrônica e de atender a altas potências ópticas, devido ao transporte nas mini-bandas de condução da região ativa e de injeção e ao tunelamento de portadores.

Devido à maior facilidade dos elétrons, em relação às lacunas (ausência de elétron), de se movimentarem através da estrutura MQW (*multi-quantum well*), uma não-uniformidade na distribuição de portadores entre os poços ocorre no interior dessas estruturas. Desta forma, a maior densidade de portadores ocorre no poço mais próximo ao lado dopado *P* da estrutura de confinamento, causando variações na recombinação de portadores e na atenuação óptica [25].

- Recombinação Auger

O processo de recombinação não-radiativa do tipo Auger é o predominante nos lasers de interesse para utilização da segunda e terceira janelas de atenuação das fibras de sílica [30]. Este processo envolve quatro estados de partículas (três elétrons (*e*) e uma lacuna (*l*), dois *e* e duas *l*, etc.), sendo a energia resultante da recombinação *e-l* transferida para outro portador (um elétron ou lacuna), que se torna excitado e passa para um estado de mais alta energia dentro da banda correspondente. Este portador energizado, então, relaxa novamente para o estado de equilíbrio, perdendo energia através de vibrações na rede cristalina (fônons). Existem diversos tipos de recombinação Auger, sendo que os dois principais são o processo banda-a-banda e o processo assistido por fônons. Os processos do primeiro tipo são caracterizados pela forte dependência com a temperatura e a banda proibida do material, devido às propriedades de conservação de energia e momento dos quatro estados envolvidos. Nos processos do segundo tipo, a conservação de energia e de momento dá-se com a participação de fônons da rede, eliminando a necessidade de energia cinética mínima para a realização do processo.

²⁸ - P. Harrison, R. W. Kelsall, K. Donovan e P. Kinsler, “Solid-state terahertz sources using quantum-well intersubband transitions”, *IEEE Trans. Microw. Th. & Technq.*, Vol.48 (2000), No.4, pg. 645-652.

A recombinação do tipo Auger pode ser reduzida em até 10 vezes em estruturas de poços quânticos, em relação às convencionais, tanto nos casos de compressão como no de tensionamento bi-axial. Tal fato poderia ser explicado pela redução, em comparação com estruturas de rede casada, das massas efetivas dos portadores [29]. Porém, a recombinação Auger é, ainda, um dos problemas mais sérios em SQW-lasers com estruturas do tipo InGaAsP-InP, apesar de seu coeficiente ($8.10^{-31} \text{cm}^6/\text{s}$) ser, em média, três ordens de magnitude menor que em dispositivos convencionais ($10^{-27} \text{cm}^6/\text{s}$). Em estruturas MQW com injeção de portadores via tunelamento, a recombinação Auger é ainda menor, devido à redução dos efeitos de portadores “quentes” nesse tipo estrutura [30].

II.2 - Modelos

Discretização longitudinal e difusão de portadores

Para incluir, com convicção, uma componente de difusão longitudinal dentro do modelo utilizado para o SOA, foi realizada pesquisa bibliográfica sobre o assunto, sendo os principais trabalhos citados a seguir.

Encontrou-se a informação que o desprezo da componente de difusão de portadores em z , como apresentado em [31], poderia ser fundamentado na suposição de que uma variação lenta da densidade de portadores N , nessa dimensão, faria com que os efeitos de difusão fossem desprezíveis. Já em [32], onde o desprezo da componente de difusão dos portadores é realizada apesar de se discretizar a cavidade nessa dimensão, são apresentados resultados de simulação com variações de $N(z)$ de até 90%. No modelo de [33], considera-se, inicialmente, a difusão de portadores, desprezando-a em seguida a partir da alegação de

²⁹ - M. C. Wang *et al.*, “Measurements of nonradiative Auger and radiative recombination rates in strained-layer quantum-well systems”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.62 (1993), No.2, pg. 166-168.

³⁰ - H. Yoon *et al.*, “A “cold” InP-based tunneling injection laser with greatly reduced Auger recombination” *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol.7 (1995), pg. 974-976.

³¹ - I. Maio, “Gain saturation in traveling-wave ridge-waveguide semiconductor amplifiers”, *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol.3 (1991), No.7, pg. 629-631.

³² - P. Brosson, “Analytical model of semiconductor optical amplifier”, *J. Lightw. Techn.*, Vol.12 (1994), No.1, pg.49-54.

³³ - S. Balsamo, F. Sartori e I. Montrosset, “Dynamics beam propagation method for flared semiconductor power amplifiers”– *IEEE J. of Selec. Top. in Quantum Electr.*, Vol.2 (1996), No.2, pg. 378-384.

que com uma baixa taxa de repetição do sinal a concentração de portadores teria tempo de se recuperar. Isto é, assume-se que uma difusão ocorreria no sentido de se equalizar a população de portadores no espaço. Também em [34], apesar da boa introdução teórica, o modelo não considera N como função de z , assim também como apresentado em [31], para o caso de dispositivo baseado em poços quânticos.

No modelo utilizado em [35] considera-se $N=f(z,t)$, sem a componente de difusão. Os resultados de simulação mostram variações de até 100% em N , para condições de alta injeção de corrente. Nesse trabalho comenta-se que a maioria dos modelos z -dependentes para SOA assumem uma injeção uniforme de corrente na região ativa; porém, essa suposição seria feita sem verificação experimental alguma. Supondo um contato de potencial elétrico uniforme, como condição de contorno, e uma resistência de contato finita, conclui-se que não-uniformidades em z aparecem tanto na densidade de corrente injetada quanto na concentração de portadores no interior da cavidade.

No modelo apresentado em [36], também sem difusão, os resultados de simulação também apresentam alta inomogeneidade na distribuição de portadores em z , quando da operação em regime de ganho saturado. O mesmo ocorre em [37], onde a simulação mostra variações de N com z , fato que influenciaria as velocidades de operação em cada trecho dz considerado [38].

Tentando compreender melhor o problema em questão, ampliou-se a pesquisa bibliográfica, já que era clara a importância da presença do termo de difusão (tanto para elétrons como para lacunas) nas correntes eletrônicas no interior da rede, já que tal fenômeno é amplamente discutido dentro das propriedades fundamentais do modelamento de dispositivos semicondutores [39].

³⁴ - J. Mørk, A. Mecozzi e G. Eisenstein, "The modulation response of a semiconductor laser amplifier", *IEEE J. of. Selec. Top. in Quantum Electr.*, Vol.5 (1999), No.3, pg. 851-860.

³⁵ - J.L. Pleumeekers *et al.*, "Longitudinal spatial hole burning and associated nonlinear gain in gain-clamped semiconductor optical amplifiers", *IEEE J. of. Quantum Electr.*, Vol.34 (1998), No.5, pg. 879-886.

³⁶ - U. Y. Won e S.K. Han, "Amplified spontaneous emission noises in semiconductor optical amplifier wavelength converters using cross-phase modulation", *Micr. Opt. Techn. Lett.*, Vol.25(2000), No.1, pg.76-81.

³⁷ - T. Durhuus *et al.*, "Detailed dynamic model for semiconductor optical amplifier and their crosstalk and intermodulation distortion"- *J. of Lighthw. Techn.*, Vol.10 (1992),pg. 1056-1065.

³⁸ - T. Durhuus *et al.*, "All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifier" - *J. Lightwave Tech.*, Vol.14 (1996), No.6, pg. 942-954.

³⁹ - S. Selberherr, *Analyses and simulation of semiconductor devices*, Ed. Springer-Verlag, Nova York.

Encontrou-se, então, comparação de resultados experimentais com simulações onde demonstrava-se a importância da consideração do aquecimento de portadores quando do cálculo das correntes de condução (deriva) e difusão no interior de um dispositivo [40]. Em [41] encontrou-se a argumentação de que a difusão axial de portadores em lasers semicondutores tornaria possível desprezar-se a correlação entre a emissão estimulada e a emissão espontânea. Resultados importantes foram encontrados também em [42], onde simulações demonstram variações nas perdas ópticas da cavidade em relação com seu comprimento L_z , fato devido à absorção por portadores livres (*free-carrier absorption*).

O modelo mais completo, com equações de taxa incluindo aquecimento de portadores, aquecimento da rede e fônons ópticos, foi encontrado em [43]. Nesse trabalho é feita uma análise de pequenos sinais para a resposta à modulação da densidade e temperatura de portadores, da temperatura da rede e das populações de fônons transversais e longitudinais. O tempo médio de vida dos fônons foram estimados em 8 ps. Nesse trabalho, a não-linearidade do ganho é relacionada, além da variação da densidade de portadores N , à variação da densidade de fótons S , da temperatura de elétrons T_e , de lacunas T_h e da rede T_L .

Nas simulações encontradas em [44], demonstra-se a importância da consideração das trocas térmicas entre portadores e a rede cristalina ao compararem-se os resultados com os obtidos em experimentos de projetos de dispositivos. A resolução do problema é feita via elementos finitos para um modelo bidimensional do laser, incluindo correntes internas e propagação térmica.

⁴⁰ - M. Grupen e K. Hess, "Severe gain suppression due to dynamic carrier heating in quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, Vol.70 (1997), No.7, pg.808-810.

⁴¹ - G. C. Dente e M. L. Titon, "Modeling multiple-longitudinal-mode dynamics in semiconductor lasers", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.34 (1998), No.2, pg.822-835.

⁴² - J. Piprek, P. Abraham e J. E. Bowers, "Cavity length effects on internal loss and quantum efficiency of multiquantum-well lasers", *IEEE J. of Select. Top. Quantum Electronics*, Vol.5 (1999), No.3, pg. 643-647.

⁴³ - C.-Y. Tsai *et al.*, "Theoretical modeling of the small-signal modulation response of carrier and lattice temperatures with the dynamics of nonequilibrium optical phonons in semiconductor lasers", *IEEE J. of Selec. Top. in Quantum Electr.*, Vol.5 (1999), No.3, pg.596-605.

⁴⁴ - G.-L. Tan *et al.*, "A two-dimensional nonisothermal finite element simulation of laser diodes", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.29 (1993), No.3, pg.822-835.

II.3 - Mecanismos de transporte em lasers semicondutores

Cavidades tipo Bulk e QW

A dinâmica de alta velocidade de lasers e amplificadores a semicondutor tem sido modelada convencionalmente utilizando-se um par de equações diferenciais lineares de primeira ordem acopladas, denominadas **equações de taxa**, sendo uma regendo a densidade de portadores elétricos e outra a de fótons no interior da cavidade. A dependência não-linear do ganho óptico com a densidade de fótons é, geralmente, introduzida no formalismo por um fator de compressão de ganho.

Na prática, as respostas dinâmicas de dispositivos com área opticamente ativa, tipo heteroestrutura enterrada, são limitadas por parasitas RC [45], aquecimento, tempos de relaxação de portadores e pela máxima potência suportada pela estrutura.

No caso particular de estruturas semicondutoras utilizando poços quânticos, os mecanismos de transporte de portadores são de grande importância para a determinação dos limites dinâmicos do dispositivo. Dessa forma, em estruturas de poços quânticos múltiplos, MQW (*multi-quantum well*), a otimização estrutural deve ser feita também com relação à largura e número dos poços, à altura e largura das barreiras, aos tipos de composição da SCH (*separate confinement heterostructure*), à intensidade de tensionamento na rede cristalina e ao tipo e quantidade de dopagem das camadas ativas. Utilizando um projeto otimizado, tempos de recuperação de ganho inferiores a 10 ps foram obtidos para amplificadores ópticos baseados em MQW [46].

Resumidamente, pode-se relacionar os principais processos que influenciam a resposta à modulação em lasers MQW, como ilustrado na Fig.II.8 [47]:

- tempo de vida dos fótons

Fator de limitação intrínseco da modulação, é dependente do comprimento da cavidade, das perdas por absorção e das refletividades das facetas. No caso do SOA

⁴⁵ - R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera e W. Powazinik, “Frequency response of 1.3 μm InGaAsP high speed semiconductor lasers”, *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.QE-23 (1987), No.9, pg. 1410-1418.

⁴⁶ - G. Eisenstein *et al.*, “Ultrafast gain dynamics in 1.5 μm multiple quantum well optical amplifiers”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.58 (1991), No.2, pg.158-161.

⁴⁷ - C. Tsai *et al.*, “A small-signal analysis of the modulation response of high-speed quantum well lasers: effects of (...)”, *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.33(1997), No.11, pg. 2084-2096.

(*semiconductor optical amplifier*), no qual as refletividades são praticamente desprezíveis, este fator não é crucial, já que o tempo de vida dos fótons reduz-se ao tempo de propagação do campo para atravessar a estrutura.

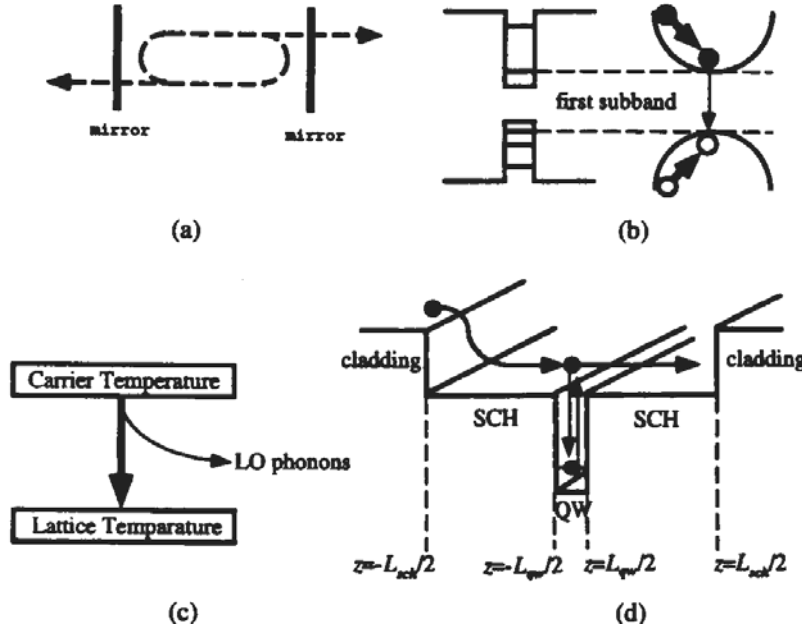


Fig.II.8: ilustração dos processos associados à: (a) tempo de vida dos fótons, (b) defasamento no *spectral hole burning*, (c) relaxação após aquecimento, e (d) transporte: difusão-captura-escape de portadores [43].

- *spectral hole burning* (queima espectral de lacunas)

Como a emissão estimulada ocorre apenas em um determinado estado k do espaço de momentos para elétrons e lacunas, o estado vago deixado logo após uma emissão estimulada precisa ser ocupada por um portador antes da ocorrência da próxima emissão. A velocidade desse processo é caracterizada pelo tempo de relaxação de fase entre elétron e lacuna (e/l), determinado majoritariamente pelo espalhamento de energia entre os portadores e dos portadores com fônons ópticos longitudinais, os LO-fônons [(*longitudinal optical*) LO-phonon scattering].

- aquecimento de portadores

Não só a dinâmica dos portadores no estado k , mas também os processos de troca de energia entre portadores, fótons e fônons afetam o desempenho do dispositivo baseados em poços quânticos - QW. Os principais processos de aquecimento de portadores nos QWs são

a injeção eletrônica, as recombinações estimulada e espontânea e a absorção por portadores livres. O maior canal de re-emissão dessa energia excedente, à temperatura ambiente, é a emissão de LO-fônons.

- transporte de portadores

Os principais mecanismos de interesse, no que se refere ao transporte de portadores, são:

- transporte através da heteroestrutura de confinamento (SCH, *separate confinement heterostructure*), governado por problemas clássicos de difusão, recombinação e, na presença de campo elétrico, condução(deriva) de portadores pela SCH;

- captura de portadores pelo poço quântico, problema de mecânica quântica que leva em conta a relevância da dinâmica dos mecanismos de espalhamento de fônons;

- escape de portadores do poço, conhecido como emissão termoiônica, processo ativado termicamente nos dispositivos operando na temperatura ambiente e função da altura da barreira;

- tunelamento entre os poços, função da altura e largura das barreiras.

Os mecanismos de transporte são brevemente apresentados a seguir.

Transporte pela SCH - Sob condições normais de operação, pode-se dizer que um laser a semiconductor com poço quântico é, essencialmente, um diodo *p-i-n* diretamente polarizado. Desta forma, a região *p* fornece lacunas como portadores majoritários e a região *n*, elétrons. A diferença principal, com relação a um diodo, é que no meio da região intrínseca *i*, cercada por duas SCH, existe um ou mais poços quânticos onde os portadores eletrônicos recombina-se, gerando fótons e/ou fônons no interior da cavidade. Supondo uma injeção uniforme de portadores (em densidades de $\sim 10^{24} \text{m}^{-3}$), sendo feita a partir de lados opostos da SCH, a separação entre cargas pode gerar campos superiores a 10^6 V/cm [48]. Como os portadores têm alta mobilidade, redistribuir-se-ão até atingir a condição de neutralidade de carga. O transporte processa-se como se fosse uma difusão pura, porém com um coeficiente de difusão efetivo duas vezes maior que o coeficiente de difusão das lacunas. Utilizando-se modulação óptica do dispositivo através da injeção de um bombeio por laser modulado, com energia na faixa de absorção dos poços, pode-se produzir pares *e/l*

diretamente no interior da cavidade ativa [49]. Desta forma, a maioria do transporte de portadores, que era feito via transporte pelas regiões SCH, não é mais necessária para a operação do laser. Porém, permanece o acoplamento entre os estados dos poços e da SCH como fator influente na capacidade de modulação do laser. O transporte de portadores através das camadas não dopadas da SCH pode acarretar redução no ganho diferencial efetivo, e por fator de até 6 vezes, na resposta a modulação, como demonstrado na ref.[50] para SQW lasers com espessuras de SCH variando de 760 a 3000 Å.

Captura de portadores pelo poço - O cálculo do tempo de captura de portadores envolve a probabilidade, por unidade de tempo, de um portador com um dado estado de energia inicial acima do poço emitir um fônon óptico longitudinal e terminar, então, em um estado final dentro do poço, como indicado pelas condições de conservação de momento e de energia. Esse tempo deve depender fortemente com a largura do poço. À medida que a largura aumenta, os estados virtuais que estavam acima do poço começam a ser confinados em seu interior.

A utilização de uma gradação linear ou parabólica no índice de refração da SCH é uma forma de melhorar a eficiência de captura dos portadores pelo poço quântico, como já demonstrado experimentalmente [51,52]. Tal gradação de índice é obtida, por exemplo, variando-se continuamente a fração molar de alumínio à medida que se cresce a camada da SCH. A baixas temperaturas (~6 K), dispositivos utilizando gradação linear de índice da SCH (*L-GRINSCH*) apresentaram 100% de eficiência na captura de portadores pelo poço, enquanto que dispositivos sem variação de índice da SCH tem esse valor diminuído para 50%, sendo que o desempenho quando da utilização de gradação de índice parabólica (*P-GRINSCH*) apresenta eficiência com valor intermediário.

⁴⁸ - R. Nagarajan *et al.*, "High speed quantum-well lasers and carrier transport effects", *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol.28 (1992), No.10, pg.1990-2008.

⁴⁹ - T. Keating *et al.*, "Temperature dependence of electrical and optical modulation responses of quantum-well lasers", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.35 (1999), No.10, pg. 1526-1534.

⁵⁰ - R. Nagarajan *et al.*, "Transport limits in high-speed quantum-well lasers: experiment and theory", *IEEE Photonics Techn. Letters*, Vol.4 (1992), No.2, pg.121-123.

⁵¹ - H. J. Pollard *et al.*, "Trapping of carriers in single quantum wells with different configuration of the confinement layers", *Physical Rev. B*, Vol.38 (1998), pg. 7635-7648.

⁵² - S. Morin *et al.*, "Capture of photexcited carriers in a single quantum well with different confinement structures", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol. 27 (1991), pg. 1669-1675.

Porém, à temperatura ambiente, os tempos de difusão passam a ser predominantes e os tempos de recuperação de ganho com *L-GRINSCH* podem chegar a ser 4 vezes maiores que em dispositivos com SCH não-gradual [53], de forma que, para operação na temperatura ambiente, não existe vantagem real na utilização de SCH com índice gradual. Para obter-se uma redução nas correntes e capacitâncias parasitas na SCH, utiliza-se uma dopagem com ferro, cromo ou cobalto, como forma de melhorar as condições de operação do dispositivo [54].

Transporte pela barreira - Em estruturas de poços múltiplos, as funções de onda de elétrons e lacunas não ficam completamente confinadas aos poços, havendo, então, certa probabilidade de acoplamento entre dois poços adjacentes. Este acoplamento é função da altura e da largura da barreira existente entre eles. Num sistema de dois poços simétricos, o acoplamento entre os poços tende a remover a degeneração de energia $\Delta E = E_o - E_e$ existente entre os estados degenerados ímpar (E_o) e par (E_e). A superposição das funções de onda neste sistema corresponde a um elétron (ou uma lacuna) oscilando entre os poços numa frequência dada por $\Delta E/h$, sendo o tempo de tunelamento definido como meio período de oscilação, com h sendo a constante de Plank.

Tal resultado, derivado para sistema de dois poços, é geralmente apropriado para a análise de tunelamento em sistemas MQW, no limite de acoplamento fraco entre os poços. Porém, em alguns casos aparecem complicações adicionais devido ao transporte entre os vários poços. Em uma simplificação, assume-se neutralidade de carga na SCH, com as lacunas, mais lentas que os elétrons, dominando a dinâmica de transporte. A captura pelo primeiro poço é analisada como no caso SQW. Pode-se assumir que todas as lacunas são capturadas pelo primeiro poço, devido ao seu pequeno tempo de captura, e posteriormente transportadas através da estrutura MQW via emissão termiônica, difusão pela barreira e captura pelo poço seguinte ou via tunelamento através da(s) barreira(s). Para uma barreira bem projetada, os tempos de difusão e captura pelo próximo poço são desprezíveis em relação ao tempo de emissão termo-iônica. Este tempo de emissão configura-se então como

⁵³ - S. Weiss *et al.*, "Carrier capture times in multiple quantum well optical amplifiers", *Applied Physics Letters*, Vol.60 (1992), No.1, pg. 9-11.

⁵⁴ - G. Rossi, R. Paoletti e M. Meliga, "SPICE simulation for analysis and design of fast 1.55 μm MQW laser diodes", *J. of Lightwave Techn.*, Vol.16 (1998), No.8, pg. 1509-1516.

sendo o processo dominante, competindo com o tunelamento no processo de transporte pela barreira.

Escape de portadores do poço - O escape de portadores do poço quântico depende da distribuição energética dos portadores confinados. Resultados comparativos entre simulação e resposta à modulação em lasers MQW, mostram um rápido aquecimento de elétrons nos lasers com injeção eletrônica. Esse aquecimento acompanha a modulação da densidade de portadores e age contra seu efeito no ganho óptico, levando a uma degradação na resposta dinâmica do laser [40]. Resultados obtidos para MQW-SOA sugerem que o transporte entre os poços seria limitado pelo escape dos portadores, com estimativa de 16 ps para o tempo total de transporte [55]. O resfriamento posterior dos pares *e-l* criados durante a absorção é tido como dominado pelo espalhamento devido à interação com fônons.

Tunelamento - Para espessuras de barreira suficientemente pequenas ($< 50 \text{ \AA}$), o tunelamento através da barreira é o fenômeno dominante, tanto para elétrons como para lacunas. À medida que se aumenta a espessura, as lacunas começam a ser transportadas majoritariamente via emissão termiônica. Com espessuras a partir de pouco mais de $150 \text{ \AA}$, os elétrons passam também a serem transportados via escape do poço e difusão pela barreira. Uma forma de diminuir-se os tempos de transporte através das barreiras é utilizando o tunelamento ressonante. Ao se aplicarem tensões correspondentes à energia potencial de salto através do período da rede, foi observada a existência de regiões de condutância negativa em MQW. Esta energia seria igual à diferença de energia entre os dois primeiros estados excitados e o primeiro estado (*ground state*) do poço. Tal fato fornece evidências diretas de um tunelamento sequencial ressonante entre o estado do fundo de um poço e os estados excitados de poços adjacentes, alternadamente com as relaxações dentro de cada poço, como ilustrado na Figura II.9.

⁵⁵ - R. Paiella *et al.*, “Measurements of the interwell carrier transport life-time in multiquantum-well optical amplifiers by polarization-resolved four-wave mixing”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.69(1996), No.27, pg.4142-4144.

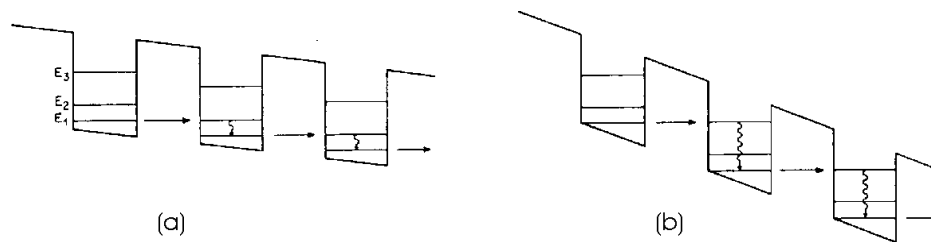


Fig.II.9 - Tunelamento ressonante sequencial de elétrons, para energia potencial igual à diferença de energia entre o estado do fundo do poço e: (a) o primeiro estado excitado e, (b) o segundo estado excitado [56].

II.4 - Não-linearidades em SOAs

Causas, efeitos e aplicações

Finalizando o capítulo, é apresentada uma revisão bibliográfica sobre utilização dos processos não-lineares em SOA

- Efeitos Interbandas

Como primeiro exemplo de não-linearidade interbanda, podem-se citar os fenômenos já bem conhecidos de saturação do ganho e de absorção. Tais efeitos ocorrem devido ao número finito de estados possíveis na banda de condução do dispositivo: quando um sinal óptico de grande potência se propaga pela cavidade semicondutora, sua absorção/ganho sofre saturação devido à ocupação/desocupação total dos estados da banda. A Figura II.10 ilustra o comportamento do ganho/atenuação da cavidade de acordo com a densidade de portadores N .

⁵⁶ - F. Capasso, K. Mohammed e A. Y. Cho , “Sequential resonant tunneling through a multiquantum well superlattice”, *Applied Physics Letters*, Vol.48 (1986), No.7, pg.478-480.

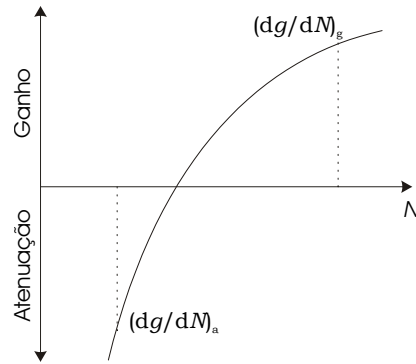


Fig.II.10: ganho versus densidade de portadores na banda de condução.

Essa característica de funcionamento do SOA pode ser utilizada como um mecanismo de chaveamento, proposto já em 1964, através da utilização de um dispositivo com duas seções, uma de ganho seguida por uma de absorção, formando um dispositivo bi-estável que pode exibir comportamento de histerese na resposta “luz *versus* corrente” e, até mesmo, pulsação auto-sustentada [57]. Em adição, quando operado pouco abaixo do limiar de bi-estabilidade para luz-corrente, um dispositivo, contendo um ou mais absorvedores saturáveis, pode exibir chaveamento e operação bi-estável controlada por injeção óptica. As condições de estabilidade, bi-estabilidade e instabilidade são determinadas pelos tempos de vida dos portadores na região de ganho e de absorção, respectivamente τ_g e τ_a , e pelos correspondentes coeficientes diferenciais de ganho em cada seção, respectivamente $(dg/dN)_g$ e $(dg/dN)_a$. O diagrama de condição de funcionamento para esse dispositivo é apresentado na Figura II.11. Tais características já foram utilizadas para chaveamento temporal, conversão em comprimento de onda e recuperação de relógio [57].

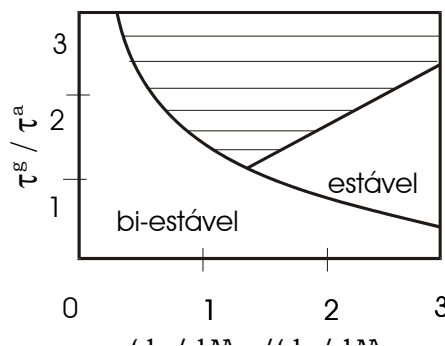


Fig.II.11: diagrama de estabilidade para dispositivo de duas seções (linhas indicam região onde pulsação auto-sustentada pode ocorrer).

Associado ao efeito de saturação do ganho/absorção, existe um processo associado de não-linearidade do índice de refração, que contém contribuições do efeito de plasma de portadores livres e do efeito de dispersão anômala na fronteira de banda. Toma-se aqui uma aproximação linear da variação do índice de refração com a concentração de portadores [57]:

$$n = n_0 - g_0 \frac{dn/dN}{dg/dN} \frac{P/P_{sat}}{1 + P/P_{sat}} \quad (\text{II.1})$$

onde n_0 é o índice de refração na ausência de luz. Tal alteração do índice de refração, com a potência do sinal óptico, resulta em uma diferença de fase no sinal amplificado, a qual é convenientemente utilizada através de configurações interferométricas. A mais simples dessas configurações é a utilização de um *FP-SOA* (*SOA* sem revestimento anti-refletivo nas faces), onde a mudança não-linear de fase age de forma a mudar o comprimento do caminho óptico na cavidade e desviar as ressonâncias para comprimentos de onda maiores, à medida que se aumenta a potência óptica do sinal [57]. Então, ao sintonizar-se o sinal de entrada para o lado de maior comprimento de onda de uma ressonância Fabry-Perot, é possível observarem-se não-linearidades e bi-estabilidade na resposta “sinal de saída *versus* sinal de entrada”. Uma potência mínima de 1 μW para chaveamento é requerida, com tempo de chaveamento em torno de 1 a 10 ps.

Um segundo exemplo de configuração para explorar a mudança de fase induzida opticamente é o acoplador direcional não-linear ativo [57], formado por dois amplificadores com cavidades próximas uma da outra, como num acoplador eletroóptico. O comprimento do dispositivo é calculado de forma que, para baixas potências de entrada, ele opera no modo "cruzado", enquanto que, para potências de entrada suficientemente altas ($\sim\text{mW}$), o acoplamento é alterado devido à diferença de fase induzida e a operação passa para o modo "direto". A característica teórica de operação de tal configuração é mostrada pela Figura II.12.

⁵⁷ - M. J. Adams, D. A. O. Davies, M. C. Tatham, M. A. Fisher, "Nonlinearities in semiconductor optical amplifiers", *Optical and Quantum Electronics*, Vol.27 (1995), pg. 1-13.

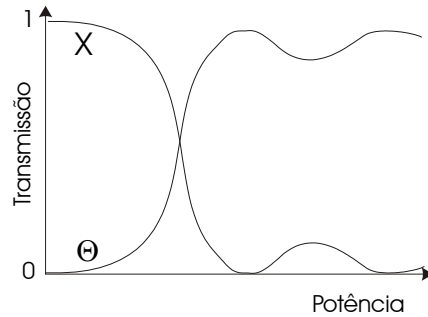


Fig.II.12: característica de chaveamento do acoplador direcional não-linear ativo, com X sendo o modo cruzado e Θ o modo direto de funcionamento.

Um terceiro exemplo de exploração do índice de refração não-linear em SOAs é a configuração em laço-espelho (*loop mirror*), ou interferômetro de Sagnac, cuja configuração é ilustrada na Figura II.13 [57]. Um sinal em um dos terminais de entrada é dividido pelo acoplador, fornecendo dois sinais: um propaga-se no sentido horário (*cw* - *clockwise*) e outro no anti-horário (*ccw* - *counterclockwise*) dentro do laço contendo um amplificador e um atenuador. Cada um dos sinais, então, experimenta ganhos e mudanças de fase diferentes devido à atuação do atenuador, saem do laço simultaneamente pelo acoplador, interferindo e fornecendo dois sinais de saída que têm suas amplitudes dependentes da diferença de fase entre as duas componentes. Utilizando-se essa configuração foi implementado um auto-roteador de pulsos ópticos com 10 ns de duração, com potências menores que 250 μW , em um laço de 17 metros.

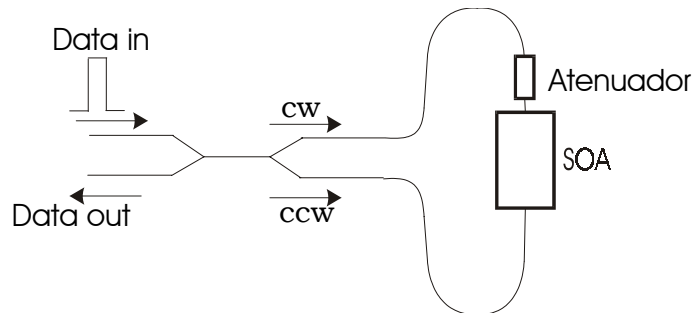


Fig.II.13: configuração laço-espelho.

Uma outra configuração, o *SLALOM* (*semiconductor laser amplifier in a loop mirror*) [58], é semelhante a da ilustrada pela Fig. II.13, diferindo pela omissão do atenuador e pela presença do amplificador deslocado do centro do laço por uma distância

determinada, o que acarreta em um tempo de chegada ao amplificador diferente para cada pulso. Esse atraso é utilizado para fazer uma operação de correlação. Tal configuração tem o trunfo de poder ser construída de forma integrada e foi utilizada como porta de decisão para re-temporização totalmente óptica com translação de comprimento de onda simultâneo (1Gb/s), para regeneração do pulso (auto-correlação de pulsos de 100 ns), decodificação (*pulse interval coding*) e demultiplexação temporal (16 x 10 Gb/s). Pode, também, ser utilizada no chaveamento com sinal de controle, inserido no laço através de um outro acoplador, como utilizado na configuração *TOAD*, apresentada logo adiante.

As propriedades dinâmicas das não-linearidades interbanda são governadas, em uma aproximação para pequenos sinais, pelo tempo de vida efetivo dos portadores [57]:

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_c}{1 + P/P_{sat}} \quad (II.2)$$

onde $\tau_c = dN/dR$ é o tempo de vida diferencial dos portadores (200-750 ps), com R sendo a taxa total de recombinação. Combinando alta corrente de alimentação com potências ópticas de entrada moderadas (mW), τ_{eff} pode ser reduzido a valores da ordem de algumas dezenas de picosegundos. Para tanto, a potência óptica deve estar presente continuamente ou em uma alta frequência, de maneira que a população de portadores não consiga restaurar seu valor significativamente, em relação ao valor de saturação. Tal princípio é utilizado para obter-se resposta rápida, na conversão em comprimento de onda, pela saturação cruzada de ganho em SOAs, e é apresentada mais adiante.

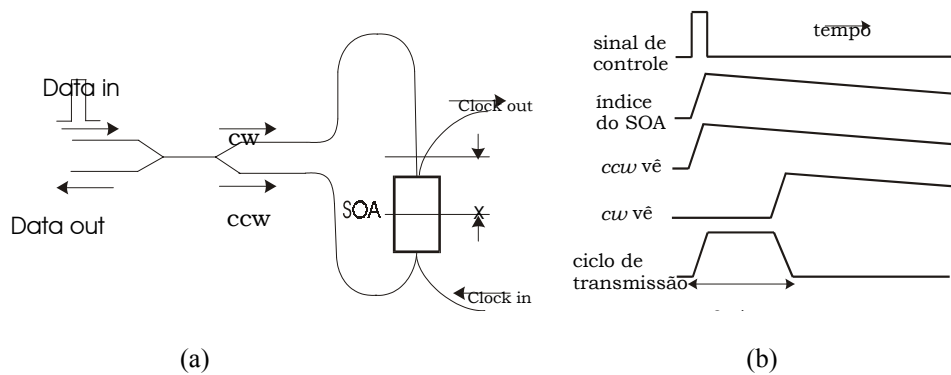


Fig.II.14: configuração do TOAD (a) e resposta temporal (b).

⁵⁸ - M. Eiselt, W. Pieper e H. G. Weber, "SLALOM: semiconductor laser amplifier in a loop mirror", *J. Lightwave Tech.*, Vol.13 (1995), No.10, pg. 2099-2112.

Outra forma de utilização desse desempenho de alta-velocidade é através da configuração TOAD (*terahertz optical asymmetric demultiplexer*) [59], ilustrada na Figura II.14. Tal montagem difere da configuração *SLALOM* pela inserção de um acoplador, de forma que um pulso de controle de alta intensidade passe pelo amplificador. A resposta temporal desse arranjo é ilustrada na Fig. II.14(b). Quando o pulso de controle passa pelo amplificador, uma mudança muito rápida (sub-picosegundo) no índice de refração é criada. Como o amplificador está deslocado do centro do laço por uma distância x , os sinais cw e ccw experimentam a diferença no índice separados por um tempo $2x/v$, sendo v a velocidade da luz no laço. O resultado é que a saída do TOAD exibe uma janela de transmissão de largura $2x/v$, com perfil de subida e descida da ordem de picosegundos e transmissão praticamente plana durante este intervalo. Demultiplexação totalmente óptica com esse tipo de configuração foram demonstradas para taxas de até 250 Gb/s [57].

Outra aplicação dos efeitos não-lineares interbanda do SOA, como XPM, XGM e FWM, é na conversão de comprimento de onda do sinal óptico. A conversão em comprimento de onda, baseada em FWM, é atrativa devido à transparência quanto ao formato de modulação e capacidade de operação em altas taxas. Porém, sua eficiência de conversão não é muito alta e cai com o aumento da janela de conversão, dificultando a manutenção de uma relação sinal/ruído alta e a sua utilização em cascata. Dar-se-á maior atenção, neste trabalho, às configurações que utilizam XGM e XPM.

A conversão em comprimento de onda por XGM é obtida através da modulação de um sinal CW (*continuous wave*), no comprimento de onda λ_c desejado, devido à modulação do ganho do meio saturado, de maneira que, após passar pelo SOA, o sinal contém a mesma informação, embora invertida em amplitude, que o sinal de entrada em λ_s . Na Figura II.15 são apresentados os esquemas co- (a) e contra-propagante (b) de conversão de comprimento de onda, por XGM.

⁵⁹ - R. J. Manning, A. D. Ellis, A. J. Poustie e K. J. Blew, "Semiconductor laser amplifier for ultrafast all-optical signal processing", *J. Optical Society of America B*, Vol.14 (1997), No.11, pg. 3204-3216.

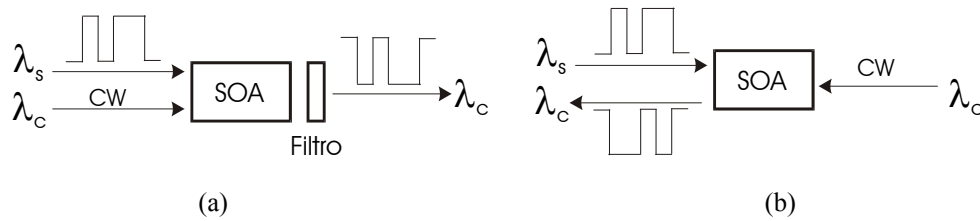


Fig.II.15: esquema de conversão de comprimento de onda por XGM - esquemas (a) co-propagante e (b) contra-propagante.

Neste último esquema [Fig. II.15(b)] é possível realizar a conversão para o mesmo comprimento de onda. Na conversão de comprimento de onda por XGM, o comprimento da cavidade é de grande importância no processo, já que quanto maior o comprimento, melhor é o desempenho dinâmico e menor é a banda de amplificação. Portanto, uma maior razão de extinção do sinal convertido é obtida para uma maior cavidade e um maior ganho diferencial é obtido no lado de menor comprimento de onda do pico de ganho [60]. Um dos maiores problemas dos esquemas utilizando XGM é a impossibilidade da conservação da razão de extinção quando da conversão de comprimentos de onda menores para maiores. Dessa forma, conversões para maiores ou para o mesmo comprimento de onda reduzem a razão de extinção do sinal, levando à degradação do sinal e limitando o cascadeamento de conversores. Para evitar esse problema de degradação da razão de extinção, esquemas utilizando XPM são utilizados. Esses esquemas baseiam-se na dependência do índice de refração, da região ativa do SOA, com a densidade de portadores. Um sinal de entrada (em λ_s), que diminua a densidade de portadores, modula o índice de refração e, portanto, modula em fase um sinal CW (em λ_c). Esse sinal CW, modulado em fase, pode ser demultiplexado após o conversor, ou, ainda, o SOA pode ser integrado em uma montagem interferométrica de forma que um sinal em λ_c , modulado em amplitude, invertida ou não, é obtido na saída.

Esquemas utilizando XPM têm a vantagem de possuírem uma maior eficiência, em comparação com os que utilizam XGM. Para se obter uma diferença de fase de π radianos, necessária à operação interferométrica, é necessária uma variação de ganho de apenas 4 dB, pequena se comparada à variação de 10 dB necessária para os esquemas por XGM. Devido à pequena modulação de ganho, os esquemas por XPM têm os sinais convertidos com

espectro mais estreito do que os obtidos por XGM, característica de grande importância na transmissão em longas distâncias, devido à dispersão da fibra. Um espectro mais estreito também reduz as interferências espectrais que podem ocorrer em outros dispositivos do enlace óptico, como demultiplexadores WDM.

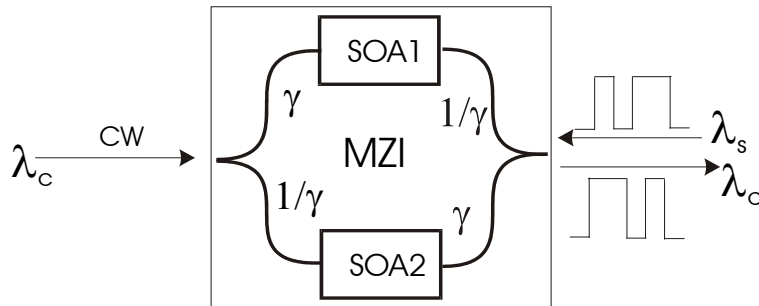


Fig. II.16: conversor Mach-Zehnder assimétrico.

Exemplos de montagens interferométrica para utilização de XPM são apresentados nas Figuras II.16 a II.18. Na montagem MZI (*Mach-Zehnder Interferometer*) assimétrica, ilustrada na Figura II.16, acopladores assimétricos são utilizados de forma que cada um dos amplificadores operam em níveis de saturação diferentes, ocasionando diferentes modulações de fase.

Na montagem MZI simétrica, Fig. II.17, a diferença na saturação e, conseqüentemente, na modulação de fase entre os dois amplificadores, acontece devido ao fato de que apenas um deles (SOA1) recebe o sinal de entrada em λ_s , através de um acoplador adicional, sendo que o outro não é afetado pelo sinal de entrada.

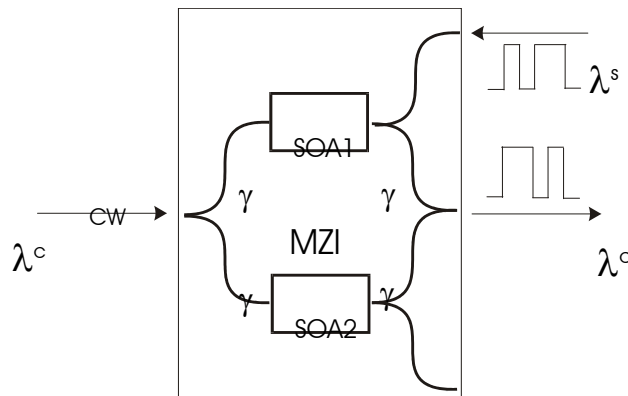


Fig.II.17: conversor Mach-Zehnder simétrico, com acoplador adicional para o sinal de entrada.

⁶⁰ - T. Durhus, B. Mikkelsen, C. Joergensen, S. L. Danielsen e K. E. Stubkjaer, "All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifier", *J. Lightwave Tech.*, Vol.14 (1996), No.6, pg. 942-954.

Esse tipo de conversor pode, também, ser construído com apenas um amplificador em um dos braços do interferômetro; porém, tal esquema apresenta menor potência de saída e menor sensibilidade a mudanças na polarização do sinal CW.

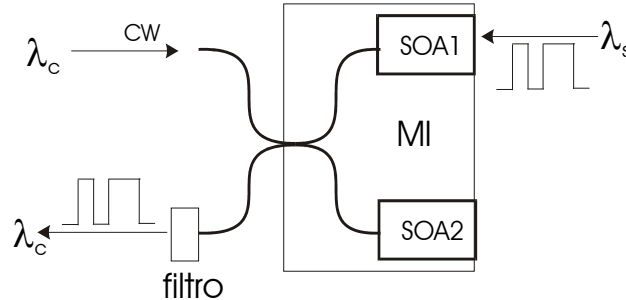


Fig.II.18: conversor via interferômetro Michelson.

Outro tipo de configuração é a do interferômetro de Michelson (MI), ilustrado na Figura II.18. Nessa montagem, similar às MZI comentadas anteriormente, a diferença de níveis de saturação, na operação dos dois amplificadores, é obtida através da inserção do sinal de entrada, em λ_s , em apenas um dos SOAs, em contra-propagação ao sinal CW em λ_c . Dessa forma, um filtro óptico, centrado em λ_c , é necessário na saída da montagem para filtrar o sinal de entrada, em λ_s .

- Efeitos Intrabanda

Para pulsos cuja duração é muito menor que o tempo de vida dos portadores, a saturação de ganho é determinada pela energia de saturação E_s , já definida anteriormente. Porém, para pulsos com duração da ordem de picosegundos, é observado, experimentalmente, que a energia de saturação não é mais fornecida por aquela expressão simples e é dependente da largura do pulso [57]. Tal fato é explicado satisfatoriamente por modelo teórico, que inclui dois processos intrabanda: "aquecimento de portadores" (*carrier heating*) e "queima espectral de lacunas" (*spectral hole-burning*). Esses efeitos alteram a distribuição de portadores nas bandas de energia, mas não modifica sua concentração total. Para amplificadores de InGaAsP, o aquecimento de portadores apresenta constantes de tempo da ordem de 200-700 fs, enquanto que, para a queima de lacunas, esses valores estão em torno de 50-80 fs.

A refração não-linear ultra-rápida, devida a tais fenômenos intrabanda, foram observados em experimentos de auto-modulação de fase e interferometria temporal. A resposta característica, obtida para o caso de auto-modulação, mostra três componentes: uma resposta quase instantânea, atribuída a um processo eletrônico ou virtual muito rápido; uma contribuição do aquecimento de portadores, com tempo de recuperação da ordem de picosegundos; e a contribuição interbanda, com tempos da ordem de nanosegundos. Um caso particular interessante ocorre quando o amplificador é operado na corrente de transparência, já que a não-linearidade interbanda, com tempo de vida maior, desaparece. Nessa condição, um índice de refração dependente da intensidade do sinal, com coeficiente não-linear da ordem de $10^{-11} \text{ cm}^2/\text{W}$, pode ser obtido, e a mudança de índice é praticamente instantânea, para pulsos da ordem de 10 ps. Os detalhes do mecanismo físico responsável por tal efeito ainda não é claro, mas é certo que a dinâmica de portadores dentro da banda está envolvida [57].

CAPÍTULO III

- SIMULAÇÕES PRELIMINARES COM O *SOASim*

Utilizando o programa *SOASim* [1], construído a partir de modelo simplificado proposto por Agrawal e Olson [61], implementado e calibrado durante projeto de pesquisa do mestrado, foi realizada uma investigação inicial sobre as limitações de subsistemas eletro-ópticos utilizando SOAs como elemento ativo. É conveniente ressaltar, explicando brevemente aqui, que este modelamento é tipo “caixa-preta”, onde o sinal óptico de saída é simplesmente determinado baseado em uma equação para o ganho total da cavidade, $h(t)$, equação diferencial ordinária na forma $\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{g_0 L - h}{\tau_c} - \frac{P_{in}}{E_{sat}} [\exp(h) - 1]$, sendo g_0 o ganho para pequenos sinais, linearmente dependente da corrente injetada, L o comprimento da região ativa, P_{in} a potência óptica de entrada, τ_c o tempo de vida dos portadores eletrônicos e E_{sat} a energia de saturação. Desta forma, o equacionamento considera somente duas não-linearidades básicas da operação do SOA, em tal equacionamento simples: a saturação de ganho com o aumento da potência óptica de entrada, via E_{sat} , e a variação dinâmica do tempo de vida dos portadores, τ_c , em função de sua concentração na região ativa, definido por $\tau_c(t) = 1/(A + BN(t) + CN(t)^2)$ [30], sendo A , B e C constantes de recombinação via, respectivamente, defeitos, emissão espontânea radiativa e do tipo Auger. Esses e os demais parâmetros utilizados nas simulações foram otimizados via dados experimentais e são apresentados na Tabela III.1, ao final do anexo.

⁶¹ - G. P. Agrawal e N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of pulses in semiconductor laser amplifiers", *IEEE J. Quantum Electr.*, Vol.25 (1989), No.11, pg. 2297-2306.

III.1 - A técnica *FFG*

São apresentados, sucintamente, resultados obtidos com a exploração de características da técnica de regeneração da modulação da portadora óptica via controle dinâmico de ganho do SOA, *FFG* (*Feed-Forward Gain control*) [62], com a adição de filtragem do gorjeio em frequência (*chirp*) induzido à portadora óptica durante a amplificação. Nesta técnica, à corrente de alimentação do SOA adiciona-se uma componente de rádio frequência (RF) dependente do sinal óptico de entrada, previamente detectado, eletronicamente amplificado e devidamente defasado com relação ao correspondente sinal óptico. Como resultado final, o sinal de controle impõe uma variação em amplitude na corrente do SOA de maneira que um sinal óptico de entrada com maior amplitude tem maior ganho óptico que um sinal de baixa amplitude. Com isso, um regenerador do tipo 2R (*reamplify/reshape*) é implementado. Porém, devido ao tempo finito de resposta do SOA, apenas portadoras com baixas taxas de modulação (centenas de Mbps) podem ser reformatadas pela técnica, como apresentado em [63].

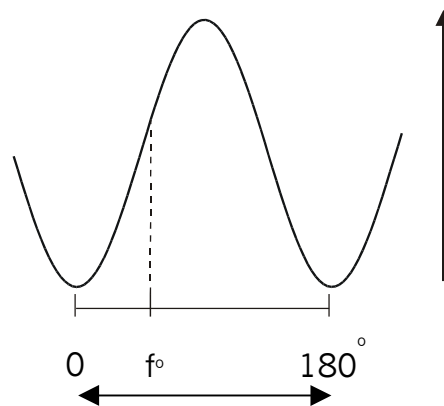


Fig. III.1: resposta do filtro discriminador de frequência.

Implementou-se, então, um discriminador de frequência após o SOA, de forma a poder estender para mais altas taxas de transmissão a simulação da regeneração de pulsos

⁶² - E. Conforti *et.al.*, “Carrier reuse with gain compression and feed-forward semiconductor optical amplifiers”, *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, Vol.50 (2002), No.1, pg. 77 –81.

⁶³ - E. Conforti *et.al.*, “Extinction ratio improvement on pseudo-random signals using feed-forward current injection in a semiconductor optical amplifier”, *IX SBMO*, João Pessoa-PB (2000), pg. 263-265.

através do controle dinâmico de ganho [64]. O discriminador atua como filtro óptico periódico em frequência, com função de transferência senoidal, como ilustrado na Figura III.1 e onde são definidas a excursão espectral de semi-ciclo - FSR (*free-spectral range*) e a posição espectral relativa, f_0 , da portadora óptica dentro do semi-ciclo senoidal, em graus, fatores de determinação da operação do filtro. A idéia da utilização do filtro surgiu em consulta à literatura, onde encontrou-se técnicas de supressão para a dependência do padrão do trem de bits (*pattern dependence*) na amplificação em SOAs saturados, obtidas através da conversão da modulação em fase, introduzida durante a amplificação pelo SOA, para uma modulação em amplitude, utilizando discriminadores em frequência tipo MZI (*Mach-Zehnder interferometer*) [65,66] ou grade de difração em fibra [67].

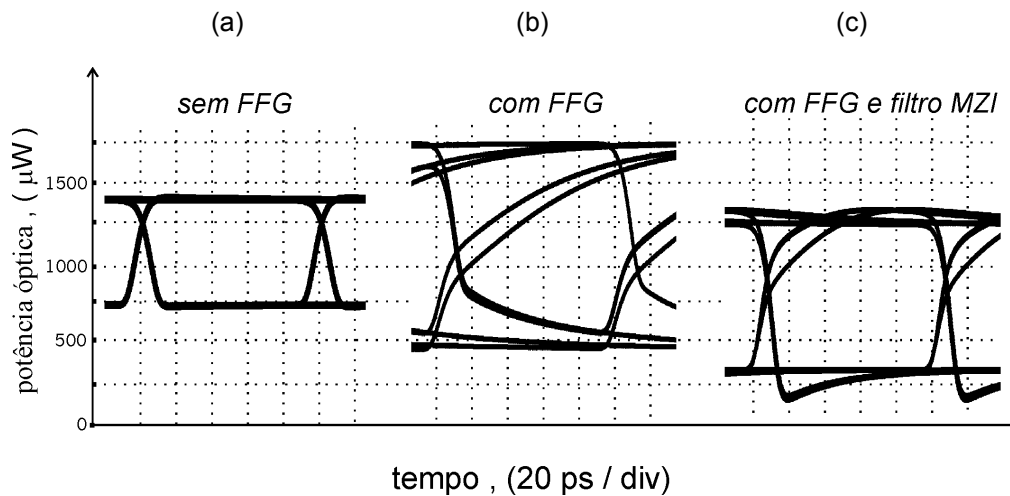


Fig. III.2: diagramas de olho teóricos da amplificação em SOA sem FFG (a), com FFG (b) e com FFG e discriminador MZI (c), em 10Gbit/s.

A Figura III.2 apresenta os resultados teóricos obtidos para a amplificação de trem de pulsos, na taxa de 10 Gbps, para o caso convencional (a), com FFG (b) e com FFG e filtragem pelo discriminador MZI (c). Para tanto, o discriminador MZI, tido como ideal

⁶⁴ - E. Conforti *et.al.* “Optical regeneration using feed-forward semiconductor optical amplifier with chirp controlled filtering”, *Microwave and Optical Techn. Lett.*, Vol.30 (2001), No.6, pp. 438-442.

⁶⁵ - K. Inoue, “Optical filtering technique to suppress waveform distortion induced in gain-saturated semiconductor amplifier” – *Electr. Lett.*, Vol.33 (1997), No.10, pg. 885-886.

⁶⁶ - T. Watanabe *et.al.*, “Waveform shaping of chirp-controlled signal semiconductor optical amplifier using Mach-Zehnder frequency discriminator”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol.10 (1998), No.10, pg. 1422-1424.

⁶⁷ - D. Mahgerefteh *et.al.*, “Technique for suppression of pattern dependence in Semiconductor-Optical-Amplifier wavelength converter”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol.9 (1997), No.12, pg. 1583-1588.

(sem perdas), foi configurado de forma ótima com 200 GHz de excursão espectral e frequência central da portadora localizada à 55° [62]. Observa-se abertura considerável do olho da Fig. III.2(a) para a Fig. III.2(c), mostrando as possibilidades de regeneração que poderiam ser obtidas na prática.

III.2 - Chave eletro-óptica

Foram realizadas, então, simulações do comportamento de chaveamento eletro-óptico para SOA em arranjo simples e arranjo interferométrico integrado tipo Mach-Zendeher, tendo sido os resultados apresentados em congresso nacional [68], não sendo detalhados aqui. Um exemplo teórico típico da resposta da potência óptica de saída da portadora, P_{out} , a um degrau de corrente, é ilustrado na Figura III.3 para uma potência óptica de entrada de 20 mW (SOA profundamente saturado).

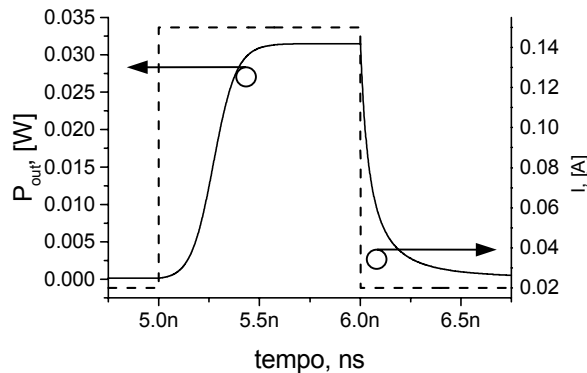


Fig. III.3 - Potência óptica de saída (linha cheia) em resposta a degrau de corrente de polarização (linha tracejada).

Pode-se notar claramente, na Fig. III.3, a dinâmica mais lenta do dispositivo na resposta da transição de subida em relação à transição de descida. Tal diferença (entre os tempos de subida e descida) pode ser explicada pela dependência dinâmica do tempo de vida dos portadores com a concentração dos mesmos. Desta forma, imediatamente antes do degrau de descida da corrente eletrônica, o tempo de vida dos portadores é baixo devido à sua alta densidade volumétrica. Com isto, o dispositivo apresenta, nesta transição, uma

⁶⁸ - C. M. Gallep e E. Conforti – “Simulação da performance de chaves eletro-ópticas utilizando amplificadores ópticos a semicondutor”, XVIII SBrT, Gramado-RS, setembro de 2000.

melhor resposta dinâmica do que na subida do degrau eletrônico, onde a baixa densidade inicial de portadores resulta numa resposta mais lenta do SOA. A partir desses resultados, que mostraram as limitações dos tempos de chaveamento que poderiam ser obtidos neste tipo de chave mesmo em regime de saturação profunda de ganho do SOA, surgiu a idéia de utilização de degrau com pré-pulso na injeção de corrente.

Foram, então, via simulação, extraídas figuras de mérito para o chaveamento utilizando degrau simples de corrente. Foram extraídos os valores para degrau de ganho óptico, $\Delta G = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{on}^{op.out}}{P_{off}^{op.out}}\right)$, e de tempo de chaveamento para caso *OFF-ON*, τ_{on} , intervalo entre 10% e 90% do valor de saída máximo do sinal óptico. Os respectivos dados são apresentados nas Figuras III.4 e III.5, para dois níveis de potência óptica de entrada ($P_{in}^{op} = 1 \mu W$ e $100 \mu W$, i.e., operação com ganho linear e saturado, respectivamente), variando-se os valores da corrente injetada inicial, I_0 , e da amplitude do degrau, ΔI , ambos normalizados em relação à corrente de transparência I_{tr} do SOA (vide Tabela III.1)

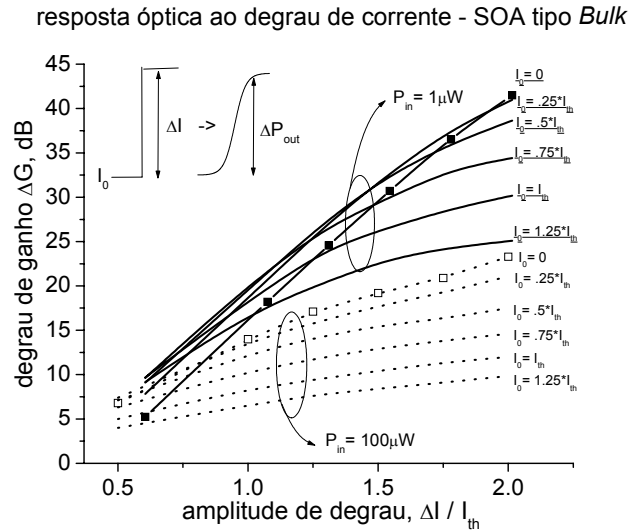


Fig. III.4: resposta óptica dos SOA à corrente injetada - degrau de ganho óptico x degrau de corrente.

As curvas de ganho da Fig. III.4, para operação em ganho linear ($P_{in}=1\mu W$, linha cheia), mostram a saturação do ganho óptico com o aumento de I_0 , com redução de até 20 dB para o ΔI máximo. Na operação em ganho saturado ($P_{in}=100\mu W$, linha tracejada), este comportamento se repete, porém em intensidade bem menor.

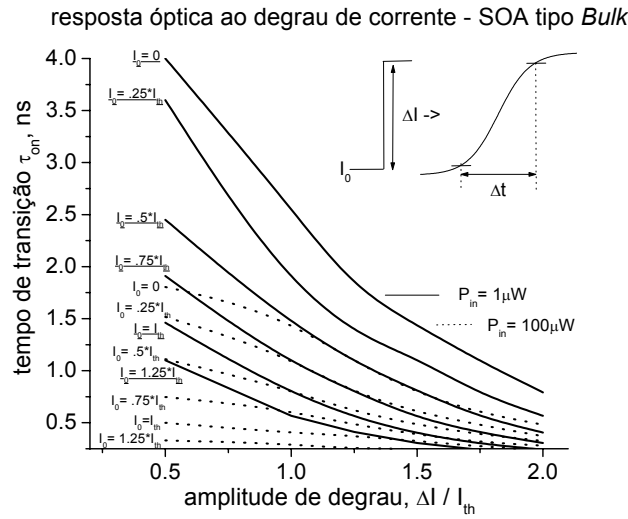


Fig. III.5: resposta óptica dos SOA à corrente injetada - tempo de chaveamento (*OFF-ON*) x degrau de corrente.

Na Fig. III.5 pode-se observar a diminuição do tempo de chaveamento com o aumento da potência óptica de entrada, da amplitude ΔI e do valor inicial I_0 do degrau de corrente. Com o aumento de I_0 , a resposta torna-se mais plana, convergindo para algumas centenas de picosegundos.

Na tentativa de se obter melhorias na dinâmica de transição entre os estados ligado e desligado da chave óptica baseada em SOA, utilizando apenas o controle da corrente eletrônica injetada no dispositivo, introduziu-se, no início do degrau de corrente aplicado, um impulso inicial. Desta forma, uma quantidade extra de portadores é injetada no SOA, fazendo com que seu tempo de resposta diminua [69]. A determinação da forma ótima para o pré-impulso a ser utilizado depende de análise de amplitude e tempo de duração, fatores que definem a quantidade de cargas elétricas extras injetadas no SOA. Na Figura III.6 é apresentado o resultado teórico da resposta óptica do SOA (linha tracejada) para um degrau com impulso do tipo triangular (linha cheia). Pode-se observar a melhora com relação à resposta apresentada na Fig.III.3, no caso de degrau instantâneo simples.

⁶⁹ - E. Conforti, C. M. Gallep e A. C. Bordonalli, “Improving the semiconductor optical amplifier switching speed using a pre-impulse-step injected current”, *XVIII SBrT*, Gramado-RS, setembro de 2000.

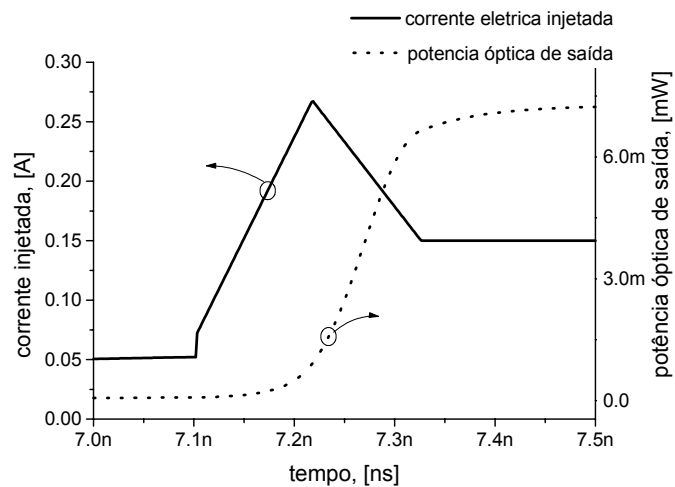


Fig. III.6 - Resposta teórica do SOA (linha tracejada) para degrau eletrônico com pré-impulso (linha cheia) com tempo de subida de 90 ps.

Inspirando-se nos resultados teóricos, foi, então, implementada a montagem apresentada no Capítulo IV, para implementação da técnica PISIC.

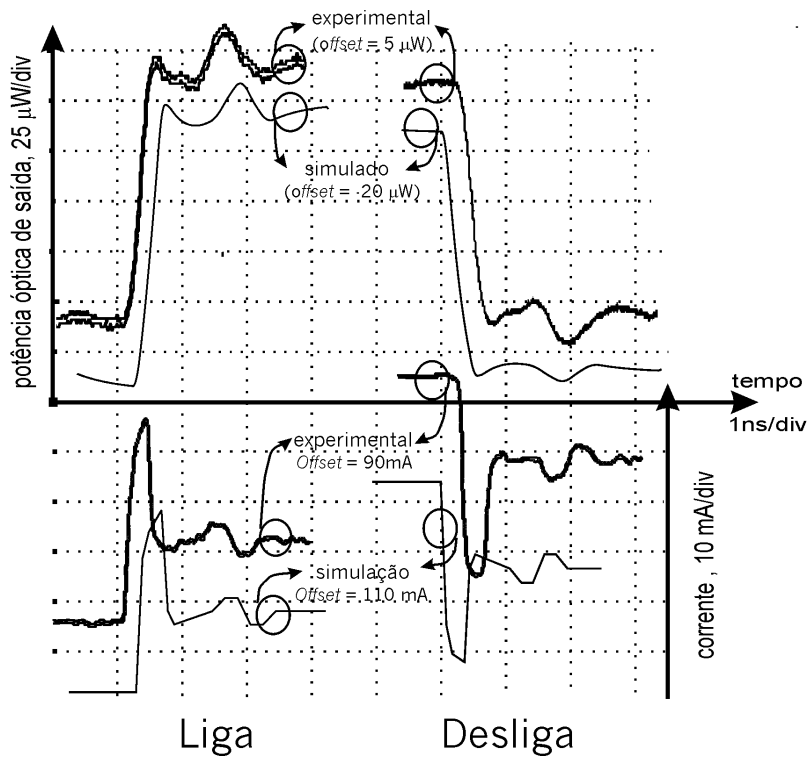


Fig. III.7: validação de simulação PISIC no SOASim.

Utilizando uma estimativa inicial para a corrente injetada, pode-se simular a operação PISIC com o *SOASim*, obtendo-se uma boa concordância, como ilustrado na Figura III.7 para os casos ótimos de ligamento e desligamento do SOA. Na figura, as curvas teóricas (parâmetros na Tabela III.1, ao final do anexo) foram providencialmente deslocadas para uma melhor visualização e comparação dos dados.

Devido às limitações experimentais e, na época, ao desconhecimento do comportamento em frequência das impedâncias constituintes do circuito implementado, foram realizadas simulações para uma primeira previsão das capacidades limite da técnica PISIC. Novamente, para dois níveis de potência de entrada foram coletados os dados referentes aos tempos de chaveamento, τ_{on} , e de atraso, τ_{delay} (do início de acionamento do impulso até 10% do valor final do sinal óptico de saída), para nível inicial de corrente $I_0 = 0$ e nível final do degrau $I_b = 2 \cdot I_{tr}$, variando-se a amplitude dos impulsos (três larguras temporais: 100 ps, 150 ps e 300 ps).

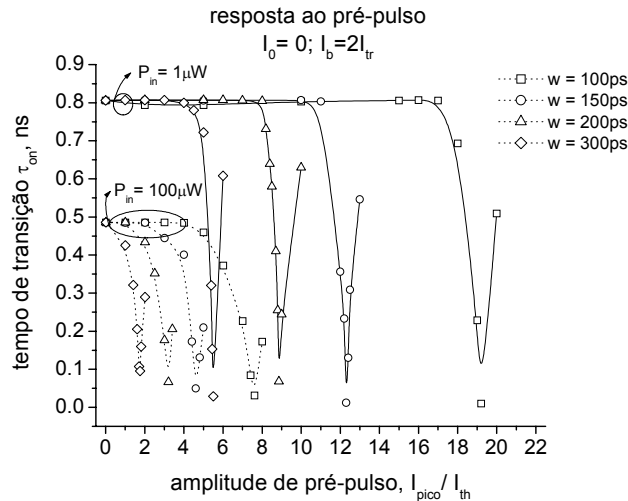


Fig. III.8: tempos de chaveamento x pico de pré-pulso (normalizado por I_{tr})

As curvas do comportamento do τ_{on} são apresentadas na Figura III.8, onde se nota a existência de um valor ótimo de carga injetada (corrente x tempo) para cada nível de potência óptica de entrada e largura de pré-pulso. Quando tais valores ótimos são minimamente excedidos, o sinal óptico de saída começa a ser distorcido com o aparecimento de sobre-pulso (*overshoot*). Tal comportamento é assinalado na Fig. III.8 com um aumento no tempo de ligamento τ_{on} , que, nessas condições, é medido de 10% do valor

final da potência óptica de saída até 110% deste valor, após passado o pico do sobre-pulso. A Figura III.9 apresenta os resultados de simulação para o τ_{delay} , cujos menores valores encontram-se próximos às correspondentes amplitudes ótimas de pré-pulso.

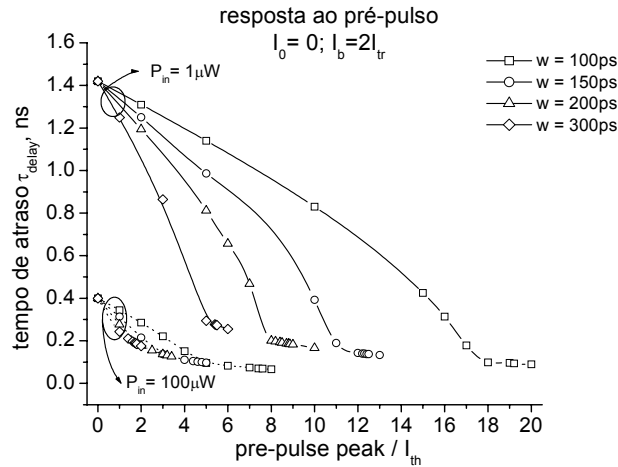


Fig.III.9: atraso de chaveamento x pico de pré-pulso (normalizado por I_{tr}).

Tabela III.1: Parâmetros de Simulação - *SOASim*

Parâmetros	Definição	Valor calibrado
A	fator de recombinação por defeitos	$5.10^7/s$
B	fator de recombinação radiativa.	$5.10^{-10}.cm^3/s$
C	fator de recombinação Auger	$7,5.10^{-29}.cm^6/s$
w	largura da cavidade	1,4 μm
d	altura da cavidade	0,2 μm
l	comprimento da cavidade	350 μm
a	ganho de seção transversal	$2.10^{-16}.cm^2$
N_{tr}	densidade de portadores na transparência	$2.10^{18}.cm^{-3}$
I_{tr}	corrente de transparência	42,35 mA
α	atenuação	2000/m
R	reflexão nas facetas	0,0001
β	fator de aumento de largura de linha	5
n_{ef}	índice de refração efetivo	3,4
α_{ins}	perda de inserção	5 dB
E_{sat}	energia de saturação	0,0449129 pJ
Γ	fator de confinamento	0,4

CAPÍTULO IV

- REDUÇÃO DO TEMPO DE CHAVEAMENTO EM SOAs

IV.1 – A técnica PISIC

Para reduzir os tempos de transição no chaveamento eletro-óptico do SOA para a escala de sub-nanosegundos, foi implementada a técnica PISIC, de controle da modulação da corrente injetada. A técnica obteve redução do tempo de chaveamento de 2 ns (resposta ao degrau simples) para menos de 200 ps (resposta à degrau com pré-impulso), para SOA tipo Bulk comercial disponível [2].

- Estudos iniciais

Utilizando o modelo simplificado implementado no mestrado [1], capaz de simular a amplificação de apenas uma portadora, sem considerar a discretização longitudinal do dispositivo e o ruído de emissão espontânea - ASE, foi realizada uma investigação inicial sobre as limitações de subsistemas de processamento eletro-óptico utilizando SOAs como elemento ativo.

Alguns resultados obtidos para as operações de regeneração de sinal e de chaveamento, em domínio eletro-óptico, foram apresentados no Capítulo III. A partir desses resultados, pôde-se observar que as velocidades de processamento eletro-óptico

estão limitadas pelo tempo de vida finito dos portadores eletrônicos no interior da cavidade ativa. Pôde-se constatar, também, que este tempo é dependente dos níveis de potência óptica e da densidade de portadores, fatos que fomentaram as primeiras simulações utilizando injeção abrupta de corrente na região ativa do SOA.

Inspirando-se nos resultados teóricos, idealizou-se uma montagem experimental para alimentação do SOA com modulação diferenciada da corrente injetada, no intuito de se investigar a possibilidade de obterem-se reduções nos tempos de chaveamento eletro-óptico do dispositivo, como apresentado a seguir.

- Resposta à modulação de corrente

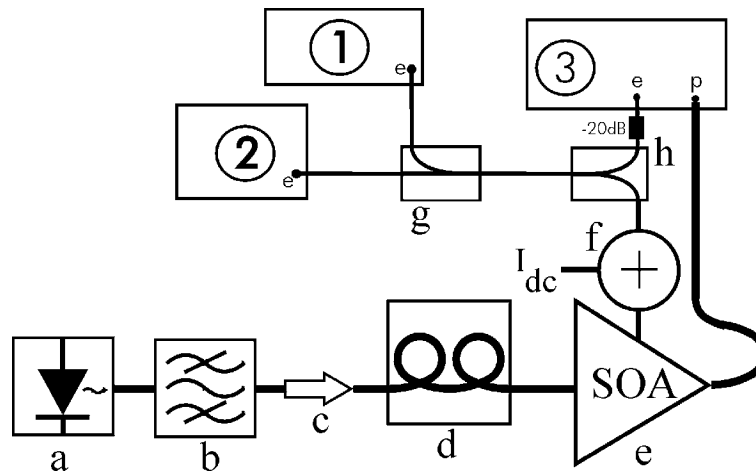


Fig. IV.1: circuito da montagem experimental, para caracterização da dinâmica de ganho.

Para a caracterização da variação dinâmica do ganho do SOA com a modulação da corrente injetada, foi utilizada a montagem experimental ilustrada na Figura IV.1. Este esquema ilustra a montagem, onde uma portadora óptica, fornecida por laser sintonizável (a) é filtrada em (b) e injetada no SOA (e), após passar por isolador (c) e um conveniente controle de polarização óptica (d).

Na parte óptica do circuito (parte inferior da Fig. IV.1) foram utilizados os seguintes dispositivos:

a - laser semiconductor, sintonizável por cavidade externa, Photonetics Nanotunics, modelo 3645 HE15, para a terceira janela de telecomunicações (1550 nm);

- b - filtro óptico passa-faixa, para a terceira janela (1550 nm);
- c - isolador óptico E-TEK, 30 dB;
- d - controle de polarização Photonetics Lefevre's Loop;
- e - amplificador óptico a semicondutor E-TEK, modelo HSOA P/N 200014333, para a terceira janela de comunicações ópticas (1550 nm).

O filtro óptico é utilizado após o laser com o intuito de diminuir o nível de ruído que ingressa no SOA, o isolador para prevenir que reflexões nas conexões entre dispositivos retornem ao laser, degradando seu funcionamento, e o controle de polarização para otimizar o ganho óptico do SOA, já que este é sensível à polarização do sinal óptico que entra para ser processado.

Na parte eletrônica da montagem (parte superior da Fig. IV.1) foram utilizados os seguintes instrumentos:

- 1- gerador de sinal HP8131A (duty cycle variável, 500 MHz, tempo de subida de 250 ps);
- 2 - gerador de sinal HP8133A (pulso, 3 GHz, tempo de subida de 150 ps);
- 3 - analisador de comunicação digital HP83480A (40 GHz elétrico, 30 GHz óptico);
- 4 - analisador de espectro óptico Anritsu MS96A (600 a 1700 nm);
- 5 - medidor de potência óptica Anritsu MI910A, detector MA302A (0,75-1,8 μm);
- f - bias-T, construído no DMO/FEEC;
- g - acoplador banda-larga (DC-10 GHz), construído no DMO com cabos coaxiais semi-rígidos;
- h - acoplador de microondas HP11667B.

O primeiro acoplador (g, Fig. IV.1) soma os níveis alternados (AC) e contínuos (DC) dos sinais fornecidos pelos geradores 1 e 2, de maneira a fornecer o sinal degrau com o pré-pulso desejado. O segundo acoplador, (h), divide o sinal para análise do instrumento 3 e para o bias-T (f) de alimentação do SOA. Os instrumentos 4 e 5 foram utilizados, na posição relativa do item 3 (Fig.IV.1), durante os preparativos pré-experimento, bem como na aquisição de dados relativos ao domínio óptico.

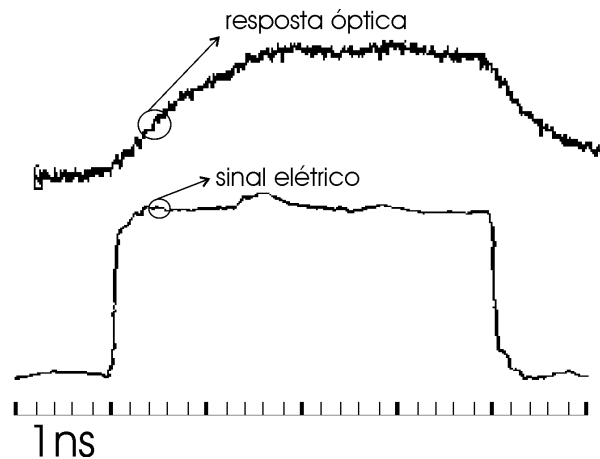


Fig. IV.2: resposta óptica do SOA à modulação da injeção eletrônica – pulso elétrico quadrado de 4 ns.

Na Figura VI.2 é apresentada a resposta da saída óptica do SOA, a partir da modulação da corrente injetada, utilizando-se sinal apenas do gerador de onda quadrada, 1. Pode-se observar, na figura, um tempo de transição óptica de quase 2 ns, em resposta à aplicação de um degrau elétrico com tempo de subida de 250 ps.

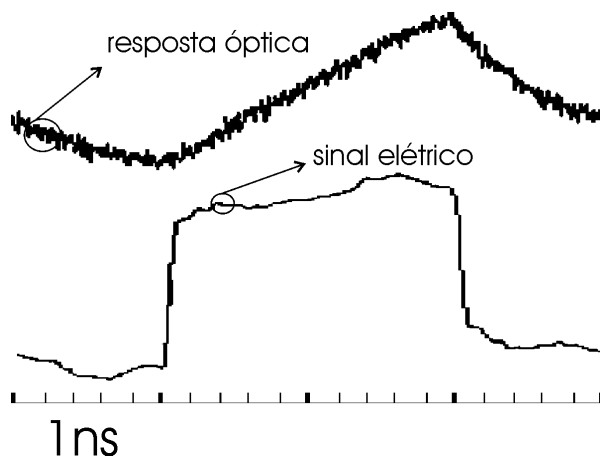


Fig. IV.3: resposta óptica do SOA a modulação da injeção eletrônica - pulso elétrico quadrado de 2 ns.

Aumentado-se a frequência do sinal elétrico, tem-se uma resposta óptica tipo dente-de-serra, como num circuito tipo RC, apresentada na Figura IV.3. Fica claro, pela observação desses dados experimentais obtidos, que, para ciclos inferiores a 2 ns, o SOA não tem tempo de recuperar a densidade de portadores (e, conseqüentemente o ganho óptico) devido ao tempo de vida finito desses no interior da cavidade opticamente ativa.

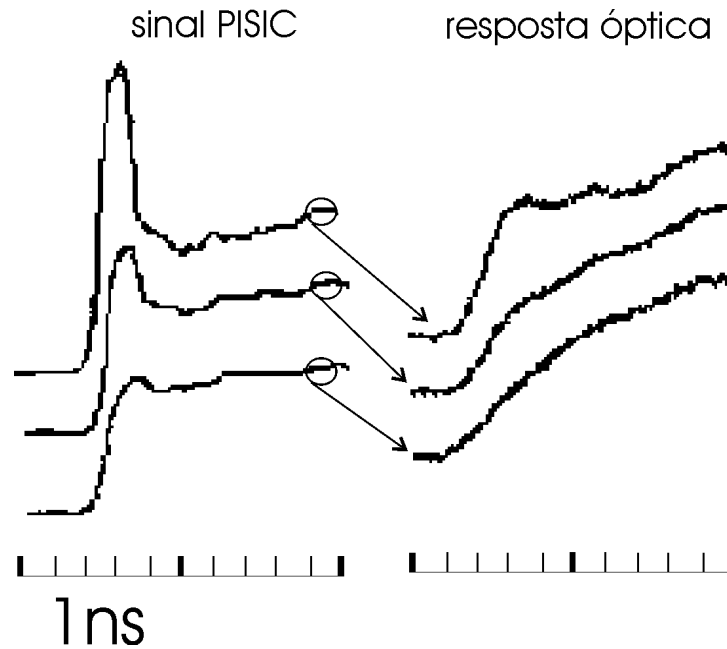


Fig. IV.4: evolução da resposta óptica com a utilização de pré-pulso elétrico (caso OFF-ON).

Somando a onda quadrada fornecida pelo gerador 1 com os pulsos rápidos do gerador 2, utilizando o esquema da Fig. IV.1, foram obtidos sinais de corrente como ilustrados no lado esquerdo da Fig. IV.4, para três níveis diferentes de amplitude de pré-pulso, e as correspondentes respostas ópticas, do lado direito da Fig. IV.4.

A Fig. IV.4 ilustra o caso OFF-ON, onde a chave eletro-óptica, formada pelo SOA, passa do caso de baixo ganho (pequena corrente injetada) para um maior ganho. O sinal eletrônico, com tempo de subida de 150 ps, independentemente da amplitude do pré-pulso, é injetado no SOA. Com isso, foram obtidas respostas ópticas com tempos de subida que decrescem até a 220 ps, com o aumento da amplitude do pré-pulso, isto é, com o aumento da carga injetada na cavidade ativa do SOA. Resultados semelhantes foram obtidos para o caso ON-OFF, ilustrado na Fig. IV.5, quando o SOA passa de um alto ganho óptico para um menor ganho.

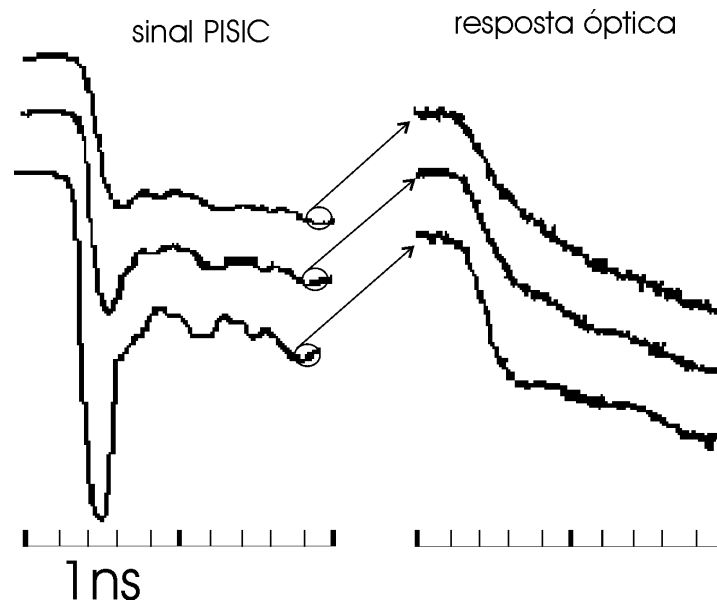


Fig. IV.5: evolução da resposta óptica com a utilização de pré-pulso elétrico (caso ON-OFF).

O método utilizado para estimar-se a corrente injetada no SOA, a partir das curvas de tensão aplicadas com a técnica PISIC e medidas no aparato experimental, é apresentado no Anexo 2. De posse dos sinais de corrente injetadas e do simulador calibrado, pode-se simular a técnica aqui empregada, como apresentado no Capítulo VI.

Ao nosso melhor juízo, os resultados acima apresentam um recorde internacional para o tempo de chaveamento eletro-óptico de SOA tipo Bulk.

CAPÍTULO V

- MÉTODO TMM APLICADO À MULTI-PROPAGAÇÃO ÓPTICA EM SOAs

Neste capítulo é apresentado o Método das Matrizes de Transferência, TMM, em uma forma modificada, utilizado para o modelamento da multi-propagação de sinais ópticos na cavidade ativa do SOA. São, também, apresentadas as formulações dos modelos utilizados para dispositivos com cavidade de estruturas tipo *Bulk* e tipo SQW (*single quantum well* - poço quântico único), implementadas através de equações de taxa para as populações eletrônicas e ópticas, bem como o modelamento do ganho material para cada um dos modelos. A implementação computacional é apresentada sucintamente, de maneira a suprimir a necessidade de apresentação do algoritmo integral, na forma como implementado nas plataformas de compilação C++ utilizadas. A inclusão, no modelamento, de uma componente de difusão longitudinal dos portadores eletrônicos, muitas vezes desprezada em trabalhos correlatos da literatura, foi justificada na revisão bibliográfica apresentada no Capítulo II.

No Anexo 1 são apresentadas as instruções para a utilização dos programas computacionais implementados, para os sistemas operacionais Windows e Linux/Unix, sendo os arquivos necessários à operação encontrados no CD, na contracapa final deste trabalho.

V.1 – O Método das Matrizes de Transferência, TMM

De forma genérica, a solução geral para a equação de onda do campo elétrico E , em uma delimitada seção “ j ” da cavidade ativa do SOA, pode ser expressa por [70,71]:

$$E_j(z) = A_j \exp(\gamma_j(z - z_j)) + B_j \exp(-\gamma_j(z - z_j)) \quad (V.1)$$

onde A_j e B_j são os coeficientes complexos do campo eletromagnético na seção espacial “ j ”, com $\gamma_j = \sqrt{\beta - k_0^2 n_j^2}$, sendo z a direção normal às seções, $k_0 = 2\pi/\lambda$ o vetor de onda no espaço livre, β a constante complexa de propagação do modo guiado e n_j o índice de refração.

Tomando as condições de contorno nos limites de cada seção “ j ”, que impõem que o modo TE tenha o campo e sua derivada iguais, podem-se obter as seguintes equações para a interface “ $j/j+1$ ”:

$$\begin{aligned} A_{j+1} + B_{j+1} &= A_j e^{\gamma_j d_j} + B_j e^{-\gamma_j d_j} \\ A_{j+1} - B_{j+1} &= A_j \left(\frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}} \right) e^{\gamma_j d_j} + B_j \left(\frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}} \right) e^{-\gamma_j d_j} \end{aligned} \quad (V.2)$$

onde d é a largura discreta da seção j em questão.

A expressão (V.2) pode ser escrita na forma matricial, característica do método das matrizes de transferência, TMM:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{j+1} = T_j \cdot \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_j \quad (V.3)$$

sendo T_j a matrix de transferência da camada j para a $j+1$. A partir de (V.2) e (V.3) pode se reescrever o equacionamento de forma a explicitar os componentes dos campos A e B, na camada $j+1$, com relação às componentes da camada anterior j . Desta forma:

⁷⁰ - Y. K. Su *et al.* – “High-Performance 670-nm AlGaInP/GaInP Visible Strained Quantum Well Lasers” – *IEEE Trans. Electr. Devices*, Vol.45 (1998), No.4, pg. 763-767.

⁷¹ - H. Lee *et al.* – “Theoretical Study of Frequency Chirping and Extinction Ratio of Wavelength-Converted Optical Signals by XGM and XPM using SOA’s” – *IEEE J. Quantum Electr.*, Vol.35 (1999), No.8, pg. 1213-1219.

$$\begin{aligned} A_{j+1} &= \left(\frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} \right) A_j e^{\gamma_j d_j} + \left(\frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} \right) B_j e^{-\gamma_j d_j} \\ B_{j+1} &= \left(\frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} \right) A_j e^{\gamma_j d_j} + \left(\frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} \right) B_j e^{-\gamma_j d_j} \end{aligned} \quad (V.4)$$

No método modificado, reescreve-se (V.3) de maneira que o próximo valor obtido para os campos contra- e co-propagantes obedecem seus respectivos sentidos de propagação, isto é, A_{j+1} é calculado a partir de A_j e B_j calculado a partir de B_{j+1} :

$$\begin{bmatrix} A_{j+1} \\ B_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_j \\ B_{j+1} \end{bmatrix} \quad (V.5)$$

onde os elementos a , b , c e d , em (V.5), relacionam-se com os elementos T_{lk} da matriz T_j na forma:

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} - \frac{T_{12} \cdot T_{21}}{T_{22}} & \frac{T_{12}}{T_{22}} \\ -\frac{T_{21}}{T_{22}} & \frac{1}{T_{22}} \end{bmatrix} \quad (V.6)$$

Desta maneira, de (V.4)-(V.6) obtém-se:

$$\begin{aligned} A_{i+1} &= \overbrace{\left(\frac{\gamma_{i+1} + \gamma_i}{2\gamma_{i+1}} \right)}^{\text{I}} A_i e^{\gamma_i d_i} + \overbrace{\left(\frac{\gamma_{i+1} - \gamma_i}{2\gamma_{i+1}} \right)}^{\text{II}} B_i e^{-\gamma_i d_i} \\ B_{i+1} &= \underbrace{\left(\frac{\gamma_{i+1} - \gamma_i}{2\gamma_{i+1}} \right)}_{\text{III}} A_i e^{\gamma_i d_i} + \underbrace{\left(\frac{\gamma_{i+1} + \gamma_i}{2\gamma_{i+1}} \right)}_{\text{IV}} B_i e^{-\gamma_i d_i} \end{aligned} \quad (V.7)$$

Numa analogia com redes de transmissão, pode-se associar o fator I, na primeira expressão de (V.7), com a transmissividade e amplificação/atenuação do campo co-

propagante A , ao passar da seção j para $j+1$, e o fator II como a refletividade do campo contra-propagante B , na interface $j+1/j$; o fator III, na segunda expressão de (V.7), como a refletividade entre $j/j+1$ e amplificação/atenuação, em caminho duplo, do campo A , e o fator IV como a transmissividade $j+1/j$ e amplificação/atenuação do campo B no trecho d_j .

- O método da matriz de transferência modificado aplicado a SOAs

O modelamento utilizado para a simulação da propagação longitudinal do sinal óptico dentro da cavidade ativa do SOA é baseado no método TMM descrito acima, em uma forma modificada para o cálculo de multi-propagação. Tal método foi empregado, com sucesso, para a simulação do funcionamento de dispositivos opto-eletrônicos [72,73] e, explicitamente, em SOAs [71,74].

No TMM modificado aplicado ao SOA, a propagação longitudinal (direção z) é dividida em um número n_z de seções discretas “ j ”, com extensão dz determinada pela discretização temporal dt arbitrada, isto é, $dz = dt \cdot v_g$, sendo a velocidade de grupo $v_g = c/n_{ef}$ (c é a velocidade da luz no vácuo e n_{ef} é o índice de refração efetivo do meio). O tempo discreto dt é uma variável imposta à simulação e determinante, portanto, da *finesse* na discretização temporal/espacial. De posse dessa discretização, basicamente, o TMM aplica as condições de contorno nos limites de cada seção “ j ” da cavidade ativa do SOA, para, em seguida, obter a função de transferência do sinal propagante e contra-propagante de uma seção para a seção seguinte. Manipulando-se convenientemente a função de transferência, de modo a explicitar o componente contra-propagante da seção anterior (“ $j-1$ ”), como apresentado em (V.5), obtém-se, de forma generalizada, para todos os comprimentos de onda, a formulação para a propagação da população óptica na cavidade ativa, expressa, agora, não mais pela envoltória do campo mas, sim, pelo número médio de fótons, na forma:

⁷² - J. Hong; W. Huang; T. Makino, “On the transfer matrix method for distributed-feedback waveguide devices”, *J. Lightwave Techn.* Vol.10 (1992), No.12, pp.1860–1868.

⁷³ - O.A. Lavrova; D.J. Blumenthal, “Detailed transfer matrix method-based dynamic model for multisection widely tunable GCSR lasers”, *J. Lightwave Techn.*, Vol.18 (2000), No.9, pg. 1274 –1283.

⁷⁴ - C.-Y.J. Chu, H.Ghafouri-Shiraz, “Equivalent circuit theory of spontaneous emission power in semiconductor laser optical amplifiers”, *J. Lightwave Techn.*, Vol.12 (1994), No.5, pg.760-767.

$$\begin{aligned} S_{i+1,j+1}^+ &= \xi_{j,j+1} \cdot S_{i,j}^+ \cdot e^{\gamma_{i,j} \cdot dz} + (1 - \xi_{j+1,j}) \cdot S_{i,j+1}^- \cdot e^{\gamma_{i,j+1} \cdot dz} \\ S_{i+1,j-1}^- &= \xi_{j,j-1} \cdot S_{i,j}^- \cdot e^{\gamma_{i,j} \cdot dz} + (1 - \xi_{j-1,j}) \cdot S_{i,j-1}^+ \cdot e^{\gamma_{i,j-1} \cdot dz} \end{aligned} \quad (V.8)$$

onde $S_{i,j}^+$ e $S_{i,j}^-$ representam, respectivamente, o número médio de fótons co-propagantes (z^+) e contra-propagantes (z^-) na discretização temporal “ i ” e espacial “ j ”, $\gamma_{i,j}$ representa a alteração (ganho e mudança de fase) da constante de propagação complexa do sinal óptico, ao propagar-se pelo trecho dz ; e ξ a transmissividade na interface $j,j \pm 1$ ($j \pm 1,j$). Essa formulação, ilustrada no esquema da Figura V.1, é aplicada, então, às condições de contorno impostas nos limites longitudinais do dispositivo (facetas com refletividades R_1 e R_2) e, também, à propagação nas seções interiores, para o sinal composto de duas portadoras ópticas e para o ruído de emissão espontânea amplificado - ASE (*Amplified Spontaneous Emission*).

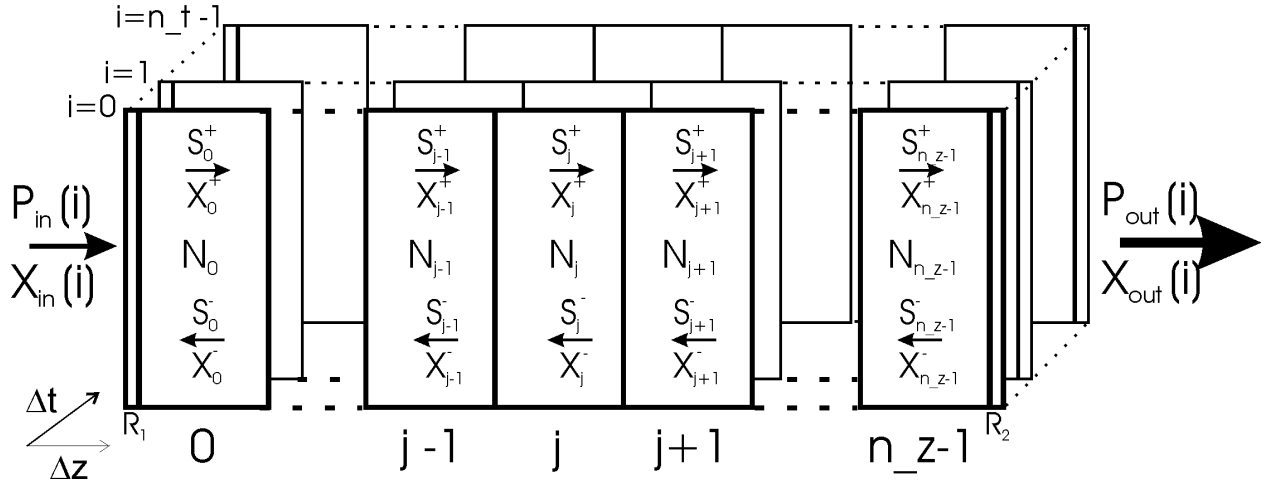


Fig.V.1 - modelo TMM adaptado, com S , X e N representando, em cada discretização espacial e temporal, respectivamente, o número médio de fótons de determinada portadora, o total de ruído ASE e a densidade de portadores eletrônicos.

Uma descrição matemática apurada, para a geração e o comportamento da ASE, é questão que extrapola o domínio do presente trabalho. Porém, devido à grande figura de ruído apresentada pelos SOAs, é imprescindível, ao menos, uma abordagem simplificada dentro do modelo proposto. Desta forma, adota-se uma formulação onde o ruído de emissão

espontânea age apenas como mecanismo depletor do número de portadores na cavidade, da mesma maneira como utilizado em [75].

Para simplificar a implementação computacional da propagação dos sinais das portadoras ópticas e da ASE, são consideradas desprezíveis as reflexões internas devidas às diferenças de índice de refração entre duas seções contíguas, considerando-se uma transmissividade $\xi = 1$ em (V.8). Desta forma, nas seções internas do dispositivo, é obtido um equacionamento simplificado para a propagação nas duas direções (co/contra-propagante, +/-) do sinal, em cada portadora k , e da ASE, na seguinte forma [76]:

$$\begin{aligned} \left| S_{k_{i+1,j+1}}^{+/-} \right| &= \left| S_{k_{i,j}}^{+/-} \right| \cdot \frac{e^{dz \cdot dG_k} - 1}{dz \cdot dG_k} \\ \angle S_{k_{i+1,j+1}}^{+/-} &= \angle S_{k_{i,j}}^{+/-} + d\theta_k \\ X_{i+1,j+1}^{+/-} &= X_{i,j}^{+/-} \cdot \frac{e^{dz \cdot dG_{ASE}} - 1}{dz \cdot dG_{ASE}} + \frac{R_{sp}}{2} \end{aligned} \quad (V.9)$$

onde são separados o módulo (notado $|S|$) e a fase (notado $\angle S$) e cada portadora óptica, sendo que a ASE, considerada pelo número médio total de fótons X , recebe, além da emissão estimulada (amplificação), uma fração da emissão espontânea radiativa R_{sp} , sendo metade acoplada a cada sentido de propagação.

Em (V.9), o modelo utilizado para o ganho óptico dG_k , para cada portadora k , no caso de cavidade tipo *Bulk* (seção discreta j , tempo i), considera uma relação linear direta com a densidade de portadores, além de duas relações não-lineares (quadrática e cúbica) indiretas, sendo definido através da expressão [71, 76]:

$$dG_k = \Gamma \cdot [a_1 \cdot (N_{i,j} - N_{tr}) - a_2 \cdot (\lambda_k - \lambda_{sh})^2 + a_3 \cdot (\lambda_k - \lambda_{sh})^3] - (\alpha_{abs} + \alpha_{scat}) \quad (V.10)$$

onde $\lambda_{sh} = \lambda_0 - a_4 (N_{i,j} - N_{tr})$ é o desvio do comprimento de onda central e a_1, a_2, a_3, a_4 , são os coeficientes de ganho, Γ é o fator de confinamento, N_{tr} é a densidade de portadores para a condição de transparência e α_{abs} e α_{scat} são as atenuações por absorção e

⁷⁵ - R.G.-Castrejón *et al.*, “Modeling and measurement of longitudinal gain dynamics in saturated semiconductor optical amplifiers of different length”, *IEEE J. Quant. Electr.*, Vol.36, No.12, pg.1476-1484.

⁷⁶ - J. Yu e P. Jeppensen, "Improvement of cascaded semiconductor optical amplifier gates by using holding light injection", *IEEE J. Lightwave Tech.*, Vol.19 (2001), No.5, pp.614-623.

espalhamento de fótons, respectivamente. A expressão para o ganho, para o caso de cavidade do tipo QW, é apresentada adiante. Os valores *default* de cada um dos parâmetros utilizados nos modelos, retirados da literatura [71,76], são apresentados nas Tabelas V.1, V.2 e V.3. Para os valores *default*, tem-se o comportamento do ganho material líquido (descontada a constante de atenuação, Eq. (V.10)) ilustrado na Figura V.2, para diferentes densidades de portadores eletrônicos.

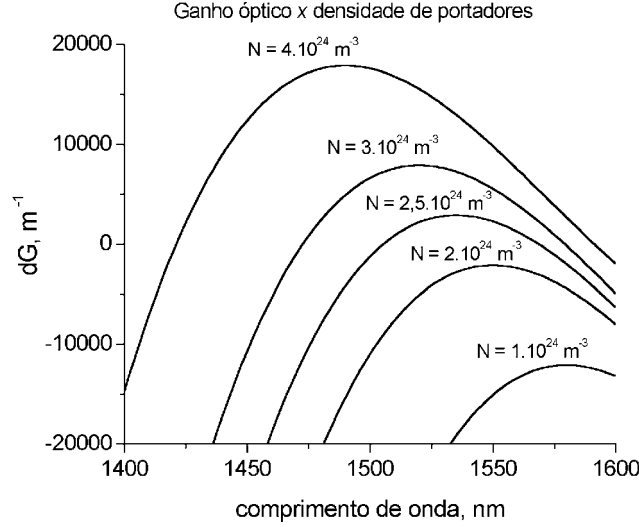


Fig.V.2 : comportamento espectral do ganho óptico: parâmetros *default*.

Para o cálculo do ganho para a ASE, dG_{ASE} em (V.9), utiliza-se (V.10) fazendo $\lambda_k = \lambda_0$, o comprimento de onda central de operação do dispositivo, no caso 1550 nm. Ainda em (V.9), o incremento de fase $d\theta_k$ de cada portadora, sofrido em cada seção, considera a alteração do índice de refração devida à flutuação da densidade de portadores eletrônicos, e é definido por [76]:

$$d\theta_k = \frac{2\pi \cdot dz}{\lambda_k} \cdot \left[n_{ef} + \Gamma \frac{dn}{dN} (N_{th} + (N_{i,j} - N_{tr})) \right] \quad (V.11)$$

onde dn/dN é o índice de refração diferencial e N_{th} a densidade de portadores no limiar (vide Tabela V.1). Continuando a definição dos elementos de (V.9), tem-se a fração da emissão espontânea radiativa acoplada à ASE, em cada seção j , definida como [76]:

$$R_{sp} = a \cdot dt \cdot dz \cdot \beta_{cpl} \cdot B \cdot N^2 \quad (V.12)$$

onde a é a área transversal da cavidade ativa, β_{cpl} o fator de acoplamento da emissão espontânea e B o fator de emissão espontânea da cavidade (vide Tabela V.1).

Para o cálculo da dinâmica da população de portadores eletrônicos N , em cada seção espacial j , é utilizada, no caso do modelamento para dispositivo com região ativa do tipo *Bulk*, uma equação de taxa que considera a injeção eletrônica, a recombinação espontânea radiativa e não-radiativa, a amplificação das portadoras e da ASE, e uma componente de difusão longitudinal de portadores, definida pela expressão [77]:

$$\left(\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q \cdot dV} + \frac{D \cdot \nabla_z N}{a} - N_{sp} + \frac{\Delta N_s}{dt \cdot dV} \right)_j \quad (V.13)$$

onde, para cada seção discreta j , I representa a corrente injetada na região ativa, q a carga elementar do elétron, dV o volume incremental da região ativa, D o coeficiente de difusão ambipolar, ∇_z o gradiente longitudinal de portadores, a a área da seção transversal, ΔN_s o consumo de portadores por amplificação óptica e N_{sp} a taxa de recombinação espontânea de portadores, radiativa e não-radiativa, definida como:

$$N_{sp} = A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3 \quad (V.14)$$

onde A e C são os coeficientes de recombinação devidos a, respectivamente, defeitos e efeito Auger.

Para o modelo de dispositivo baseado em poço quântico, QW, utilizou-se um modelamento para poço único, levando-se em conta as populações eletrônicas no interior do poço, N_{in} , acima do poço, N_{ab} , e na hetero-estrutura de confinamento de portadores (*SCH – separate confinement heterostructure*), N_{sch} . Nesse modelo, inspirado nos trabalhos das referências [78,79], as três populações consideradas relacionam-se da seguinte forma:

- a população N_{sch} recebe portadores da corrente injetada e envia portadores, via difusão clássica, para N_{ab} e, via tunelamento, diretamente para N_{in} ; a recombinação espontânea é desconsiderada neste caso;

⁷⁷ - G. P. Agrawal e N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold - 1993.

⁷⁸ - A. Reale *et al.*, “Study of gain compression mechanisms in multiple-quantum-well In1-xGaxAs semiconductor optical amplifiers”, *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.35 (1999), N° 11, pg. 1697-1703.

- a população N_{ab} recebe portadores de N_{sch} , via difusão, e de N_{in} , via fenômeno de escape do poço, e perde portadores devido à emissão espontânea e à captura por N_{in} ;
- a população N_{in} recebe portadores de N_{sch} , via tunelamento, e de N_{ab} , via fenômeno de captura pelo poço, e perde portadores devido à emissão espontânea, ao escape para N_{ab} , e à amplificação das portadoras e da ASE.

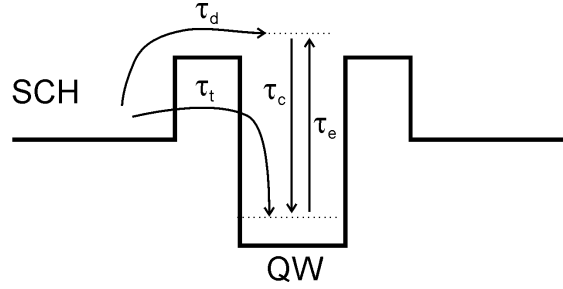


Fig.V.3: esquema funcional das relações entre populações eletrônicas, modelo SQW .

A Figura V.3 ilustra a idéia contida no modelo, onde as dinâmicas dos processos de transporte são consideradas através das constantes de tempo τ_t (tunelamento), τ_d (difusão), τ_e (escape) e τ_c (captura).

As três populações também apresentam componentes de difusão longitudinal, como utilizado em (V.13), de maneira que podem ser calculadas, para cada seção temporal i e espacial j , pelas seguintes equações de taxa acopladas:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{dN_{in}}{dt} = N_{SCH} \cdot \frac{f}{\tau_t} \frac{L_{SCH}}{L_W} + \frac{N_{ab}}{\tau_c} - \frac{N_{in}}{\tau_e} + \frac{D \cdot \nabla_z N_{in}}{a_W} - N_{sp_{in}} - \frac{\Delta N_S}{dt \cdot dV_W} \right)_j \\
 \left(\frac{dN_{ab}}{dt} = N_{SCH} \cdot \frac{1-f}{\tau_d} \frac{L_{SCH}}{L_W} + \frac{N_{in}}{\tau_e} - \frac{N_{ab}}{\tau_c} + \frac{D \cdot \nabla_z N_{ab}}{3a_W} - N_{sp_{ab}} \right)_j \\
 \left(\frac{dN_{SCH}}{dt} = \frac{I}{q \cdot dV_{SCH}} - N_{SCH} \left(\frac{f}{\tau_t} + \frac{1-f}{\tau_d} \right) + \frac{D \cdot \nabla_z N_{SCH}}{a_{SCH}} \right)_j
 \end{aligned} \tag{V.15}$$

⁷⁹ - P. Weetman, M.S. Wartak e P. Rusek, “Comparison of classical and tunneling injection schemes in quantum-well lasers”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol.10 (1998), No.5, pg.648-650.

onde $N_{sp\ in}$ e $N_{sp\ ab}$ são calculados como em (V.14), relativamente a cada uma das populações em questão; f é o fator de divisão do fluxo para o poço, entre os fenômenos de tunelamento ($f = 1$) e difusão ($f = 0$); L_{SCH} , a_{SCH} e dV_{SCH} são, respectivamente, a espessura, a área e o volume incremental da SCH; L_w , a_w e dV_w são, respectivamente, a espessura, a área e o volume incremental do poço; τ_t , τ_d , τ_c e τ_e são, respectivamente, as constantes de tempo de tunelamento, difusão pela barreira, captura e escape do poço (vide Tabela V.3).

Quando da utilização do modelo QW, o ganho dG é considerado o mesmo para cada uma das portadoras e para a ASE, sendo que, no lugar da expressão (10), é utilizada a seguinte formulação [78]:

$$dG = \begin{cases} G_0 \ln \left(\frac{AN_{in} + BN_{in}^2 + CN_{in}^3}{AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3} \right), & \text{para } N_{in} \geq N_{th} \\ -(\alpha_{abs} + \alpha_{scat}), & \text{para } N_{in} < N_{th} \end{cases} \quad (V.16)$$

A resolução de (V.13) e de (V.15), considerando também (V.14) a cada interação, é obtida numericamente utilizando-se o método de Runge-Kutta de quarta ordem, doravante denominado $RK4^{th}$ [80].

O equacionamento para as populações no SQW , em (V.15), pode ser facilmente estendido para MQW, utilizando um par de vetores para a densidades de portadores, N_{in} e N_{ab} , para cada um dos poços e inserindo uma porção adicional a cada equação diferencial, de forma que populações anexas se inter-relacionem via difusão (para as N_{ab}) ou via tunelamento (para as N_{in}).

A utilização da componente de difusão longitudinal, dentro das populações equacionadas por (V.13) e (V.15), normalmente desprezada na maioria dos trabalhos deste tipo, é feita para proporcionar um modelamento para o estudo da dinâmica populacional em condições diversas de injeção eletrônica, utilizando, por exemplo, perfis não-homogêneos de injeção de portadores, e, também, para estimar com melhor precisão a distribuição longitudinal de portadores em regime de grande saturação de ganho e conseqüente aumento da inomogeneidade na concentração de portadores ao longo da direção longitudinal.

⁸⁰ - *Numerical recipes in C : the art of scientific computing*, William H. Press, Cambridge Univ., 1989.

V.2 – Implementação computacional

Os programas, nomeados *Z-SOA*, para o modelo de cavidade tipo *Bulk*, e *SQW Z-SOA*, para o modelo de cavidade a poço quântico, foram implementados em linguagem C++, com os recursos da plataforma *C++Builder 5.0 (Borland Inc.)*, para utilização em ambiente *Windows*, de maneira a prover interfaces amigáveis para a edição dos parâmetros e operação futura por diferentes usuários. Os mesmos algoritmos em C++, com as modificações pertinentes, foram implementados na plataforma *Ox (Timberlake Cons.)*, de maneira a permitir sua utilização em ambiente Linux/Unix. As interfaces de utilização do programa em ambiente Linux foram implementadas pelo aluno Guilherme Correia Martinho, dentro de projeto de Iniciação Científica, e podem ser obtidas em www.geocities.com/soasimulator.

Os programas, para utilização em ambiente Windows e Linux, bem como as instruções de utilização, são apresentados no Anexo 1. Todos os programas foram compilados e executados em micro-computador Pentium-III, 933MHz, 1Gb (memória RAM), adquirido via reserva técnica da bolsa. Está configuração computacional é considerada a mínima, para execução adequada dos programas. Ambos os programas foram implementados para simulação da amplificação de apenas duas portadoras ópticas. Tal fato foi determinado pela grande demanda de memória computacional, necessária para o armazenamento dos dados referentes a cada novo sinal de entrada adicionado, e porque os interesses do trabalho não se dirigiam à amplificação multicanal, bastando, portanto, duas portadoras apenas.

Porém, o formalismo utilizado é geral, e a implementação pode ser facilmente estendida para “m” portadoras ópticas, a custo de maior esforço de memória.

Descrevendo sucintamente, os programas implementados carregam vetores com os sinais de entrada (amplitude, fase e ruído acoplado às portadoras) para duas portadoras ópticas e para o sinal de corrente (se variante no tempo/espço) e os processa, utilizando-se do modelamento de propagação apresentado e de parâmetros físicos utilizados para caracterização do dispositivo (Tabelas V.1, V.2 e V.3). Ao final da operação, o programa grava, em arquivos *ASCII*, os vetores para os sinais de saída (amplitude e fase dos sinais propagados e contra-propagados, ruído ASE saindo das duas faces), para a dinâmica interna

das populações eletrônicas, das portadoras e da ASE, e para parâmetros sistêmicos, como ganho líquido e gorjeio em frequência (*chirp*).

TABELA V.1 - PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO (AMBOS OS MODELOS)

variável	Definição	valor default
λ_0	comprimento de onda central	1550 nm
λ_1, λ_2	comprimento de onda das portadoras	1540, 1570 nm
α_{abs}	coef. atenuação por absorção	2000 m ⁻¹
α_{scat}	coef. atenuação por espalhamento	100 m ⁻¹
n_{ef}	índice de refração efetivo	3,4
dn/dN	índice de refração diferencial	- 1,20.10 ⁻²⁶ m ³
α_{ins}	perda por inserção, em cada face	2 dB
R_1, R_2	reflexão nas faces	0,1 %
D	coeficiente de difusão ambipolar	7,4.10 ⁻⁴ m ² /s
A	fator de recombinação por defeitos	5.10 ⁸ /s
B	fator de recombinação radiativa	0,5.10 ⁻¹⁶ m ³ /s
C	fator de recombinação Auger	7,5.10 ⁻⁴¹ m ⁶ /s

TABELA V.2 - PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO, MODELO *BULK*

variável	definição	valor default
dt	discretização temporal	400 fs
L_x	largura cavidade óptica ativa	1,4 μm
L_y	altura cavidade óptica ativa	0,2 μm
L_z	comprimento cavidade óptica ativa	705,8 μm
N_{tr}	densidade de portadores na transparência	2.10 ²⁴ m ⁻³
N_{th}	densidade de portadores no limiar	4.10 ²⁴ m ⁻³
β	fator de acoplamento de emissão espontânea	0,02 %
a_1	coeficiente de ganho	2,5.10 ⁻²⁰ m ²
a_2	coeficiente de ganho	7,4.10 ¹⁸ m ⁻³
a_3	coeficiente de ganho	3.10 ²⁵ m ⁻⁴
a_4	coeficiente de ganho	3.10 ⁻³² m ⁴
Γ	fator de confinamento óptico	0,4

Passando à implementação do algoritmo, contemplando a implementação para ambos os modelos utilizados, e exemplificando o caso co-propagante (onde as duas portadoras são inseridas no mesmo lado do dispositivo) tem-se, antes de iniciar os cálculos de propagação, uma inicialização da população de portadores na cavidade óptica ativa, considerando-se a geração e amplificação da ASE. Este procedimento é realizado como apresentado nas expressões abaixo:

$$\left(\begin{array}{l} N_{0,j} = \frac{I_{0,j}}{I_{tr}} \cdot N_{tr} \\ R_{sp} = a \cdot dt \cdot dz \cdot \beta_{cpl} \cdot B \cdot N_{0,j}^2 \\ X_{0,j}^{\pm} = R_{sp} / 2 \end{array} \right) \quad \text{para } j \text{ de } 0 \text{ a } n_z - 1 \quad (V.17)$$

$$\left(\begin{array}{l} dG, \text{ calculado por (V.10) ou (V.16)} \\ R_{sp} = a \cdot dt \cdot dz \cdot \beta \cdot B \cdot N_{0,j}^2 \\ X_{0,j+1}^+ = \frac{R_{sp}}{2} + X_{0,j}^+ \cdot \frac{e^{dz \cdot dG_{ASE}} - 1}{dz \cdot dG_{ASE}} \\ X_{0,j-1}^- = \frac{R_{sp}}{2} + X_{0,j}^- \cdot \frac{e^{dz \cdot dG_{ASE}} - 1}{dz \cdot dG_{ASE}} \\ \Delta N_s = (X_{0,j}^+ + X_{0,j}^-) \cdot \left(\frac{e^{dz \cdot dG_{ASE}} - 1}{dz \cdot dG_{ASE}} - 1 \right) \\ RK4^{th} \text{ para (V.13) ou (V.15),} \\ \text{Em conjunto com (V.14)} \end{array} \right) \quad \begin{array}{l} \text{para } j \text{ de } 1 \text{ a } n_z - 2 \\ \text{para } tt \text{ de } 0 \text{ a } 100 \end{array} \quad (V.18)$$

TABELA V.3 - PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO, MODELO SQW

variável	Definição	valor default
dt	discretização temporal	800 fs
L_x	largura cavidade óptica ativa	1,4 μm
L_y	altura cavidade óptica ativa	0,2 μm
L_z	comprimento cavidade óptica ativa	1411,7 μm
N_{tr}	densidade de portadores na transparência	$8 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$
N_{th}	densidade de portadores no limiar	$9 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$
$G0$	coeficiente de ganho	40000 m^{-1}
L_W	espessura do poço	5 nm
L_{SCH}	espessura da SCH	0,1 μm
f	fator de divisão de fluxo	0,5
β	fator de acoplamento de emissão espontânea	0,0002 %
τ_t	constante de tempo de tunelamento	1 ps
τ_d	constante de tempo de difusão	1 ps
τ_e	constante de tempo de escape	1 ns
τ_c	constante de tempo de captura	10 ps
Γ_W	fator de confinamento óptico no poço	0,02

Em (V.17), a população de portadores, em cada seção j , é inicialmente calculada em relação à corrente de transparência, definida por

$$I_{tr} = (A \cdot N_{tr} + B \cdot N_{tr}^2 + C \cdot N_{tr}^3) \cdot q \cdot V \quad (V.19)$$

onde a densidade de portadores na transparência, N_{tr} , é dado fornecido (vide Tabela V.1) e V é o volume da cavidade ativa. Também, em (V.17), é definido o valor inicial da ASE, correspondendo à metade do total da emissão espontânea acoplada no guia. Em seguida, como apresentado em (V.18), é calculado o ganho da ASE, utilizando-se de (V.10), para modelo *Bulk*, ou de (V.16), para o modelo QW, sendo esta propagada e amplificada no interior do dispositivo ($1 \leq j \leq n_z-2$), em um laço que se repete 100 vezes. Ainda em (V.18), é calculado o balanço de portadores por amplificação/atenuação dN_s , a ser utilizado no procedimento de $RK4^{th}$ que calcula a população de portadores utilizando-se de (V.14) em conjunto com (V.13) ou (V.15), dependendo se para o modelo *Bulk* ou para o modelo *SQW*.

No passo seguinte, são carregados os arquivos de entrada e os parâmetros de simulação, que podem ser modificados pelo usuário através das interfaces de operação (vide Anexo 1). O programa, então, inicia o algoritmo de cálculo do módulo e da fase para os sinais ingressantes, na seção limite $j = 0$, imediatamente após o espelho do lado esquerdo (espelho com R_l) do modelo de propagação, de maneira a obter o sinal resultante da soma vetorial entre os sinais ópticos inseridos e os sinais contra-propagantes na primeira seção da cavidade, para cada uma das portadoras ópticas:

$$\begin{aligned} |S_{i+1,0}^+| &= \sqrt{P^2 + Q^2 + 2 \cdot P \cdot Q \cdot \cos(\phi_{in} - \langle S_{i,0}^- + d\theta \rangle)} \\ \langle S_{i+1,0}^+ \rangle &= \tan^{-1} \left(\frac{P \cdot \sin(\phi_{in}) + Q \cdot \sin(-\langle S_{i,0}^- + d\theta \rangle)}{P \cdot \cos(\phi_{in}) + Q \cdot \cos(-\langle S_{i,0}^- + d\theta \rangle)} \right) \end{aligned} \quad (V.20)$$

onde P é referente ao sinal óptico inserido na cavidade ativa do dispositivo e Q à porção refletida do sinal contra-propagante, calculados por:

$$P = \frac{P_i^{in}}{E_\lambda} \cdot (1 - R_1) \cdot \alpha_{loss}^{(1)} \cdot dt \quad (V.21)$$

$$Q = R_1 \cdot \left(\left| S_{k_{i,0}}^- \right| \cdot \frac{e^{dz \cdot dG} - 1}{dz \cdot dG} \right)$$

onde $E_\lambda = h \cdot c / \lambda$ é a energia do fóton, R_1 a refletividade e $\alpha_{loss}^{(1)}$ a perda por inserção na face “1”, adjacente ao espelho do lado esquerdo.

Ainda na seção espacial inicial $j=0$, o sinal ASE é determinado pela porção contra-propagante refletida acrescida do ruído inserido junto com as portadoras, utilizando-se a expressão:

$$X_{i+1,0}^+ = \frac{X_i^{in}}{E_{\lambda_0}} \cdot (1 - R_1) \cdot \alpha_{loss}^{(1)} \cdot dt + \frac{R_{sp}}{4} + R_1 \cdot \left(X_{i,0}^- \cdot \frac{e^{dz \cdot dG_{ASE}} - 1}{dz \cdot dG_{ASE}} + \frac{R_{sp}}{4} \right) \quad (V.22)$$

sendo $X_i^{in} = X_i^{1,in} + X_i^{2,in}$ a potência total de ruído inserido com as duas portadoras. Desta forma, o balanço do número de portadores, devido à amplificação e à emissão espontânea, em $j=0$, é expresso por:

$$\Delta N_S = \sum_{k=1}^2 \left| S_{k_{i,0}}^+ \right| \cdot \left(\frac{e^{dz \cdot dG_k} - 1}{dz \cdot dG_k} - 1 \right) + \sum_{k=1}^2 \left| S_{k_{i,0}}^- \right| \cdot \left(\frac{e^{dz \cdot dG_k} - 1}{dz \cdot dG_k} - 1 \right) + X_{i,0}^+ \cdot \left(\frac{e^{dz \cdot dG_{ASE}} - 1}{dz \cdot dG_{ASE}} - 1 \right) + X_{i,0}^- \cdot \left(\frac{e^{dz \cdot dG_{ASE}} - 1}{dz \cdot dG_{ASE}} - 1 \right) \quad (V.23)$$

Com o valor de (V.23), novamente utiliza-se o procedimento de $RK4^{th}$ para o cálculo da população de portadores, utilizando-se (V.14) em conjunto com (V.13) ou (V.15), assim como já utilizado em (V.18), para a população inicial.

Antes de se partir para o ciclo de propagação espacial, de $j = 1$ até $j = n_z - 2$, é calculado o sinal co-propagante para $j = 1$, a partir do valor em $j = 0$, utilizando-se (V.9), que é, também, utilizada na propagação mencionada. O balanço de portadores das seções internas é calculado de maneira análoga à (V.23), para cada uma das seções discretas j .

Para a última seção discreta, $j = n_z-1$, tem-se o sinal das portadoras ópticas refletido e calculado como em (V.20); porém, agora, não há inserção de sinal externo, e o sinal de ASE é calculado em analogia com (V.22), substituindo R_1 por R_2 , $\alpha_{loss}^{(1)}$ por $\alpha_{loss}^{(2)}$ e fazendo X^{in} igual a zero. Também são calculados os valores dos vetores contra-propagantes em $j = n_z-2$ e obtido o balanço de portadores de forma análoga à (V.23).

Ao final, os sinais de saída são obtidos através das expressões:

$$\begin{aligned} P_{k\ i+1}^{out} &= \frac{(1 - R_2) \cdot \alpha_{loss}^{(2)} \cdot E_{\lambda_k}}{dt} \left(\left| S_{k\ i, n_z-1}^+ \right| \cdot \frac{e^{\frac{dz}{2} \cdot dG_k} - 1}{\frac{dz}{2} \cdot dG_k} \right) \\ \phi_{k\ i+1}^{out} &= \left\langle S_{k\ i, n_z-1}^+ + \frac{d\theta_k}{2} \right. \\ X_{i+1}^{out} &= \frac{(1 - R_2) \cdot \alpha_{loss}^{(2)} \cdot E_{\lambda_0}}{dt} \left(X_{i, n_z-1}^+ \cdot \frac{e^{\frac{dz}{2} \cdot dG_{ASE}} - 1}{\frac{dz}{2} \cdot dG_{ASE}} + \frac{R_{sp}}{4} \right) \end{aligned} \quad (V.24)$$

gerando, então, um balanço de portadores análogo ao equacionado em (V.23), para $j = n_z-1$. Após finalizar os cálculos, o programa grava os arquivos correspondentes aos sinais ópticos de saída, à dinâmica de propagação na cavidade e à(s) população(ões) da região ativa. São, também, salvos os sinais contra-propagantes de cada portadora e um arquivo texto com os parâmetros utilizados na simulação. Pode-se, também, gerar arquivos comparativos, como de ganho líquido e do gorjeio em frequência.

O programa pode operar, também, no modo contra-propagante, isto é, com uma das portadoras sendo inserida e retirada em sentido oposto ao da outra. O algoritmo para esse tipo de operação é, basicamente, o mesmo, necessitando-se apenas aplicar o procedimento de entrada e saída convenientemente. Para isso a portadora 2 é inserida na última seção ($j = n_z-1$), bem como o seu ruído acoplado, e retirada na primeira ($j = 0$).

Capítulo VI

– Resultados de calibração e simulação

Neste terceiro capítulo são apresentados a calibração do simulador modelo Bulk, Z-SOA, realizada a partir de medidas da potência total do ruído de emissão espontânea - ASE (amplified spontaneous emission), assim como a validação do modelo para simulação do comportamento de ganho estático e dinâmico do SOA, dentro do funcionamento da técnica PISIC [81].

Para o modelo Bulk calibrado, são apresentadas duas figuras de mérito para o chaveamento eletroóptico: o comportamento do tempo de subida e do gorjeio óptico em frequência induzido (chirp), na resposta ao pré-pulso. A partir dos resultados teóricos para o chirp, simulou-se a filtragem óptica em frequência utilizando um discriminador, com função de transferência do tipo periódica senoidal, como já utilizado nos resultados preliminares para re-formatação de pulso (vide Capítulo III). Foram previstos, para o caso ótimo, tempos de chaveamento da ordem de picosegundos [4]. Na última seção deste capítulo, são apresentados alguns resultados teóricos obtidos para o modelo SQW, em operação de chaveamento eletro-óptico e intermodulação de ganho e fase.

⁸¹ - C.M. Gallep, R.P. Vivacqua, A.L.R. Cavalcante e E. Conforti, “Calibration of semiconductor optical amplifier simulator for switching action prediction” submetido ao IMOC, *Internacional Microwave and Optoelectronics Conf.* (SBMO-MTT IEEE), a ocorrer em setembro, em Fóz do Iguaçu, Paraná.

VI.1 - Calibração

Para a realização da calibração dos parâmetros de ganho óptico e do consumo de portadores eletrônicos, adotou-se uma técnica simples e eficaz baseada na curva de ruído ASE x corrente injetada no SOA [82].

Para coletar os dados experimentais, foram realizadas medidas da potência do sinal de ruído ASE (sem adição de sinal óptico de entrada), em relação à corrente injetada, para os dois SOAs em funcionamento no nosso laboratório, denominados SOA-1 e SOA-2. Tais medidas foram realizadas com o acompanhamento do aluno de Iniciação Científica Nivaldo Marcchioto (IC SAE-Unicamp, 2002-2003).

Na montagem, ilustrada na Figura VI.1, foram utilizados, além dos SOAs, dois isoladores ópticos, um analisador de espectro (4) e um medidor de potência óptica (5) (respectivamente, Anritsu MS96A e Anritsu MI910A, já apresentados no Cap.IV).

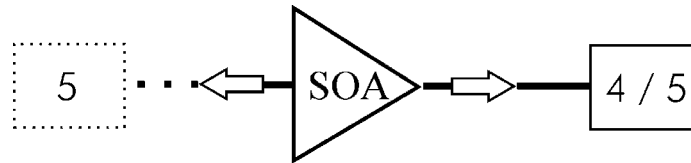


Fig.VI.1: esquema para medida de ASE.

Foram medidos níveis de potência óptica para as portas de entrada (*IN*) e saída (*OUT*) do SOA, de maneira a certificar a condição de simetria dos dispositivos. Foram também coletadas as curvas de distribuição espectral da ASE, com o aumento da corrente injetada. Um exemplo, para alta injeção de portadores, é apresentado adiante.

As Figuras VI.2 (a) (SOA-1) e VI.2(b) (SOA-2) ilustram as medidas experimentais, de potência ASE para os dois SOAs, e as curvas teóricas ótimas obtidas após a calibração do simulador. É clara a boa correlação obtida com o procedimento adotado. Pode-se notar, na Fig.VI.2(a), que o SOA-1 apresenta grande diferença entre as potências que saem da porta de entrada e da de saída. Tal fato pode ser explicado por um aumento nas perdas de inserção da porta de entrada, *IN*, provavelmente devido a danos ocorridos na cobertura dielétrica anti-refletiva nesta face do SOA devido ao uso de altas potências ópticas de entrada, em montagem de projeto anterior no mesmo grupo de pesquisa.

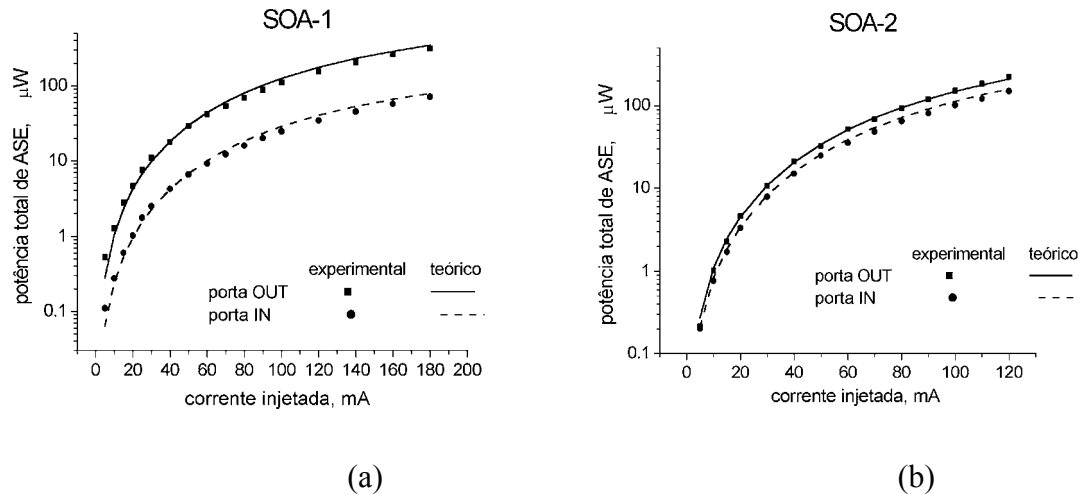


Fig.VI.2: potência total de ASE medida (pontos) e simulada (linhas) - SOAs “1” (a) e “2” (b).

TABELA III.1 - PARÂMETROS DE CALIBRAÇÃO: SOA-1

variável	definição	valor
dt	discretização temporal	370 fs
dz	discretização espacial	32.647 μm
L_x	largura cavidade óptica ativa	1,2 μm
L_y	altura cavidade óptica ativa	0,2 μm
L_z	comprimento cavidade óptica ativa	652,94 μm
N_{tr}	densidade de portadores na transparência	1.10^{24} m^{-3}
N_{th}	densidade de portadores no limiar	4.10^{24} m^{-3}
β	fator de acoplamento de emissão espontânea	0,03 %
a_1	coeficiente de ganho	$2,5.10^{-20} \text{ m}^2$
a_2	coeficiente de ganho	$4,3.10^{18} \text{ m}^{-3}$
a_3	coeficiente de ganho	1.10^{25} m^{-4}
a_4	coeficiente de ganho	4.10^{-32} m^4
$\alpha_{ins (in)}$	perda por inserção, entrada	8,4 dB
$\alpha_{ins (out)}$	perda por inserção, saída	2 dB
A	fator de recombinação por defeitos	4.10^8 s^{-1}
B	fator de recombinação radiativa	$3.10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
C	Fator de recombinação Auger	$10.10^{-41} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$

TABELA III.2 - PARÂMETROS DE CALIBRAÇÃO: COMPLEMENTAR SOA-2

variável	definição	valor
$\alpha_{ins (in)}$	perda por inserção, entrada	3,2 dB
C	fator de recombinação Auger	$7,5.10^{-41} \text{ m}^6/\text{s}$

⁸² - C. Y. J. Chu, H. Ghafouri-Shiraz, “A simple method to determine carrier recombinations in a semiconductor laser optical amplifier”, *IEEE Photon. Techn. Letters*, Vol.5 (1993), No. 10, pg.1182-1184.

Para a realização da técnica PISIC foi, portanto, utilizado o SOA-2, em melhores condições de operação. Os valores calibrados para os parâmetros utilizados no modelo de simulação para o SOA-1 são apresentados na Tabela VI.1. Alguns dos parâmetros, invariantes em relação aos do modo default (vide Cap.II), não foram listados. Para poder prever a diferença operacional do SOA-2, que apresenta potência de ASE equivalente nos dois lados do dispositivo, os parâmetros utilizados para perda de inserção da porta de entrada e recombinação Auger foram alterados para os valores apresentados na Tabela VI.2.

A calibração foi realizada com a fixação de algumas variáveis, como as dimensões da cavidade ativa (largura e a altura) e o fator de acoplamento de emissão espontânea, fatores geométricos estimados na calibração do SOASim [1] e dentro dos utilizados para SOAs do tipo Bulk da mesma geração tecnológica dos disponíveis no LAPCOM/DMO.

O comprimento longitudinal da cavidade foi determinado via medida do espaçamento entre modos Fabry-Perot residuais, encontrados no espectro de ASE do SOA quando da injeção de alta corrente de polarização (200 mA), com a conseqüente aproximação da condição de limiar do laser, como ilustrado na Figura VI.3.

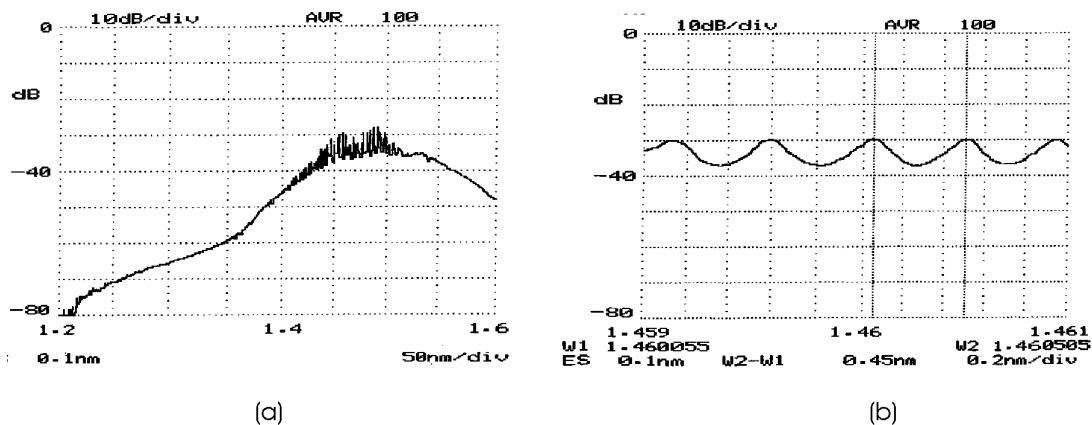


Fig.VI.3: espectro ASE (a) total e (b) em detalhe, SOA-2, ISOA = 200mA.

Da Fig.VI.3(b), temos um intervalo espectral medido de $\Delta\lambda = 0,45$ nm, entre modos Fabry-Perot (FP) adjacentes. Pode-se estimar o comprimento da cavidade ressoante do dispositivo, utilizando-se a equação [23]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2 \Delta m}{2\bar{n}L \underbrace{\left(1 - \frac{\lambda}{\bar{n}} \frac{\partial \bar{n}}{\partial \lambda}\right)}_1} \xrightarrow{\Delta m=1} L = \frac{\lambda^2}{2\bar{n}\Delta\lambda} \cong 653\mu\text{m} \quad (\text{VI.1})$$

onde Δm é o número de picos adjacentes no intervalo $\Delta\lambda$ no espectro dos modos FP, sendo desprezada a variação de índice de refração com o comprimento de onda do sinal luminoso (expressão entre parênteses definida como igual a 1).

A otimização foi realizada, então, para os parâmetros relacionados ao ganho óptico e ao consumo de portadores eletrônicos, dentro dos valores típicos encontrados na literatura. Estudando as alterações, provocadas pela injeção crescente de corrente, no comportamento da curva do sinal total de ASE e da densidade de portadores na região ativa, foi realizada a calibração dos coeficientes, a partir dos parâmetros *default*, sendo os valores ótimos para os parâmetros (Tabelas VI.1 e VI.2).

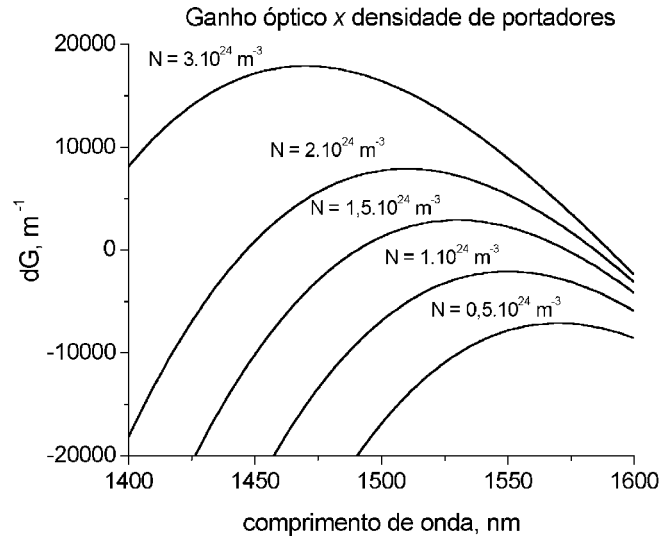


Fig.VI.4: comportamento espectral do ganho óptico - parâmetros calibrados.

Para os parâmetros calibrados utilizados, tem-se um comportamento espectral de ganho como o ilustrado na Fig.VI.4 (perfis de ganho material), proporcionalmente à

densidade de limiar, mais planos que os obtidos via valores *default*, retirados da literatura [71,76].

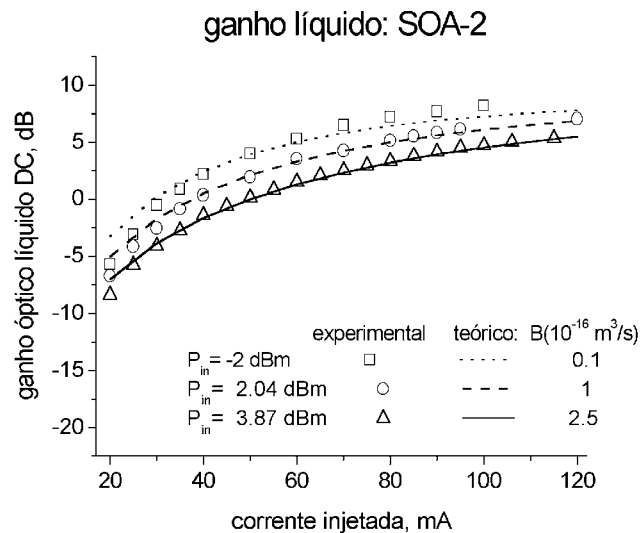


Fig.VI.5: ganho óptico CW líquido - teórico e experimental.

Foram também comparados os valores de ganho líquido, obtidos com a injeção simulada de portadora, para três níveis de potência de entrada (-2, 2 e 3,9 dBm), com os dados experimentais medidos em conjunto com o aluno de mestrado Rafael P. D. Vivacqua [83], e apresentados na Figura VI.5.

Os resultados teóricos obtidos inicialmente para os parâmetros calibrados não apresentaram a forte saturação observada nos dados experimentais, de maneira que, para obter a concordância ótima de pontos da Fig.VI.5, foi preciso variar o coeficiente de emissão espontânea B . Tal limitação do simulador/calibração pode ser explicada pelo fato de que, na sua implementação, optou-se, por modelo de constante fixa para o coeficiente de emissão espontânea, ou seja, não dependente da densidade de portadores. Essa escolha foi feita de maneira a minimizar o número de variáveis a serem calibradas, o que acaba não levando em conta o fato de que, para operação com altos sinais de potência óptica de entrada (e conseqüente alto consumo de portadores, por emissão estimulada, desde o início da cavidade ativa), sobram poucos estados excitados para alimentar o fenômeno de emissão espontânea. Para incluir a operação na região de alta saturação de ganho, pode-se optar por

⁸³ - R.P.D. Vivacqua, "Metodologia para Extração de Parâmetros Experimentais em Amplificadores Ópticos a Semicondutor", dissertação de mestrado (em finalização), DMO – FEEC - Unicamp.

substituir BN^2 na equação (seção II.14, pg.21) por um modelo do tipo $(B_0 + B_1N)N$, de forma que o fator B equivalente aumente hiperbolicamente ($B \equiv B_1 + B_0/N$), como comentado nas Ref.s [77,84]. A calibração, porém, contaria com mais uma variável a ser otimizada, dificultando a otimização dos parâmetros.

Para realizar a simulação dos resultados obtidos com a técnica PISIC, foram adotados os parâmetros calibrados do SOA-2, porém com $B = 0,1$, já que se trata de baixo nível de potência de entrada ($40 \mu\text{W}$). Os resultados são apresentados na Figura VI.6, ao lado dos respectivos dados experimentais.

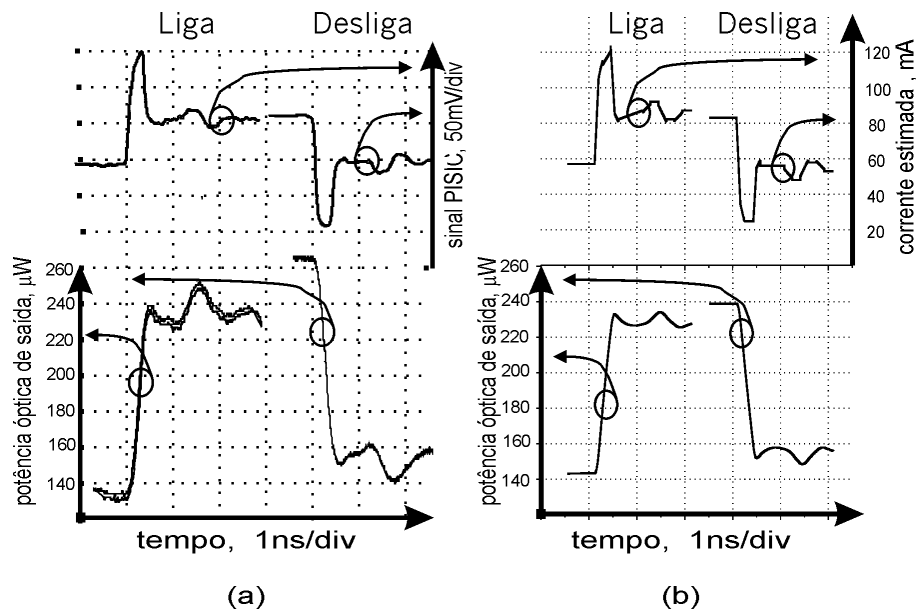


Fig.VI.6. Resultados (a) experimentais e (b) simulados para operação PISIC, casos “On” e “Off”, para potência óptica $P_{in} = 40 \mu\text{W}$.

Para a potência total de ASE na entrada do SOA, utilizou-se um valor teórico de $2 \cdot 10^{-15} \text{ W}$, estimado a partir da densidade espectral medida no experimento, após a passagem da portadora pela filtragem óptica apropriada. Os níveis de ASE teóricos, na saída do SOA, obtidos com a simulação, foram compatíveis com os observados experimentalmente, estimados em torno de $10 \mu\text{W}$.

Observa-se, na Fig.VI.16, boa concordância entre experimento e teoria, à exceção de pequenas diferenças nas excursões das oscilações no sinal óptico, devidas às

⁸⁴ - H. Ghafouri-Shiraz - Fundamentals of laser diode amplifiers - 1996, John Wiley & Sons, NY.

instabilidades do sinal eletrônico, após a ocorrência do pré-pulso de corrente. Tal fato poderia ser explicado por possíveis limitações do modelo simplificado, utilizado para estimativa da corrente PISIC, que não pode prever, convenientemente, o real comportamento da impedância complexa do circuito de alimentação utilizado. Para detalhes do método de determinação das correntes injetadas na técnica PISIC, a partir do sinal de tensão aplicado e de estimativa do comportamento das impedâncias de microondas presentes no circuito eletrônico, vide Anexo 2.

Esses resultados indicam que o tipo de calibração implementada no trabalho é válido, mostrando que, embora utilizando dados experimentais simples, fornece boa correlação com dados experimentais. Algumas limitações, encontradas na simulação da eficiência de intermodulação de ganho, são comentadas na Conclusão.

VI.2 - Resultados de simulação: modelo Bulk

- Filtragem de gorjeio em frequência

A partir dos resultados obtidos na calibração, buscou-se estudar o comportamento do modelo com relação às alterações de fase introduzidas durante a amplificação óptica no SOA. Foram realizadas simulações para diversos níveis de potência óptica de entrada, no intuito de conhecer o comportamento do dispositivo, visando futura implementação experimental em arranjo interferométrico.

Nas simulações que se seguem, foram sempre utilizados níveis ideais de ASE, bem baixos (da ordem de 10^{-15} W), inserida com a portadora.

A título de ilustração das possibilidades de estudos de otimização utilizando simulação, são apresentados, na Figura VI.7, os resultados para potência óptica de entrada ligeiramente maior que a anterior ($P_{in} = 100 \mu W$), utilizando, como perfil PISIC, um sinal idealizado formado por degrau mais pulso retangular sincronizado (200 ps de duração - detalhe da Fig.VI.7).

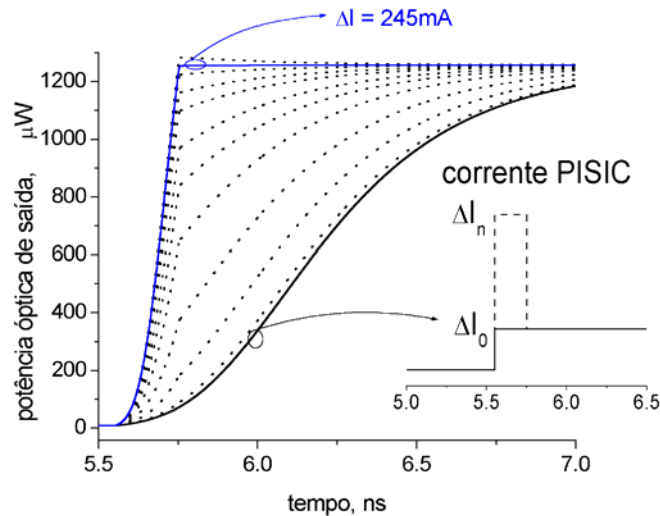


Fig.VI.7: resposta óptica simulada para corrente PISIC – potência óptica (ΔI de 0 a 245mA), $P_{in} = 100 \mu W$.

Tal figura apresenta as respostas ópticas para degrau 10-100 mA com crescentes valores de amplitude do pré-pulso ($\Delta I = 0, 10, 50, 100, 150, 180, 200, 220, 230, 240, 245$ e 250 mA). A curva cheia preta é a resposta para o degrau simples ($\Delta I = 0$), e a azul é a resposta ótima, obtida para $\Delta I = 245$ mA. As demais curvas pontilhadas se referem a valores intermediários de ΔI , até $\Delta I = 250$ mA, onde o sinal de saída começa a apresentar sobre-pulso (*overshoot*), devido ao excesso de portadores injetados.

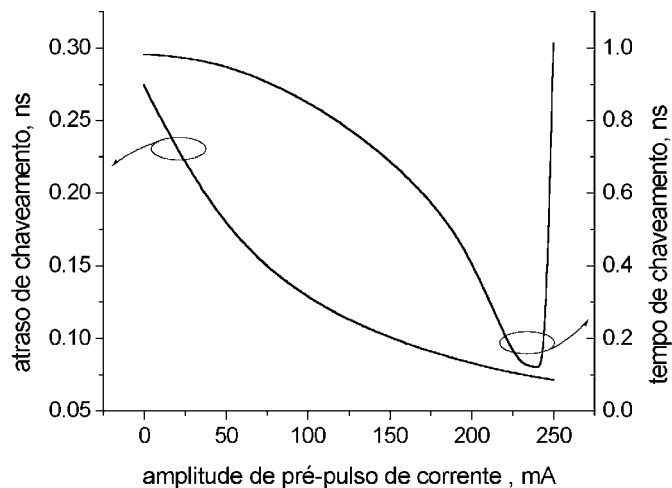


Fig.VI.8: tempos de chaveamento e atraso $\times$ amplitude do pulso PISIC, $P_{in} = 100 \mu W$.

Analizando os tempos de transição das curvas da Fig.VI.7, foram extraídas as curvas de mérito para o comportamento teórico do chaveamento, apresentadas na Fig.VI.8. Nela pode-se observar uma diminuição do tempo de atraso (tomado do acionamento do sinal de corrente até 10% do valor total de saída) com perfil de forma hiperbólica, decaindo com o aumento da amplitude do pré-pulso. Um comportamento de perfil tipo $cte -e^x$ é observado para o tempo de chaveamento (tomado de 10% até 90% do valor total de saída) até seu valor ótimo para amplitude de pré-pulso (245 mA). A partir desse valor o comportamento inverte-se abruptamente devido ao início de overshoot no sinal de saída. Nessa parte da curva, o tempo de chaveamento passa a ser calculado de forma diferente (intervalo de 10% até 110% do valor final de saída, tomado no decaimento do sobre-pulso), de forma que se visualize a duração do sobre-pulso. Juntamente com o aumento abrupto do ganho óptico, uma intensa mudança ocorre na fase do sinal de saída, em resposta à abrupta mudança no índice de refração modulado pela densidade de portadores.

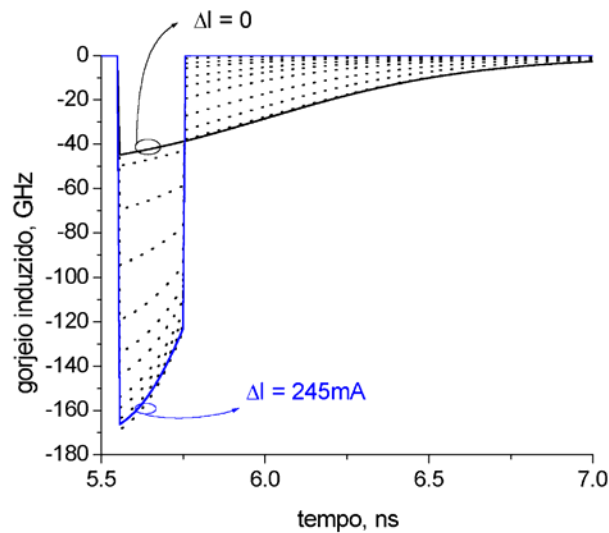


Fig.VI.9: resposta óptica simulada para corrente PISIC – gorjeio em frequência, $P_{in} = 100 \mu W$.

A Figura VI.9 ilustra as correspondentes respostas do gorjeio em frequência do sinal óptico, em resposta ao sinal PISIC idealizado, da Fig.VI.7. De duração equivalente ao tempo de pré-pulso, as alterações de fase têm resposta bem mais rápidas que as de amplitude, devendo ser consideradas dentro do contexto global do sistema, pois sua posterior propagação pelos enlaces de fibra, pode produzir interferência inter-simbólica no trem inicial do sinal chaveado, devido aos fenômenos de dispersão inerentes à transmissão.

Uma possível aplicação desse fenômeno seria na sinalização do início do cabeçalho óptico com as informações de roteamento dentro de uma rede de pacotes, através da utilização de um discriminador de fase convenientemente arranjado dentro dos nós de interligação dos enlaces.

Outra solução prática para o chirp induzido seria filtrá-lo opticamente e com isso praticamente eliminá-lo do sistema. Tomando a resposta ótima ($\Delta I = 245$ mA), simulou-se a passagem do sinal resultante por um filtro discriminador de frequência, de resposta com periodicidade espectral senoidal como apresentado no Anexo 1. A escolha dos parâmetros iniciais para o discriminador foi feita de maneira que a resposta do filtro excursionasse pela região mais linear e de maior derivada da função de transferência. São apresentados, na Figura VI.10, os resultados para algumas configurações para o posicionamento relativo da frequência central para semiciclo do filtro, FSR (free spectral range - excursão de meio ciclo da função de transferência senoidal), igual a 360 GHz.

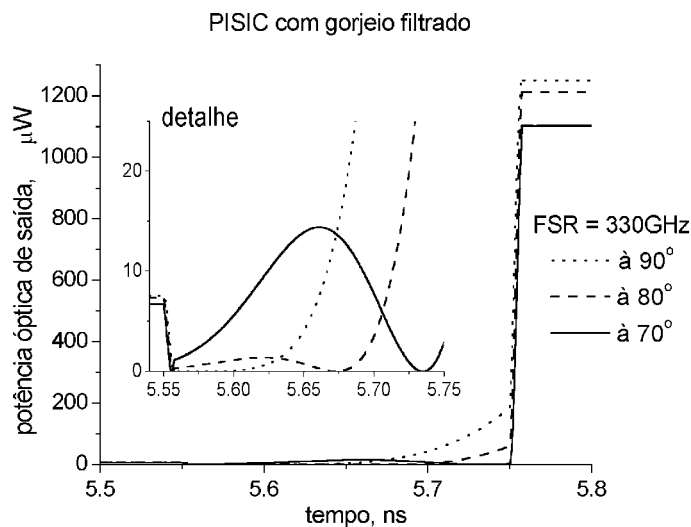


Fig.VI.10: resposta simulada para filtragem em um discriminador de frequência (FSR = 330 GHz).

Com a filtragem simulada, o resultado é uma profunda atenuação do sinal óptico de saída, dentro do intervalo de duração de pré-pulso (5,55 a 5,75 ns), devido ao grande gorjeio em frequência presente e à aparição de um degrau óptico bem definido, tal qual o do sinal eletrônico, com tempo de subida da ordem de picosegundos. O valor inicial de FSR apresentou, porém, pequenas oscilações iniciais, durante o período de duração da alta injeção de portadores, como mostrado em detalhe da Fig.VI.10, devido à uma sub-

estimativa que ocasionou a excursão do chirp até o próximo semi-ciclo da função de transferência do filtro idealizado, i.e., fora da região quasi-linear.

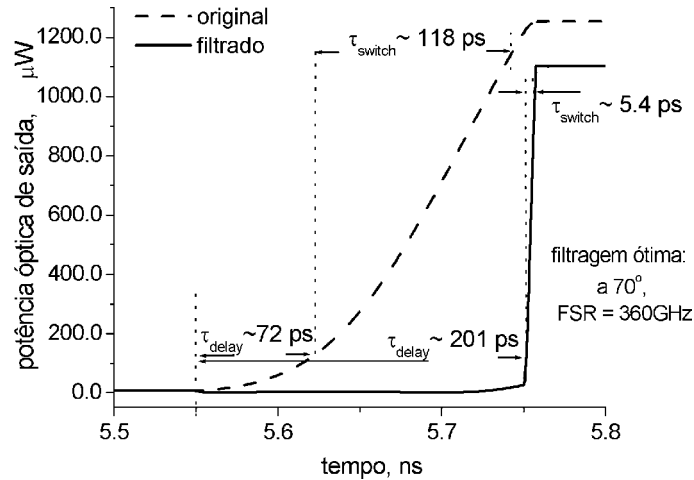


Fig.VI.11: comparação entre potências ópticas de saída para resposta ótima PISIC e correspondente filtragem ótima.

Os valores para FSR e ponto de frequência central foram, então, ajustados com valores ótimos de, respectivamente, 360 GHz e 70° . Como pode ser analisado, a partir da comparação com o sinal não-filtrado, apresentada na Fig.VI.11, obteve-se no sinal filtrado um degrau, quase ideal, no sinal de saída, com tempo de subida de pouco mais de 5 ps. Tal resultado pode, futuramente, ser testado experimentalmente e vir a servir como base para a implementação de chaveamento eletro-óptico em altas velocidades, a partir de sistemas PISIC-SOA dedicados.

Os dados teóricos, ilustrando as previsões para o comportamento, na discretização longitudinal, da densidade de portadores eletrônicos, N , da potência óptica da portadora (considerando sinais co- e contra-propagante, S^+ mais S^-) e da potência total de ASE (i.e., X^+ mais X^-), obtidos para a simulação da operação PISIC (Fig.VI.4), são brevemente apresentados nas Figuras VI.12 e VI.13, respectivamente para os casos de ligamento (*OFF-ON*) e desligamento (*ON-OFF*). A densidade de portadores apresenta pequeno declínio no sentido de propagação, devido ao baixo nível de potência óptica de entrada utilizado.

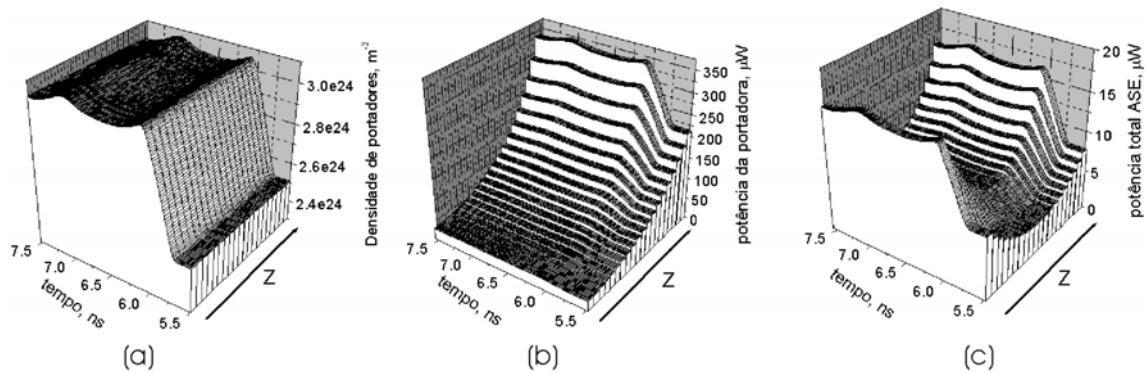


Fig.VI.12: comportamento longitudinal na operação PISIC (OFF-ON) - (a) densidade de portadores, potências ópticas (b) da portadora e (c) da ASE.

A potência total da ASE (Fig.s VI.12(c) e VI.13(c)) apresenta perfil longitudinal parabólico com concavidade positiva, característico da operação acima do limiar de transparência, onde ocorre ganho óptico líquido. Seus níveis são um pouco maiores na entrada do dispositivo, onde se encontra a maior densidade de portadores eletrônicos. Para operação em baixas correntes, não apresentada aqui, o sinal da concavidade se inverte, e a maior concentração da potência de ASE passa da periferia para a porção central da cavidade óptica ativa.

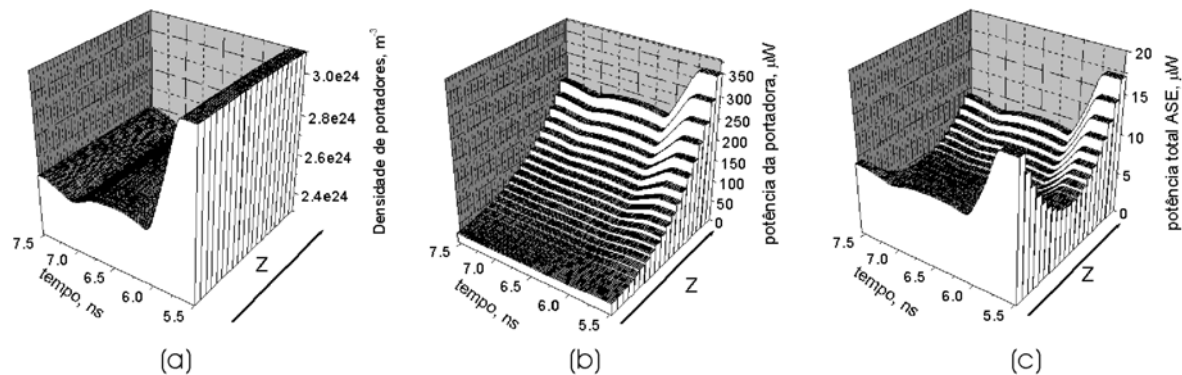


Fig.VI.13: comportamento longitudinal na operação PISIC (ON-OFF) - (a) densidade de portadores, potência óptica (b) da portadora e (c) da ASE.

Esses dados podem ser úteis na otimização e futura implementação de sub-sistemas de chaveamento eletro-óptico utilizando a técnica PISIC, pois podem ser utilizados no planejamento de perfis longitudinais heterogêneos, para a injeção de corrente, de maneira a maximizar as velocidades de resposta no chaveamento e minimizar os níveis de ASE

inseridos no sinal, melhorando, desta forma, a relação sinal/ruído de saída, possibilitando a utilização, do sub-sistema, em cascadeamento na rede óptica.

VI.3 - Resultados de simulação: modelo SQW

Nesta seção são apresentados alguns dos resultados de chaveamento para o modelo SQW, no intuito de compará-lo com o melhor caso obtido com a PISIC, implementada para modelo Bulk. A seguir, são apresentados alguns resultados teóricos, obtidos para operação com modulação cruzada de ganho, XGM, e de fase, XPM. Os fenômenos de XGM/XPM ocorrem, basicamente, devido à modulação do índice de refração complexo, pelas variações na densidade de portadores eletrônicos da região opticamente ativa, induzida pela recombinação estimulada pela portadora óptica.

Todas as simulações utilizam os parâmetros *default* para o modelo SQW (Tabelas IV.1 e IV.3, Capítulo IV), com variações do fator f , de divisão da alimentação eletrônica da cavidade.

- Chaveamento eletro-óptico

Relembrando, o parâmetro f do modelo SQW implementado (Capítulo II) determina a divisão do fluxo, na alimentação eletrônica do poço opticamente ativo, entre os processos de difusão pela barreira e posterior captura, e de tunelamento pela barreira, direto para o estado dentro do poço.

Para um estudo inicial sobre as características de chaveamento eletro-óptico para as equações de taxa de cavidade SQW, vide Ref. [85]. Nela são apresentadas algumas figuras de mérito para o chaveamento eletro-óptico, em modelo sem discretização longitudinal, para o funcionamento do dispositivo, com relação ao tipo de injeção utilizada.

⁸⁵ - C.M. Gallep, E. Conforti, “Switching characteristics of tunneling injection and diffusion injection single quantum-well semiconductor optical amplifiers”, *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, SBRT 2001, Fortaleza/CE.

Aqui são apresentados resultados, no ligamento da chave, para a resposta ao degrau de corrente simples, pois na aplicação do mínimo pré-pulso de corrente observam-se sobre-pulsos e oscilações na resposta óptica, devidos às baixas constantes de tempo utilizadas nas simulações. Para poder comparar com os resultados do modelo Bulk, utilizou-se, na simulação, dispositivo com o mesmo comprimento ($\sim 650 \mu\text{m}$, i.e., $dt=370 \text{ ps}$) e mesma potência óptica CW de entrada ($100 \mu\text{W}$). As Figuras VI.15 ilustram as respostas ópticas para o caso mais lento de injeção, via difusão pura ($f = 0$), envolvendo a posterior captura pelo poço (τ_c), para degraus grandes de 4-30, 4-40 e 4-50 mA (curvas pretas), e degraus menores de 25-40, 25-50 e 25-60 mA (curvas azuis).

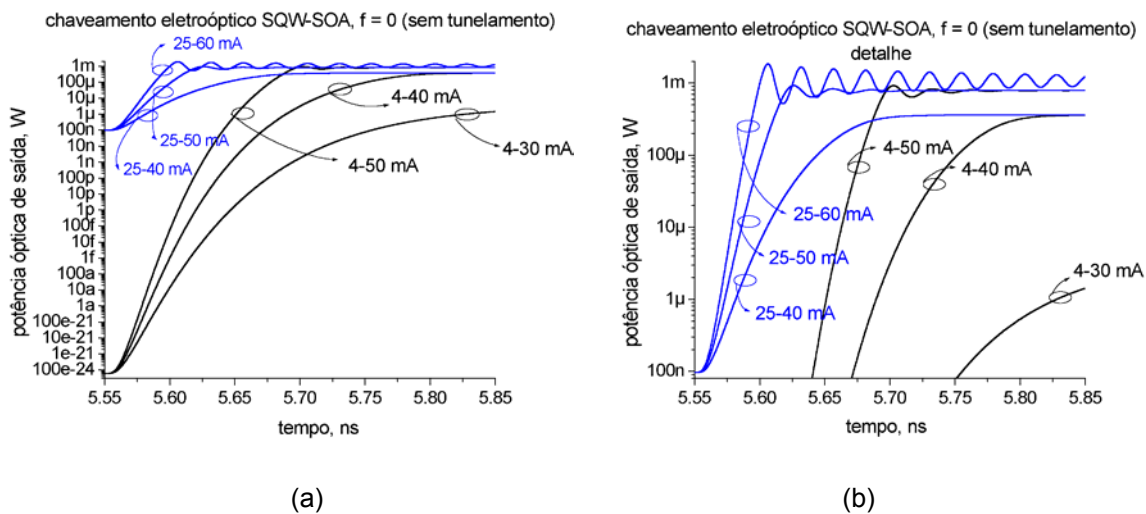


Fig.VI.15: chaveamento no modelo SQW, $f = 0$ (difusão pura), resposta óptica para diferentes degraus de corrente ($P_{\text{in}}=100 \mu\text{W}$), (a) total e (b) detalhe.

Pode-se observar, na Fig.VI.15, que $I = 50 \text{ mA}$ é o nível limite de injeção, a partir do qual o sinal óptico começa a apresentar oscilações amortecidas, devido à realimentação positiva do sistema com as reflexões internas residuais nas faces do SOA. Pode-se observar, também, que, como no modelo Bulk, quanto maior a excursão do degrau de corrente, mais rápido é o chaveamento, e que, com o aumento da corrente, aumenta-se a frequência das oscilações residuais, de acordo com o previsto pela teoria. Foram obtidas transições com tempos inferiores a 100 ps , para 25-40 mA, e de dezenas de picosegundos, para 25-50 mA, mostrando as rápidas respostas possíveis para este tipo de cavidade ativa.

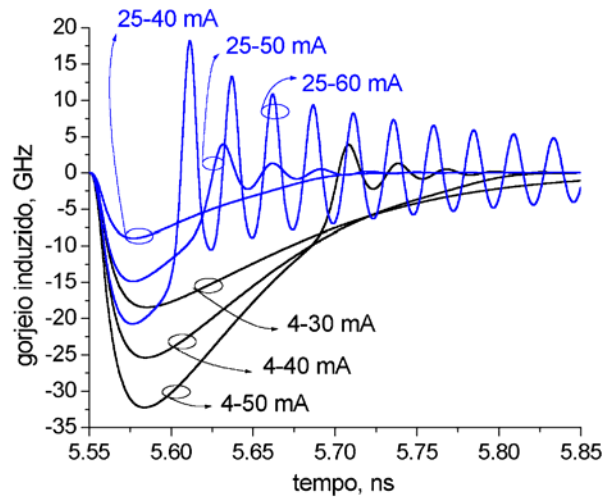


Fig.VI.16: chave EO (SQW), $f = 0$ (difusão pura), gorjeio induzido para diferentes degraus de corrente.

A modulação da densidade de portadores, devida à injeção eletrônica e ao consumo na amplificação óptica, acarreta também uma modulação em fase no sinal óptico, ilustrada pelas curvas de gorjeio da Figura VI.16. Observa-se, nesta figura, o aumento do gorjeio induzido com a amplitude do degrau de corrente, e o aparecimento de oscilações, ao utilizar-se 50 mA como valor final. Pode-se visualizar, na Fig.VI.16 e também na Fig.VI.15(b), a existência de uma derivada temporal limite para a transição de ganho óptico, poucos inferior às apresentadas pelas repostas aos degraus 4-50 e 25-50, a partir da qual inicia-se o processo de realimentação positiva da cavidade ressoante.

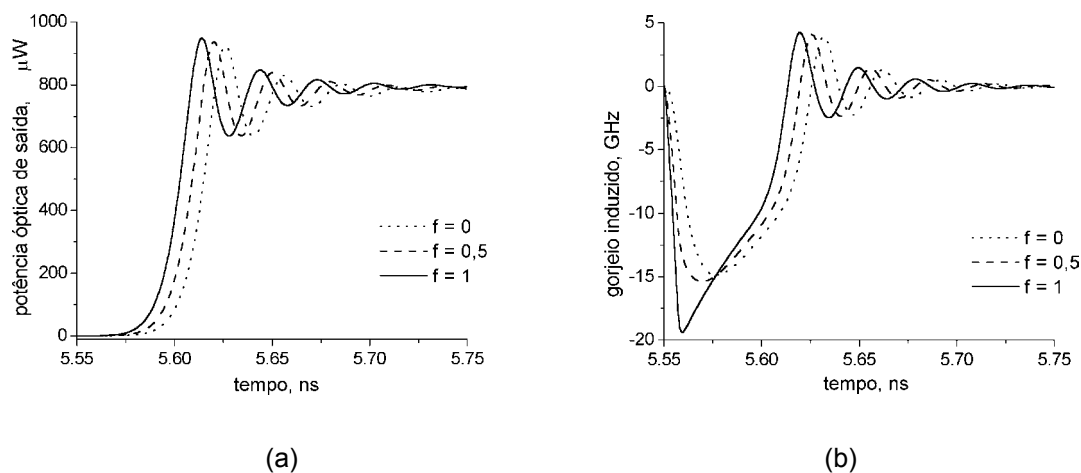


Fig.VI.17: chave EO (SQW), degrau 25-50 mA, (a) resposta óptica, (b) gorjeio induzido, para $f = 0$ (difusão pura), $f = 1$ (tunelamento puro) e $f = 0.5$ (intermediário), ($P_{in} = 100 \mu W$).

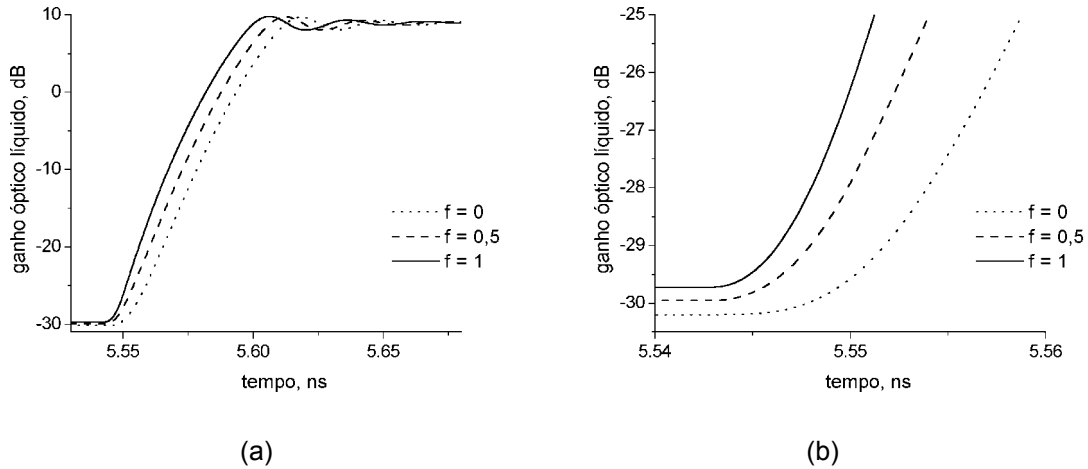


Fig.VI.18: chave EO (SQW), degrau 25-50 mA, (a) ganho líquido e (b) detalhe, para f crescente.

Para comparar os efeitos das diferenças, nos processos de transição, devidas à utilização de tunelamento na injeção, ilustra-se, nas Figuras VI.17 (potência óptica de saída e gorjeio induzido) e VI.18 (ganho óptico líquido), as respostas obtidas para o degrau 25-50 mA. À medida que se aumenta o percentual de portadores injetados, por tunelamento, na cavidade, o dispositivo responde mais rapidamente, já que esse processo é caracterizado, no modelo, por pequena constante temporal ($\tau_t = 1$ ps). Ocorre, também, maior gorjeio em frequência, em resposta à modulação na densidade de portadores. Esse fato pode ser utilizado em posterior filtragem, via discriminador em frequência, como já apresentado na seção anterior, para o modelo *Bulk*. Pode-se notar, mais claramente no ganho óptico (Fig.VI.18), a ocorrência demaior derivada inicial na transição promovida pela injeção via tunelamento.

Para observar a dinâmica das múltiplas reflexões ópticas nas faces internas do SOA, e as conseqüentes oscilações residuais no sinal óptico, perto do limite de retro-alimentação positiva da cavidade, e sua variação com o tipo de injeção utilizada, toma-se aqui, como exemplo, os resultados obtidos para o degrau de corrente de 25-50 mA. As respostas obtidas para a população na SCH (heteroestrutura de confinamento) são idênticas para todos os casos, não sendo apresentadas aqui. A potência óptica da portadora e a população no interior do poço variam pouco com o tipo de injeção utilizada, sendo as curvas obtidas para o caso de difusão pura, ilustradas nas Figuras VI.19.

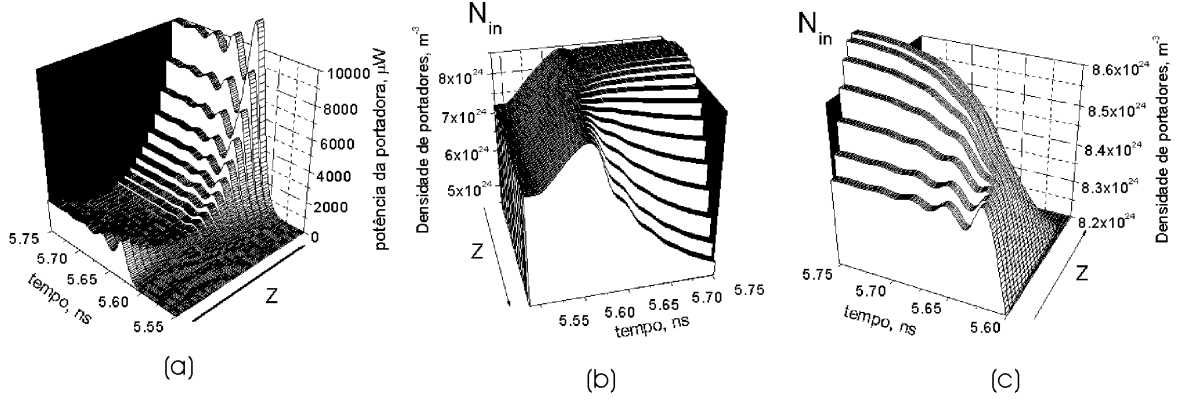


Fig.VI.19: chave EO (SQW), degrau 25-50 mA, $f = 0$ - (a) potência de portadora e (b) densidade de portadores dentro do poço ((c) detalhe da outra face de (b)), ao longo de z .

Nota-se a forte depleção na densidade de portadores, N_{in} , ao longo da direção de propagação, e a modulação oscilante, decorrente da forte amplificação na subida do sinal eletrônico e posteriores reflexões internas, cujas propagações podem ser notadas ao se acompanhar, simultaneamente, as cristas da potência óptica, S , e de N_{in} , na Fig.VI.19.

A população de portadores acima do poço, porém, varia bastante com o tipo de injeção utilizada, o que pode interferir consideravelmente na dinâmica de amplificação de sinais modulados, à medida que provê uma reserva de portadores para alimentar rapidamente o poço, via fenômeno de captura, e, assim, minimizar efeitos de dependência do padrão de trem de bits (pattern dependence).

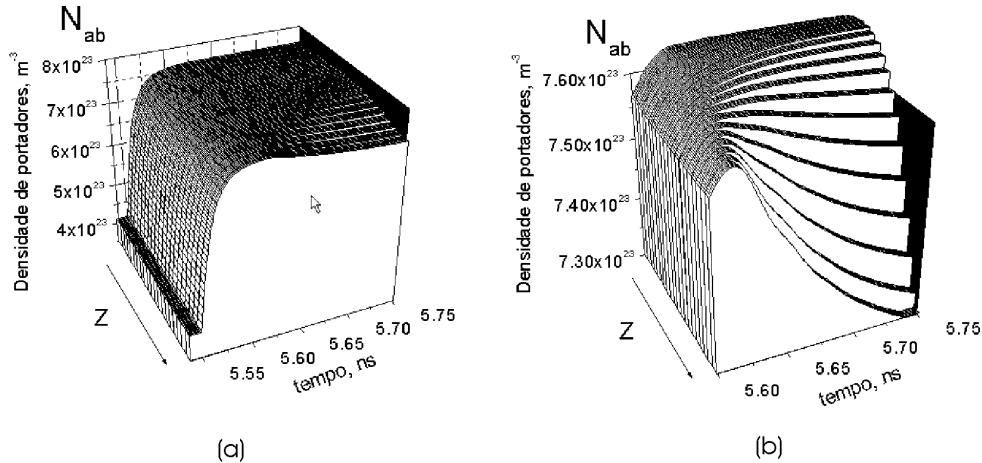


Fig.VI.20: chave EO (SQW), degrau 25-50 mA, $f = 0$ (difusão pura) - (a) densidade de portadores acima do poço e (b) detalhe de (a), ao longo de z .

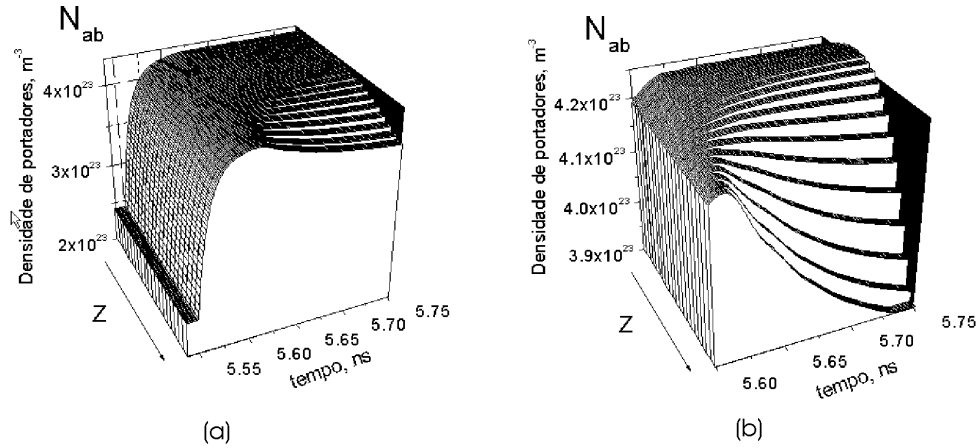


Fig.VI.21: chave EO (SQW), degrau 25-50 mA, $f = 0,5$ - (a) densidade de portadores acima do poço e (b) detalhe de (a), ao longo de z .

Para o caso de injeção por difusão e posterior captura ($f = 0$), observam-se altos valores para N_{ab} ($\sim 7,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$), com grande depleção ao longo de z , e pequenas oscilações, devidas à captura pela população do interior do poço, quando consumida pela amplificação do sinal óptico, como ilustrado na Figura VI.20.

Ao se utilizar injeção mista ($f = 0,5$) e, portanto, injetar metade dos portadores diretamente no interior do poço, via tunelamento, os níveis de N_{ab} caem razoavelmente ($\sim 4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$), sendo também diminuída, relativamente, a depleção ao longo da direção longitudinal, como ilustrado na Fig.VI.21.

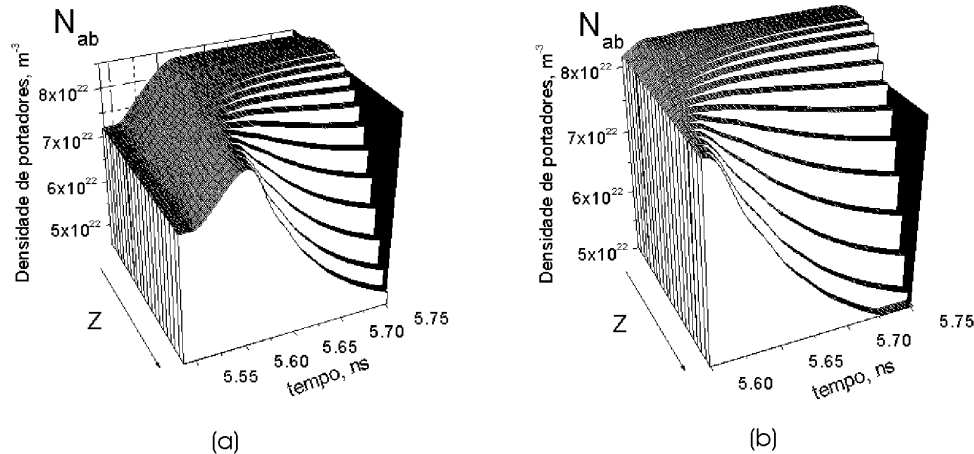


Fig.VI.22: chave EO (SQW), degrau 25-50 mA, $f = 1$ (tunelamento puro) - (a) densidade de portadores acima do poço e (b) detalhe de (a), ao longo de z .

Passando para o caso de injeção por tunelamento puro ($f = 1$), a população acima do poço é alimentada exclusivamente via escape da população interna, decrescendo quase 10 vezes seu valor em relação ao outro caso extremo ($f = 0$), e sendo diminuídas, também, as amplitudes relativas das oscilações residuais, como ilustrado na Fig.VI.22.

- Modulação cruzada

Para ilustrar as previsões teóricas referentes à propagação do sinal de duas portadoras, são aqui apresentados alguns resultados obtidos para intermodulação cruzada de ganho e de fase, XGM e XPM. São apresentados apenas os resultados obtidos para alimentação mista ($f = 0,5$), para o caso das duas portadoras inseridas no mesmo sentido da propagação (co-propagantes).

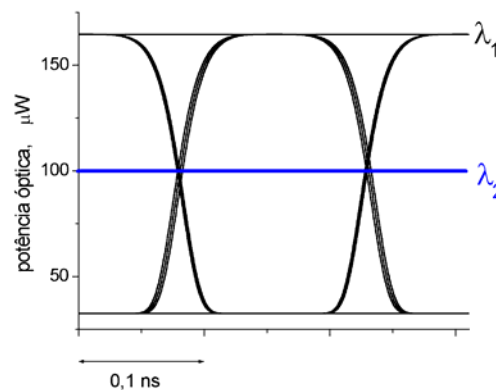


Fig.VI.23: diagramas de olho (portadoras λ_1 e λ_2) – sinal de entrada.

Foi realizada uma simulação para propagação de portadora modulada (em λ_1), em conjunto com sinal CW, 100 μW (em λ_2). A modulação foi feita para um trem de bits pseudo-aleatório, com combinação de símbolos com duração de 150 ps, dentro de um intervalo temporal total de 10 ns. O trem de bits utilizado é constituído de uma palavra binária na forma “000001010101100110011100011101101011011110000010100000”, cujo diagrama de olho, juntamente com o nível da portadora CW, na entrada do SOA, são apresentados na Figura VI.23. Utilizando um critério do tipo $10 \cdot \log[(\text{nível bit “1”})/(\text{nível bit “0”})]$, para analisar a abertura de olho, obteve-se para o sinal de entrada um valor de 7,07 dB.

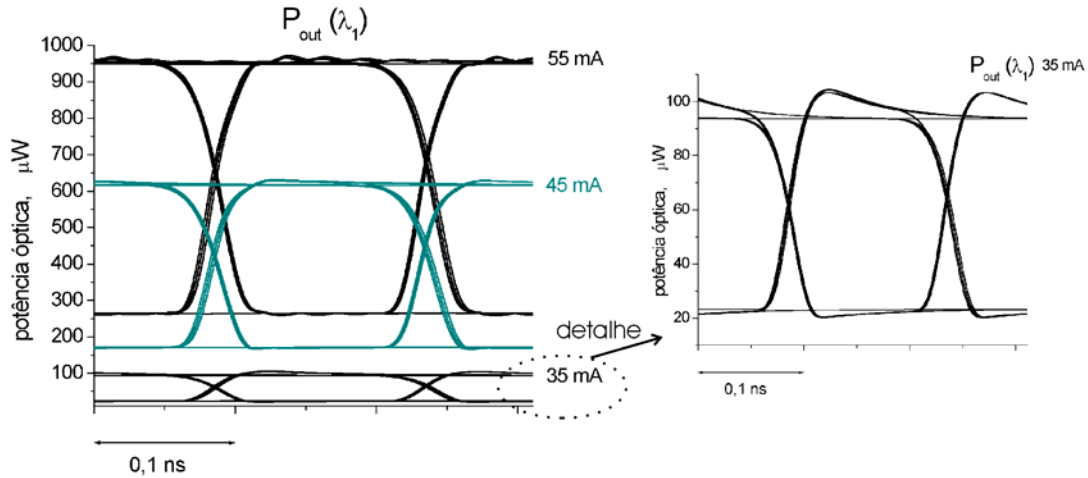


Fig.VI.24: diagramas de olho, sinal de saída (portadora λ_1).

Realizando simulações para valores crescentes de corrente injetada, foram coletados os sinais de saída das duas portadoras, apresentados nos diagramas das Figuras VI.24 e VI.25, para correntes de 35, 45 e 55 mA. Na Fig.VI.24, de saída da portadora modulada, observa-se aberturas de olho de 6,15 (35 mA, no detalhe), 5,6 (45 mA) e 5,58 dB (55 mA), mostrando a saturação de ganho da cavidade. Para o maior nível de injeção, pode-se observar a ocorrência das oscilações residuais, devidas às reflexões internas do sinal óptico.

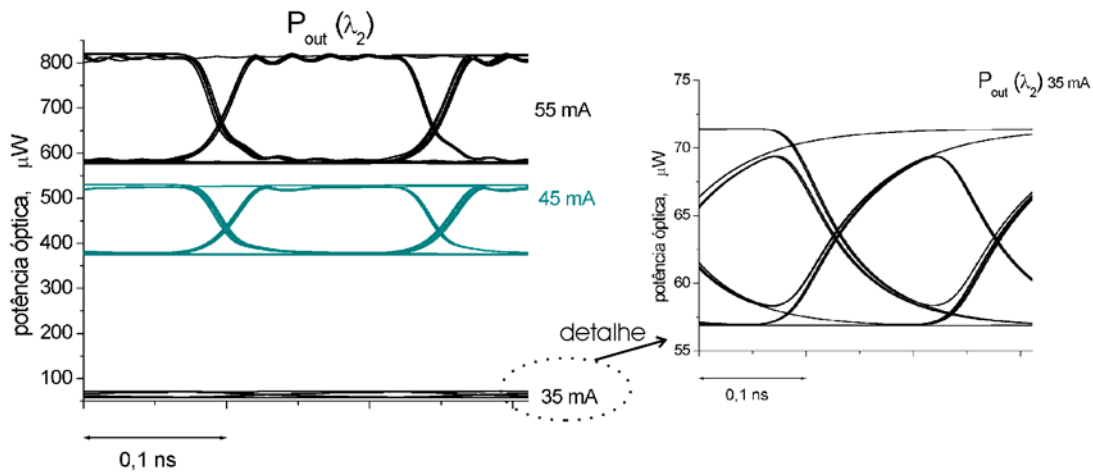


Fig.VI.25: diagramas de olho, sinal de saída (portadora λ_2).

Na Fig.VI.25, de saída da portadora em λ_2 , inserida CW na entrada, pode-se observar a intermodulação, via saturação de ganho, induzida pela amplificação da primeira portadora, em λ_1 . Para a menor corrente injetada (35 mA, em detalhe), pode-se observar

grandes penalidades no que se refere ao formato de bit, com olho apresentando abertura de 0,75 dB apenas, devido ao pequeno ganho óptico nessa condição e conseqüente pequena modulação da densidade de portadores. Com o aumento da corrente, a abertura de olho cresce, passando a 1,47 dB, para 45 mA, e pouco mais de 1,48 dB, para 55 mA. Porém, esses níveis ainda são baixos, em relação ao olho de entrada apresentado pela outra portadora. No maior nível de injeção, observam-se, também, as oscilações na densidade de portadores provocadas pelas reflexões residuais internas.

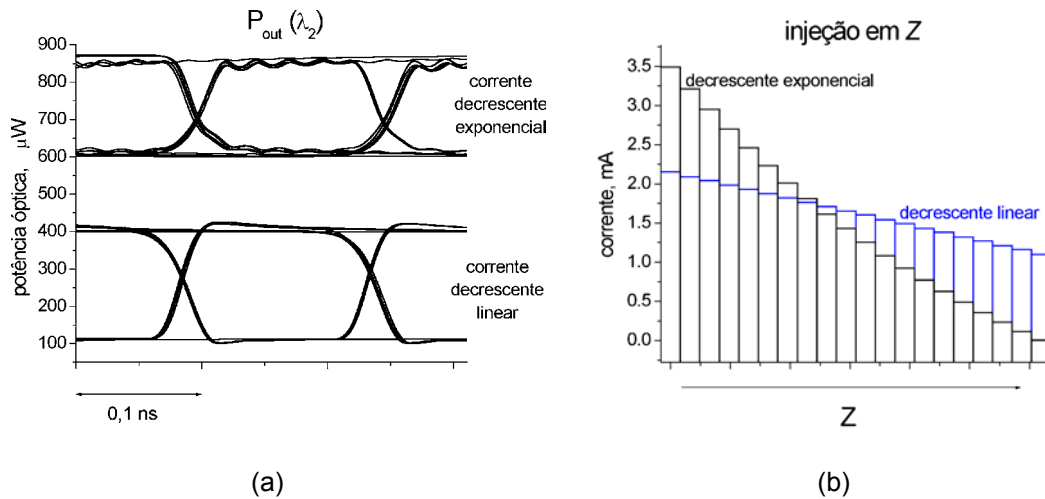


Fig.VI.26: (a) diagramas de olho, sinal de saída (portadora λ_2), para (b) injeção de corrente heterogênea em z.

Para diminuir ou acentuar os efeitos de intermodulação, pode-se estudar o artifício de modular espacialmente a injeção de portadores, i.e., aumentar ou diminuir a porção de corrente injetada, em cada seção discreta, ao longo do sentido de propagação das portadoras ópticas. Fazendo $I = f(z)$, de forma crescente, observou-se uma pequena diminuição na intermodulação, embora não muito significativa, já que se trata de pequena (pouco extensa) cavidade ativa, não sendo apresentada aqui. Porém, fazendo a injeção decrescer linearmente em z, pôde-se modular mais fortemente a população eletrônica, no início do SOA, sem promover oscilações remanescentes indesejáveis. Desta maneira, obteve-se melhora de mais de 4 dB na abertura do olho de saída, em λ_2 , chegando ao valor de 5,6 dB, bem mais relevante que os anteriores. A Figura VI.26(a) ilustra esse caso, em conjunto com o resultado para I decrescente de forma exponencial, que apresentou abertura de 1,33 dB, com a presença de oscilações residuais devido ao grande ganho obtido nas primeiras seções discretas do SOA. A Fig.VI.26(b) ilustra os perfis de injeção utilizados.

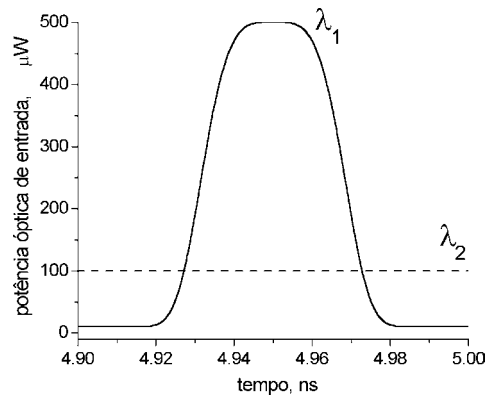


Fig.VI.27: pulso de entrada para saturação de ganho, no *SQW* (portadoras λ_1 e λ_2).

Os últimos resultados referem-se à propagação de um único pulso, mais curto (duração de meia altura < 40 ps) e mais forte ($500 \mu\text{W}$), na portadora em λ_1 , em conjunto com sinal constante em λ_2 , para promover uma maior saturação de ganho da cavidade *SQW*. Os sinais de entrada são ilustrados na Figura VI.27. Como o dispositivo simulado é relativamente curto, para a obtenção de algum ganho óptico líquido é necessária, mais uma vez, a utilização de níveis de corrente próximos ao limiar de aparecimento das oscilações residuais na potência óptica, no interior da cavidade.

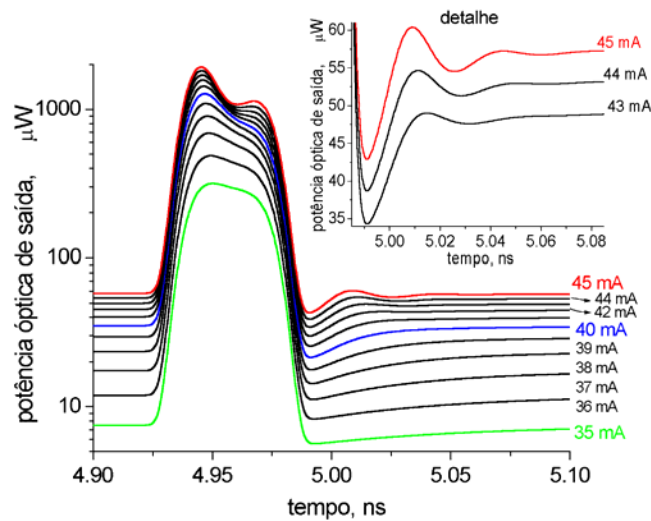


Fig.VI.28: pulso óptico de saída, com crescente nível de corrente - *SQW* (portadora λ_1).

A Figura VI.28 ilustra as potências ópticas de saída, obtidas para a portadora em λ_1 , para crescentes níveis de corrente de injeção (35 a 45 mA), onde se pode notar o crescimento do sobre-pulso induzido na amplificação, principalmente para correntes

maiores que 40 mA. Com alta corrente, as conseqüentes reflexões internas das frentes de subida e descida do pulso aparecem como oscilações no sinal óptico, explicitadas no detalhe da Fig.VI.28. Para solucionar esse problema, sem abrir mão do ganho óptico obtido, pode-se utilizar cavidades mais extensas ($> 1500 \mu\text{m}$), aumentando, assim, a banda espectral do dispositivo com a minimização desses efeitos.

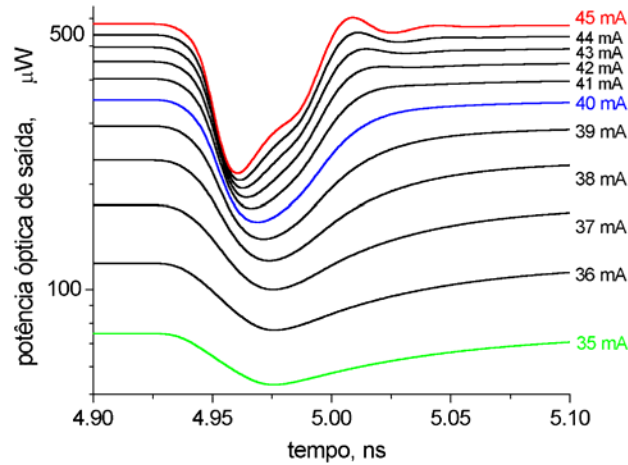


Fig.VI.29: sinal óptico de saída, com crescente nível de corrente - SQW (portadora λ_2).

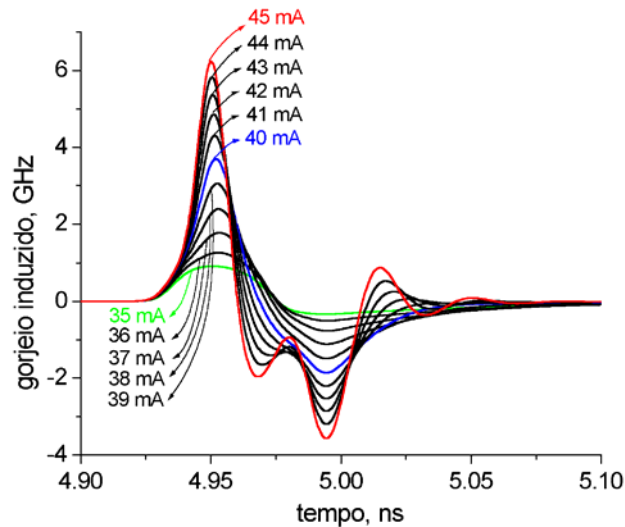


Fig.VI.30: gorjeio induzido de intermodulação, no sinal óptico de saída, para crescente nível de corrente - SQW (portadora λ_2).

A intermodulação em amplitude induzida na outra portadora, inserida em sentido co-propagante, pode ser observada na Fig.VI.29. Nota-se uma forma ótima de pulso, induzido de maneira invertida em λ_2 , para a corrente de 40 mA (linha azul, Fig.VI.29), onde poderia ser utilizado o fenômeno para translação de informação em comprimento de onda. Pode-se utilizar, ainda, a modulação em fase induzida, ilustrada na Fig.VI.30 pelo gorjeio em frequência, para, em estruturas interferométricas, obter melhoras na amplitude e formato do pulso trasladado. Como já comentado, é necessária a devida consideração do gorjeio em posterior propagação por longos enlaces de fibra, onde pode induzir interferência intersimbólica.

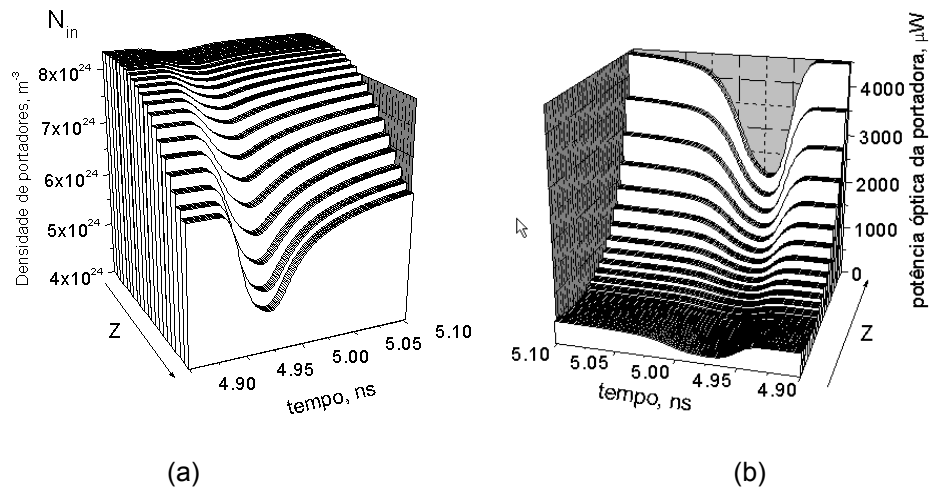


Fig.VI.31: (a) densidade de portadores dentro do poço, (b) potência óptica em z (portadora λ_2), para 40 mA.

Tomando o caso de 40 mA, pode-se observar, nas Figuras VI.31 (a) e (b), como o perfil do pulso invertido, induzido na densidade de portadores dentro do poço (Fig.VI.31(a)) e, conseqüentemente, na portadora em λ_2 (Fig.VI.31(b)), ganha componentes mais rápidas (de maior frequência) a medida que cresce z e, portanto, aumenta-se o consumo de N_{in} por ambos os sinais ópticos.

CAPÍTULO IV

— CONCLUSÃO

Foi apresentada uma técnica, com redução à prática, para reduzir os tempos de chaveamento de amplificadores ópticos a semicondutor, operando em modo híbrido eletro-óptico. A técnica, denominada PISIC [2], consiste na adição de um pré-pulso sincronizado a um sinal degrau, utilizado na modulação da corrente injetada, de modo a rapidamente popular a cavidade ativa. Na implementação experimental, realizada com componentes discretos, entre construídos e encontrados usualmente no mercado, foi obtida uma redução de dez vezes nos tempos para a transição de ganho óptico, passando de 2 ns, na resposta ao degrau simples, para menos de 0,2 ns, na resposta ao degrau com pré-pulso.

A tese procurou apresentar, também, a parte principal da pesquisa realizada durante o período de doutoramento, no que tange ao modelamento de SOAs, sua implementação computacional e a calibração de parâmetros, sendo as duas últimas a que despenderam a maior parte do tempo de trabalho. Com a calibração do modelo *Bulk*, foram realizadas simulações para a supressão do gorjeio em frequência, induzido na técnica PISIC, obtendo-se chaveamento com tempos de transição mais rápidos, da ordem de poucos picosegundos [4]. Um modelo para SOA com cavidade ativa tipo poço quântico único, SQW, foi também implementado, sendo algumas simulações apresentadas para ilustrar as funcionalidades potenciais dos programas implementados. Com resposta mais eficiente para os aspectos não-lineares da amplificação, o modelo SQW foi utilizado para demonstrar a possibilidade de otimização da operação de sub-sistemas de processamento totalmente óptico através de

perfil não-homogêneo de injeção de corrente. Nesse sentido, foi apresentada simulação, para a abertura de olho, induzida via modulação cruzada de ganho, com melhora maior que 4 dB na resposta, para corrente com perfil linear decrescente.

- Indicações para desenvolvimento futuro

O trabalho desenvolvido com a técnica PISIC pode ser, na próxima etapa, estendido para a construção de protótipo de sub-sistema, integrado e otimizado, que implemente funções de roteamento em enlaces ópticos. Nesse sentido, é necessário o devido cuidado com as características constatadas experimentalmente, principalmente no que se refere à forma ideal para o sinal de corrente e ao gorjeio induzido via modulação da população de portadores. Como visto, o gorjeio pode ser devidamente filtrado e, desta forma, melhorar a dinâmica da chave. A otimização de perfis diferenciados, para a injeção longitudinal de corrente, via simulação, pode também ser uma ferramenta importante para a melhoria da eficiência global de processamento não-linear em domínio óptico.

Os programas implementados podem ser utilizados em âmbito educacional, além do de pesquisa. Com as versões implementadas para ambiente Linux/Unix, procurou-se contribuir para o fortalecimento da política do *software* livre, acompanhando movimento, crescente no país, para o desenvolvimento integrado e democrático na computação nacional e internacional.

Os modelos computacionais implementados podem ser facilmente modificados, de maneira a incluir, por exemplo, reflexões internas entre seções longitudinais discretas e região ativa com área transversal não-simétrica, no sentido longitudinal. Pode-se, também, ampliar o algoritmo de poço quântico único para simulação de múltiplos poços, através da inclusão, nas equações de taxa acopladas, de novos pares N_{in}/N_{ab} para cada poço, de maneira conveniente. Todas ampliações demandam grande esforço computacional e necessitam, então, de técnicas para otimização do gerenciamento de memória e máquinas mais robustas, com maior capacidade de memória.

Os dois simuladores podem, também, ser finalizados com maior esmero, no sentido da documentação e da instalação computacional, para fins de uso comercial. Podem ser

utilizados individualmente, em simulações dedicadas, ou embutidos em bibliotecas de sistemas, mais globais, para otimização de processamento em redes ópticas.

Os resultados obtidos com a calibração implementada no trabalho, para o modelo *Bulk*, demonstraram-se válidos dentro do contexto do chaveamento eletro-óptico. Porém, foram encontradas limitações, quando da simulação para intermodulação por saturação de ganho. Os resultados teóricos apresentaram um decaimento precoce no perfil da eficiência de XGM em relação aos dados experimentais. Credita-se tal fato ao nosso desconhecimento de detalhes importantes das características geométricas do dispositivo. Para a devida correção de parâmetros de simulação, é necessária a realização de trabalho em colaboração com laboratórios que possam construir o dispositivo, com controle de sua geometria.

No sentido do desenvolvimento integrado, entre manipulação e crescimento de estruturas semicondutoras e a aplicação sistêmica dos dispositivos construídos, a FEEC, em parceria com outras unidades da Unicamp e de outras universidades brasileiras, têm todas as condições para promover o desenvolvimento de uma tecnologia nacional para processamento óptico, a ser utilizada pelo crescente mercado de redes ópticas em telecomunicação. Promovendo esse desenvolvimento, a instituição pode fortalecer a indústria de tecnologia de ponta nacional, podendo mesmo atender a outros mercados no mundo globalizado, além de formar os recursos humanos pertinentes ao processo.

Em artigo recente, este trabalho foi citado em artigo que apresentou um seletor de canal WDM baseado em SOAs [86]. Utilizando-se a técnica PISIC, poderia-se aumentar a velocidade de resposta de tal subsistema, passando-o para a escala de sub-nanosegundos.

⁸⁶ - D. Van Thourhout *et al.*, “Novel geometry for an integrated channel selector”, - *IEEE Selec. Top. Quantum Electr.*, Vol. 8 (2003), No.6, pg. 1211 –1214.

ANEXO 1

- PROGRAMAS IMPLEMENTADOS

Z-SOA e SQW Z-SOA, instalação, utilização e algoritmos.

Neste anexo são dadas as orientações gerais para a utilização dos programas implementados: *Z-SOA* e *SQW Z-SOA*, respectivamente para região ativa tipo *Bulk* e tipo *SQW* (*single quantum well*). Ambos os programas foram implementados para os sistemas operacionais (OS) Windows e Linux/Unix, sendo os arquivos necessários para simulação encontrados no CD, na contracapa final deste volume.

Para o ambiente Windows utilizou-se a plataforma *C++Builder5.0* (licença 100-000-6210), da Borland Inc., de maneira a gerar um arquivo executável que inclui, também, interface amigável, possibilitando fácil utilização por terceiros.

Para os sistemas Linux/Unix, utilizou-se o compilador orientado a matrizes *Ox* (licença Windows, interface de compilação GiveWin 2: GUST-41DF-004E-D3E3-Ox-3.00, livre de licença para Linux), da Timberlake Cons.. Porém, essa plataforma apenas compila e executa o arquivo em C++ do algoritmo, não fornecendo, portanto, um arquivo executável ou interface amigável para utilização. Uma interface, baseada na plataforma *KDE*, foi implementada dentro de trabalho de IC do aluno Guilherme Correia Martinho, e pode ser acessada em www.geocities.com/soasimulator.

Foram utilizadas, para ambos os programas, discretizações temporal e espacial, com 25 mil pontos e 20 pontos, respectivamente, podendo estes valores ser facilmente incrementados na raiz do programa, a custo de maior demanda de memória RAM.

Ao final deste anexo, é reproduzido um dos algoritmos implementados para as versões Linux/Unix.

A1.1 - OS Windows

Para utilização dos programas nesse OS, deve-se copiar, para um diretório qualquer, todo o diretório “\programas\win” (CD anexo), que contém os executáveis para os modelos *Bulk* (“zsoa.exe”) e *SQW* (“sqwzsoa.exe”), conjuntamente com as bibliotecas necessárias para execução (cc3250mt.dll, vc150.bpl e borlndmm.dll). Todos os arquivos mencionados devem ser copiados para diretório, a escolha do usuário. Ao serem executados os programas (zsoa.exe e sqwzsoa.exe), serão criados os diretórios “Z-SOA” (“SQW Z-SOA”) e os sub-diretórios “loadin”, “Inputs”, “Outputs” e “Inside”, a partir da raiz da partição “C:”. Esses diretórios são utilizados para o armazenamento dos arquivos de simulação, respectivamente: para as curvas a serem carregadas, para as efetivamente utilizadas, como dados de entrada para o simulador, para as curvas de saída e para as curvas da dinâmica interna do SOA, na dimensão longitudinal. Para descrição do algoritmo implementado, vide Capítulo II.

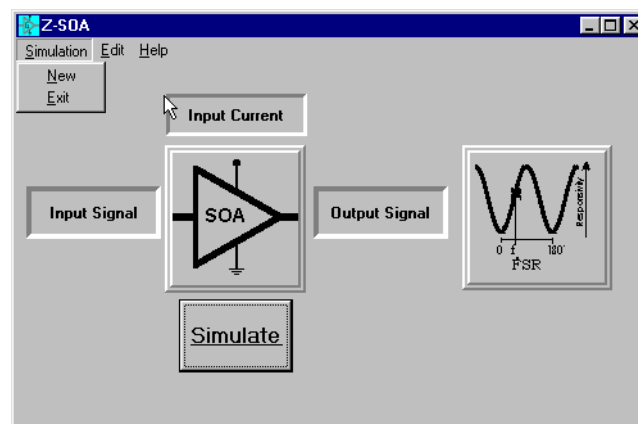


Fig.A1.1: interface do Z-SOA.

Ao executar o programa, será exibida uma interface padrão Windows, como a apresentada na Figura A3.1, para a versão *Bulk*. Para iniciar a simulação, pode-se utilizar o menu principal “Simulation”.

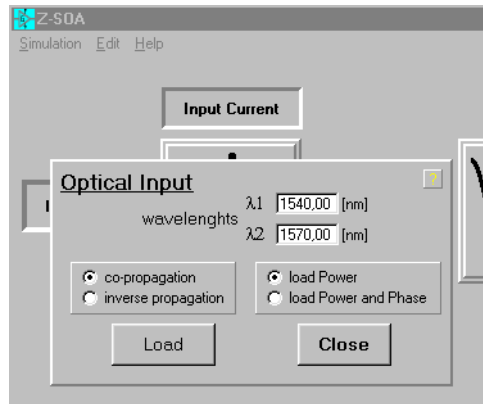


Fig.A1.2: interface para entrada de sinais ópticos.

Ao pressionar a opção “*Simulation -> New*” (“*Edit -> Input Signals*”) ou, alternativamente, pressionar o painel, em baixo relevo, “*Input Signal*”, será exibida a janela para carregamento dos arquivos de entrada para o simulador, como apresentado na Figura A1.2. No quadro “*Optical Input*” o usuário pode escolher o comprimento de onda das portadoras ópticas, selecionar o modo de propagação relativa entre elas, i.e., se serão inseridas pela mesma face (“*co-propagation*”) ou em faces opostas (“*inverse propagation*”), e também optar pela utilização de dados de alteração de fase (modulação em frequência), sofridos previamente pelas portadoras ópticas. Ao pressionar o botão “*Load*”, os arquivos de entrada para as portadoras ópticas, em forma atemporal, serão carregados a partir do sub-diretório “loadin”.

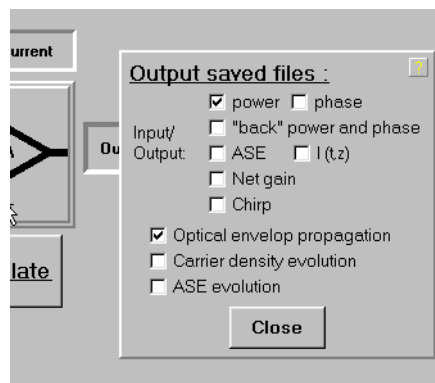


Fig.A1.3: interface de escolha dos arquivos de saída.

Para uma primeira simulação, são fornecidos, no diretório “\programas\win\loadin” (CD anexo), alguns exemplos de arquivos de entrada. Esses arquivos, de extensão “.dat”, são do tipo texto, com duas colunas separadas por espaço, sendo a primeira da ordem

temporal e a segunda com a grandeza pertinente. São fornecidos arquivos para os valores de potência óptica, portadoras 1 e 2, (P1.dat/P2.dat), suas possíveis modulações em fase, (Ph1.dat/Ph2.dat), e os níveis de ASE, (X1.dat/X2.dat), acoplados ao SOA quando da inserção de cada uma das portadoras. Esses arquivos devem ser copiados para o sub-diretório “loadin”. Esses arquivos serão salvos, já na base de tempo discreto vigente, dentro do sub-diretório “Inputs”, se forem selecionadas as opções correspondentes (“power”, “phase” e “ASE”) dentro do quadro “Output saved files”. Esse quadro, apresentado na Figura A1.3, pode ser acionado via painel em baixo relevo “Output”, ou via menu, opção “Edit->Output options”.

É conveniente selecionar apenas os arquivos de interesse, já que o arquivamento, no disco rígido, de todos os arquivos possíveis depende muito mais tempo (~ 3 minutos) do que o requerido para simulação (~ 1,3 minutos).

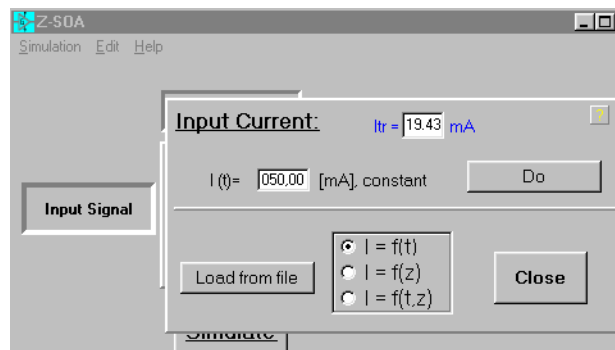


Fig.A1.4: interface de escolha da corrente de entrada.

Após carregar os arquivos de entrada, é exibido o painel “Input Current”, ilustrado na Figura A1.4, que também pode ser acionado via menu, opção “Edit -> Current injection”. Neste painel, pode se escolher entre um nível DC de corrente injetada no SOA ou, para possibilitar algum tipo de modulação, carregar arquivo com curva apropriada, também a partir do diretório “Z-SOA\loadin”. Podem ser utilizadas variações no tempo, “ $I = f(t)$ ” (arquivo “I(t).dat”), no espaço, “ $I = f(z)$ ” (“I(z).dat”), com divisão apropriada do valor total da corrente pelo número de seções espaciais discretas (no caso, 20) ou em ambos, “ $I = f(t,z)$ ” (“I(tz).dat”). As curvas da corrente injetada também serão salvas, se acionada a opção pertinente no painel da Fig.A1.3, no sub-diretório “Inputs”.

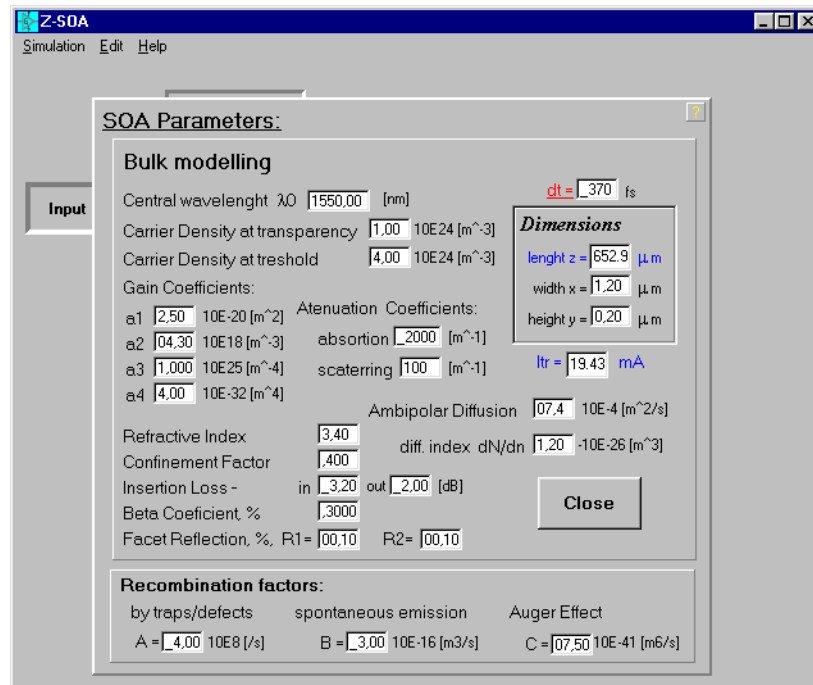


Fig.A1.5: interface de parâmetros, modelo *Bulk* (calibração SOA-2).

Carregada a corrente, é apresentado o painel para escolha dos parâmetros para o modelo em questão. A Figura A1.5 apresenta o painel para o modelo tipo *Bulk*, com os valores da calibração obtidos para o SOA-2 (vide Capítulo III). Esse painel pode ser acionado, também, pressionando o painel em alto-relevo com a ilustração sistêmica do SOA, ou via menu, na opção “*Edit -> SOA parameters*”.

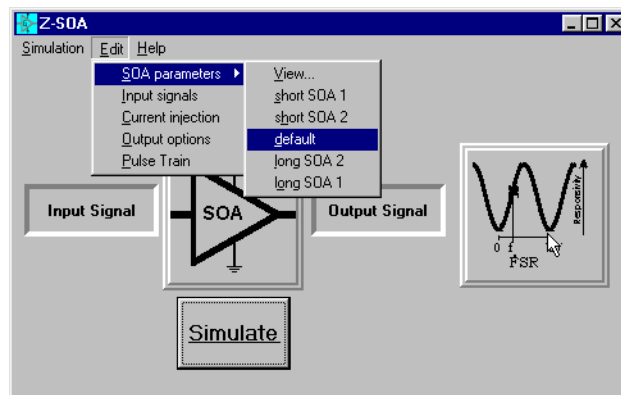


Fig.A1.6: sub-menu “SOA parameters”.

Dentro do sub-menu, ilustrado na Figura A1.6, pode-se, automaticamente, carregar os parâmetros *default* ou as calibrações para os SOA-1 e SOA-2, e também para o dobro do comprimento considerado na calibração apresentada no Capítulo VI (i.e., dt com o dobro do

valor, 740 fs). Ao se alterar algum parâmetro, o botão “Close” torna-se automaticamente “Update”, realizando a tarefa, ao ser pressionado, de calcular possíveis mudanças que possam influenciar outros parâmetros, e mostrá-las no painel, dentro da caixa de texto pertinente. Realizada a atualização, o botão volta para “Close”, quando torna a poder fechar o painel.

Tendo sido escolhidos os parâmetros para o SOA, pode-se acionar o botão “Simulate” e aguardar o painel avisando que a simulação já foi concluída, com os arquivos gravados. Com isso, pode-se analisar, via programa de processamento de gráficos (indica-se o Origin, da Microcal), os arquivos resultantes da simulação, gravados nos sub-diretórios “Outputs”, para os dados de saída do SOA, e “Inside”, para a dinâmica interna de portadores ópticos e eletrônicos. É também gravado, na raiz do diretório “Z-SOA” (“SQW Z-SOA”) um arquivo texto (simul_data.txt) com os parâmetros utilizados na simulação.

Dentro do programa Z-SOA, pode-se também simular a passagem da portadora por filtro discriminador em frequência (vide Capítulo VI), cujos parâmetros podem ser escolhidos no painel “Frequency Discriminator”, acionado pelo menu ou no painel em alto-relevo com a ilustração pertinente.

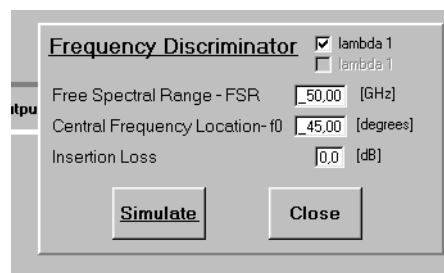


Fig.A1.7: painel do discriminador de frequência pós- SOA.

Ao se acionar o botão “Simulate”, da Fig. A1.7, o programa carrega os arquivos de potência e *chirp* (P1_out.dat e chirp1.dat), do sub-diretório de saída, e grava o sinal resultante, após filtragem, neste mesmo diretório, (filtredchirp_1.dat). Os parâmetros do filtro são salvos no arquivo texto “filter_data.txt”, na raiz de “Z-SOA” (“SQW Z-SOA”). Desta forma, pode-se simular a filtragem de curvas que tenham sido simuladas anteriormente, a partir de cópia de suas curvas de saída.

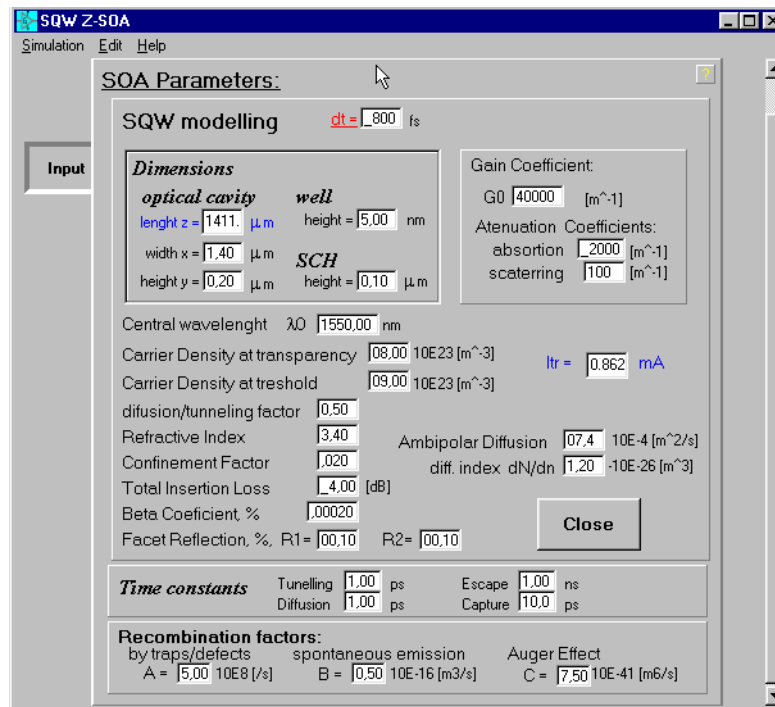


Fig.A1.8: interface de parâmetros, modelo *SQW*.

Para o modelo *SQW*, o procedimento é o mesmo, assim como para quase todas interfaces. A exceção se dá apenas no painel dos parâmetros, ilustrado na Figura A1.8, já que o modelo trabalha com equacionamento diferente do caso *Bulk*.

Um resumo das instruções de utilização podem ser acessadas, também, durante a execução do programa, através de consulta às janelas pertinentes, acionadas via menu “*Help*”.

A1.2- OS Linux/Unix

Para os sistemas operacionais Linux e Unix, é necessário instalar o compilador C++ orientado a matrizes *Ox* (Timberlake Cons.). As instruções e os arquivos necessários encontram-se no CD anexo, no diretório “\programas\linux\Ox”. No diretório “\programas\linux”, encontram-se os arquivos fonte, em C++, para cada um dos modelos (*bulk.ox* e *sqw.ox*) e, também, exemplos de dados de entrada (sub-diretório \programas\linux\loadin), que devem ser copiados, para serem carregados pelo simulador, para o diretório pertinente (“usr\local\Z-SOA\loadin”).

O programa funciona basicamente da mesma forma que a versão exposta acima, no que se refere à entrada e saída de dados. As diferenças, com relação às versões Windows, encontram-se na forma das curvas de entrada, que são arquivos texto de apenas uma coluna com os valores das grandezas pertinentes (P1.mat/P2.mat, para potências ópticas, Ph1.mat/Ph2.mat, para as fases, X1.mat/ X2.mat, para a ASE, e I(t).mat e I(z).mat, para a corrente), na localização dos diretórios utilizados para o armazenamento das curvas (“usr\local\Z-SOA\” e subdiretórios “loadin”, “Inputs”, “Outputs” e “Inside”), os quais podem ser modificados dentro do algoritmo mas que, ao contrário da versão Windows, necessitam ser criados manualmente pelo usuário antes de executar o simulador. Nesta versão, não há a possibilidade de carregar arquivo de corrente como função, simultaneamente, do tempo e do espaço, como implementado para a versão Windows.

A principal diferença de utilização se dá na edição dos parâmetros de simulação, já que o programa de compilação não fornece interface gráfica. Dessa maneira, o usuário deve modificar quaisquer parâmetros que queira diretamente no texto do arquivo C++, logo no início onde são definidas as variáveis.

A1.3- Algoritmo modelo Bulk, Linux/Unix

Nas próximas páginas é transcrito apenas o algoritmos implementado para o modelo *Bulk*, no ambiente Linux, que é versão mais enxuta, já que não contém processamento de interface. O algoritmo implementado para o modelo SQW pode ser visto a partir do CD anexo.

- progama bulk.ox

comentários

```
#include <oxstd.h>
#include <oxdraw.h>
#include <oxfloat.h>

decl n_t = 25e3, n_z=20;
decl c = 3e8; // light velocity [m/s]
decl q = 1.6e-19; // elementary charge[C]
decl h = 6.63e-34; // Plank constant
decl e = 2.71828182845904; // e number

//----- principal
main() //entrada de argumentos
{
    //-----declarando variáveis

    decl P1_in=zeros(n_t,1),P1_out=zeros(n_t,1), // pot portadoras in/out
          P2_in=zeros(n_t,1),P2_out=zeros(n_t,1); // canal 1/canal 2
    decl F1_in=zeros(n_t,1),F1_out=zeros(n_t,1), // fases in/out
          F2_in=zeros(n_t,1),F2_out=zeros(n_t,1); // canal 1/canal 2
    decl P1_back_out=zeros(n_t,1), P2_back_out=zeros(n_t,1), // sinal em sentido inverso
          F1_back_out=zeros(n_t,1), F2_back_out=zeros(n_t,1);
    decl X1_in=zeros(n_t,1),X2_in=zeros(n_t,1); // pot ASE, in, canal 1/2
    decl X_out_e=zeros(n_t,1), X_out_d=zeros(n_t,1); // pot ASE, out, esq e direita
    decl S1_m_d=zeros(n_t,n_z), S1_f_d=zeros(n_t,n_z), // número de fótons, fase, portadora P, no tempo i,
          S1_m_e=zeros(n_t,n_z), S1_f_e=zeros(n_t,n_z), // seções j, propagando para direita e esquerda,
          S2_m_d=zeros(n_t,n_z), S2_f_d=zeros(n_t,n_z),
          S2_m_e=zeros(n_t,n_z), S2_f_e=zeros(n_t,n_z);
    decl X_d=zeros(n_t,n_z), // densid média de fótons ASE, p/ esq. e dir
          X_e=zeros(n_t,n_z),
          N=zeros(n_t,n_z), // densidade de portadores
          I=zeros(n_t,n_z); // corrente injetada

    decl g; //ganho líquido
    decl clamb,lamb1,lamb2; //comprimento do centro da banda e das portadoras 1 e 2
    decl dt,dz,dV; // discretização temporal/espacial, volume incremental
    decl L_z,L_x,L_y,area,V; // dimensões da cavidade ativa
    decl A,B,C; // coeficientes de recombinação
    decl Ntr,Nth; // densidade de N na transparência e no limiar
    decl atenabs,atenscat; // atenuação por absorção e por espalhamento
    decl R1,R2,iloss,gama; // refletividades, perda de inserção e fator confinamento
    decl tilossdB; // var. auxiliar para perda inserção
    decl ltr,nef; // corrente transparência e índice de refração efetivo
    decl curr; // corrente cte
    decl a1,a2,a3,a4; // fatores de ganho material
    decl beta,vg,dNdn; // coef. acoplamento de Rsp, veloc. grupo e dnef/dN
    decl D; // coef. difusão
    decl i=0,j=0; // contadores globais de tempo e espaço
    decl propag; // modo de propagação, 1 => co-propag.
    decl loaddata,
          loadInput,
          loadphase,
          loadI,
          Icase, // modo de I, 1 => I=f(t)
          run;
    decl savepower, savebackpwr,
          savephasein,savephaseout,savease,
          savecurr,
          savegain, savechirp,
          savepropag,savecarrrden, saveASEz;
    decl Rsp; // emissão esp. radiativa acoplada na ASE
    //-----loais do calculo()
    decl k1,k2,k3,k4,k_N,dS,dNsp; //var.s p/ cálculo RK4
    decl shift; // mudança de lambda central, via dn/dN
    decl dF1, dF2; // phase-change,
    decl dG1, dG2, dGase; // ganho em cada seção, dinâmico,
    // para cada lambda e ASE
    decl temp1_1,temp1_2, //tempP1, tempP2, tempX
          temp2_1,temp2_2;
```

```

decl file_out, tout=zeros(n_t,2); // auxiliares de saída
decl toutIz=zeros(n_z,2);
decl a;
//-----
// if(loaddata){ //usar para carregar
// carregando parâmetros, vetores de entrada
dt=4e-13; // [s] p/ n_z=20
nef=3.4; // [m/s]
vg=c/nef; // [m]
dz=dt*vg; // [m]
L_z=n_z*dz; // [m]
L_x=1.4e-6; // [m]
L_y=0.2e-6; // [m]
area=L_x*L_y; // [m^2]
V=L_x*L_y*L_z; // [m^3]
dV=V/n_z; // [m]
clamb=1550e-9; // [m]
Ntr=2e24; // [/m^3]
Nth=4e24; // [/m^3]
gama=0.4;
R1=0.001;
R2=0.001;
iloss=0.63; // =4dB
A=5e8; // [s]
B=5e-17; // [m^3/s]
C=7.5e-41; // [m^6/s]
lamb1=1552e-9; // [m]
lamb2=1554e-9; // [m]
Itr=(A*Ntr+B*Ntr^2+C*Ntr^3)*q*V; // [A]
curr=50e-3; // [m]
atenabs=2000; // [m]
atenscat=100; // [m]
a1=2.5e-20; // [m^2]
a2=7.4e18; // [m^-3]
a3=1e25; // [m^-4]
a4=3e-32; // [m^4]
beta=0.0002;
D=7.4e-4; // [m^2/s]
dNdn=-1.2e-26; // [m^3]

savepower=2;
savebackpwr=1;
savephasein=2;
savephaseout=2;
savease=1; // 1: salva; 2: não
savecurr=1;
savepropag=1;
savegain=2;
savechirp=2;
savecarrden=1;
saveASEz=2;

propag=1; // modo de propagação, 1 => co-propag., 2(else) contra
loadphase=2; // 1: carrega; 2: sem carregar F=0

loadI=2;
Icase=1; // modo de I, 0 => I=cte, 1 => I=f(t), 2 => I=f(z)

loaddata=2; // 1: carrega; 2: sem carregar
loadInput=2;

run=2; // 1: roda cálculos/saída; 2: não

for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][0]=i*dt;}

//} // fim loaddata
//-----
//-----

```

```

if (loadI==1){ //-----corrente

if(Icase==0){ // I constante
    for(i=0; i<n_t; i++){
        for(j=0; j<n_z; j++){
            I[i][j]=curr/n_z; } }

        if(savecurr==1){
file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/I.txt", "w"); // open for writing
        a=" Constant current: "; fprintf(file_out, a);
        fprintf(file_out, curr*1e3);
        a=" mA"; fprintf(file_out, a);
        fclose(file_out);}

        } // I constante

if(Icase==1){ // I=f(t), i.e., I total para cada i=t
    decl tempIt= double(n_t);
    tempIt=loadmat("/usr/local/Z-SOA/loadin/I(t).mat",1);
    for(i=0; i<n_t; i++){
        for(j=0; j<n_z; j++){
            I[i][j]= tempIt[i]/n_z; } }

        if(savecurr==1){
            for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=tempIt[i];}
            file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/I(t).dat", "w");
            fprintf(file_out, tout);
            fclose(file_out);
        }

        } // I=f(t)

if(Icase==2){ //I=f(z), i.e., I já dividido em n_z
    decl tempIz= double(n_z);

    tempIz=loadmat("/usr/local/Z-SOA/loadin/I(z).mat",1);
    for(j=0; j<n_z; j++){
        for(i=0; i<n_t; i++){
            I[i][j]=tempIz[j]; } }

        if(savecurr==1){
            for (j = 0; j<n_z; j++){toutIz[j][0]=j*dz; toutIz[j][1]=tempIz[j];}
            file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/I(z).dat", "w");
            fprintf(file_out, toutIz);
            fclose(file_out);
        }

        } //I=f(z)
} //-----corrente
//----- arquivos de entrada

if(loadInput==1){ //-----potências

P1_in=loadmat("/usr/local/Z-SOA/loadin/P1.mat",1);
P2_in=loadmat("/usr/local/Z-SOA/loadin/P2.mat",1);

//-----fase: pronto p/ usar

if(loadphase==1){
F1_in=loadmat("/usr/local/Z-SOA/loadin/Ph1.mat",1);
F2_in=loadmat("/usr/local/Z-SOA/loadin/Ph2.mat",1);
}

//----- ASE

X1_in=loadmat("/usr/local/Z-SOA/loadin/X1.mat",1);
X2_in=loadmat("/usr/local/Z-SOA/loadin/X2.mat",1);

//-----salvando entradas

if(savpower==1){ //0=false, 1=true
    for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=P1_in[i];}
    //1=copropagante , 2=contra-p
}

if(propag==1){
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/P_1_in.dat", "w"); }
else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/P_L_in.dat", "w");}
    fprintf(file_out, tout);
    fclose(file_out);

```

```

        for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=P2_in[i];}
    if(propag==1){
        file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/P_2_in.dat", "w"); }
    else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/P_R_in.dat", "w");}
        fprintf(file_out, tout);
        fclose(file_out);
    } //do salvepower

    if(savephasein==1){
        for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=F1_in[i];}
    if(propag==1){
        file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/Ph_1_in.dat", "w"); }
    else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/Ph_L_in.dat", "w");}
        fprintf(file_out, tout);
        fclose(file_out);

        for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=F2_in[i];}
    if(propag==1){
        file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/Ph_2_in.dat", "w"); }
    else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/Ph_R_in.dat", "w");}
        fprintf(file_out, tout);
        fclose(file_out);
    }

    if(savease==1){
        for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=X1_in[i];}
    if(propag==1){
        file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/X_1_in.dat", "w"); }
    else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/X_L_in.dat", "w");}
        fprintf(file_out, tout);
        fclose(file_out);

        for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=X2_in[i];}
    if(propag==1){
        file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/X_2_in.dat", "w"); }
    else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inputs/X_R_in.dat", "w");}
        fprintf(file_out, tout);
        fclose(file_out);
    }
} //----- arquivos de entrada
//-----
if(run==1){ //calcula e salva
    //----- do dataset()
    //var aux

    decl tt;
    for(j=0; j<n_z; j++){
        N[0][j]= (I[0][j]/Itr)*Ntr;
        Rsp=area*dt*dz*beta*B*pow((N[0][j]),2);
        X_d[0][j]= Rsp/2;
        X_e[0][j]= Rsp/2; } // fim do primeiro "for j"

    for(tt=0; tt<100; tt++){
        for(j=1; j<n_z-1; j++){
            shift= clamb - a4*(N[0][j] - Ntr);
            dGase=(a1*(N[0][j] - Ntr) - a2*pow((clamb-shift),2)
                + a3*pow((clamb-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);

            Rsp=area*dt*dz*beta*B*pow((N[0][j]),2);

            X_d[0][j+1]= Rsp/2 + X_d[0][j]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase);
            X_e[0][j-1]= Rsp/2 + X_e[0][j]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase);

            dS= X_d[0][j]*((exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase)-1) +
                X_e[0][j]*((exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase)-1);
            // ----- RK4 para cálculo de N[i+1].j]

            dNsp= A*N[0][j] + B*pow((N[0][j]),2) + C*pow(N[0][j],3) ;
            k1=dt*( I[0][j]/(q*dV) + D*(N[0][j+1]+N[0][j-1]-2*N[0][j])/area - dNsp )- dS/dV;
            dNsp= A*(N[0][j]+k1/2) + B*pow((N[0][j]+k1/2),2) + C*pow((N[0][j]+k1/2),3) ;
            k2=dt*( I[0][j]/(q*dV) + D*(N[0][j+1]+N[0][j-1]-2*(N[0][j]+k1/2))/area - dNsp )- dS/dV;
            dNsp= A*(N[0][j]+k2/2) + B*pow((N[0][j]+k2/2),2) + C*pow((N[0][j]+k2/2),3) ;
            k3=dt*( I[0][j]/(q*dV) + D*(N[0][j+1]+N[0][j-1]-2*(N[0][j]+k2/2))/area - dNsp )- dS/dV;

```

```

dNsp= A*(N[0][j]+k3) + B*pow((N[0][j]+k3),2) + C*pow((N[0][j]+k3),3) ;
k4=dt*( I[0][j]/(q*dV) + D*(N[0][j+1]+N[0][j-1]-2*(N[0][j]+k3))/area - dNsp )- dS/dV;
k_N=(k1+2*k2+2*k3+k4)/6;
N[0][j]=N[i][j]+k_N; } //fim do for j
} // fim for tt
//----- cálculo total
for(i=0; i<n_t-2; i++){ // no espelho R1, i.e., [i][0],
//e na seção seguinte [i][1]

shift= clamb - a4*(N[i][0] - Ntr);
dG1=(a1*(N[i][0] - Ntr) - a2*pow((lamb1-shift),2)
+ a3*pow((lamb1-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);
dG2=(a1*(N[i][0] - Ntr) - a2*pow((lamb2-shift),2)
+ a3*pow((lamb2-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);
dGase=(a1*(N[i][0] - Ntr) - a2*pow((clamb-shift),2)
+ a3*pow((clamb-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);

Rsp=area*dt*dz*beta*B*pow((N[i][0]),2);
dF1= (2*M_PI*dz/lamb1)*(nef+ gama*dNdn*(Nth+(N[i][0]-Ntr)));
dF2= (2*M_PI*dz/lamb2)*(nef+ gama*dNdn*(Nth+(N[i][0]-Ntr)));
// sinal da contra-propagação, portadora 1, invariante com o modo de propag
P1_back_out[i+1]=( (1-R1)*iloss/( dt*lamb1/(h*c) ) ) *
( S1_m_e[i][0]*(exp(dz*dG1/2)-1)/(dz*dG1/2) );
F1_back_out[i+1]= S1_f_e[i][0]+dF1/2;
// sinal inserido e interno refletido

temp1_1=P1_in[i]*(1-R1)*iloss*dt*lamb1/(h*c) ;
temp1_2=R1*( S1_m_e[i][0]*(exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1) );

S1_m_d[i+1][0]=sqrt( pow(temp1_1,2) + pow(temp1_2,2)
+2*temp1_1*temp1_2*(cos(F1_in[i]-(S1_f_e[i][0]+dF1))) );
S1_f_d[i+1][0]=atan(( temp1_1*sin(F1_in[i])+temp1_2*sin(-(S1_f_e[i][0]+dF1)) )/
( temp1_1*cos(F1_in[i]) + temp1_2*cos(-(S1_f_e[i][0]+dF1)) ));

S1_m_d[i+1][1]= S1_m_d[i][0]*(exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1);
S1_f_d[i+1][1]= S1_f_d[i][0]+dF1;
//----- modo de propag-----
//portadora 2
// co-propagante

if(propag==1){
P2_back_out[i+1]=( (1-R1)*iloss/( dt*lamb2/(h*c) ) ) *
( S2_m_e[i][0]*(exp(dz*dG2/2)-1)/(dz*dG2/2) );
F2_back_out[i+1]= S2_f_e[i][0]+dF2/2;

temp2_1=P2_in[i]*(1-R1)*iloss*dt*lamb2/(h*c) ;
temp2_2=R1*( S2_m_e[i][0]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2) );
S2_m_d[i+1][0]=sqrt( pow(temp2_1,2) + pow(temp2_2,2)
+2*temp2_1*temp2_2*(cos(F2_in[i]-(S2_f_e[i][0]+dF2))) );
S2_f_d[i+1][0]=atan(( temp2_1*sin(F2_in[i])+temp2_2*sin(-(S2_f_e[i][0]+dF2)) )/
( temp2_1*cos(F2_in[i]) + temp2_2*cos(-(S2_f_e[i][0]+dF2)) ));
//ASE: X1+X2
X_d[i+1][0]= Rsp/4 + R1*(Rsp/4+ X_e[i][0]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase))
+ (1-R1)*(X1_in[i]+X2_in[i])*iloss*dt*clamb/(h*c); }
else{ //contra-propagante
P2_out[i+1]=( (1-R1)*iloss/( dt*lamb2/(h*c) ) ) *
( S2_m_e[i][0]*(exp(dz*dG2/2)-1)/(dz*dG2/2) );
F2_out[i+1]= S2_f_d[i][0]+dF2/2;

S2_m_d[i+1][0]= R1*(S2_m_e[i][0]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2));
S2_f_d[i+1][0]=-(S2_f_e[i][0]+dF2);
//ASE: só X1, X2 entra no final
X_d[i+1][0]= Rsp/4 + R1*(Rsp/4+ X_e[i][0]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase))
+ (1-R1)*(X1_in[i])*iloss*dt*clamb/(h*c); }

S2_m_d[i+1][1]= S2_m_d[i][0]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2);
S2_f_d[i+1][1]= S2_f_d[i][0]+dF2;
// ASE

X_out_e[i+1]=( (1-R1)*iloss/( dt*clamb/(h*c) ) ) *
( Rsp/4 + X_e[i][0]*(exp(dz*dGase/2)-1)/(dz*dGase/2) );
X_d[i+1][1]= Rsp/2 + X_d[i][0]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase);

```

```

//balanço de portadores
dS= S1_m_e[i][0]*((exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1) -1)+
    S1_m_d[i][0]*((exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1) -1)+
    S2_m_e[i][0]*((exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2) -1)+
    S2_m_d[i][0]*((exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2) -1)+
    X_e[i][0]*((exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase) -1)+
    X_d[i][0]*((exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase) -1);

// RK4 para cálculo de N[i+1].[0]
dNsp= A*N[i][0] + B*pow((N[i][0]),2) + C*pow(N[i][0],3); //emissão não-radiativa
k1=dt*( I[i][0]/(q*dV) + D*(N[i][1]-N[i][0])/area - dNsp )- dS/dV;
dNsp= A*(N[i][0]+k1/2)+B*pow((N[i][0]+k1/2),2) + C*pow((N[i][0]+k1/2),3) ;
k2=dt*( I[i][0]/(q*dV) + D*(N[i][1]-N[i][0]+k1/2))/area - dNsp )- dS/dV;
dNsp= A*(N[i][0]+k2/2)+B*pow((N[i][0]+k2/2),2) + C*pow((N[i][0]+k2/2),3) ;
k3=dt*( I[i][0]/(q*dV) + D*(N[i][1]-N[i][0]+k2/2))/area - dNsp )- dS/dV;
dNsp= A*(N[i][0]+k3)+B*pow((N[i][0]+k3),2) + C*pow((N[i][0]+k3),3) ;
k4=dt*( I[i][0]/(q*dV) + D*(N[i][1]-N[i][0]+k3))/area - dNsp )- dS/dV;
k_N=(k1+2*k2+2*k3+k4)/6;
N[i+1][0]=N[i][0]+k_N;
//-----

for(j=1; j<n_z-1; j++){
    shift= clamb - a4*(N[i][j] - Ntr);
    dG1=(a1*(N[i][j] - Ntr) - a2*pow((lamb1-shift),2)
        + a3*pow((lamb1-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);
    dG2=(a1*(N[i][j] - Ntr) - a2*pow((lamb2-shift),2)
        + a3*pow((lamb2-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);
    dGase=(a1*(N[i][j] - Ntr) - a2*pow((clamb-shift),2)
        + a3*pow((clamb-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);

Rsp=area*dt*dz*beta*B*pow((N[i][j]),2);

dF1= (2*M_PI*dz/lamb1)*(nef+ gama*dNdn*(Nth+(N[i][j]-Ntr)));
dF2= (2*M_PI*dz/lamb2)*(nef+ gama*dNdn*(Nth+(N[i][j]-Ntr)));
//portadora 1 p/ dir
S1_m_d[i+1][j+1]= S1_m_d[i][j]*(exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1);
S1_f_d[i+1][j+1]= S1_f_d[i][j]+dF1;
//portadora 1 p/ esq
S1_m_e[i+1][j-1]= S1_m_e[i][j]*(exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1);
S1_f_e[i+1][j-1]= S1_f_e[i][j]+dF1;
//portadora 2 p/ dir
S2_m_d[i+1][j+1]= S2_m_d[i][j]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2);
S2_f_d[i+1][j+1]= S2_f_d[i][j]+dF2;
//portadora 2 p/ esq
S2_m_e[i+1][j-1]= S2_m_e[i][j]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2);
S2_f_e[i+1][j-1]= S2_f_e[i][j]+dF2;
// ASE dir. e esq
X_d[i+1][j+1]= Rsp/2 + X_d[i][j]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase);
X_e[i+1][j-1]= Rsp/2 + X_e[i][j]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase);

dS= S1_m_e[i][j]*((exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1) -1)+
    S1_m_d[i][j]*(exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1) -1)+
    S2_m_e[i][j]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2) -1)+
    S2_m_d[i][j]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2) -1)+
    X_e[i][j]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase) -1)+
    X_d[i][j]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase) -1);

// ----- RK4 para cálculo de N[i+1].[j]
dNsp= A*N[i][j] + B*pow((N[i][j]),2) + C*pow(N[i][j],3) ;
k1=dt*( I[i][j]/(q*dV) + D*(N[i][j+1]+N[i][j-1]-2*N[i][j])/area - dNsp )- dS/dV;
dNsp= A*(N[i][j]+k1/2) + B*pow((N[i][j]+k1/2),2) + C*pow((N[i][j]+k1/2),3) ;
k2=dt*( I[i][j]/(q*dV) + D*(N[i][j+1]+N[i][j-1]-2*N[i][j]+k1/2))/area - dNsp )- dS/dV;
dNsp= A*(N[i][j]+k2/2) + B*pow((N[i][j]+k2/2),2) + C*pow((N[i][j]+k2/2),3) ;
k3=dt*( I[i][j]/(q*dV) + D*(N[i][j+1]+N[i][j-1]-2*N[i][j]+k2/2))/area - dNsp )- dS/dV;
dNsp= A*(N[i][j]+k3) + B*pow((N[i][j]+k3),2) + C*pow((N[i][j]+k3),3) ;
k4=dt*( I[i][j]/(q*dV) + D*(N[i][j+1]+N[i][j-1]-2*N[i][j]+k3))/area - dNsp )- dS/dV;
k_N=(k1+2*k2+2*k3+k4)/6;
N[i+1][j]=N[i][j]+k_N;

}
//-----fim do for espacial

```

```

//----- no espelho R2, i.e., [n_z-1],
//e na seção anterior [n_z-2]

shift= clamb - a4*(N[i][n_z-1] - Ntr);
dG1=(a1*(N[i][n_z-1] - Ntr) - a2*pow((lamb1-shift),2)
+ a3*pow((lamb1-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);
dG2=(a1*(N[i][n_z-1] - Ntr) - a2*pow((lamb2-shift),2)
+ a3*pow((lamb2-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);
dGase=(a1*(N[i][n_z-1] - Ntr) - a2*pow((clamb-shift),2)
+ a3*pow((clamb-shift),3))*gama -(atenscat+atenabs);
Rsp=area*dt*dz*beta*B*pow((N[i][n_z-1]),2);

dF1= (2*M_PI*dz/lamb1)*(nef+ gama*dNdn*(Nth+(N[i][n_z-1]-Ntr)));
dF2= (2*M_PI*dz/lamb2)*(nef+ gama*dNdn*(Nth+(N[i][n_z-1]-Ntr)));

// saída de P_1
P1_out[i+1]=( (1-R2)*iloss/( dt*lamb1/(h*c) ) ) *
(S1_m_d[i][n_z-1]*(exp(dz*dG1/2)-1)/(dz*dG1/2) );
F1_out[i+1]= S1_f_d[i][n_z-1]+dF1/2;

//portadora 1 p/ esq
S1_m_e[i+1][n_z-1]= R2*(S1_m_d[i][n_z-1]*(exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1));
S1_f_e[i+1][n_z-1]=-(S1_f_d[i][n_z-1]+dF1);

S1_m_e[i+1][n_z-2]= S1_m_e[i][n_z-1]*(exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1);
S1_f_e[i+1][n_z-2]= S1_f_e[i][n_z-1]+dF1;

//----- modo -----
if(propag==1){ // co-propagante
// saída de P_2
P2_out[i+1]=( (1-R2)*iloss/( dt*lamb2/(h*c) ) ) *
(S2_m_d[i][n_z-1]*(exp(dz*dG2/2)-1)/(dz*dG2/2) );
F2_out[i+1]= S2_f_d[i][n_z-1]+dF2/2;

//portadora 2 p/ esq
S2_m_e[i+1][n_z-1]= R2*(S2_m_d[i][n_z-1]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2));
S2_f_e[i+1][n_z-1]=-(S2_f_d[i][n_z-1]+dF2);

X_e[i+1][n_z-1]= Rsp/4 + R2*(Rsp/4 + X_d[i][n_z-1]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase));
}
else{ // contra-propagante
P2_back_out[i+1]= ( (1-R2)*iloss/( dt*lamb2/(h*c) ) ) *
( S2_m_d[i][n_z-1]*(exp(dz*dG2/2)-1)/(dz*dG2/2) );
F2_back_out[i+1]= S2_f_d[i][n_z-1]+dF2/2;

temp2_1=P2_in[i]*(1-R2)*iloss*dt*lamb2/(h*c) ;
temp2_2=R2*( S2_m_d[i][n_z-1]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2) );

S2_m_e[i+1][n_z-1]=sqrt( pow(temp2_1,2) + pow(temp2_2,2)
+2*temp2_1*temp2_2*(cos(F2_in[i]-(S2_f_d[i][n_z-1]+dF2))) );
S2_f_e[i+1][n_z-1]=atan(( temp2_1*sin(F2_in[i])+ temp2_2*sin(-(S2_f_d[i][n_z-1]+dF2)) ) /
( temp2_1*cos(F2_in[i]) + temp2_2*cos(-(S2_f_d[i][n_z-1]+dF2)) ));
//ASE: X2
X_e[i+1][n_z-1]= Rsp/4 + R2*(Rsp/4 + X_d[i][n_z-1]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase))
+ (1-R2)*(X2_in[i])*iloss*dt*clamb/(h*c); }

S2_m_e[i+1][n_z-2]= S2_m_e[i][n_z-1]*(exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2);
S2_f_e[i+1][n_z-2]= S2_f_e[i][n_z-1]+dF2;

// ASE
X_out_d[i+1]= ( (1-R2)*iloss/( dt*clamb/(h*c) ) ) *
( Rsp/4 + X_d[i][n_z-1]*(exp(dz*dGase/2)-1)/(dz*dGase/2) );

X_e[i+1][n_z-2]= Rsp/2 + X_e[i][n_z-1]*(exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase);

dS= S1_m_d[i][n_z-1]*((exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1) -1)+
S1_m_e[i][n_z-1]*((exp(dz*dG1)-1)/(dz*dG1) -1)+
S2_m_d[i][n_z-1]*((exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2) -1)+
S2_m_e[i][n_z-1]*((exp(dz*dG2)-1)/(dz*dG2) -1)+
X_d[i][n_z-1]*((exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase) -1)+
X_e[i][n_z-1]*((exp(dz*dGase)-1)/(dz*dGase) -1);

```

```

//      RK4 para cálculo de N[i+1][n_z-1]

dNsp= A*N[i][n_z-1] + B*pow((N[i][n_z-1]),2) + C*pow(N[i][n_z-1],3) ;
k1=dt*( I[i][n_z-1]/(q*dV) + D*(N[i][n_z-2]-N[i][n_z-1])/area - dNsp )- dS/dV;
dNsp= A*(N[i][n_z-1]+k1/2)+ B*pow((N[i][n_z-1]+k1/2),2) + C*pow((N[i][n_z-1]+k1/2),3) ;
k2=dt*( I[i][n_z-1]/(q*dV) + D*(N[i][n_z-2]-(N[i][n_z-1]+k1/2))/area - dNsp )- dS/dV;
dNsp= A*(N[i][n_z-1]+k2/2)+ B*pow((N[i][n_z-1]+k2/2),2) + C*pow((N[i][n_z-1]+k2/2),3) ;
k3=dt*( I[i][n_z-1]/(q*dV) + D*(N[i][n_z-2]-(N[i][n_z-1]+k2/2))/area - dNsp )- dS/dV;
dNsp= A*(N[i][n_z-1]+k3) + B*pow((N[i][n_z-1]+k3),2)+ C*pow((N[i][n_z-1]+k3),3) ;
k4=dt*( I[i][n_z-1]/(q*dV) + D*(N[i][n_z-2]-(N[i][n_z-1]+k3))/area - dNsp )- dS/dV;
k_N=(k1+2*k2+2*k3+k4)/6;
N[i+1][n_z-1]=N[i][n_z-1]+k_N;
}

//-----fim do for temporal
//----- saída de arquivos

if(savepower==1){
for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=P1_out[i];}
if(propag==1){
file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/P_1_out.dat", "w"); }
else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/P_R_out.dat", "w");}
fprintf(file_out, tout);
fclose(file_out);
for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=P2_out[i];}
if(propag==1){
file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/P_2_out.dat", "w"); }
else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/P_L_out.dat", "w");}
fprintf(file_out, tout);
fclose(file_out);
} //do savepower
//-----
if(savephaseout==1){
for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=F1_out[i];}
if(propag==1){
file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Ph_1_out.dat", "w"); }
else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Ph_R_out.dat", "w");}
fprintf(file_out, tout);
fclose(file_out);
for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=F2_out[i];}
if(propag==1){
file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Ph_2_out.dat", "w"); }
else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Ph_L_out.dat", "w");}
fprintf(file_out, tout);
fclose(file_out);
} //do savephase
//-----
if(savebackpwr==1){
for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=P1_back_out[i];}
if(propag==1){
file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/P_1_back.dat", "w"); }
else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/P_L_back.dat", "w");}
fprintf(file_out, tout);
fclose(file_out);
for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=F1_back_out[i];}
if(propag==1){
file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Ph_1_back.dat", "w"); }
else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Ph_L_back.dat", "w");}
fprintf(file_out, tout);
fclose(file_out);
for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=P2_back_out[i];}
if(propag==1){
file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/P_2_back.dat", "w"); }
else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/P_R_back.dat", "w");}
fprintf(file_out, tout);
fclose(file_out);
}

```

```
        for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=F2_back_out[i];}
if(propag==1){
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Ph_2_back.dat", "w"); }
else{file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Ph_R_back.dat", "w");}
    fprintf(file_out, tout);
    fclose(file_out);
} //do salvebackpwr

//-----
if(savease==1){

    for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=X_out_d[i];}
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/X_out_d.dat", "w");
    fprintf(file_out, tout);
    fclose(file_out);

    for (i = 0; i<n_t; i++){tout[i][1]=X_out_e[i];}
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/X_out_e.dat", "w");
    fprintf(file_out, tout);
    fclose(file_out);
} //do savease

//-----
if(saveASEz==1){
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inside/ASE_z.dat", "w");
    for (i = 0; i<n_t; i++){
        fprintf(file_out, (i*dt));
        fprintf(file_out, " ");
        for (j = 0; j<n_z; j++){
            fprintf(file_out, (X_d[i][j]+X_e[i][j])/( dt*clamb/(h*c) ) );
            fprintf(file_out, " ");
        }
        fprintf(file_out, " ");
    }
    fclose(file_out);
} //do saveaseZ

//-----
if(savepropag==1){
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inside/S_1_z.dat", "w");
    for (i = 0; i<n_t; i++){
        fprintf(file_out, (i*dt));
        fprintf(file_out, " ");
        for (j = 0; j<n_z; j++){
            fprintf(file_out, (S1_m_d[i][j]+S1_m_e[i][j])/( dt*lamb1/(h*c) ) );
            fprintf(file_out, " ");
        }
        fprintf(file_out, " ");
    }
    fclose(file_out);
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inside/S_2_z.dat", "w");
    for (i = 0; i<n_t; i++){
        fprintf(file_out, (i*dt));
        fprintf(file_out, " ");
        for (j = 0; j<n_z; j++){
            fprintf(file_out, (S2_m_d[i][j]+S2_m_e[i][j])/( dt*lamb2/(h*c) ) );
            fprintf(file_out, " ");
        }
        fprintf(file_out, " ");
    }
    fclose(file_out);
} //do salvepropag

//-----
if(savecarden==1){
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Inside/N_z.dat", "w");
    for (i = 0; i<n_t; i++){
        fprintf(file_out, (i*dt));
        fprintf(file_out, " ");
        for (j = 0; j<n_z; j++){
            fprintf(file_out, N[i][j]);
            fprintf(file_out, " ");
        }
    }
}
```

```
        fprintf(file_out, " ");
    }
    fclose(file_out);
} //do savecarrden
//-----
if(savegain==1){
    for (i = 0; i<n_t-(n_z+1); i++)
        {tout[i][1]=10*log10(P1_out[i+n_z+1]/P1_in[i]);}
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Tgain1.dat", "w");
    fprintf(file_out, tout);
    fclose(file_out);

    for (i = 0; i<n_t-(n_z+1); i++)
        {tout[i][1]=10*log10(P2_out[i+n_z+1]/P2_in[i]);}
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/Tgain2.dat", "w");
    fprintf(file_out, tout);
    fclose(file_out);
} //do savegain
//-----
if(savechirp==1){
    for (i = 0; i<n_t-1; i++)
        {tout[i][1]=(F1_out[i+1]-F1_out[i])/dt;}
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/chirp1.dat", "w");
    fprintf(file_out, tout);
    fclose(file_out);

    for (i = 0; i<n_t-1; i++)
        {tout[i][1]=(F2_out[i+1]-F2_out[i])/dt;}
    file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/Outputs/chirp2.dat", "w");
    fprintf(file_out, tout);
    fclose(file_out);
} //do savechirp
//-----
//----- saída de dados
file_out = fopen("/usr/local/Z-SOA/simul_data.txt", "w");
a="Simulation data for the Bulk Z-SOA modeling"; fprintf(file_out, a);
a=" "; fprintf(file_out, a);

if(propag==1){
    a="Co-propagation mode"; fprintf(file_out, a);
    a=" "; fprintf(file_out, a);

    a=" lambda 1 = "; fprintf(file_out, a);
    fprintf(file_out, lamb1*1e6);
    a=" um"; fprintf(file_out, a);
    a=" lambda 2 = "; fprintf(file_out, a);
    fprintf(file_out, lamb2*1e6);
    a=" um"; fprintf(file_out, a);
    a=" "; fprintf(file_out, a);
}
else{
    a="Inverse-propagation mode"; fprintf(file_out, a);
    a=" "; fprintf(file_out, a);

    a=" lambda input on left side = "; fprintf(file_out, a);
    fprintf(file_out, lamb1*1e6);
    a=" um"; fprintf(file_out, a);
    a=" lambda input on right side = "; fprintf(file_out, a);
    fprintf(file_out, lamb2*1e6);
    a=" um"; fprintf(file_out, a);
    a=" "; fprintf(file_out, a);
}

a="Discretization: "; fprintf(file_out, a);
a=" "; fprintf(file_out, a);

a=" # n_t = "; fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, n_t);
a=" # n_z = "; fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, n_z);
a=" "; fprintf(file_out, a);

a=" dt = "; fprintf(file_out, a);
```

```
fprint(file_out, dt*1e15);
a=" fs";    fprintf(file_out, a);
a=" dz = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, dz*1e6);
a=" um";    fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);

a="Total time = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, dt*n_t);
a=" s";    fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);

a="Optical-Active Cavity dimensions: ";    fprintf(file_out, a);
a=" L_z = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, L_z*1e6);
a=" um";    fprintf(file_out, a);
a=" L_x = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, L_x*1e6);
a=" um";    fprintf(file_out, a);
a=" L_y = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, L_y*1e6);
a=" um";    fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);

a="Area = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, area*1e12);
a=" um^2";    fprintf(file_out, a);
a="Volume = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, V*1e18);
a=" um^3";    fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);

a="Carrier densities: ";    fprintf(file_out, a);
a=" at transparency = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, Ntr*1e-24);
a=" 10E24 m^-3";    fprintf(file_out, a);
a=" at threshold = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, Nth*1e-24);
a=" 10E24 m^-3";    fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);

a="Gain coefficients:";    fprintf(file_out, a);
a=" a1 = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, a1*1e20);
a=" 10E-20 m^2";    fprintf(file_out, a);
a=" a2 = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, a2*1e-18);
a=" 10E18 m^-3";    fprintf(file_out, a);
a=" a3 = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, a3*1e-25);
a=" 10E25 m^-4";    fprintf(file_out, a);
a=" a4 = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, a4*1e32);
a=" 10E-32 m^4";    fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);

a="Attenuation coefficients:";    fprintf(file_out, a);
a=" absorbtion = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, atenabs);
a=" /m";    fprintf(file_out, a);
a=" scattering = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, atenscat);
a=" /m";    fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);

a="Refractive Index = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, nef);
a="carrier induced index change, dN/dn = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, dNdn*1e26);
a="10E-26 m^3";    fprintf(file_out, a);
```

```
a="Confinement Factor = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, gama);
a="Total Insertion Loss = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out,-2*(10*log10(ilogss)) );
a=" dB";    fprintf(file_out, a);
a="radiative spontaneous emission coupling factor, Beta = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, beta);
a="Facet Reflection: R1 = "; fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, R1*100);
a=" %, R2 = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out, R2*100);
a=" %";    fprintf(file_out, a);
a="Ambipolar diffusion = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out,D*1e4);
a=" 10E-4 m^2/s";    fprintf(file_out, a);
a="transparency current = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out,Itr*1e3 );
a=" mA"; fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);

if(Icase==0){
    a="Injected Current = ";    fprintf(file_out, a);
    fprintf(file_out,curr*1e3 );
    a=" mA"; fprintf(file_out, a);
}

else{
    a="Injected Current stored in "; fprintf(file_out, a);
    a="c:\\Z-SOA\\Ox\\Inputs\\I(t,z).dat";    fprintf(file_out, a);
}
a=" ";    fprintf(file_out, a);

a="Recombination coefficients:"; fprintf(file_out, a);
a="      A = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out,A*1e-8);
a=" 10E8 /s";    fprintf(file_out, a);
a="      B = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out,B*1e16);
a=" 10E-16 m^3/s";    fprintf(file_out, a);
a="      C = ";    fprintf(file_out, a);
fprintf(file_out,C*1e41);
a=" 10E-41 m^6/s";    fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);
a=" ";    fprintf(file_out, a);

a="      Discrete Z-SOA Simulation";    fprintf(file_out, a);
a="      property: C.M. Gallep / E. Conforti";    fprintf(file_out, a);
a="      DMO - FEEC - Unicamp, 2002"; fprintf(file_out, a);

fclose(file_out);

}                                //calcula e salva

}                                // fim do main()

//-----
```

ANEXO 2

- DETERMINAÇÃO DA CORRENTE PISIC

A2.1 - Caracterização do circuito de alimentação

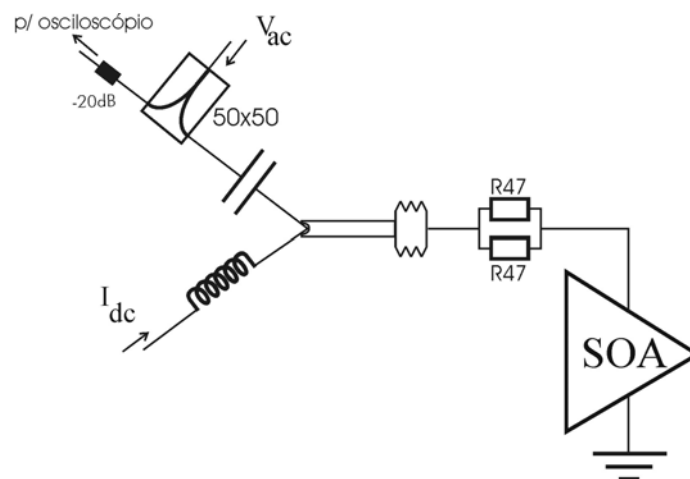


Fig.A2.1: circuito *bias-T* para polarização do SOA: soma de sinal DC com AC.

O circuito de alimentação de corrente do SOA, implementado para a realização da montagem PISIC, é ilustrado na Figura A2.1. Nesta montagem, o sinal de tensão do PISIC, obtido pela soma de sinal impulso com sinal degrau, passa por divisor de microondas de 3dB (50x50), sendo metade enviado ao osciloscópio, para análise, e metade somado à corrente de polarização DC do SOA, em um circuito *bias-T*. O sinal resultante passa, então, por um arranjo em paralelo de dois resistores de microondas, com 47 ohms de valor nominal cada, denominados R47.

Observou-se que, apesar do circuito *bias-T* funcionar com resposta plana dentro da faixa de frequência de interesse (DC até alguns GHz), a associação paralela dos resistores R47 apresentava variação na impedância com o aumento da frequência do sinal inserido no circuito. Para poder estimar corretamente a variação temporal do valor da corrente injetada no SOA, constituída pela soma da corrente DC com o sinal de tensão PISIC aplicado à associação $R47 // R47 + Z_{SOA}$, foi necessário caracterizar a impedância do resistor R47, bem como estimar o valor da impedância do SOA.

Para realizar essa caracterização, foi utilizado o analisador de sinal *Lightwave Component Analyzer* HP 8702B, associado ao bloco para caracterização de parâmetros S, *S-parameter Test Set* HP 85047A. As curvas obtidas foram coletadas via porta HP-IB, utilizando-se o programa de aquisição de dados *Igor*. Este trabalho foi realizado em conjunto com o aluno de mestrado Rafael Vivacqua, que implementou as rotinas de aquisição de dados no programa mencionado.

Utilizando funções avançadas dos instrumentos HP, que possibilitam avançar o ponto de calibração pela linha de transmissão até o dispositivo a ser estudado, pode-se analisar isoladamente o comportamento da impedância do SOA e do R47. O SOA mostrou-se bem comportado, dentro do espectro abrangido pelo analisador (3MHz – 6GHz), apresentando módulo da impedância, de 2 ohms, praticamente invariante com a frequência, em diversas condições de polarização DC e de sinal óptico injetado.

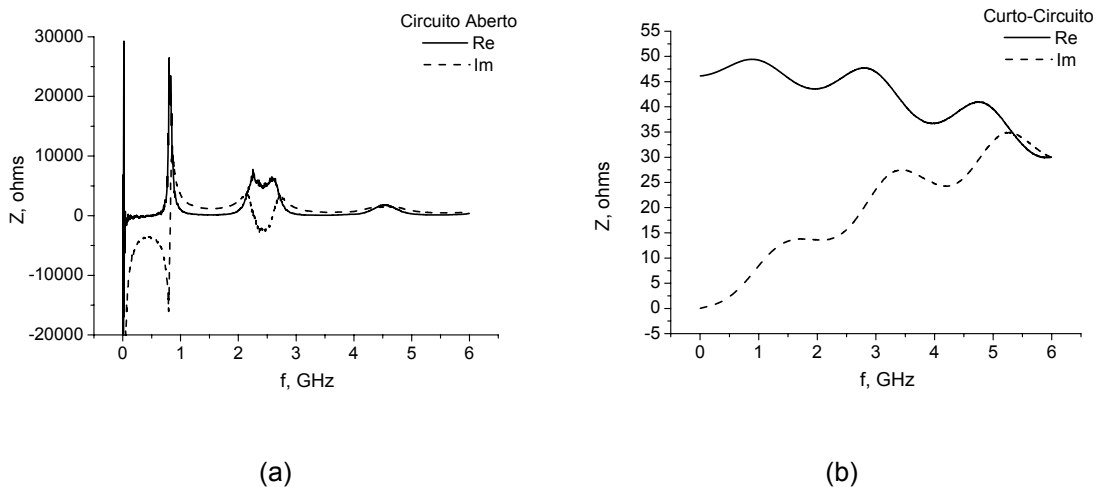


Fig.A2.2: partes real (linha cheia) e imaginária (linha pontilhada) da impedância complexa do resistor R47, em (a) circuito aberto, e em (b), curto-circuito, escala linear.

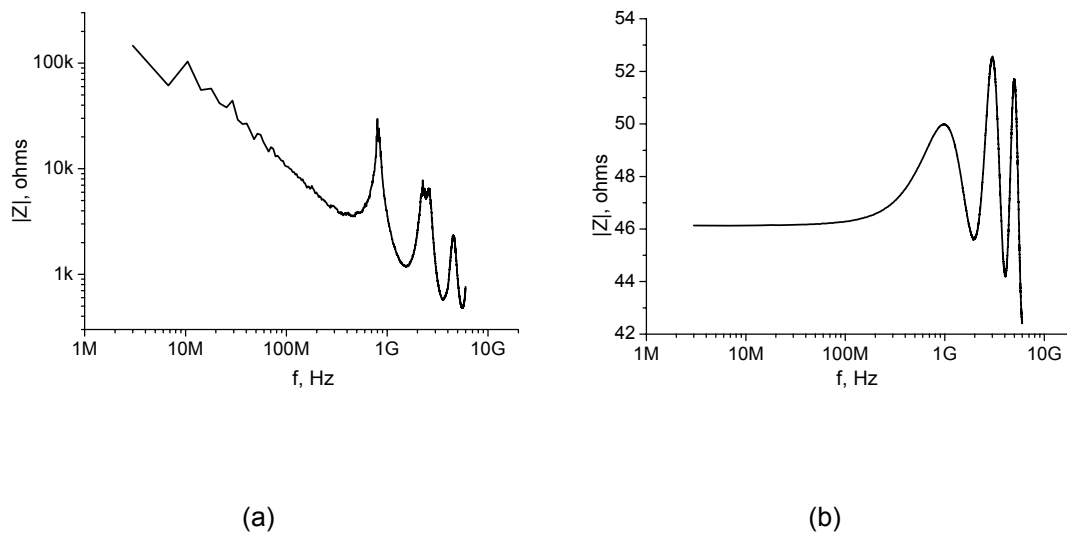


Fig.A2.3: módulo da impedância complexa do R47, em (a) circuito aberto e em (b) curto-circuito, escala *log*.

Em contrapartida, as respostas do R47, obtidas para o dispositivo isolado, apresentaram considerável variação a partir de 1 GHz. As respostas da parte real e da parte imaginária da impedância do R47, em circuito aberto e em curto-circuito, são apresentadas nas Figuras A2.2(a) e A2.2(b), respectivamente, utilizando escala linear. As Figuras A2.3(a) e A2.3(b) mostram o módulo das impedâncias, utilizando escala logarítmica para melhor visualização do comportamento do R47 em circuito aberto e em curto-circuito, respectivamente.

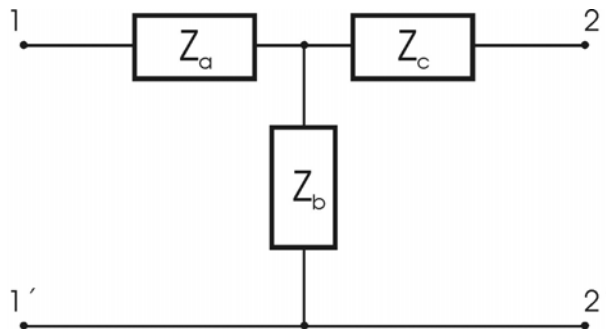


Fig.A2.4: modelo equivalente para análise da impedância do R47.

Inicialmente, procurou-se realizar uma abordagem de circuito equivalente RLC para tentar descrever o comportamento em circuito aberto e curto-circuito. Porém, o sistema equivalente obtido para simular o comportamento do circuito em aberto mostrou-se extremamente complicado, chegando a equacionamento de ordem 20, de maneira que um

equivalente em forma de circuito não pôde ser realizado. Para o circuito em curto também não foi possível fazer uma análise simplificada via equivalente RLC.

Optou-se, então, por fazer uma análise de sistema equivalente dentro do domínio da frequência e, posteriormente, tratar o sinal variante no tempo com relação às frequências instantâneas do mesmo. Para tanto, modelou-se um circuito equivalente para as medidas em aberto e curto-circuito, como apresentado na Figura A2.4. Desta forma, o resistor R47 é representado por $Z_a + Z_c$, sendo Z_b a representação das impedâncias parasitas dentro do esquema de medidas.

Utilizando esse recurso, e assumindo a simplificação $Z_a = Z_c = Z = Z_{R47}/2$, ou seja, referindo as impedâncias parasitas como concentradas no meio do resistor, pode-se dizer que as características de impedância, medidas a partir dos pontos 1 e 1', em aberto ($Z_{2-2'} \cong \infty$) e curto circuito ($Z_{2-2'} \cong 0$, i.é, $2 = 2'$), são descritas na seguinte forma:

$$\begin{aligned} Z_{\text{open}} &= Z_a + Z_b = Z + Z_b & (a) \\ Z_{\text{short}} &= Z_a + (Z_b // Z_c) = Z + (Z_b^{-1} + Z^{-1})^{-1} & (b) \end{aligned} \quad (A2.1)$$

De (A2.1(a)) tem-se que:

$$Z_b = Z_{\text{open}} - Z \quad (A2.2)$$

e desenvolvendo (A2.1(b)) obtém-se:

$$Z_{\text{short}} = \frac{Z^2 + 2ZZ_b}{Z + Z_b} \quad (A2.3)$$

Substituindo (A2.2) em (A2.3) e desenvolvendo, obtém-se:

$$Z^2 - 2ZZ_{\text{open}} + Z_{\text{short}}Z_{\text{open}} = 0 \quad (A2.4)$$

Sendo uma equação ordinária de segundo grau, facilmente pode-se encontrar as soluções para (A2.4) na forma:

$$Z = Z_{\text{open}} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{Z_{\text{short}}}{Z_{\text{open}}}} \right) \quad (\text{a}) \quad (\text{A2.5})$$

$$Z = Z_{\text{open}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{Z_{\text{short}}}{Z_{\text{open}}}} \right) \quad (\text{b})$$

Resolvendo ponto-a-ponto, no domínio da frequência, as equações em (A2.5), obtém-se a solução (A2.5(a)) como um comportamento próximo ao da resposta para o circuito aberto, que é descartada, e a solução (A2.5(b)) como um comportamento próximo ao da resposta para o circuito em curto, que é tomada como resposta conveniente para a análise aqui proposta. Como estamos interessados na impedância da associação paralela de R47, e tendo tomado $Z = Z_{R47}/2$, temos a solução (A2.5(b)) como solução final para o problema. Foi assumido aqui que são desprezíveis os parasitas entre os resistores na associação paralela.

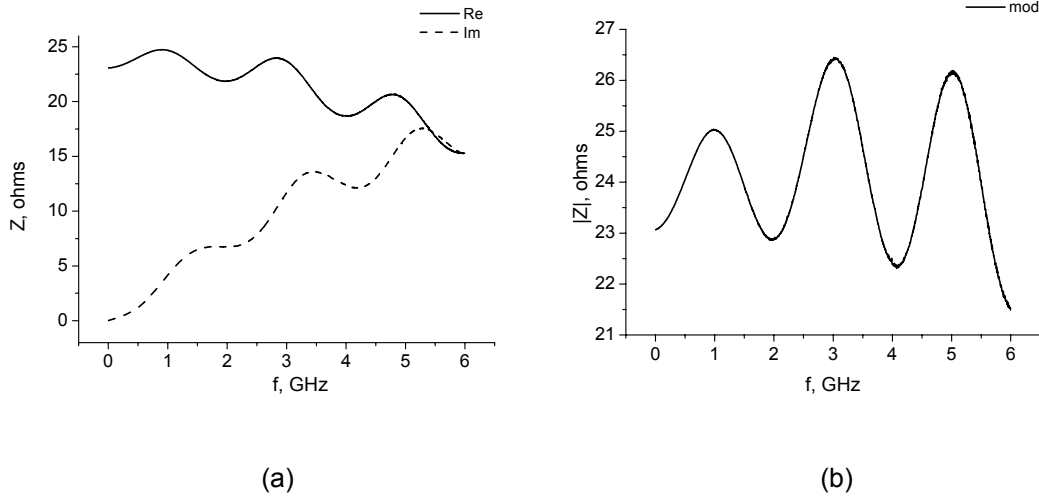


Fig.A2.5: solução para Z_{R23} : (a) partes real e imaginária, (b) módulo.

Desta forma, temos a resposta para a associação R47//R47, denominada Z_{R23} , em função da frequência, ilustrada nas Figura A2.5(a), para as partes real e imaginária, e A2.5(b), para o módulo.

Utilizando uma função dependente da frequência na forma:

$$24 + \left(0,6 + (6 \cdot 10^{-10} \cdot f) - 5 \cdot 10^{-20} \cdot f^2 \right) \cdot \text{sen} \left(2\pi \frac{f - 5 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^9} \right) \quad (\text{A2.6})$$

pode-se interpolar, razoavelmente, o comportamento do módulo de Z_{R23} , como ilustrado na Figura A2.6. Esta função, denominada sistema equivalente, foi, então, utilizada para estimar o valor da corrente injetada no SOA na operação PISIC.

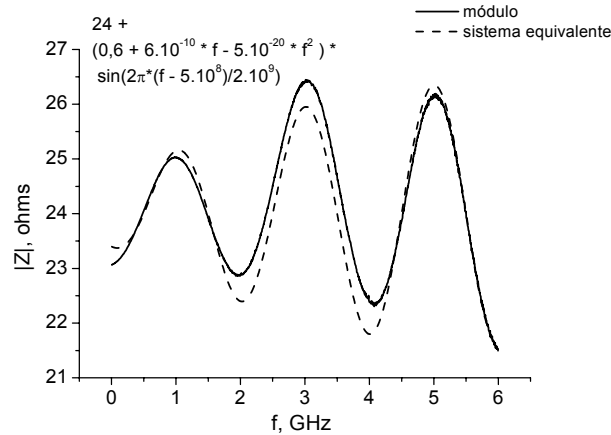


Fig.A2.6: solução para $\text{mod}(Z_{R23})$ e sistema equivalente utilizado para interpolação.

A2.2 - Determinação da corrente injetada

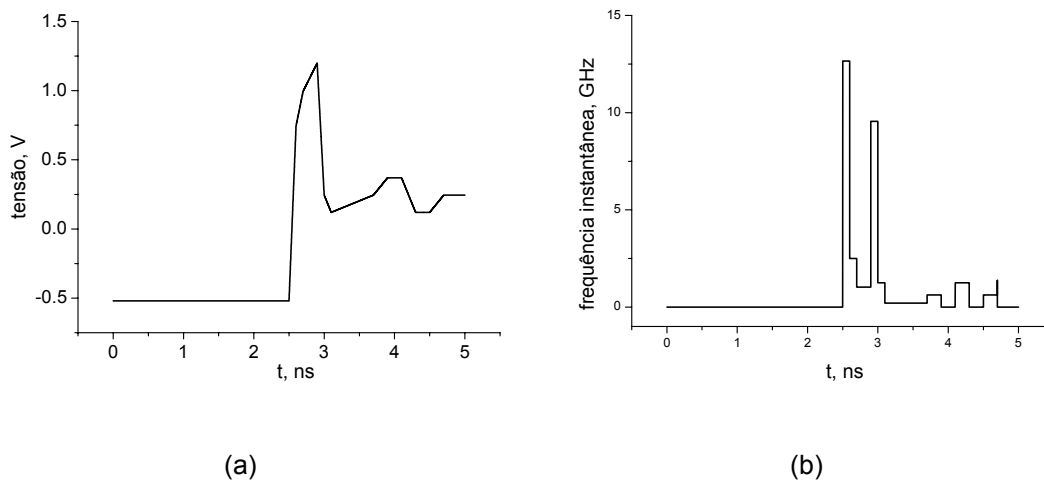


Fig.A2.7: (a) modelo do sinal de tensão PISIC aplicado ao *bias-T* e (b) sua frequência instantânea.

Para realizar a estimativa da corrente injetada, tomou-se o sinal de tensão medido pelo osciloscópio no arranjo experimental, multiplicando-o por um fator 10 relativo ao atenuador de tensão de 20 dB, obtendo-se, desta forma, o sinal de tensão aplicado ao *bias-*

T. Uma curva foi construída para modelar tal sinal de tensão e sua frequência instantânea foi calculada utilizando uma discretização temporal de 200 fs ($2 \cdot 10^{-13}$ s). Ambos são ilustrados nas Figuras A2.7 (a) e (b), respectivamente, para o caso de ligamento (*OFF-ON*).

Para estimar a corrente injetada, somou-se o valor da corrente DC (57mA) ao sinal AC da tensão dividido pela soma do módulo da impedância do SOA (2 ohms) com o módulo da impedância Z_{R23} , variante com a frequência como no sistema equivalente de (A2.6). Com isso obteve-se o sinal de corrente como ilustrado na Figura A2.8.

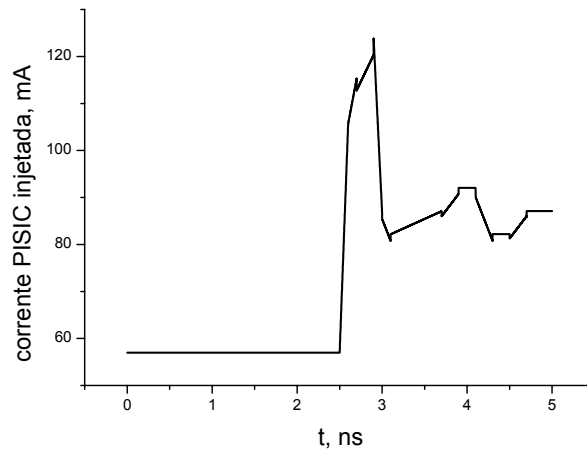


Fig. A2.8 - estimativa do sinal de corrente PISIC injetado no SOA.

Este sinal foi, então, reformatado para base temporal discreta de 370 fs ($3,7 \cdot 10^{-13}$ s), e utilizado para simulação da operação PISIC e conseqüente validação do modelamento, como apresentado no Cap. III. Procedimento idêntico ao apresentado acima foi utilizado, também, para o sinal PISIC de desligamento (*ON-OFF*).

ANEXO 3

- Artigos Publicados

Neste anexo são listadas as publicações realizadas no período, referentes ao trabalho apresentado na tese.

A3.1 - Revistas Especializadas

- “Reduction of Semiconductor Optical Amplifier Switching Times by Pre-Impulse-Step Injected Current Technique”, C. M. Gallep e E. Conforti, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No.7, Julho 2002, pg. 902 –904.
- “Simulations of Current-Injected Gain Control Applications in Semiconductor Optical Amplifiers”, C. M. Gallep, E. Conforti, A. C. Bordonalli, S.-M. Kang, aceito para publicação no *Journal of Optical Communications*.
- “Carrier reuse with gain compression and feed-forward semiconductor optical amplifiers”, E. Conforti, C. M. Gallep, A. C. Bordonalli, S. Ho, and S.-M. Kang, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 50 (2002), No. 1, pg. 77 –81.
- “Optical regeneration using feed-forward semiconductor optical amplifier with chirp controlled filtering”, E. Conforti, C. M. Gallep, A. C. Bordonalli, S.-M. Kang, *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.30 (2001), No.6, pg. 438-442.
- “Geração de Sinais de RF por mistura de harmônicas de portadoras ópticas moduladas em amplificadores ópticos semicondutores”, A.C. Bordonalli, J.L. Benitez, J.A. Guimarães, C.M. Gallep e E. Conforti, *Revista da Sociedade Brasileira de Telecomunicações*, Vol.16 (2001), No.1, pg.29-37.

A3.2 - Congressos

A3.2.1 - Internacionais

- “Switching time improvement in electro-optic switches based on semiconductor optical amplifiers”, C. M. Gallep e E. Conforti, aceito pela *Frontiers in Optics/Laser Science XIX (OSA Annual Meeting 2003)*, WJJ2, Tucson, Arizona, USA, 5-9 outubro, 2003.
- “Picosecond electro-optic switching time based on pre-pulse induced chirp filtering in semiconductor optical amplifiers”, C. M. Gallep, A. Bordonalli e E. Conforti, aceito para apresentação na *Conf. Optical Amplifiers and Applications - OAA'03 (OSA)*, seção MD-17, em Otaru/Japão, 6-9 julho/2003.
- “Calibration of semiconductor optical amplifier simulator for switching action prediction”, C.M. Gallep, R.P. Vivacqua, A.L.R. Cavalcanti e E. Conforti, aceito pelo *Internacional Microwave and Optoelectronics Conf.* - IMOC 2003 (SBMO/IEEE), SaD6 , 22-25 setembro, Fóz do Iguaçu/PR.
- “Experiment and Simulation on the Reduction of the Semiconductor Optical Amplifier Optoelectronic Switching Time”, C. M. Gallep e Evandro Conforti, *International Telecommunication Symposium - ITS 2002 (SBrT)*, Natal/RN, pg.808-811.
- “Simulation of single quantum-well semiconductor optical amplifiers”, C. M. Gallep, E. Conforti, *Internat. Microw. Optoelectr. Confer.* - IMOC 2001 (SBMO/IEEE), Belém/PA, pg. 321-324.

A3.2.2 - Nacionais

- “Medida do ganho de conversão em comprimento de onda utilizando amplificador óptico a semicondutor e laser com modulação direta”, A. L. R. Cavalcante, C. M. Gallep e E. Conforti, aceito pelo *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações 2003*, 5-8 de outubro/2003, Rio de Janeiro/RJ.
- “Método das matrizes de transferência modificado aplicado à simulação de amplificadores ópticos a semicondutor”, C.M. Gallep, A. C. Bordonalli e E. Conforti, *X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica* - SBMO 2002, Recife/PE, pg. 545-549.
- “Switching characteristics of tunneling injection and diffusion injection single quantum-well semiconductor optical amplifiers”, C.M. Gallep and E. Conforti, no *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, SBrT 2001, Fortaleza/CE.

- “Simulação do desempenho de chaves eletro-ópticas utilizando amplificadores ópticos a semicondutor”, C.M. Gallep e E. Conforti, CD-ROM do *XVIII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações* - SBrT 2000, Gramado/RS.
- “Improving the semiconductor optical amplifier switching speed using a pre-impulse-step injected current”, E. Conforti, C.M. Gallep, A.C. Bordonalli, S. Ho, S.M. Kang, CD-ROM do *XVIII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações* - SBrT 2000, Gramado/RS.
- “2R-regenerator using feed-forward semiconductor optical amplifier with chirp controlled filtering”, E. Conforti, C.M. Gallep, A.C. Bordonalli, *IX Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica* - SBMO 2000, João Pessoa/PB, pg. 125-129.
- “Extinction ratio improvement on pseudo random signals using feed-forward current injection in a semiconductor optical amplifier”, E. Conforti, C.M. Gallep, A.C. Bordonalli, J.P.B. Custódio, S.H. Ho e S.M. Kang, *IX Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica*- SBMO 2000, João Pessoa/PB,, pg. 263-265.

- LISTA GERAL DE FIGURAS, TABELAS E REFERÊNCIAS

- Figuras

Fig.II.1: células cristalinas de semicondutores [23].

Fig.II.2: estrutura de bandas de energia para (a) Ge, (b) Si e (c) GaAs [23].

Fig.II.3: transições básicas em um semicondutor ($\bullet$ = elétron, $\circ$ = lacuna) [23].

Fig.II.4: comparação de características de bandas de energia em polarização direta, índice de refração e confinamento óptico em: (a) homoestrutura; (b) heteroestrutura simples; e (c) heteroestrutura dupla [23]

Fig.II.5: (a) potencial de poço quadrado, (b) densidade de estados, (c) espalhamento por fônons [23].

Fig.II.6: funções de onda num poço quântico ideal e no caso real finito [23].

Fig.II.7: crescimento de rede dos tipos incoerente (a) e coerente (tencionado (b) ou comprimido (c)) [24].

Fig.II.8: ilustração dos processos associados à: (a) tempo de vida dos fótons, (b) defasamento no *spectral hole burning*, (c) relaxação após aquecimento, e (d) transporte: difusão-captura-escape de portadores [43].

Fig.II.9 - Tunelamento ressonante sequencial de elétrons, para energia potencial igual à diferença de energia entre o estado do fundo do poço e: (a) o primeiro estado excitado e, (b) o segundo estado excitado.

Fig.II.10: ganho versus densidade de portadores na banda de condução.

Fig.II.11: diagrama de estabilidade para dispositivo de duas seções (linhas indicam região onde pulsação auto-sustentada pode ocorrer).

Fig.II.12: característica de chaveamento do acoplador direcional não-linear ativo, com X sendo o modo cruzado e Θ o modo direto de funcionamento.

Fig.II.13: configuração laço-espelho.

Fig.II.14: configuração do TOAD (a) e resposta temporal (b).

Fig.II.15: esquema de conversão de λ por XGM - esquemas (a) co-propagante e (b) contra-propagante.

Fig.II.16: conversor Mach-Zehnder assimétrico.

Fig.II.17: conversor Mach-Zehnder simétrico, com acoplador adicional para o sinal de entrada.

Fig.II.18: conversor via interferômetro Michelson.

Fig.III.1: resposta do filtro discriminador de frequência.

Fig.III.2: diagramas de olho teóricos da amplificação em SOA sem FFG (a), com FFG (b) e com FFG e discriminador MZI (c), em 10Gbit/s.

Fig.III.3 - Potência óptica de saída (linha cheia) em resposta a degrau de corrente de polarização (linha tracejada).

Fig.III.4: resposta óptica dos SOA à corrente injetada - degrau de ganho óptico x degrau de corrente.

Fig.III.5: resposta óptica dos SOA à corrente injetada - tempo de chaveamento (*OFF-ON*) x degrau de corrente.

Fig.III.6 - Resposta teórica do SOA (linha tracejada) para degrau eletrônico com pré-impulso (linha cheia) com tempo de subida de 90 ps.

Fig.III.7: validação de simulação PISIC no SOASim.

Fig.III.8: tempos de chaveamento x pico de pré-pulso (normalizado por I_{tr}).

Fig.III.9: atraso de chaveamento x pico de pré-pulso (normalizado por I_{tr}).

Fig.IV.1: Circuito da montagem experimental, para caracterização da dinâmica de ganho.

Fig.IV.2: resposta óptica do SOA à modulação da injeção eletrônica - pulso quadrado de 4 ns.

Fig.IV.3: resposta óptica do SOA a modulação da injeção eletrônica - pulso quadrado de 2 ns.

Fig.IV.4: evolução da resposta óptica com a utilização de pré-pulso (caso *OFF-ON*).

Fig.IV.5: evolução da resposta óptica com a utilização de pré-pulso (caso *ON-OFF*).

Fig.V.1 - modelo TMM adaptado, com S , X e N representando em cada discretização espacial e temporal, respectivamente, o número médio de fótons de determinada portadora, o total de ruído ASE e a densidade de portadores eletrônicos.

Fig.V.2 : comportamento espectral do ganho óptico: parâmetros *default*.

Fig.V.3: esquema funcional das relações entre populações eletrônicas, modelo *SQW*.

Fig.VI.1: esquema para medida de ASE.

Fig.VI.2: potência total de ASE medida (pontos) e simulada (linhas) - SOAs “1” (a) e “2” (b).

Fig.VI.3: espectro ASE (a) total e (b) em detalhe, SOA-2, $I_{SOA} = 200\text{mA}$.

Fig.VI.4: comportamento espectral do ganho óptico - parâmetros calibrados.

Fig.VI.5: ganho óptico CW líquido - teórico e experimental.

Fig.VI.6. Resultados (a) experimentais e (b) simulados para operação PISIC, casos “On” e “Off”, para potência óptica $P_{in} = 40\mu\text{W}$.

Fig.VI.7: resposta óptica simulada para corrente PISIC – potência óptica (ΔI de 0 a 245mA), $P_{in} = 100\mu\text{W}$.

Fig.VI.8: tempos de chaveamento e atraso $\times$ amplitude do pulso PISIC, $P_{in} = 100\mu\text{W}$.

Fig.VI.9: resposta óptica simulada para corrente PISIC – gorjeio em frequência (ΔI de 0 a 245mA), $P_{in} = 100\mu\text{W}$.

Fig.VI.10: resposta simulada para filtragem em discriminador de frequência (FSR = 330 GHz).

Fig.VI.11: comparação entre potências ópticas de saída para resposta ótima PISIC e correspondente filtragem ótima.

Fig.VI.12: comportamento longitudinal na operação PISIC (*OFF-ON*) - (a) densidade de portadores, potência óptica (b) da portadora e (c) da ASE.

Fig.VI.13: comportamento longitudinal na operação PISIC (*ON-OFF*) - (a) densidade de portadores, potência óptica (b) da portadora e (c) da ASE.

Fig.VI.14: esquema funcional das relações entre populações eletrônicas, modelo *SQW*.

Fig.VI.15: chaveamento no modelo *SQW*, $f = 0$ (difusão pura), resposta óptica para diferentes degraus de corrente ($P_{in}=100\mu\text{W}$), (a) total e (b) detalhe.

Fig.VI.16: chave EO (*SQW*), $f = 0$ (difusão pura), gorjeio induzido para diferentes degraus de corrente ($P_{in}=100\mu\text{W}$).

Fig.VI.17: chave EO (*SQW*), degrau 25-50 mA, (a) resposta óptica, (b) gorjeio induzido, para $f = 0$ (difusão pura), $f = 1$ (tunelamento puro) e $f = 0.5$ (intermediário), ($P_{in}=100\mu\text{W}$).

Fig.VI.18: chave EO (*SQW*), degrau 25-50 mA, (a) ganho líquido e (b) detalhe, para f crescente.

Fig.VI.19: chave EO (*SQW*), degrau 25-50 mA, $f = 0$ - (a) potência de portadora e (b) densidade de portadores dentro do poço ((c) detalhe da outra face de (b)), ao longo de z .

Fig.VI.20: chave EO (SQW), degrau 25-50 mA, $f = 0$ (difusão pura) - (a) densidade de portadores acima do poço e (b) detalhe de (a), ao longo de z .

Fig.VI.21: chave EO (SQW), degrau 25-50 mA, $f = 0,5$ - (a) densidade de portadores acima do poço e (b) detalhe de (a), ao longo de z .

Fig.VI.22: chave EO (SQW), degrau 25-50 mA, $f = 1$ (tunelamento puro) - (a) densidade de portadores acima do poço e (b) detalhe de (a), ao longo de z .

Fig.VI.23: diagramas de olho (portadoras λ_1 e λ_2) – sinal de entrada.

Fig.VI.24: diagramas de olho, sinal de saída (portadora λ_1).

Fig.VI.25: diagramas de olho, sinal de saída (portadora λ_2).

Fig.VI.26: (a) diagramas de olho, sinal de saída (portadora λ_2), para (b) injeção de corrente heterogênea em z .

Fig.VI.27: pulso de entrada para saturação de ganho, no *SQW* (portadoras λ_1 e λ_2).

Fig.VI.28: pulso óptico de saída, com crescente nível de corrente - *SQW* (portadora λ_1).

Fig.VI.29: sinal óptico de saída, com crescente nível de corrente - *SQW* (portadora λ_2).

Fig.VI.30: gorjeio induzido de intermodulação, no sinal óptico de saída, para crescente nível de corrente - *SQW* (portadora λ_2).

Fig.VI.31: (a) densidade de portadores dentro do poço, (b) potência óptica em z (portadora λ_2), para 40 mA.

Fig.A1.1: interface do *Z-SOA*.

Fig.A1.2: interface para entrada de sinais ópticos.

Fig.A1.3: interface de escolha dos arquivos de saída.

Fig.A1.4: interface de escolha da corrente de entrada.

Fig.A1.5: interface de parâmetros, modelo *Bulk* (calibração SOA-2).

Fig.A1.6: sub-menu “SOA parameters”.

Fig.A1.7: painel do discriminador de frequência pós- SOA.

Fig.A1.8: interface de parâmetros, modelo *SQW*.

Fig.A2.1: circuito *bias-T* para polarização do SOA: soma de sinal DC com AC.

Fig.A2.2: partes real (linha cheia) e imaginária (linha pontilhada) da impedância complexa do resistor R47, em (a) circuito aberto e em (b) curto-circuito, escala linear.

Fig.A2.3: módulo da impedância complexa do R47, em (a) circuito aberto e em (b) curto-circuito, escala *log*.

Fig.A2.4: modelo equivalente para análise da impedância do R47.

Fig.A2.5: solução para Z_{R23} : (a) partes real e imaginária, (b) módulo.

Fig.A2.6: solução para $\text{mod}(Z_{R23})$ e sistema equivalente utilizado para interpolação.

Fig.A2.7: (a) modelo do sinal de tensão PISIC aplicado ao *bias-T* e (b) sua frequência instantânea.

Fig.A2.8 - estimativa do sinal de corrente PISIC injetado no SOA.

-Tabelas

Tabela III.1: Parâmetros de Simulação – *SOASim*.

Tabela V.1 - Parâmetros de simulação (ambos os modelos).

Tabela V.2 - Parâmetros de simulação, modelo *Bulk*.

Tabela V.3 - Parâmetros de simulação, modelo *SQW*.

Tabela VI.1 - Parâmetros de calibração: SOA-1; pg. 32.

Tabela VI.2 - Parâmetros de calibração: complementar SOA-2; pg. 33.

- Referências

- 1 - C.M. Gallep, “*SOASim*: simulador do controle dinâmico de ganho em amplificadores ópticos a semicondutor, incluindo validação experimental e aplicações”, tese de mestrado, BAE/BC - Unicamp, G136s.
- 2 - C. M. Gallep, E. Conforti, “Reduction of Semiconductor Optical Amplifier Switching Times by Pre-Impulse-Step Injected Current Technique”- *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol. 14 (2002), No.7, pp. 902 –904.
- 3 - Pedido de Patente, registro INPI #005536, “Método de redução do tempo de chaveamento eletro-óptico em amplificadores ópticos a semicondutor e equipamentos de chaveamento eletro-óptico utilizando o referido método”.
- 4 - C. M. Gallep, A. Bordonalli e E. Conforti, “Picosecond electro-optic switching time based on pre-pulse induced chirp filtering in semiconductor optical amplifiers”, *Proceed. Conf. Optical Amplifiers and Applications - OAA'03*, seção MD, No.17, em Otaru/Japão, 6-9 julho/2003.
- 5 - www.i-leos.org

- 6 - T.S. El-Bawab, J.-D. Shin, "Optical packet switching in core networks: between vision and reality", *IEEE Commun. Magazine*, Vol.40 (2002), No.9, pp. 60- 65.
- 7 - S. Akiba, "The future of optical communications", *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, PLE3, pg. 7-8.
- 8 - C. Bintjas, N. Pleros e H. Avramopoulos, "System perspective for all-optical switching", *IEEE Leos Newsl.*, Vol.16 (2002), No.4, pg. 19-21.
- 9 - M.F.C. Stephens *et. al.*, "Demonstration of an all-optical simultaneous wavelength converting/space switching cross-point device", *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol.10 (1998) , No.2, pp. 224-226.
- 10 - J. Leuthold *et. al.*, "Novel 3R regenerator based on semiconductor optical amplifier delayed-interference configuration", *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol.13 (2001), No.8, pg. 860-862.
- 11 - K. Tajima, S. Nakamura e Y. Ueno, "Ultrahigh-speed optical signal processing with symmetric-Mach-Zehnder-type all-optical switches", *IEEE Leos Newsl.*, Vol.16 (2002), No.4, pg. 43-45.
- 12 - J.H. Kim *et. al.*, "All-optical XOR gate using cascaded semiconductor optical amplifiers without additional input beam", *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol.14 (2002), No.10, pg. 1436-1438.
- 13 - Y. Kim *et. al.*, "All-optical flip-flop based on optical bistability in an integrated SOA/DFB-SOA", *OFC'2002*, TuF5, pg. 30.
- 14 - T. E. Darcie , R. M. Jopson e A. A. M. Saleh - "Compensation of Nonlinearity in Semiconductor Optical Amplifiers" - *Electronics Letters*, Vol.24 (1988), No. 24, pg. 950-952.
- 15 - K. Inoue e M. Yoshino - "Gain dynamics of a saturated semiconductor laser amplifier with 1,47 μ m LD pumping", *IEEE Photonics Lett.*, Vol.8 (1996), No. 4, pg. 506-508.
- 16 - K. Stubkjaer, "Semiconductor optical amplifier-based all-optical gates for high-speed optical processing," *IEEE J. Selected Top.Quantum Electr.*, Vol.6 (2000), No. 6, pp. 1428-1435.
- 17 - Y. Shibata e Y. Tohmori, "Semiconductor integrated devices for photonic routers", *Conf. Proc. IEEE-LEOS 2002*, ME3, pg. 43-44.
- 18 - Y. Uenishi *et. al.*, "Free-space optical cross connect switch based on a 3D MEMS mirror array", *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, MG3, pg.59-60.
- 19 - T. Shibata, "High performance optical switches integrated with silica-based planar lightwave circuits on Si", *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, ThM1, pg. 730-731.
- 20 - T. Yoshimura *et. al.*, "Assessed performance of 3-D dimensional micro optical switching system (3D-MOSS) with waveguide-prism-deflector", *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, MG2, pg. 57-58.
- 21 - M. G. Lee *et. al.*, "High speed optical switch with prism deflector array", *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, ThM3, pg.734-735.

- 22 - A. McCarthy *et. al.*, "An optoelectronic crosspoint switch: the devices and a polymer-based integratin platform", *Conf. Proc. of IEEE/LEOS Annual Meeting 2002*, MG1, pg.55-56.
- 23 - S. M. Sze - *Physics of semiconductor devices*, Jonh Wiley & Sons, 2ª ed.,1981.
- 24 - J. P. Loehrb, *Physics of Strained Quantum Well Lasers*, Kluwer Acad. Publ., Massachusetts, 1998.
- 25 - E. Tournié *et.al.*, Long wavelenght GaInNAs/GaAs quantum-well heterostructures grown by solid-source molecular-beam epitaxi, *Applied Physics Letters*, Vol.77 (2000), No.14, pg. 2189-2191.
- 26 - J. Piprek, P. Abraham e J. E. Bowers, "Cavity length effects on internal loss and quantum efficiency of multiquantum-well lasers", *IEEE J. Select. Top. Quantum Electr.*, Vol.5 (1999), No.3, pg. 643-647.
- 27 - F. Capasso *et.al.*, "High-performance superlattice quantum cascade lasers", *IEEE J. of Selec. Top. in Quantum Electr.*, Vol.5 (1999), No.3, pg.792-807.
- 28 - P. Harrison, R. W. Kelsall, K. Donovam e P. Kinsler, "Solid-state Terahertz sources using quantum-well intersubband transitions", *IEEE Trans. Microw. Th. & Technq.*, Vol.48 (2000), No.4, pg. 645-652.
- 29 - M. C. Wang *et.al.*, "Measurements of nonradiative Auger and radiative recombination rates in strained-layer quantum-well systems", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.62 (1993), No.2, pg. 166-168.
- 30 - H. Yoon *et.al.*, "A "cold" InP-based tunneling injection laser with greatly reduced Auger recombination" *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol.7 (1995), pg. 974-976.
- 31 - I. Maio, "Gain saturation in traveling-wave ridge-waveguide semiconductor amplifiers", *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol.3 (1991), No.7, pg. 629-631.
- 32 - P. Brosson, "Analytical model of semiconductor optical amplifier", *J. Lightw. Techn.*, Vol.12 (1994), No.1, pg.49-54.
- 33 - S. Balsamo, F. Sartori e I. Montrosset, "Dynamics beam propagation method for flared semiconductor power amplifiers"- *IEEE J. of Selec. Top. in Quantum Electr.*, Vol.2 (1996), No.2, pg. 378-384.
- 34 - J. Mørk, A. Mecozzi e G. Eisenstein, "The modulation response of a semiconductor laser amplifier", *IEEE J. of Selec. Top. in Quantum Electr.*, Vol.5 (1999), No.3, pg. 851-860.
- 35 - J.L. Pleumeekers *et.al.*, "Longitudinal spatial hole burning and associated nonlinear gain in gain-clamped semiconductor optical amplifiers", *IEEE J. of. Quantum Electr.*, Vol.34 (1998), No.5, pg. 879-886.
- 36 - U. Y. Won e S.K. Han, "Amplified spontaneous emission noises in semiconductor optical amplifier wavelength converters using cross-phase modulation", *Micr. Opt. Techn. Lett.*, Vol.25(2000), No.1, pg.76-81.
- 37 - T. Durhuus *et.al.*, "Detailed dynamic model for semiconductor optical amplifier and their crosstalk and intermodulation distortion"- *J. of Ligthw. Techn.*, Vol.10 (1992),pg. 1056-1065.
- 38 - T. Durhuus *et.al.*, "All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifier" - *J. Lightwave Tech.*, Vol.14 (1996), No.6, pg. 942-954.

- 39 - S. Selberherr, *Analyses and simulation of semiconductor devices*, Ed. Springer-Verlag, Nova York.
- 40 - M. Grupen e K. Hess, "Severe gain suppression due to dynamic carrier heating in quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, Vol.70 (1997), No.7, pg.808-810.
- 41 - G. C. Dente e M. L. Titon, "Modeling multiple-longitudinal-mode dynamics in semiconductor lasers", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.34 (1998), No.2, pg.822-835.
- 42 - J. Piprek, P. Abraham e J. E. Bowers, "Cavity length effects on internal loss and quantum efficiency of multi-quantum-well lasers", *IEEE J. of Select. Top. Quantum Electronics*, Vol.5 (1999), No.3, pg. 643-647.
- 43 - C.-Y. Tsai *et.al.*, "Theoretical modeling of the small-signal modulation response of carrier and lattice temperatures with the dynamics of nonequilibrium optical phonons in semiconductor lasers", *IEEE J. of Select. Top. in Quantum Electr.*, Vol.5 (1999), No.3, pg.596-605.
- 44 - G.-L. Tan *et.al.*, "A two-dimensional nonisothermal finite element simulation of laser diodes", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.29 (1993), No.3, pg.822-835.
- 45 - R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera e W. Powazinik, "Frequency response of 1.3 μm InGaAsP high speed semiconductor lasers", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.QE-23 (1987), No.9, pg. 1410-1418.
- 46 - G. Eisenstein *et.al.*, "Ultrafast gain dynamics in 1.5 μm multiple quantum well optical amplifiers", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.58 (1991), No.2, pg.158-161.
- 47 - C. Tsai *et.al.*, "A small-signal analysis of the modulation response of high-speed quantum well lasers: effects of (...)", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.33(1997), No.11, pg. 2084-2096.
- 48 - R. Nagarajan *et.al.*, "High speed quantum-well lasers and carrier transport effects", *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol.28 (1992), No.10, pg.1990-2008.
- 49 - T. Keating *et.al.*, "Temperature dependence of electrical and optical modulation responses of quantum-well lasers", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.35 (1999), No.10, pg. 1526-1534.
- 50 - R. Nagarajan *et.al.*, "Transport limits in high-speed quantum-well lasers: experiment and theory", *IEEE Photonics Techn. Letters*, Vol.4 (1992), No.2, pg.121-123.
- 51 - H. J. Polland *et.al.*, "Trapping of carriers in single quantum wells with different configuration of the confinement layers", *Physical Rev. B*, Vol.38 (1998), pg. 7635-7648.
- 52 - S. Morin *et.al.*, "Capture of photexcited carriers in a single quantum well with different confinement structures", *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol. 27 (1991), pg. 1669-1675.
- 53 - S. Weiss *et.al.*, "Carrier capture times in multiple quantum well optical amplifiers", *Applied Physics Letters*, Vol.60 (1992), No.1, pg. 9-11.
- 54 - G. Rossi, R. Paoletti e M. Meliga, "SPICE simulation for analysis and design of fast 1.55 μm MQW laser diodes", *J. of Lightwave Techn.*, Vol.16 (1998), No.8, pg. 1509-1516.

- 55 - R. Paiella *et.al.*, "Measurements of the interwell carrier transport life-time in multiquantum-well optical amplifiers by polarization-resolved four-wave mixing", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.69(1996), No.27, pg.4142-4144.
- 56 - F. Capasso, K. Mohammed e A. Y. Cho , "Sequential resonant tunneling through a multiquantum well superlattice", *Applied Physics Letters*, Vol.48 (1986), No.7, pg.478-480.
- 57 - M. J. Adams, D. A. O. Davies, M. C. Tatham, M. A. Fisher, "Nonlinearities in semiconductor optical amplifiers", *Optical and Quantum Electronics*, Vol.27 (1995), pg. 1-13.
- 58 - M. Eiselt, W. Pieper e H. G. Weber, "SLALOM: semiconductor laser amplifier in a loop mirror", *J. Lightwave Tech.*, Vol.13 (1995), No.10, pg. 2099-2112.
- 59 - R. J. Manning, A. D. Ellis, A. J. Poustie e K. J. Blew, "Semiconductor laser amplifier for ultrafast all-optical signal processing", *J. Optical Society of America B*, Vol.14 (1997), No.11, pg. 3204-3216.
- 60 - T. Durhus, B. Mikkelsen, C. Joergensen, S. L. Danielsen e K. E. Stubkjaer, "All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifier", *J. Lightwave Tech.*, Vol.14 (1996), No.6, pg. 942-954.
- 61 - G. P. Agrawal e N. A. Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of pulses in semiconductor laser amplifiers", *IEEE J. Quantum Electr.*, Vol.25 (1989), No.11, pg. 2297-2306.
- 62 - E. Conforti *et.al.*, "Carrier reuse with gain compression and feed-forward semiconductor optical amplifiers", *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, Vol.50 (2002), No.1, pg. 77 –81.
- 63 - E. Conforti *et.al.*, "Extinction ratio improvement on pseudo-random signals using feed-forward current injection in a semiconductor optical amplifier", *IX SBMO*, João Pessoa-PB (2000), pg. 263-265.
- 64 - E. Conforti *et.al.* "Optical regeneration using feed-forward semiconductor optical amplifier with chirp controlled filtering", *Microwave and Optical Techn. Lett.*, Vol.30 (2001), No.6, pp. 438-442.
- 65 - K. Inoue, "Optical filtering technique to suppress waveform distortion induced in gain-saturated semiconductor amplifier" – *Electr. Lett.*, Vol.33 (1997), No.10, pg. 885-886.
- 66 - T. Watanabe *et.al.*, "Waveform shaping of chirp-controlled signal semiconductor optical amplifier using Mach-Zehnder frequency discriminator", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol.10 (1998), No.10, pg. 1422-1424.
- 67 - D. Mahgerefteh *et.al.*, "Technique for suppression of pattern dependence in Semiconductor-Optical-Amplifier wavelength converter", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol.9 (1997), No.12, pg. 1583-1588.
- 68 - C. M. Gallep e E. Conforti – "Simulação da performance de chaves eletro-ópticas utilizando amplificadores ópticos a semicondutor", *XVIII SBrT*, Gramado-RS, setembro de 2000.
- 69 - E. Conforti, C. M. Gallep e A. C. Bordonalli, "Improving the semiconductor optical amplifier switching speed using a pre-impulse-step injected current", *XVIII SBrT*, Gramado-RS, setembro de 2000.
- 70 - Y. K. Su *et.al.* – "High-Performance 670-nm AlGaInP/GaInP Visible Strained Quantum Well Lasers" – *IEEE Trans. Electr. Devices*, Vol.45 (1998), No.4, pg. 763-767.

- 71 - H. Lee *et.al.* – “Theoretical Study of Frequency Chirping and Extinction Ratio of Wavelength-Converted Optical Signals by XGM and XPM using SOA’s” – *IEEE J. Quantum Electr.*, Vol.35 (1999), No.8, pg. 1213-1219.
- 72 - J. Hong; W. Huang; T. Makino, “On the transfer matrix method for distributed-feedback waveguide devices”, *J. Lightwave Techn.* Vol.10 (1992), No.12, pp.1860–1868.
- 73 - O.A. Lavrova; D.J. Blumenthal, “Detailed transfer matrix method-based dynamic model for multisection widely tunable GCSR lasers”, *J. Lightwave Techn.*, Vol.18 (2000), No.9, pg. 1274 –1283.
- 74 - C.-Y.J. Chu, H.Ghafouri-Shiraz, “Equivalent circuit theory of spontaneous emission power in semiconductor laser optical amplifiers”, *J. Lightwave Techn.*, Vol.12 (1994), No.5, pg.760-767.
- 75 - R.G.-Castrejón *et.al.*, “Modeling and measurement of longitudinal gain dynamics in saturated semiconductor optical amplifiers of different length”, *IEEE J. Quant. Electr.*, Vol.36, No.12, pg.1476-1484.
- 76 - J. Yu e P. Jeppensen, "Improvement of cascaded semiconductor optical amplifier gates by using holding light injection", *IEEE J. Lightwave Tech.*, Vol.19 (2001), No.5, pp.614-623.
- 77 - G. P. Agrawal e N. K. Dutta, “Semiconductor Lasers”, *Van Nostrand Reinhold* - 1993.
- 78 - A. Reale *et. al.*, “Study of gain compression mechanisms in multiple-quantum-well In1-xGaAs semiconductor optical amplifiers”, *IEEE J. of Quantum Electr.*, Vol.35 (1999), N° 11, pg. 1697-1703.
- 79 - P. Weetman, M.S. Wartak e P. Rusek, “Comparison of classical and tunneling injection schemes in quantum-well lasers”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol.10 (1998), No.5, pg.648-650.
- 80 - *Numerical recipes in C : the art of scientific computing*, William H. Press, Cambridge Univ., 1989.
- 81 - C.M. Gallep, R.P. Vivacqua, A.L.R. Cavalcante e E. Conforti, “Calibration of semiconductor optical amplifier simulator for switching action prediction” submetido ao IMOC, *Internacional Microwave and Optoelectronics Conf.* (SBMO-MTT IEEE), a ocorrer em setembro, em Fóz do Iguaçu, Paraná.
- 82 - C. Y. J. Chu e H. Ghafouri-Shiraz, “A simple method to determine carrier recombinations in a semiconductor laser optical amplifier”, *IEEE Photon. Techn. Letters*, Vol.5 (1993), No. 10, pg.1182-1184.
- 83 - R.P.D. Vivacqua, "Metodologia para Extração de Parâmetros Experimentais em Amplificadores Ópticos a Semicondutor", dissertação de mestrado (em finalização), DMO – FEEC - Unicamp.
- 84 - H. Ghafouri-Shiraz - "*Fundamentals of laser diode amplifiers*" - 1996, John Wiley & Sons, NY.
- 85 - C.M. Gallep, E. Conforti, “Switching characteristics of tunneling injection and diffusion injection single quantum-well semiconductor optical amplifiers”, *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, SBrT 2001, Fortaleza/CE.
- 86 - D. Van Thourhout *et al.*, “Novel geometry for an integrated channel selector”, - *IEEE Selec. Top. Quantum Electr.*, Vol. 8 (2003), No.6, pg. 1211 –1214.