

PC-LASER: Um Software para Simulação de Lasers Semicondutores

電話: 010-63096000
總機: 010-63096001

A meus pais.

Agradecimentos

Ao Prof. Edson Moschim pela sua orientação, paciência e convivência agradável durante todo este tempo;

Ao CNPq pela bolsa de estudos, indispensável para o desenvolvimento deste trabalho;

Finalmente, a todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

Sumário

Devido ao baixo custo e o alto desempenho dos microcomputadores disponíveis hoje no mercado, a simulação em microcomputadores desempenha um papel cada vez mais importante na análise e projeto de componentes e sistemas. Nos últimos anos, um número cada vez maior de programas para simulação de sistemas de comunicação por fibras ópticas foram desenvolvidos e estão sendo utilizados para projetar estes sistemas. Um componente de fundamental importância no projeto destes sistemas de comunicação é a fonte óptica. Este trabalho apresenta o software PC-LASER, um programa desenvolvido para a simulação de alguns tipos de fontes ópticas, especificamente diodos laser de semicondutor, atualmente utilizados em sistemas ópticos de telecomunicação. Também são apresentados uma breve descrição dos fundamentos básicos dos lasers de semicondutor e os modelos matemáticos utilizados no desenvolvimento do programa. No final serão apresentados alguns exemplos, para verificar a validade dos modelos utilizados.

Abstract

Today, the technology of PC-computer offers low cost and high performance machine that is possible to use it to simulate components and communication systems. The purpose of this work is to present the development of a specific computer environment to simulate and to analyse semiconductor laser diodes for applications in optical fiber telecommunication systems. In this work we present the basic fundamentals of these devices, their implemented mathematical models and the general organization and structure of the simulation software called PC-LASER. Finally we provide some examples of simulation to verify and testing the power of the models proposed.

Conteúdo

Introdução Geral	1
1 Características básicas do laser	4
1.1 Introdução	4
1.2 Heteroestrutura dupla	5
1.3 Principais mecanismos de recombinação	7
1.3.1 Tempo de vida dos portadores	8
1.4 Ganho	8
1.5 Laser Fabry-Perot	10
1.5.1 Condições de oscilação	11
1.5.2 Separação entre modos adjacentes	12
1.6 Características dinâmicas de operação do laser	13
1.6.1 Equações de continuidade	14
1.6.2 Equação de taxa para os elétrons	15
1.6.3 Equação de taxa para os fótons	15
1.6.4 Equação de taxa para a fase	18
1.7 Potência óptica emitida	18
1.8 Chirp em frequência	19
1.9 Espectro do laser	20
1.10 Lasers monomodo	21
2 Modelamento dos lasers	24
2.1 Introdução	24
2.2 Gerador de sinal	24
2.2.1 Digital	24
2.2.2 Analógico	25
2.2.3 Externo	25
2.3 Filtro	25
2.4 Laser DFB	26
2.5 Cavidade Externa	27
3 Estrutura do simulador PC-LASER	31
3.1 Introdução	31
3.2 Processo de simulação	31
3.3 Janelas do PC-LASER	32
3.3.1 Janela principal	33

3.3.2	Janela “Block Diagram”	34
3.3.3	Janela “Parameters”	38
3.3.4	Janela “Results”	40
3.3.5	Janela gráfica	40
4	Aplicações do PC-LASER	44
4.1	Introdução	44
4.2	Avaliação do comportamento de um laser DFB numa transmissão digital . .	44
4.2.1	Definição das características básicas do sinal óptico	45
4.2.2	Resultados obtidos	45
4.3	Comparação do chirp do laser DFB e do laser de cavidade externa	52
4.4	Comportamento de um laser DFB sob modulação analógica	55
4.5	Conclusões	57
	Conclusão Geral	59

Introdução Geral

Em sistemas de comunicação por fibra óptica do tipo modulação por intensidade, a portadora óptica é modulada diretamente por injeção de corrente na região ativa de um laser de semicondutor. Especialmente em altas frequências, o comportamento dinâmico desses lasers, responsáveis pela geração dos sinais ópticos, é de importância fundamental. Experimentos com estes sistemas de comunicação tem verificado que os lasers de semicondutor causam sérias penalidades em aplicações de longas distâncias e altas frequências, como por exemplo o deslocamento em frequência observado em lasers monomodo mais conhecido como *chirping* [1]. Recentes trabalhos analíticos e experimentais [2]-[5] tem tornado possível um entendimento considerável de quais aspectos deste problema são inerentes à modulação direta dos lasers de semicondutor e quais são dependentes da estrutura e desta forma sujeitos a modificações durante o projeto. Portanto, a avaliação de desempenho e posterior análise dos resultados é a questão central no projeto de sistemas de comunicação. Infelizmente, exceto para alguns casos idealizados e frequentemente supersimplificados, é extremamente difícil avaliar o desempenho de sistemas complexos usando somente técnicas analíticas. Técnicas auxiliadas por computador fornecem um complemento útil e efetivo na avaliação do desempenho de sistemas de comunicação.

As técnicas auxiliadas por computador para análise e projeto de sistemas são divididas em duas categorias: aquelas baseadas em *fórmulas* onde o computador é utilizado para calcular fórmulas complexas, desta forma livrando o usuário do trabalho repetitivo de substituir números nas fórmulas; e aquelas baseadas em *simulação* onde o computador é utilizado para simular as formas de onda da voltagem e da corrente ou o sinal que flui através do sistema. Este segundo enfoque, o qual envolve a simulação a nível de forma de onda como ferramenta principal de análise, é objeto deste trabalho. Este enfoque é mais flexível e pode ser usado para modelar e analisar sistemas complexos com qualquer nível de detalhe desejado.

Este trabalho tem por objetivo fornecer uma ferramenta prática e confiável para análise de alguns tipos de lasers de semicondutor, atualmente utilizados em sistemas ópticos de telecomunicação, utilizando técnicas baseadas em simulação. Os modelos matemáticos utilizados para simular o comportamento dinâmico dos lasers de semicondutor são baseados nas equações de taxa. Para integrar numericamente as equações de taxa do laser foi utilizado o algoritmo de Runge-Kutta com passo adaptativo. Uma vez escolhido o tipo de laser que se deseja analisar, a simulação consiste dos seguintes passos: gerar amostras do sinal que se deseja transmitir, de acordo com os parâmetros fornecidos pelo usuário; utilizar estas amostras como entrada para as equações de taxa e resolvê-las; analisar as amostras do sinal obtido na saída do laser e obter curvas de desempenho.

Em linhas gerais, este trabalho é organizado como se segue. No capítulo 1 é apresentada a teoria básica dos lasers de semicondutor. No capítulo 2 são apresentados os modelos matemáticos dos tipos de lasers cobertos por este trabalho, assim como dos sinais modulantes.

No capítulo 3 é introduzido o software PC-LASER através da apresentação de seus objetivos, estrutura e interfaces. No capítulo 4, alguns exemplos de aplicações do software na análise de desempenho de alguns lasers são apresentados. Finalmente, é feita uma conclusão geral sobre o trabalho e também são dadas algumas sugestões para trabalhos futuros.

Bibliografia

- [1] P. J. Corvini e T. L. Koch, "Computer simulation of high-bit-rate optical fiber transmission using single-frequency laser", *Journal of Lightwave Technology*, LT-5, pp. 1591-1595, 1987.
- [2] T. L. Koch e J. E. Bowers, "Nature of wavelength chirping in directly modulated semiconductor lasers", *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 1038-1039, 1984.
- [3] F. Koyama, Y. Suematsu, "Analysis of dynamic spectral width of dynamic-single-mode (DSM) lasers and related transmission bandwidth of single-mode fibers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, pp. 292-297, 1985.
- [4] T. L. Koch e J. E. Bowers, "Factors affecting wavelength chirping in directly modulated semiconductor lasers", *Conf. Lasers and Electro-Optics* (Baltimore, MD), 1985, pap. WB2.
- [5] T. L. Koch e R. A. Linke, "Effect of nonlinear gain reduction on semiconductor laser wavelength chirping", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, pp. 613-615, 1986.

Capítulo 1

Características básicas do laser

1.1 Introdução

Um diodo laser de semiconductor nada mais é que uma junção *pn* combinada com uma cavidade óptica ressonante. A junção *pn* forma um diodo, o qual é operado com polarização direta. Os portadores injetados se recombinam na junção *pn* emitindo fótons. Se a densidade de portadores na junção *pn* ultrapassa um certo valor (denominado limiar), a luz gerada será amplificada e finalmente dará a emissão no laser.

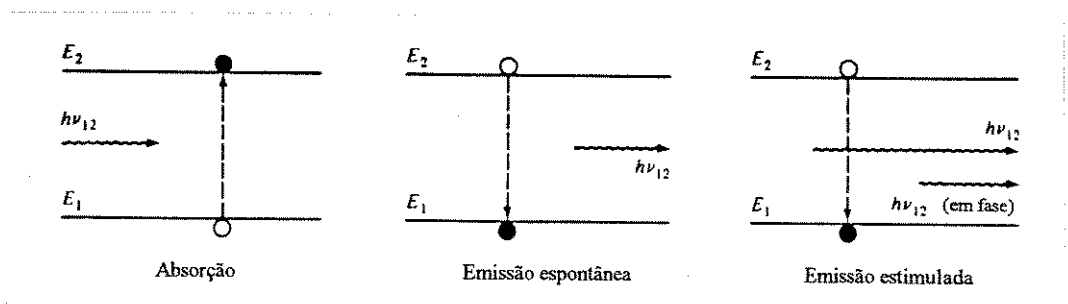


Figura 1.1: Os três tipos de transição envolvidas no funcionamento de um laser.

O funcionamento de um laser é o resultado de três tipos de processos: absorção, emissão espontânea e emissão estimulada. Estes três processos são representados pelo diagrama simplificado da Fig. 1.1, onde E_1 é a energia do estado inicial e E_2 a energia do estado excitado. De acordo com a lei de Planck, uma transição entre estes dois estados envolveria a absorção ou emissão de um fóton de energia $h\nu_{12} = E_2 - E_1$. Quando um fóton de energia $h\nu_{12}$ incide no sistema, um elétron no estado E_1 pode absorver a energia do fóton e ser excitado para o estado E_2 (Fig 1.1a). Desde que este é um estado instável, o elétron rapidamente retornará para o estado inicial emitindo um fóton de energia $h\nu_{12}$ (Fig. 1.1b). Isto ocorre sem qualquer influência externa e é chamado *emissão espontânea*. Estas emissões são isotrópicas e de fase aleatória. O elétron pode também ser induzido a fazer uma transição do estado excitado para o estado inicial por uma estimulação externa. Se um fóton de energia $h\nu_{12}$ incide no sistema enquanto o elétron ainda está no seu estado excitado, o elétron é imediatamente estimulado a voltar para o estado inicial e emitir um fóton de energia $h\nu_{12}$ (Fig. 1.1c). Este fóton emitido está em fase com o fóton incidente e a emissão resultante é conhecida como *emissão estimulada*.

Em equilíbrio térmico, a densidade de elétrons excitados é muito pequena. A maioria dos fótons incidentes no sistema serão absorvidos, tal que a emissão estimulada é praticamente desprezível. A emissão estimulada somente ultrapassará a absorção quando a população de elétron em estados excitados for maior que a população de elétron em estados iniciais. Esta condição é conhecida como *inversão de população*. Como esta não é a condição de equilíbrio, a inversão de população é obtida por várias técnicas de “bombeamento”. Em um diodo laser de semicondutor, podemos obtê-la através da injeção de elétrons no material através de uma junção *pn* polarizada diretamente, a fim de preencher os estados de mais baixa energia da banda de condução. Estes lasers são conhecidos como *lasers de injeção de corrente*. Lasers de injeção são frequentemente construídos usando compostos semicondutores ternários como $Ga_{1-x}Al_xAs$ em substrato de GaAs para emissão na região de 0,7 a 0,85 μm ou compostos semicondutores quaternários como $In_xGa_{1-y}As_yP_{1-x}$ em substrato de GaAs ou InP para emissão na região de 1,3 a 1,55 μm .

As heterojunções tem sido de importância vital na ordem de confinar os elétrons e lacunas em regiões bem definidas, a fim de obtermos forte recombinação estimulada. Outra característica importante dos lasers são as faces refletivas nas extremidades do cristal. Essas faces formam uma cavidade óptica ressonante (oscilador de Fabry-Perot) a qual, aumenta a intensidade óptica dentro do laser para uma dada potência de saída, seleciona a emissão estimulada em, principalmente, uma única direção e seleciona os modos ópticos que satisfazem a condição de oscilação..

Normalmente, há também, um guia de onda construído no dispositivo para manter a intensidade de fótons alta e próxima a região de recombinação dos elétrons e lacunas. Um dos mecanismos de guiamento de onda é coincidentemente dado pela mesma heterojunção a qual ajuda a confinar os elétrons e lacunas na região de recombinação. Este mecanismo de confinamento dos fótons, elétrons e lacunas, usando a mesma tecnologia, tem sido a principal característica pelo sucesso dos lasers de injeção em operar continuamente à temperatura ambiente. O uso de compostos semicondutores quaternários do tipo $In_xGa_{1-y}As_yP_{1-x}$ tem estendido este mecanismo, permitindo variar a largura de banda pela escolha na composição de materiais. Os comprimentos de ondas obtidos variam de 1,3 a 1,6 μm , sendo portanto de muito valor para telecomunicações usando fibra óptica.

1.2 Heteroestrutura dupla

A densidade de portadores necessária para a operação do laser é um pouco alta. A fim de atingir altas densidades de portadores à baixas correntes é necessário confinar os portadores que participam do processo de recombinação, em volumes tão pequenos quanto possível.

O confinamento dos portadores perpendicularmente as camadas da estrutura pode ser feito muito efetivamente através do uso de uma heterojunção dupla. Aqui, a região na qual os portadores se recombina (região ativa), é embutida entre heterocamadas tendo uma largura de banda maior, como esquematizado na Fig. 1.2. A junção *pn* ocorre exatamente na região ativa com largura de banda menor. Devido à heteroestrutura dupla, a recombinação de portadores é possível somente na região ativa. Isto pode ser visto no diagrama de bandas de energia mostrado na Fig. 1.3, para um diodo laser polarizado diretamente.

A injeção de corrente produz uma injeção de elétrons da camada tipo *n* e uma injeção de lacunas da camada tipo *p* na região ativa. Na junção com as camadas, o degrau de energia

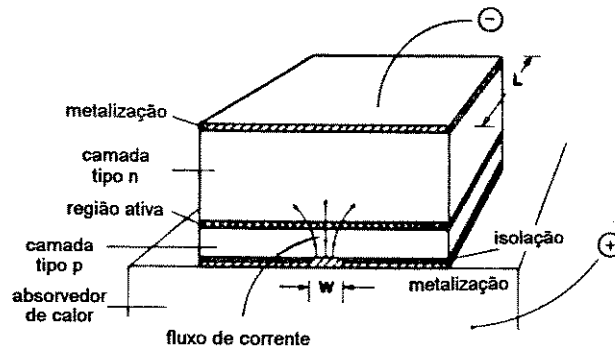


Figura 1.2: Estrutura básica de um laser de heteroestrutura dupla.

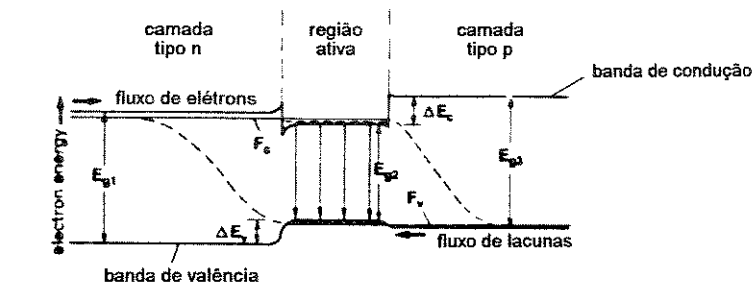


Figura 1.3: Diagrama de bandas de um diodo laser de heteroestrutura dupla sob polarização direta.

ΔE_c evita que os elétrons passem para a camada tipo p e ΔE_v evita que os lacunas passem para a camada tipo n . Os portadores injetados podem se recombinar somente na região ativa, desde que lá os elétrons da banda de condução encontram estados sem elétrons (lacunas) da banda de valência. Embora alguns diodos laser para altas potências e operação pulsada tem sido construídos como homoestruturas ou heteroestruturas simples, os diodos laser de última geração são contruídos como heteroestruturas duplas. Lasers de heteroestrutura dupla são necessários para operação contínua à temperatura ambiente e podem produzir potências ópticas contínuas de até vários Watts.

1.3 Principais mecanismos de recombinação

Os portadores podem recombinar na região ativa através de vários mecanismos: recombinação não-radiativa, recombinação espontânea ou bimolecular e processos de Auger. Em adição a esses mecanismos soma-se também a recombinação estimulada que surge quando a injeção de corrente atinge um determinado nível, o qual chamamos de *limiar*. Acima deste nível diz-se que o laser está “leisando”.

O processo de recombinação não-radiativa é resultado de uma transição envolvendo átomos de impurezas. Quando se introduz átomos de impurezas na rede cristalina, criam-se níveis de energia dentro da zona proibida, próximos à borda da banda de condução ou de valência, capazes de provocar maior condutividade. Existem, porém, átomos de impurezas que não influenciam tanto a condutividade, mas influenciam os processos de geração e recombinação de pares, sendo por isso chamados de centros de recombinação. Tais átomos apresentam níveis de energia próximos ao centro da zona proibida. O modelo de Shockley-Read-Hall descreve esse fenômeno através da seguinte equação [1]:

$$R_{nr} = A p n / (p + n) \quad (1.1)$$

onde A é o coeficiente de recombinação não-radiativa.

A taxa de recombinação espontânea, como foi visto na seção 1.2, é proporcional ao produto do número de estados eletrônicos ocupados na banda de condução ($\sim n$) e o número de estados eletrônicos vazios na banda de valência ($\sim p$), ou seja,

$$R_{sp} = B n p \quad (1.2)$$

onde B é o coeficiente de recombinação espontânea. Para materiais não-dopados, temos que $n = p$ e a taxa de emissão espontânea é aproximadamente proporcional a n^2 , a qual é frequentemente designada como recombinação bimolecular.

Por último, o processo de Auger envolve o espalhamento de portadores entre diferentes bandas de energia [2][1]. A taxa de recombinação de Auger pode ser escrita como

$$R_{Auger} = C n p^2 \quad (1.3)$$

onde o coeficiente de recombinação Auger C é da ordem de 1 a $3 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ para InGaAsP levemente dopado. Para dopagem baixa, nós temos novamente $n = p$ e a recombinação de Auger é proporcional a n^3 .

Cada um dos três processos mencionados acima dá lugar a um termo de recombinação e, portanto, a taxa total de recombinação pode ser escrita como:

$$R_{total} = R_{nr} + R_{sp} + R_{Auger} \quad (1.4)$$

1.3.1 Tempo de vida dos portadores

Podemos associar uma constante de tempo τ_e (isto é, um tempo de vida dos portadores) a taxa de recombinação R , assumindo que um excesso de portadores $\delta n = n - n_0$, onde n_0 é a densidade de portadores de equilíbrio, leva um tempo τ_e para se recombinar, logo

$$R = \delta n / \tau_e \quad (1.5)$$

Desta definição podemos tirar que

$$1/\tau_e = \partial R / \partial n \quad (1.6)$$

Utilizando (1.4) obtemos, para semicondutores levemente dopados ($n = p$):

$$1/\tau_e = A/2 + 2Bn + 3Cn^2 \quad (1.7)$$

dando tempos de vida dos elétrons de uns poucos nanosegundos para densidades de portadores de uns poucos 10^{18}cm^{-3} , como requerida para operação. Para modulação em altas taxas, o tempo de vida dos portadores deveria ser baixo, o que pode ser obtido por forte dopagem da região ativa. Para um nível p_0 de dopagem tipo p , por exemplo, temos $p = n + p_0$, dando

$$1/\tau_e = A(2n^2 + 2np_0 + p_0^2)/(4n^2 + 4np_0 + p_0^2) + B(2n + p_0) + C(3n^2 + p_0(4n + p_0)) \quad (1.8)$$

Podemos notar que um tempo de vida consideravelmente menor pode ser obtido. Entretanto, desde que a recombinação de Auger aumenta dramaticamente com a dopagem p , também obtemos uma baixa eficiência e uma alta corrente limiar para a operação do laser.

Tempos de vida consideravelmente menores que os discutidos acima podem ser obtidos com dispositivos de poços quânticos. Lasers de poços quânticos são também baseados em heteroestruturas; entretanto, a espessura da camada ativa é da ordem de somente uns poucos nanômetros, comparada com as várias centenas de nanômetros dos lasers de heteroestrutura dupla comuns.

Para uma discussão mais detalhada de medidas dos tempos de vida dos portadores (radiativa e não-radiativa) o leitor deve consultar a Ref. [3].

1.4 Ganho

A presença de portadores na região ativa muda as propriedades ópticas do material, e para densidades de portadores suficientemente altas, é possível se obter ganho. O ganho ocorre devido a uma inversão de população criada pela injeção de elétrons e lacunas na região ativa. Há um grande número de elétrons na banda de condução e um grande número de lacunas na banda de valência.

É possível calcular o ganho usando a teoria de estado sólido. Para mais detalhes o leitor poderia consultar a Ref. [4], a qual contém detalhes substanciais. Aqui nós somente

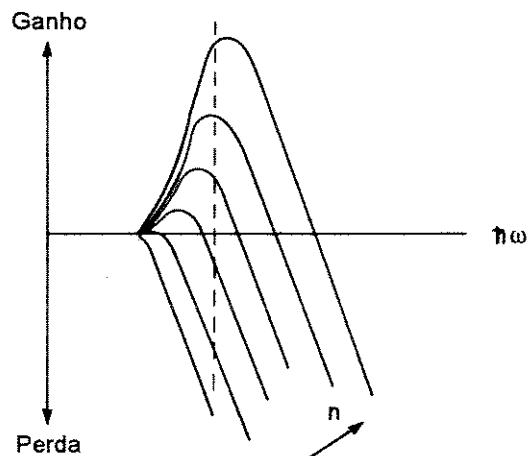


Figura 1.4: Esquema da curva de ganho como função da energia do fóton em um laser de semiconductor.

estamos interessados em algumas características gerais do ganho. A Fig. 1.4 ilustra esquematicamente o ganho como função da energia do fóton para vários valores de densidade de portadores.

Um material semiconductor é transparente para fótons de baixa energia, mas tão logo a energia dos fótons excede a largura da banda há uma absorção muito alta (ou ganho negativo). Quando a densidade de portadores aumenta, aparece uma faixa de valores de energia dos fótons com ganho positivo. Disto concluímos que existe ganho positivo se a energia dos fótons é maior que a largura da banda da região ativa mas menor que a separação entre os níveis de Fermi.

Há algumas propriedades importantes do ganho que são específicas de lasers de semiconductor. A primeira é que os valores do ganho são extremamente altos, na faixa de centenas de cm^{-1} , o qual é ordens de magnitude maior que em qualquer outro tipo de laser. Isto é porque lasers de semiconductor podem ser feitos pequenos, tipicamente muito menores que 1 mm. A segunda característica notável é que sua curva de ganho é extremamente ampla, na faixa de dezenas de nm. A razão para isto é que a transição óptica ocorre entre um par de bandas de energia, em vez de entre estados bem definidos. Há mais um fato interessante. Se nós olharmos para o ganho para uma determinada energia do fóton, podemos ver que o ganho aumenta com a densidade de portadores, e uma aproximação muito útil é que ele aumenta linearmente [5]:

$$g_{st} = a(n - n_0) \quad (1.9)$$

Esta aproximação será usada extensivamente. Neste ponto deveria ser notado que a aproximação do ganho linear é inválida para os tão conhecidos lasers de poço quântico. Também, efeitos tais como *spectral hole burning*, o qual dá origem a ganho dependente da potência, são ignorados.

A região ativa desempenha outro papel importante – ela confina os fótons. Isto ocorre porque o índice de refração da região ativa é maior que o índice de refração das regiões passivas. A região ativa portanto age como um guia de onda para os fótons gerados (Fig. 1.5).

Neste caso, a intensidade óptica (fótons) não fica somente confinada na região ativa,

mas se distribui nas regiões passivas também. Nós descreveremos isto através do *fator de confinamento* Γ , definido como a fração da intensidade óptica total dentro da região ativa. Portanto, o ganho líquido por unidade de comprimento, assumindo que não há perdas nas camadas ativas, é dada pelo produto do fator de confinamento Γ e o ganho por unidade de comprimento na região ativa, g_{st} :

$$g = \Gamma g_{st} \quad (1.10)$$

Figura 1.5: Esquema do guiamento de onda em um laser de semiconductor, com a distribuição de intensidade óptica esboçada.

O valor de Γ depende da diferença de índices de refração, da espessura da camada ativa e do comprimento de onda, e ele pode ser calculado através da teoria de guias de onda dielétricos [6]. Uma aproximação conveniente e relativamente precisa para Γ é dada por [7]:

$$\Gamma = 2v^2 / (1 + 2v^2) \quad (1.11)$$

onde v é a frequência normalizada, a qual, além dos índices de refração, também depende da espessura da camada ativa d e do comprimento de onda λ :

$$v = (\pi d / \lambda) \sqrt{n_{act}^2 - n_{pas}^2} \quad (1.12)$$

Fatores de confinamento típicos estão na faixa de $\Gamma = 0,2$ a $0,6$.

1.5 Laser Fabry-Perot

No laser de semiconductor convencional, conhecido como laser Fabry-Perot, a oscilação da luz é obtida através da reflexão em um par de espelhos planos, rigorosamente paralelos e parcialmente refletivos, construídos através da clivagem do cristal ao longo de planos naturais de clivagem.

Comprimentos típicos de lasers são da ordem de $L \approx 100$ a $500 \mu m$ e as reflexões ocorrem somente por causa da diferença entre os índices de refração do semiconductor ($\sim 3,6$) e do ar ($\sim 1,0$) ao seu redor, dando refletividades de cerca de 30 a 40%, as quais é suficiente para a operação do laser.

1.5.1 Condições de oscilação

Nesta seção, derivaremos as condições de oscilação através do modelo estático do laser.

De acordo com a Fig. 1.6, a potência óptica será amplificada devido a emissão estimulada em ambas as direções de propagação. Em $z = 0$ e $z = L$, a potência é refletida nos espelhos com refletividades R_1 e R_2 , respectivamente.

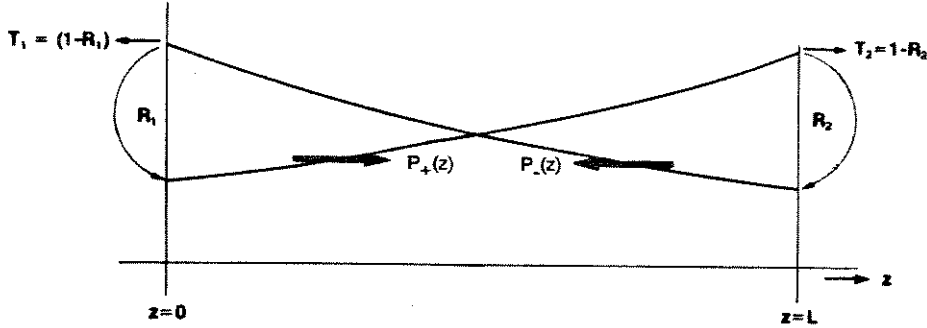


Figura 1.6: Fluxo de potência nas direções positiva e negativa de z em um laser de semicondutor com refletividades nas faces R_1 , R_2 .

A potência óptica que se propaga na direção positiva de z , é expressada como

$$P_+(z) = P_{+0} \exp(gz - \alpha_i z) \quad (1.13)$$

onde assumimos um ganho constante g devido a emissão estimulada e às perdas constantes α_i . As perdas α_i levam em conta qualquer perda óptica dentro da cavidade do laser a qual não fornece uma geração de portadores dentro da camada ativa, como por exemplo, perdas por espalhamento.

Para derivarmos as condições de oscilação do laser, a amplitude do campo em vez da potência óptica deve ser considerada. O campo elétrico viajando na direção positiva de z , por exemplo, pode ser denotado como $E_+(z)$ com $P_+ \sim |E_+|^2$, dando

$$E_+(z) = E_{+0} \exp(-j\beta z + \frac{1}{2}(g - \alpha_i)z) \quad (1.14)$$

onde β é a constante de propagação da onda. Similarmente, podemos obter a amplitude da onda viajando na direção negativa de z :

$$E_-(z) = E_{-0} \exp(-j\beta(L - z) + \frac{1}{2}(g - \alpha_i)(L - z)) \quad (1.15)$$

E_+ e E_- estão relacionados através dos coeficientes de reflexão r_1 e r_2 nas faces do laser, com $R_1 = |r_1|^2$, $R_2 = |r_2|^2$, de acordo com:

$$E_+(z = 0) = E_{+0} = r_1 E_-(z = 0) \text{ e } E_-(z = L) = E_{-0} = r_2 E_+(z = L) \quad (1.16)$$

dando a condição para oscilação estacionária do laser:

$$r_1 r_2 \exp(-2j\beta L + (g - \alpha_i)L) = 1 \quad (1.17)$$

O valor absoluto da Eq. (1.17) fornece uma condição para o ganho g limiar, enquanto a fase fornece uma condição para a constante de propagação β .

Condição de ganho

Se r_1 e r_2 são reais, $r_1 = \sqrt{R_1}$ e $r_2 = \sqrt{R_2}$, e se o ganho limiar é denotado como g_{th} , nós obtemos

$$g_{th} = \alpha_i + (1/2L)\ln(1/R_1 R_2) \quad (1.18)$$

Condição de fase

Para que haja interferência construtiva nas faces da cavidade, devemos impor que a fase seja igual a um múltiplo inteiro de 2π , ou seja,

$$2\beta L = m2\pi, m=\text{inteiro} \quad (1.19)$$

1.5.2 Separação entre modos adjacentes

A constante de propagação β depende da frequência óptica ν , tal que a Eq. (1.19) fornece as possíveis frequências de oscilação da cavidade do laser. Se nós introduzirmos um índice de refração efetivo n_{eff} para os modos do laser como sendo

$$n_{eff} = c\beta/\omega = c\beta/2\pi\nu \quad (1.20)$$

onde c é a velocidade da luz, obtemos

$$\nu = mc/(2Ln_{eff}) \quad (1.21)$$

onde m é um número inteiro. Para calcular o espaçamento em frequência $\Delta\nu$ entre modos adjacentes, devemos levar em conta a dispersão do índice de refração, tal que um índice de refração de grupo efetivo

$$\bar{n}_{eff} = n_{eff} + \nu dn_{eff}/d\nu \quad (1.22)$$

deve ser introduzido, dando

$$\Delta\nu = c/(2L\bar{n}_{eff}) \quad (1.23)$$

Desde que a velocidade de grupo da onda óptica é dada por $v_g = c/\bar{n}_{eff}$, o espaçamento entre frequências de oscilação adjacentes corresponde exatamente ao inverso do tempo necessário para dar uma volta completa ao longo da cavidade:

$$\tau_L = 2L\bar{n}_{eff}/c = 1/\Delta\nu \quad (1.24)$$

Podemos também encontrar a separação em comprimento de onda $\Delta\lambda$ entre dois modos, utilizando a relação $\Delta\nu = (c/\lambda^2)\Delta\lambda$, para obtermos

$$\Delta\lambda = \lambda^2/(2L\bar{n}_{eff}) \quad (1.25)$$

Para um laser operando em $1,55 \mu\text{m}$ com um comprimento de $300 \mu\text{m}$, o espaçamento entre modos é de aproximadamente 1 nm , ou 120 GHz . Isto é muito menos que a largura da curva de ganho.

Devido ao espaçamento entre modos em um laser de semiconductor ser pequeno quando comparado com a largura da curva de ganho, é necessário considerar mais que um modo de oscilação. Cada solução para a condição de fase é um modo possível, com o seu respectivo ganho limiar sendo dado pela condição de ganho. Em um laser sem seleção em comprimentos de ondas, a condição de ganho é independente do comprimento de onda e o ganho limiar é portanto o mesmo para cada modo.

De acordo com a seção 1.4, o ganho e também o índice de refração dependem da densidade de portadores n . É útil introduzir a densidade de portadores n_{th} no limiar, a qual é dada por

$$g(n_{th}) = g_{th} \quad (1.26)$$

O índice de refração efetivo n_{eff} depende da frequência óptica e da densidade de portadores de tal modo que a frequência ressonante n_{th} para $n = n_{th}$, de acordo com (1.21), é dada como

$$\nu_{th} = mc/(2Ln_{eff}(\nu_{th}, n_{th})) = mc/(2Ln_{eff0}) \quad (1.27)$$

onde a abreviação $n_{eff0} = n_{eff}(\nu_{th}, n_{th})$ é usada. Se a densidade de portadores difere levemente de n_{th} , n_{eff} pode ser expandido em termos de ν_{th}, n_{th} dando:

$$n_{eff} = n_{eff0} + (\partial n_{eff}/\partial \nu)(\nu - \nu_{th}) + (\partial n_{eff}/\partial n)(n - n_{th}) \quad (1.28)$$

Inserindo esta equação na Eq. (1.21) e utilizando a Eq. (1.27), obtemos

$$(\nu - \nu_{th}) = -(\nu_{th}/\bar{n}_{eff})(\partial \nu_{eff}/\partial n)(n - n_{th}) \quad (1.29)$$

Esta equação também é válida sob modulação e claramente indica a relação entre as modulações da densidade de portadores e da frequência óptica.

1.6 Características dinâmicas de operação do laser

Para analisar com exatidão uma estrutura semicondutora arbitrária, a qual é entendida como um dispositivo por si só, sob várias condições de operação, um modelo matemático tem sido desenvolvido. As equações que formam este modelo matemático são normalmente chamadas de equações básicas dos semicondutores. Elas podem ser derivadas das equações de Maxwell, juntamente com diversas relações obtidas do conhecimento da física de estado sólido sobre semicondutores e várias – algumas vezes excessivamente simples – suposições.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.30)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.31)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t \quad (1.32)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \partial \mathbf{D}/\partial t \quad (1.33)$$

$\mathbf{E}$ e $\mathbf{D}$ são o campo elétrico e o vetor deslocamento elétrico; $\mathbf{H}$ e $\mathbf{B}$ são o campo magnético e o vetor indução magnética, respectivamente. $\mathbf{J}$ denota a densidade de corrente de condução e ρ é a densidade de carga elétrica.

1.6.1 Equações de continuidade

A equação de continuidade pode ser derivada diretamente da equação de Maxwell (1.33), pela aplicação do operador divergente ($\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) = 0$),

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) = \nabla \cdot \mathbf{J} + \nabla \cdot (\partial \mathbf{D} / \partial t) = 0 \quad (1.34)$$

Trocando a ordem do divergente $\nabla \cdot$ e da derivada parcial $\partial / \partial t$ e utilizando a equação de Maxwell (1.30), obtemos

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \partial \rho / \partial t = 0 \quad (1.35)$$

Agora, dividiremos a densidade de corrente de condução $\mathbf{J}$ em uma componente $\mathbf{J}_p$ causada pelas lacunas e uma componente $\mathbf{J}_n$ causada pelos elétrons:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_p + \mathbf{J}_n \quad (1.36)$$

A densidade de cargas ρ consiste de cargas positivas devido a densidade de lacunas p , cargas negativas devido a densidade de elétrons n e cargas devido as densidades de doadores e aceitadores N_D^+ e N_A^- ,

$$\rho = e(p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (1.37)$$

onde e é o módulo da carga do elétron.

Substituindo (1.36) e (1.37) em (1.35), e supondo que as densidades dopantes N_D^+ e N_A^- são invariantes no tempo, obtemos:

$$-\nabla \cdot \mathbf{J}_p - e \partial p / \partial t = \nabla \cdot \mathbf{J}_n - e \partial n / \partial t \quad (1.38)$$

Podemos obter uma equação para a densidade de corrente de elétrons e outra para a densidade de corrente de lacunas igualando ambos os lados de (1.38) a uma quantidade, a qual definiremos como eR :

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_n - e \partial n / \partial t = eR \quad (1.39)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_p + e \partial p / \partial t = -eR \quad (1.40)$$

Evidentemente, nenhuma nova informação é obtida reescrevendo (1.38) como duas equações. Entretanto, esse passo formal nos ajuda a interpretar a equação mais facilmente. A quantidade R pode ser interpretada fisicamente como a diferença entre a taxa com que pares de portadores elétron-lacuna se recombinam e a taxa com que eles são gerados em um semiconductor. Portanto, chamaremos R de *taxa de recombinação-geração*. Claramente, predomina a geração se

$$R < 0 \quad (1.41)$$

e predomina a recombinação se

$$R > 0 \quad (1.42)$$

R tem sido cuidadosamente modelada usando conhecimentos da física de estado sólido. Se nós tivermos um modelo para R , as equações (1.39) e (1.40) podem realmente ser consideradas como duas equações. Parece conveniente notar explicitamente aqui que não há necessidade ou até evidência que R possa ser expressado como uma função dependendo somente de quantidades locais e não de quantidade globais; fenômenos de geração ou recombinação não-locais podem certamente ocorrer em dispositivos semicondutores considerando somente a derivação das equações de continuidade.

1.6.2 Equação de taxa para os elétrons

A variação temporal da concentração de elétrons injetados na região ativa é dado pela equação de continuidade (1.39). Para um modelo temporal, a corrente é assumida ser uniforme através da região ativa de tal modo que o termo $\nabla \cdot \mathbf{J}_n$ é zero. Com isso obtemos a seguinte equação diferencial:

$$dn/dt = -R \quad (1.43)$$

Normalmente, escrevemos a taxa de recombinação-geração da seguinte maneira: os elétrons são gerados pela injeção de corrente a uma taxa de I/edA e são consumidos por recombinações espontânea e não-radiativa a uma taxa de n/τ (seção 1.3) e por recombinação estimulada a uma taxa de $v_g g_{st} S$ por unidade de volume por segundo. Colocando esses termos na equação de taxa acima, obtemos

$$dn/dt = I/edA - n/\tau - v_g g_{st} S \quad (1.44)$$

onde dA é o volume da região ativa, $1/\tau = 1/\tau_{sp} + 1/\tau_{nr}$, τ_{sp} é o tempo de vida das recombinações espontâneas e τ_{nr} é o tempo de vida das recombinações não-radiativas, g_{st} é o ganho na região ativa (seção 1.4), v_g é a velocidade de grupo e S é a densidade de fótons.

1.6.3 Equação de taxa para os fótons

Para derivar a equação de taxa para os fótons, nós consideraremos novamente o modelo de amplificação da onda da Fig. 1.6. Entretanto, para levar em conta o comportamento temporal, o campo elétrico deve ser considerado com relação ao tempo em vez da frequência.

O ganho em uma volta completa é dado por

$$G_r = r_1 r_2 \exp(-2j\beta L + (g - \alpha_i)L) \quad (1.45)$$

g , α_i , $r_1 = \sqrt{R_1}$ e $r_2 = \sqrt{R_2}$ são considerados serem independentes da frequência e β é expandido em termos da frequência de oscilação $\omega_{th} = 2\pi\nu_{th}$ e da densidade de portadores n_{th} , respectivamente, similar a Eq. (1.28), dando

$$\beta = (\omega/c)n_{eff} = (\omega_{th}/c)(n_{eff0} + (\partial n_{eff}/\partial n)(n - n_{th}) + (\bar{n}_{eff}/\omega_{th})(\omega - \omega_{th})) \quad (1.46)$$

Depois de inserir (1.46) em (1.45), o ganho G_r pode ser escrito como

$$G_r = G_1 G_2 \quad (1.47)$$

com um termo independente da frequência

$$G_1 = \sqrt{R_1 R_2} \exp(|g - \alpha_i|L) \exp(-j\phi_G) \quad (1.48)$$

onde

$$\phi_G = (2\omega_{th}L/c)(\partial n_{eff}/\partial n)(n - n_{th}) \quad (1.49)$$

e um termo dependente da frequência

$$G_2 = \exp[-(2j\omega_{th}L/c)(n_{eff0} + (\bar{n}_{eff}/\omega_{th})(\omega - \omega_{th}))] \quad (1.50)$$

Desde que $\omega_{th}Ln_{eff0}/c$ é um múltiplo inteiro de π (compare a Eq. (1.27) com $\omega_{th} = 2\pi\nu_{th}$), G_2 pode ser escrito como

$$G_2 = \exp(-j\tau_L(\omega - \omega_{th})) \quad (1.51)$$

com o tempo de uma volta completa τ_L de acordo com (1.24). Fazendo $d/dt = j\omega$ teremos

$$G_2 = \exp(j\omega_{th}\tau_L) \exp(-\tau_L d/dt) \quad (1.52)$$

Para estudar o comportamento dinâmico do campo, tomaremos o campo elétrico dependente do tempo da onda viajando na direção positiva de z em $z = 0$, $E_{+0}(t)$. Desde que o campo oscilará essencialmente ao redor de $\omega \approx \omega_{th}$, é útil introduzir uma amplitude complexa $\hat{E}_{+0}$ que varia lentamente, de acordo com

$$E_{+0}(t) = \hat{E}_{+0}(t) \exp(j\omega_{th}t) \quad (1.53)$$

obtendo

$$E_{+0}(t) = G_1 G_2 E_{+0}(t) = G_1 \exp(j\omega_{th}\tau_L) \exp(-\tau_L d/dt) E_{+0}(t) \quad (1.54)$$

onde $\exp(-\tau_L d/dt)$ equivale a uma defasagem no tempo de τ_L , dando

$$\hat{E}_{+0}(t) = G_1 \hat{E}_{+0}(t - \tau_L) \quad (1.55)$$

A amplitude do campo $\hat{E}_{+0}(t)$ pode desta forma ser considerada como sendo derivada de $\hat{E}_{+0}(t - \tau_L)$ exatamente uma volta completa antes, com um ganho G_1 .

É conveniente introduzir um campo complexo normalizado $E(t)$, tal que o quadrado do valor absoluto deste campo corresponde ao número de fótons dentro da cavidade do laser

$$S(t) = |E(t)|^2 = E(t) \cdot E^*(t) \quad (1.56)$$

onde $E^*(t)$ é o complexo conjugado de $E(t)$, ou ainda

$$E(t) = \sqrt{S(t)} \exp(j\phi(t)) \quad (1.57)$$

onde a fase $\phi(t)$ deveria corresponder exatamente a fase do campo $\hat{E}_{+0}(t)$ que varia lentamente, dando, em vez de (1.55),

$$E(t) = G_1 E(t - \tau_L) \quad (1.58)$$

Na realidade, a Eq. (1.58) deveria conter também o termo de emissão espontânea, mas por enquanto será omitido. Levando em conta que $E(t)$ é um campo que varia lentamente, e por conseguinte as variações durante o tempo de uma volta completa τ_L serão pequenas, podemos fazer a seguinte aproximação:

$$E(t - \tau_L) = E(t) - \tau_L dE(t)/dt \quad (1.59)$$

e portanto

$$dE(t)/dt = (1/\tau_L)(1 - 1/G_1)E(t) \quad (1.60)$$

Para a operação do laser, o ganho G_1 é próximo a unidade, tal que a exponencial da expressão (1.48) pode ser aproximada por

$$\begin{aligned} 1/G_1 &= \exp(-\ln(\sqrt{R_1 R_2}) - (g - \alpha_i)L + j\phi_G) \\ &\approx 1 + (1/2)\ln(1/R_1 R_2) - gL + \alpha_i L + j\phi_G \end{aligned} \quad (1.61)$$

Inserindo em (1.60), obtemos

$$dE(t)/dt = (j\phi_G/\tau_L + gL/\tau_L - (\alpha_i L + (1/2)\ln(1/R_1 R_2))\tau_L)E(t) \quad (1.62)$$

De acordo com (1.24) a razão $2L/\tau_L$ corresponde a velocidade de grupo v_g . Ainda mais, combinando (1.29) e (1.49) obtemos $\phi_G/\tau_L = 2\pi(\nu - \nu_{th}) = \omega - \omega_{th}$ com ω denotando a frequência de ressonância da cavidade do laser e chegamos a

$$dE(t)/dt = (j(\omega - \omega_{th}) + (1/2)(v_g \Gamma_{st} - 1/\tau_{ph}))E(t) \quad (1.63)$$

onde utilizamos a Eq. (1.10) para o ganho g e introduzimos o tempo de vida dos fótons definido por:

$$1/\tau_{th} = (c/\bar{n}_{eff})(\alpha_i + (1/2L)\ln(1/R_1 R_2)) \quad (1.64)$$

Até agora nós consideramos somente o campo elétrico $E(t)$. Nós estamos mais interessados no comportamento do número de fótons S , o qual pode ser escrito como $S(t) = E(t)E^*(t)$. A derivada temporal de S nos dá

$$dS/dt = E(t)dE^*(t)/dt + E^*(t)dE(t)/dt = 2\text{Re}(E(t)dE^*(t)/dt) \quad (1.65)$$

Utilizando a Eq. (1.63) podemos facilmente obter:

$$dS/dt = (v_g \Gamma_{gst} - 1/\tau_{ph})S \quad (1.66)$$

Podemos interpretar esta equação da seguinte maneira: $v_g \Gamma_{gst} S$ fótons são gerados por unidade de tempo devido a recombinação estimulada, enquanto S/τ_{ph} fótons são perdidos por unidade de tempo através dos espelhos. Nós deveríamos também levar em conta a emissão espontânea, ou seja, os fótons que são gerados por unidade de tempo devido a recombinação espontânea (Eq. (1.44)), obtendo assim a equação de taxa final

$$dS/dt = (v_g \Gamma_{gst} - 1/\tau_{ph})S + \beta_{sp} \Gamma n/\tau \quad (1.67)$$

onde β_{sp} é a fração do número de fótons gerados espontaneamente por unidade de tempo que contribui para o modo do laser em oscilação. Este último termo é fundamental para o comportamento dinâmico do laser; sem esse termo e com a condição inicial de $S = 0$ em $t = 0$, o número de fótons S permaneceria zero.

1.6.4 Equação de taxa para a fase

Em adição as equações de taxa (1.44) para os elétrons e (1.67) para os fótons, podemos deduzir uma equação para a fase ϕ . Utilizando a expressão $\phi(t) = (\frac{1}{2}j)\ln(E(t)/E^*(t))$ e derivando com relação ao tempo, obtemos

$$\begin{aligned} d\phi/dt &= 1/2jS(t)(E^*(t)dE(t)/dt - E(t)dE^*(t)/dt) \\ &= 1/S(t)Im(E^*(t)dE(t)/dt) \end{aligned} \quad (1.68)$$

Utilizando novamente a Eq. (1.63) e lembrando que $S(t) = E(t)E^*(t)$, chegamos a

$$d\phi/dt = \omega - \omega_{th} \quad (1.69)$$

o qual é um resultado trivial. Para relacionar a derivada temporal da fase $d\phi/dt$ com a variação da densidade de portadores n , faremos uso da Eq. (1.29) com $\omega - \omega_{th} = 2\pi(\nu - \nu_{th})$, dando

$$\begin{aligned} d\phi/dt &= -(\omega_{th}/\bar{n}_{eff})(\partial n_{eff}/\partial n)(n - n_{th}) \\ &= -(\omega_{th}/\bar{n}_{eff})(\partial n'_{eff}/\partial n''_{eff})(\partial n''_{eff}/\partial n)(n - n_{th}) \\ &= \frac{1}{2}\alpha v_g \Gamma(\partial g_{st}/\partial n)(n - n_{th}) \end{aligned} \quad (1.70)$$

onde, utilizando o índice de refração complexo $n_{eff} = n'_{eff} + jn''_{eff}$, podemos definir o parametro $\alpha = \partial n'_{eff}/\partial n''_{eff}$. $v_g = c/\bar{n}_{eff}$ é a velocidade de grupo da onda e a parte imaginária do índice de refração está relacionada com o ganho através da relação $n''_{eff} = -c\Gamma g_{st}/2\omega$.

As equações de taxa acima, constituem um conjunto de equações diferenciais não-lineares acopladas. Estas equações formam a base para a discussão de modulação do laser, ruído e largura de linha espectral.

1.7 Potência óptica emitida

A fim de calcular a potência óptica que é emitida, olharemos a equação de taxa para os elétrons. Em estado estacionário, o termo de emissão estimulada deve ser igual a diferença entre os termos de bombeamento e de recombinação espontânea, e o ganho deve ser igual ao ganho limiar:

$$v_g g_{th} S = I/edA - n/\tau = (I - I_{th})/edA \quad (1.71)$$

Aqui nós temos introduzido a corrente limiar I_{th} , a qual é definida como sendo a corrente necessária para atingir a densidade de portadores onde o ganho iguala o ganho limiar. A

densidade de portadores está relacionada com a corrente limiar e é constante acima do limiar. Isto dá uma expressão para a densidade de fótons desde que o ganho limiar iguale a perda interna mais a perda nas faces da cavidade:

$$S = (I - I_{th})/[edAv_g(\alpha_i + (1/2L)\ln(1/R_1R_2))] \quad (1.72)$$

Nós não estamos interessados na densidade de fótons propriamente dita – o que realmente importa é a potência emitida. Isto é encontrado como o produto da densidade de fótons, o volume (isto dá o número total de fótons), a energia do fóton, a velocidade de grupo e a perda nas faces da cavidade. Um fator $\frac{1}{2}$ é incluído porque nós consideramos a saída somente de uma face e assumimos que as duas refletividades são idênticas:

$$P_{out} = \frac{1}{2}SdA\hbar\omega v_g(1/L)\ln(1/R) \quad (1.73)$$

Usando a expressão para a densidade de fótons podemos escrever a potência emitida como:

$$P_{out} = \frac{1}{2}(1/L)\ln(1/R)(I - I_{th})(\hbar\omega/e)/(\alpha_i + (1/L)\ln(1/R)) \quad (1.74)$$

A primeira parte desta expressão é a eficiência quântica diferencial η , a qual é a perda em uma das faces dividida pela perda total. Isto está relacionado com a inclinação da curva de potência vs. corrente. A segunda parte da equação acima é simplesmente a potência fornecida acima do limiar. Em outras palavras, a potência óptica emitida é a eficiência quântica diferencial multiplicada pela potência óptica fornecida.

1.8 Chirp em frequência

A modulação direta da corrente injetada em lasers de semicondutor causa um deslocamento dinâmico do pico do comprimento de onda de emissão, e conseqüentemente uma variação na frequência de emissão. A esta variação na frequência de emissão do laser durante a modulação da corrente injetada dá-se o nome de *chirping*. Este fenômeno ocorre devido ao fato de que ao se modular a corrente injetada, modula-se também a densidade de portadores na região ativa, que por sua vez afeta diretamente o índice de refração. Como foi visto na seção 1.5.1, a variação do índice de refração irá causar uma mudança na frequência de emissão do laser, de modo que a condição de fase para oscilação continue a ser satisfeita. Isto causa um inevitável alargamento espectral do laser, que é extremamente prejudicial a um sistema no qual o canal de transmissão é um meio dispersivo; neste caso, as diferentes frequências do pulso óptico viajam com diferentes velocidades, causando um alargamento do pulso. Este alargamento limita o sistema quanto à taxa de transmissão, devido ao surgimento do fenômeno de interferência intersimbólica.

Podemos calcular o chirping através da seguinte expressão:

$$\Delta\nu(t) = (1/2\pi)d\phi/dt \quad (1.75)$$

1.9 Espectro do laser

Como foi visto na seção 1.5.2, devemos considerar mais que um modo de oscilação na cavidade do laser. Podemos ainda utilizar as equações de taxa, mas agora teremos uma equação de densidade de fótons para cada modo oscilante:

$$dn/dt = I/edA - n/\tau - \sum_i v_g g_{st,i} S_i \quad (1.76)$$

$$dS_i/dt = (v_g \Gamma g_{st,i} - 1/\tau_{ph}) S_i + \beta_{sp} \Gamma n/\tau \quad (1.77)$$

Estas equações descrevem a situação onde o ganho no laser $g_{st,i}$ é diferente para modos diferentes, mas a perda $1/\tau_{ph}$ é a mesma. Se olharmos a situação de estado estacionário podemos solucionar a equação de densidade de fótons e encontrar a densidade de fótons para cada modo:

$$S_i = (\beta n/\tau)/(1/\tau_{ph} - v_g \Gamma g_{st,i}) \quad (1.78)$$

Este é o termo de emissão espontânea dividido pela diferença entre perda e ganho. Devido a presença de emissão espontânea, a condição ganho=perda não é exatamente satisfeita; em vez disto, o ganho é ligeiramente menor que a perda e a pequena diferença é compensada pela emissão espontânea. A dependência do ganho com o comprimento de onda dará por sua vez uma dependência do número de fótons por modo com o comprimento de onda, mas devido a diferença entre um modo e o seguinte ser muito pequena, não podemos esperar operação com um único modo. Isto é ilustrado na Fig. 1.7.

A densidade de fótons em um modo é proporcional ao inverso da diferença entre perda e ganho. Quando aumentamos a potência, a curva de ganho e perda se tornará mais estreita e deveríamos esperar que o laser tivesse menos modos. Isto acontece para lasers GaAs de comprimentos de onda curtos mas não para lasers InGaAsP de comprimentos de onda longos. Acredita-se que este comportamento é devido a algum mecanismo não-linear de ganho que é mais acentuado em lasers de comprimentos de onda longos.

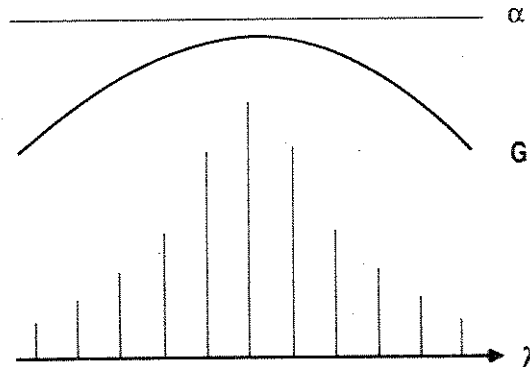


Figura 1.7: Esquema do espectro do laser.

Também deveríamos notar que a expressão para estado estacionário para a densidade de fótons em cada modo não pode ser usada sob modulação uma vez que neste caso o ganho é dependente do tempo pois a densidade de portadores varia.

Um espectro multimodo tem consequências importantes para sistemas de comunicação por fibra óptica porque as fibras são dispersivas; em outras palavras, os diferentes modos viajarão com diferentes velocidades e portanto alargarão os pulsos ópticos. A condição de operação para sistemas de comunicação é que o alargamento do pulso seja pequeno comparado com a duração do pulso. O alargamento do pulso é dado pelo produto da dispersão da fibra D , do comprimento da fibra L e da largura espectral do laser. Este alargamento deveria ser menor que cerca de um quarto da largura do pulso ΔT (o qual nós simplesmente equacionamos como 1 dividido pela taxa de transmissão f_B). Esta condição pode então ser escrita:

$$DL\delta\lambda < (1/4)\Delta T \quad (1.79)$$

Esta condição dá o valor máximo permitido para o produto do comprimento da fibra e a taxa de transmissão:

$$Lf_B < 1/(4D\delta\lambda) \quad (1.80)$$

Vamos agora assumir que vários modos estão presentes, com um espaçamento entre modos de 1 nm, dando uma largura espectral efetiva de, digamos, 4 nm. Para fibras ópticas comuns operando em um comprimento de onda de 1,55 μm , a dispersão D é aproximadamente 20 ps/(km.nm), e encontramos que o produto do comprimento e da taxa de transmissão não pode ser mais que cerca de 3 km.Gbit/s. Isto significa que dados a uma taxa de 1 Gbit/s podem ser transmitidos sobre 3 km e 100 Mbit/s podem ser transmitidos sobre 30 km. Para valores menores de dispersão na fibra, produtos maiores do comprimento pela taxa de transmissão são possíveis, p. ex., 20 km.Gbit/s para $D = 3$ ps/(km.nm). Entretanto, o limite de dispersão é mais restritivo que o limite devido a perda na fibra. A fim de explorar o potencial total da fibra nós portanto necessitaremos de lasers os quais tem um espectro muito mais estreito.

1.10 Lasers monomodo

Na seção anterior vimos que espectros multimodo nos levam a restrições no desempenho de sistemas de comunicação por fibra óptica. É portanto desejável ter lasers operando com espectros monomodo. Podemos definir um laser como sendo monomodo se a razão das potências entre os modos principal e secundário ultrapassa um determinado valor. Valores típicos para lasers sob modulação estão em torno de 100, o que nos leva a uma exigência de diferenças de ganho limiar entre os modos principal e secundário de aproximadamente 5 cm^{-1} [8]. Este valor é muito maior que a variação espectral do ganho e portanto não podemos esperar operação monomodo para lasers comuns.

Várias estruturas foram propostas para contruir lasers monomodo, as quais podem ser divididas em quatro grupos principais (Fig. 1.8):

1. Lasers de cavidade curta
2. Travamento por injeção (*injection locking*)
3. Cavidades acopladas
4. Realimentação seletiva em frequência

Para um laser de cavidade curta o espaçamento entre modos torna-se grande. Se o laser é tão curto que o espaçamento entre modos é da mesma ordem que a largura da curva de ganho (dezenas de nm), somente um modo terá um comprimento de onda próximo ao pico de ganho. Entretanto, tal laser terá que ser extremamente curto e consequentemente um ganho muito alto será necessário e/ou necessitaremos altas refletividades. Embora um laser de cavidade curta solucionará o problema espectral, dispositivos deste tipo são difíceis de fabricar.

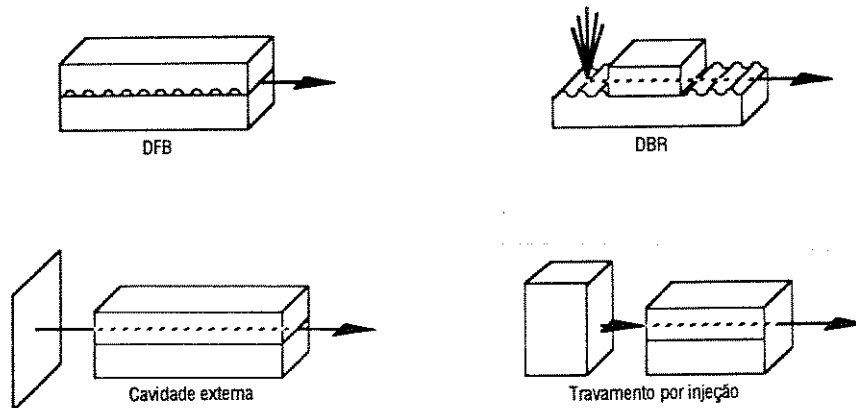


Figura 1.8: *Exemplos de lasers monomodo.*

Travamento por injeção é uma técnica conhecida no contexto de osciladores de radio-frequência. Um feixe estável com uma baixa potência e um espectro monomodo de um laser “mestre” é injetado em um laser “escravo” de alta potência. O problema aqui é que precisamos de um isolador entre os lasers na ordem de prevenir que a luz do laser “escravo” se acople no laser “mestre” (neste caso o laser “escravo” pode travar por injeção o laser “mestre”). Isto significa que não é possível construir um dispositivo pequeno e compacto.

Cavidades acopladas formam uma grande categoria que incluem cavidades externas, cavidades acopladas por ranhura, cavidades acopladas por clivagem e lasers interferométricos. A vantagem desta estrutura, a qual é relativamente curta, é que ela é muito compacta e estável, e é possível operação monomodo sobre uma faixa de corrente relativamente ampla.

Realimentação seletiva em frequência pode ser conseguida por uma grade externa ou por uma estrutura periódica no laser. Esta estrutura periódica pode estar na forma de um *refletor de Bragg distribuído* (Distributed Bragg Reflector - DBR) ou pode ser incorporada na parte ativa do laser dando *realimentação distribuída* (Distributed Feedback - DFB). A estrutura periódica nos lasers DFB ou DBR favorecem comprimentos de onda próximos ao comprimento de onda de Bragg, no qual as reflexões individuais vindas da grade adicionam-se todas em fase. A consequência da reflexão seletiva em comprimento de onda na grade é que o ganho limiar para os modos próximos ao comprimento de onda de Bragg será reduzido. Portanto é possível projetar um laser no qual um dos modos tenha um ganho limiar que é menor (por mais de 5 cm^{-1}) que aqueles para todos os outros modos.

Este trabalho se aterá ao estudo destes dois últimos grupos de estruturas, mais especificamente aos lasers DFB, DBR e de cavidade externa.

Bibliografia

- [1] J. G. Fossum, R. P. Mertens, D. S. Lee, J. F. Nijs, "Carrier recombination and lifetime in highly doped silicon", *Solid-State Electron.* 26, No. 6, 569-576, 1983.
- [2] K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise*, Kluwer Academic Press, Dordrecht, 1988.
- [3] R. Olshansky, C. B. Su, J. Manning e W. Powazinik, "Measurement of radiative and non-radiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources", *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-20, 838-854, 1984.
- [4] H. C. Casey, Jr. e M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, Orlando, 1978.
- [5] J. Buus, *Single Frequency Semiconductor Lasers*, SPIE Optical Engineering Press, 1991.
- [6] M. J. Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, John Wiley & Sons, Chichester, 1981.
- [7] D. Botez, "Analytical approximation of the radiation confinement factor for the TE_0 mode of a double heterojunction laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-14, 230-232, 1978.
- [8] F. Koyama et al., "1.5-1.6 μm GaInAsP/InP dynamic-single-mode (DSM) lasers with distributed Bragg reflector", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1042-1051, 1983.

Capítulo 2

Modelamento dos lasers

2.1 Introdução

A precisão na descrição do comportamento dinâmico dos lasers dependem muito dos modelos matemáticos utilizados na simulação. Como foi visto no capítulo anterior, os lasers são modelados através de equações diferenciais de taxa, as quais descrevem como as grandezas físicas estão relacionadas entre si. Os modelos apresentados aqui, estão de acordo com os resultados experimentais e são atualmente bastante utilizados na prática. Como dito anteriormente, nos ateremos somente a lasers monomodo. Antes, porém, de apresentarmos os modelos para o laser, vamos apresentar os modelos utilizados para a geração do sinal de entrada.

2.2 Gerador de sinal

2.2.1 Digital

Nos sistemas digitais, a informação é codificada em seqüências de 0's e 1's. Normalmente, consideramos esta seqüência como sendo aleatória, uma vez que não é possível prever a informação a ser transmitida. Mas, para fins de análise, utilizaremos seqüências definidas pelo usuário. Com isso, é possível analisar os efeitos individuais e combinados da seqüência de bits, tais como a interferência intersimbólica causada pela resposta em frequência do diodo laser. Portanto, o sinal gerado terá a seguinte forma:

$$I(t) = I_{bias} + \sum_k A_k h_p(t - kT) \quad (2.1)$$

onde I_{bias} é a corrente de pré-polarização, T é o período do pulso (inverso da taxa de bits), a seqüência $\{A_k\}$ denota o sinal digital a ser transmitido e $h_p(t)$ é a forma do pulso, dado por:

$$h_p(t) = \begin{cases} I_m & 0 \leq t \leq T \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.2)$$

onde I_m é a corrente de modulação.

Se um bit 1 (ou 0) é transmitido durante o k -ésimo intervalo de tempo, então $A_k = 1$ (ou $A_k = 0$, respectivamente). Dado o pulso de corrente acima, $I(t)$ pode ser usado para representar um sinal codificado no formato NRZ (Não Retorna a Zero).

2.2.2 Analógico

A modulação de lasers de semicondutor com grandes sinais em frequências de microonda é de interesse para o desenvolvimento de sistemas analógicos de transmissão por fibra óptica com alta razão sinal/ruído, tanto quanto para a geração de pulsos ópticos curtos com altas taxas de repetição. Nos últimos anos, lasers de semicondutor sob forte modulação na faixa de microondas tem sido objeto de muitos estudos [5]. Alguns deles tem abordado o comportamento anômalo, incluindo dobramento de período e caos. Outros tem estabelecido efeitos de distorção no regime periódico regular. Portanto, a fim de podermos estudar um pouco este comportamento, implementaremos uma modulação analógica da seguinte forma:

$$I(t) = I_{bias} + \sum_k A_k \sin(\omega_k t + \phi_k) \quad (2.3)$$

onde A_k é a amplitude de modulação, $\omega_k = 2\pi f_k$ é a frequência angular e ϕ_k é a fase da onda.

Com isto, é possível gerar um sinal senoidal puro ou uma soma de sinais senoidais com amplitudes, frequências e fases diferentes.

2.2.3 Externo

Este tipo de sinal permite que o usuário utilize um sinal externo gerado por ele mesmo. O único parâmetro necessário é o nome do arquivo no qual o usuário gravou os dados. O arquivo deve estar no formato texto onde em cada linha estão especificados os pares ordenados tempo e corrente (t, I) separados por no mínimo um espaço em branco. O arquivo deve estar ordenado em função da variável tempo t . Não é necessário que a variável tempo esteja em intervalos regulares, uma vez que pontos intermediários serão interpolados a medida que for necessário.

2.3 Filtro

A fim de modelar os parasitas de um gerador de sinal prático, utilizaremos um filtro de pólo único dado por:

$$H(f) = \frac{1}{1 + \frac{jf}{f_{3dB}}} \quad (2.4)$$

onde f_{3dB} é a frequência de corte a 3dB.

A função deste filtro é acrescentar um tempo de subida ou descida (t_r) ao sinal gerado. O sinal na saída do filtro é dado por:

$$I_f(t) = I(t) * h(t) \quad (2.5)$$

onde o símbolo $*$ denota a convolução e $h(t)$ é a transformada de Fourier inversa de $H(f)$.

2.4 Laser DFB

As equações diferenciais de taxa para o laser DFB monomodo são [1]:

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma G(n - n_0)S - \frac{S}{\tau_p} + \frac{\Gamma \beta n}{\tau_n} \quad (2.6)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I(t)}{eV_a} - G(n - n_0)S - \frac{n}{\tau_n} \quad (2.7)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2}\alpha\{\Gamma v_g a_0(n - n_0) - \frac{1}{\tau_p}\} \quad (2.8)$$

$$G = v_g a_0 / (1 + \epsilon S) \quad (2.9)$$

onde S e n são as densidades de fótons e elétrons na região ativa, ϕ é a fase do campo elétrico, Γ é o fator de confinamento do modo, n_0 é a densidade de portadores na transparência, τ_p é o tempo de vida dos fótons, β é a fração da emissão espontânea acoplada no modo em oscilação, τ_n é o tempo de recombinação dos elétrons, $I(t)$ é a corrente injetada (corrente na saída do filtro), e é a carga do elétron, V_a é o volume da região ativa, α é o fator de largura de linha, v_g é a velocidade de grupo, a_0 é o coeficiente de ganho e ϵ é o fator de compressão do ganho. Estas equações aplicam-se a um laser sem ruído oscilando em um único modo longitudinal. As densidades de fótons e elétrons dentro da região ativa do laser são assumidas serem uniformes e o fator de largura de linha e o parâmetro de compressão de ganho são constantes para uma dada estrutura.

Uma solução de bastante interesse prático, é a solução em *estado estacionário*. Ao atingir o estado estacionário, as densidades de fótons e elétrons se tornam constantes no tempo. Com isso podemos calcular diretamente os valores de equilíbrio para um determinado conjunto de parâmetros, como por exemplo, para uma corrente de pré-polarização do laser. Para obter esses valores, igualamos as suas derivadas temporais a zero e solucionamos o sistema de equações obtido:

$$0 = \Gamma v_g a_0(n - n_0) \frac{S}{(1 + \epsilon S)} - \frac{S}{\tau_p} + \frac{\Gamma \beta n}{\tau_n} \quad (2.10)$$

$$0 = \frac{I(t)}{eV_a} - v_g a_0(n - n_0) \frac{S}{(1 + \epsilon S)} - \frac{n}{\tau_n} \quad (2.11)$$

Multiplicando a Eq. (2.11) por Γ e somando-se à Eq. (2.10), obtemos:

$$\begin{aligned} & \frac{\Gamma I(t)}{eV_a} - \frac{S}{\tau_p} - (1 - \beta) \frac{\Gamma n}{\tau_n} = 0 \\ \Rightarrow n &= \frac{\tau_n}{1 - \beta} \left(\frac{I(t)}{eV_a} - \frac{S}{\Gamma \tau_p} \right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Substituindo em (2.10), temos

$$\Gamma v_g a_0 \left[\frac{\tau_n}{1 - \beta} \left(\frac{I(t)}{eV_a} - \frac{S}{\Gamma \tau_p} \right) - n_0 \right] \frac{S}{(1 + \epsilon S)} - \frac{S}{\tau_p} + \frac{\beta \Gamma}{\tau_n} \frac{\tau_n}{1 - \beta} \left(\frac{I(t)}{eV_a} - \frac{S}{\Gamma \tau_p} \right) = 0 \quad (2.13)$$

Multiplicando por $(1+\epsilon S)$ e reagrupando os termos em potências de S , obtemos finalmente

$$-(v_g a_0 \frac{\tau_n}{\tau_p} + \frac{\epsilon}{\tau_p}) S^2 + (v_g a_0 \tau_n \frac{\Gamma I(t)}{e V_a} - v_g a_0 \Gamma(1-\beta) n_0 - \frac{1}{\tau_p} + \beta \epsilon \frac{\Gamma I(t)}{e V_a}) S + \beta \frac{\Gamma I(t)}{e V_a} = 0 \quad (2.14)$$

A qual é simplesmente uma equação do 2º grau, cuja solução é:

$$S = \frac{-b \pm \sqrt{\Delta}}{2a}, \quad \Delta = b^2 - 4ac \quad (2.15)$$

onde

$$\begin{aligned} a &= -(v_g a_0 \frac{\tau_n}{\tau_p} + \frac{\epsilon}{\tau_p}) \\ b &= v_g a_0 \tau_n \frac{\Gamma I(t)}{e V_a} - v_g a_0 \Gamma(1-\beta) n_0 - \frac{1}{\tau_p} + \beta \epsilon \frac{\Gamma I(t)}{e V_a} \\ c &= \beta \frac{\Gamma I(t)}{e V_a} \end{aligned}$$

Analisando-se os coeficientes a, b, c acima, podemos concluir que $\sqrt{\Delta} \geq b$, e portanto somente a solução $S = \frac{-b-\sqrt{\Delta}}{2a}$ é válida, pois somente valores positivos ou nulo de S são permitidos. Uma vez obtida a densidade de fótons S , o valor da densidade de portadores n pode ser calculado através da Eq. (2.12). A fase ϕ pode ser escolhida arbitrariamente, uma vez que podemos sempre esperar um intervalo de tempo até que ϕ atinja o valor escolhido. Neste trabalho, adotaremos o valor $\phi = 0$.

Outro valor bastante importante de ser calculado é a *corrente limiar* I_{th} . Observando a curva obtida para S em função de $I(t)$, podemos definir duas regiões bem distintas: uma região onde a curva possui uma inclinação mais suave ($b < 0$), caracterizada pela predominância da emissão espontânea, e outra onde a curva possui uma inclinação mais acentuada ($b > 0$), caracterizada pela predominância da emissão estimulada. Podemos então definir um valor de I onde a emissão espontânea iguala-se a emissão estimulada, chamado de *corrente limiar* I_{th} . Fazendo portanto $b = 0$, podemos obter I_{th} dado por:

$$I_{th} = e V_a \frac{(1-\beta) n_0 + 1/(v_g a_0 \Gamma \tau_p)}{\tau_n + \beta \epsilon / (v_g a_0)} \quad (2.16)$$

Esta expressão é um pouco diferente daquela dada pela literatura [5] devido ao fator $\beta \epsilon / (v_g a_0)$ no denominador. Como o valor de ϵ normalmente é muito pequeno (da ordem de 5×10^{-17}), a inclusão deste fator dá um valor de I_{th} levemente menor.

2.5 Cavidade Externa

O acoplamento entre o laser de semiconductor e a cavidade externa é modelada por um coeficiente de reflexão efetivo para a face do laser faceando a cavidade externa, o qual é dependente da frequência

$$r(\omega) = r_0(\omega) \exp(j\phi_0(\omega)) \quad (2.17)$$

e os dois parâmetros de interesse relacionados são

$$A(\omega) = \frac{1}{\tau_0} \frac{d\phi_0(\omega)}{d\omega} \quad (2.18)$$

$$B(\omega) = \frac{\alpha}{\tau_0} \left| \frac{1}{r_0(\omega)} \frac{dr_0(\omega)}{d\omega} \right| \quad (2.19)$$

onde τ_0 é o tempo de uma volta completa ao longo da cavidade do laser e α é o fator de largura de linha. As curvas das condições de ganho e de fase em função da frequência óptica dá a interpretação que A está relacionado com a inclinação da curva de fase e B está relacionado com a inclinação da curva de ganho (perda). Os pontos de intersecção entre as curvas de ganho e fase determinam os pontos de operação e os valores de A e B . As equações diferenciais de taxa descrevendo as interrelações entre a densidade de fótons S , a densidade de elétrons n e a fase óptica ϕ são [3]:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} = & \frac{(\Gamma v_g a_0 (n - n_0) / (1 + \epsilon S) - 1/\tau_p)(1 + A)S + (\Gamma v_g a_0 (n - n_0) - 1/\tau_p)BS}{(1 + A)^2 + (B/\alpha)^2} \\ & + \frac{\Gamma \beta n / \tau_n}{(1 + A)^2 + (B/\alpha)^2} \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I(t)}{eV_a} - v_g a_0 (n - n_0) / (1 + \epsilon S) S - \frac{n}{\tau_n} \quad (2.21)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\alpha (\Gamma v_g a_0 (n - n_0) - 1/\tau_p)(1 + A) - (\Gamma v_g a_0 (n - n_0) / (1 + \epsilon S) - 1/\tau_p) \frac{B}{\alpha}}{(1 + A)^2 + (B/\alpha)^2} \quad (2.22)$$

onde Γ é o fator de confinamento do modo, n_0 é a densidade de portadores na transparência, τ_p é o tempo de vida dos fótons, β é a fração da emissão espontânea acoplada no modo em oscilação, τ_n é o tempo de recombinação dos elétrons, $I(t)$ é a corrente injetada (corrente na saída do filtro), e é a carga do elétron, V_a é o volume da região ativa, v_g é a velocidade de grupo, a_0 é o coeficiente de ganho e ϵ é o fator de compressão do ganho. Na ausência de cavidade externa ($A = 0$, $B = 0$), estas equações se reduzem a aquelas de um laser solitário.

Podemos novamente calcular a solução em *estado estacionário* (como foi feito para o laser DFB acima), igualando as derivadas temporais a zero e solucionando o sistema obtido:

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{(\Gamma v_g a_0 (n - n_0) / (1 + \epsilon S) - 1/\tau_p)(1 + A)S + (\Gamma v_g a_0 (n - n_0) - 1/\tau_p)BS}{(1 + A)^2 + (B/\alpha)^2} \\ & + \frac{\Gamma \beta n / \tau_n}{(1 + A)^2 + (B/\alpha)^2} \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$0 = \frac{I(t)}{eV_a} - v_g a_0 (n - n_0) / (1 + \epsilon S) S - \frac{n}{\tau_n} \quad (2.24)$$

Rearranjando os termos em (2.23), obtemos:

$$\Gamma v_g a_0 \frac{(n - n_0)}{(1 + \epsilon S)} (1 + A + B + \epsilon BS) - \frac{(1 + A + B)}{\tau_p} S + \frac{\Gamma \beta n}{\tau_n} = 0 \quad (2.25)$$

Multiplicando (2.24) por $(1 + A + B + \epsilon BS)\Gamma$ e somando-se a esta última, obtemos:

$$\frac{\Gamma I(t)}{eV_a}(F + \epsilon BS) - \frac{F}{\tau_p}S - (F + \epsilon BS - \beta)\frac{\Gamma n}{\tau_n} = 0 \quad (2.26)$$

onde $F = 1 + A + B$.

Isolando n na Eq. (2.24), temos

$$n = \left(\frac{I(t)}{eV_a}(1 + \epsilon S) + v_g a_0 n_0 S \right) \frac{\tau_n}{(v_g a_0 + \epsilon)S + 1} \quad (2.27)$$

Substituindo na Eq. (2.26) e reagrupando os termos em potências de S , obtemos finalmente

$$\begin{aligned} & (\epsilon B v_g a_0 \Gamma \left(\frac{I(t)}{eV_a} \tau_n - n_0 \right) - \frac{F}{\tau_p} (v_g a_0 \tau_n + \epsilon)) S^2 \\ & + (F v_g a_0 \tau_n \frac{\Gamma I(t)}{eV_a} - v_g a_0 \Gamma (1 - \beta) n_0 - \frac{F}{\tau_p} + \beta \epsilon \frac{\Gamma I(t)}{eV_a}) S + \beta \frac{\Gamma I(t)}{eV_a} = 0 \end{aligned} \quad (2.28)$$

Novamente, a solução desta equação é do tipo:

$$S = \frac{-b \pm \sqrt{\Delta}}{2a}, \quad \Delta = b^2 - 4ac \quad (2.29)$$

onde

$$\begin{aligned} a &= \epsilon B v_g a_0 \Gamma \left(\frac{I(t)}{eV_a} \tau_n - n_0 \right) - \frac{F}{\tau_p} (v_g a_0 \tau_n + \epsilon) \\ b &= F v_g a_0 \tau_n \frac{\Gamma I(t)}{eV_a} - v_g a_0 \Gamma (1 - \beta) n_0 - \frac{F}{\tau_p} + \beta \epsilon \frac{\Gamma I(t)}{eV_a} \\ c &= \beta \frac{\Gamma I(t)}{eV_a} \end{aligned}$$

Desta vez não é possível fazer a análise que foi feita para o laser DFB, pois agora o coeficiente a pode assumir valores tanto positivos quanto negativos. Devemos, então, calcular as duas soluções para S e n (utilizando a Eq. (2.27)) e impor as condições de que $S \geq 0$ e $n \geq 0$. A fase ϕ ainda pode ser escolhida arbitrariamente, e portanto adotaremos novamente o valor $\phi = 0$.

A corrente limiar I_{th} pode ainda ser obtida da mesma forma que foi feita para o laser DFB, ou seja, fazendo $b = 0$:

$$I_{th} = eV_a \frac{(1 - \beta/F)n_0 + 1/(v_g a_0 \Gamma \tau_p)}{\tau_n + \beta \epsilon / (F v_g a_0)} \quad (2.30)$$

Convém notar que na ausência de cavidade externa ($F = 1$), esta expressão se reduz a aquela do laser DFB dado acima.

Bibliografia

- [1] J. C. Cartledge, G. S. Burley, "The effect of laser chirping on lightwave system performance", *IEEE J. Lightwave Technology*, vol. 7, pp. 568-573, 1989.
- [2] E. Hemery, L. Chusseau, J.-M. Lourtioz, "Dynamic behaviors of semiconductors lasers under strong sinusoidal current modulation: Modeling and experiments at 1.3 μm ", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 663-641, 1990.
- [3] J. C. Cartledge, "Improved transmission performance resulting from the reduced chirp of a semiconductor laser coupled to an external high-Q resonator", *IEEE J. Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 716-721, 1990.

Capítulo 3

Estrutura do simulador PC-LASER

3.1 Introdução

Durante as últimas décadas, os ambientes para simulação tem mudado consideravelmente. Durante os anos 60 e 70, as simulações eram executadas usualmente em computadores de grande porte usando Fortran como linguagem principal. Nos anos 70 havia uma tendência gradual de se utilizar minicomputadores e linguagens de programação tais como Pascal e C. A tendência atual é a utilização de estações de trabalho dedicadas e PC's e linguagens de programação tais como LISP, a qual fornece uma boa estrutura para desenvolver programas inteligentes. Para muitas aplicações, PC's equipados com processadores adicionais fornecem poder de computação suficiente para permitir a simulação de sistemas ou componentes [1].

Neste trabalho apresentaremos o software PC-LASER, desenvolvido para atuar como uma ferramenta dedicada na análise, através da simulação, de diodos laser de semicondutor. O programa foi escrito em linguagem Pascal para Windows e projetado para rodar em computadores compatíveis com o IBM PC [2].

3.2 Processo de simulação

Neste trabalho, estamos interessados na simulação a nível de forma de onda, a qual de uma maneira geral consiste dos seguintes passos:

- gerar amostras de todos os sinais de entrada;
- efetuar operações de processamento de sinais discretos no tempo;
- gerar e armazenar os valores amostrados das formas de onda nos pontos selecionados;
- analisar as formas de onda ao final da simulação e obter as curvas de desempenho.

A fim de permitir máxima flexibilidade, o programa utiliza uma estrutura modular composta de três componentes principais (Fig. (3.1)):

- **Biblioteca de modelos:** contém os modelos matemáticos pré-programados utilizados na simulação, tais como diferentes tipos de gerador de sinais, filtros, moduladores, etc.

- **Gerenciador:** supervisiona a execução da simulação, bem como promove o interfaceamento entre as rotinas do programa, gerando e armazenando as amostras do sinal em vários pontos do sistema.
- **Pós-processador:** permite visualizar e processar as amostras geradas durante a simulação a fim de obter curvas de desempenho. Se os objetivos não foram atingidos, então os valores dos parâmetros podem ser mudados e a simulação é repetida até que um resultado adequado seja encontrado.

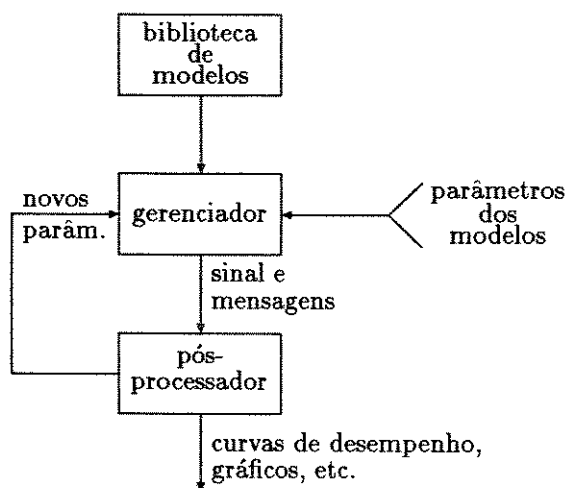


Figura 3.1: *Estrutura funcional do simulador PC-LASER.*

A principal vantagem do uso de uma estrutura deste tipo é a possibilidade de expandir o programa sem que haja a necessidade de reescrever todo o programa.

Antes de iniciar uma simulação com o PC-LASER, o usuário deve ou chamar e ler uma seção anterior ou criar uma nova seção selecionando um laser dentre os oferecidos. Feito esta seleção, o PC-LASER apresentará uma janela com o diagrama de blocos esquemático da simulação. Utilizando esta janela, o usuário deve escolher o tipo de sinal de entrada que deseja utilizar e especificar os valores dos parâmetros para cada um dos blocos funcionais envolvidos, inclusive o laser. Em seguida, o usuário deve informar quais os resultados que deseja analisar e só então executar a simulação. Porém, antes de executar a simulação propriamente dita, o usuário pode alterar os valores dos parâmetros da simulação, tais como, precisão, número de pontos calculados, etc. À medida que a simulação vai sendo executada, o usuário vai sendo informado do seu progresso (porcentagem da variável tempo já calculada, tempo total estimado e tempo decorrido), podendo a qualquer instante interromper o processo.

3.3 Janelas do PC-LASER

O PC-LASER é um ambiente de múltiplas janelas. Isso significa que cada entrada ou saída de dados possui uma janela própria. Além disso, o PC-LASER é totalmente dirigido por menus, de modo que não é necessário conhecimentos de programação para a sua operação. Além dos menus e das janelas, o PC-LASER possui outros recursos, tais como, caixas de diálogo, botões, ícones e outros, que auxiliam na sua interface com o usuário. Para agilizar

a sua operação, cada janela no PC-LASER possui seu próprio menu, onde figuram as opções aplicáveis àquela janela. Com isso, não é necessário recorrer a uma infinidade de menus em cascata para se escolher a opção desejada. A seguir serão apresentadas as diversas janelas do PC-LASER, juntamente com as diferentes opções de comando dos seus respectivos menus. Não nos preocuparemos em descrever recursos do ambiente gráfico Windows, tais como menu de sistema, botões de minimização e maximização, redimensionamento das janelas, e outros, uma vez que estamos pressupondo que o usuário já esteja familiarizado com este ambiente. Caso o usuário tenha alguma dúvida neste sentido, sugerimos que este consulte o Manual de Operação do Windows, o qual contém uma descrição completa deste ambiente.

3.3.1 Janela principal

A janela principal é a janela que gerencia todas as outras janelas do PC-LASER. A partir dela só é possível criar uma nova seção de simulação ou ler uma já existente. A sua barra de menu somente é visível quando não existe nenhuma outra janela aberta em sua área de trabalho (Fig. (3.2)). Ela possui somente o submenu File com as seguintes opções:

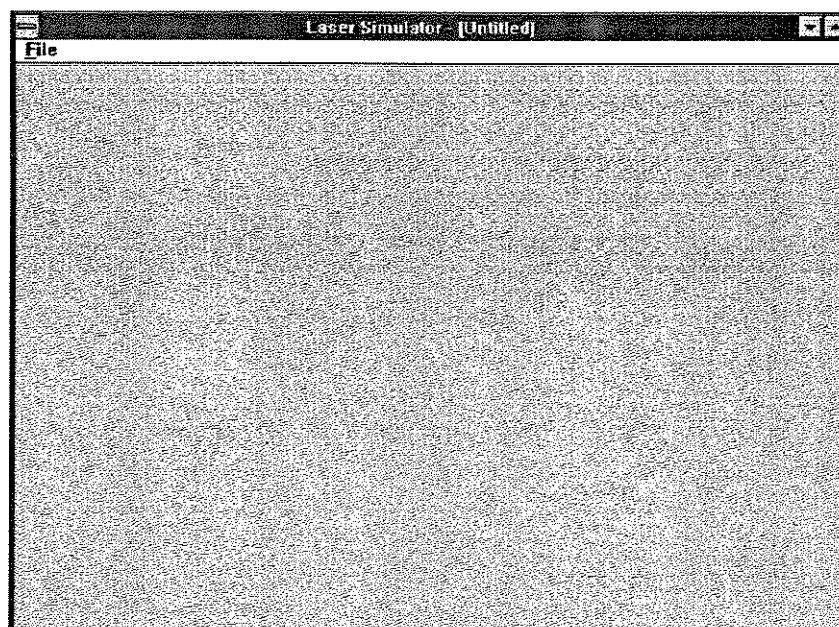


Figura 3.2: *Aspecto da tela principal do PC-LASER.*

New...

Abre uma caixa de diálogo "New" com os tipos de lasers disponíveis para simulação.

- DFB Laser: Distributed Feedback Laser Diode.
- Ext. Cavity Laser: External Cavity Laser Diode.

Para selecionar o tipo de laser que se deseja simular clique no botão correspondente a sua escolha. Será então criada uma nova janela "Block Diagram" com o diagrama de blocos para o laser escolhido (veja abaixo a descrição da janela "Block Diagram").

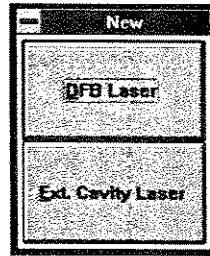


Figura 3.3: Caixa de diálogo “New” com os tipos de lasers disponíveis.

Obs.: Por convenção, os três pontos após o nome do comando indicam que esta opção do menu dá origem a uma caixa de diálogo. Isto é válido também para todos os outros submenus do PC-LASER.

Open...

Abre uma caixa de diálogo “File Open”, a qual permite selecionar e ler uma seção de simulação já existente. A caixa de diálogo é inicializada para mostrar os arquivos com a extensão “.PAR” (a extensão padrão do arquivo de dados da simulação).

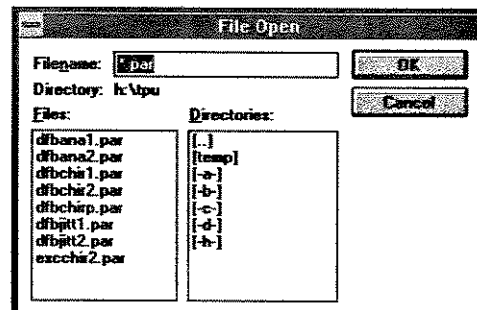


Figura 3.4: Caixa de diálogo “File Open”.

Exit

Termina a aplicação, fechando a janela principal do PC-LASER. Antes, porém, de terminar a aplicação permite ao usuário salvar a sessão corrente caso algum dos parâmetros tenha sido modificado desde a última operação de gravação.

3.3.2 Janela “Block Diagram”

É a partir da janela “Block Diagram” que todo o processo de simulação é controlado, desde a escolha do tipo de sinal de entrada, edição dos parâmetros dos modelos e seleção dos resultados desejados, até a execução da simulação propriamente dita. A barra de menu desta janela somente é visível quando a janela “Block Diagram” é a janela ativa (Fig. (3.5)). Ela possui os seguintes submenus:

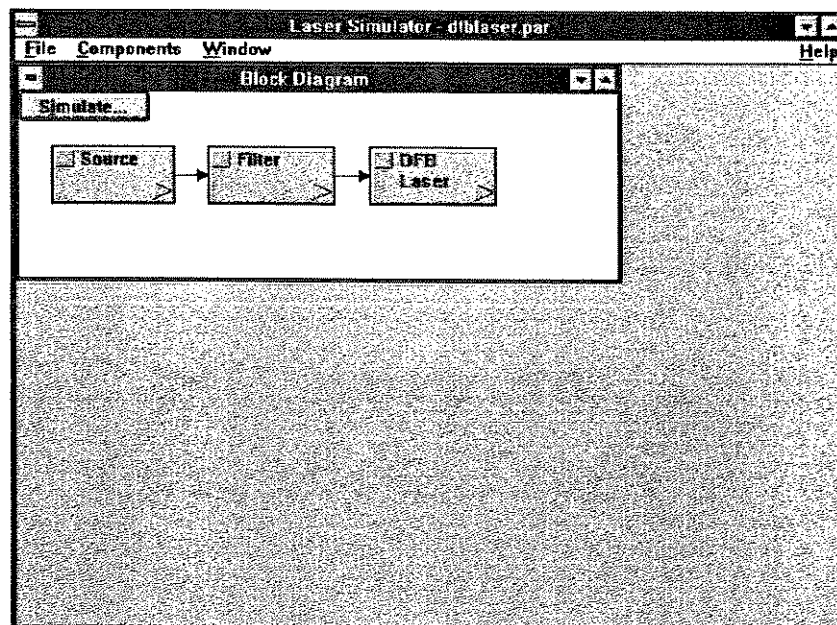


Figura 3.5: Tela do PC-LASER mostrando a janela “Block Diagram” juntamente com o seu respectivo menu.

File

Utilizado principalmente para realizar operações de leitura e gravação de dados em arquivos. Possui as seguintes opções:

New...

Idem a opção **New** do menu da janela principal. Antes, porém, de criar uma nova seção de simulação, termina a seção corrente fechando todas as janelas abertas. Caso algum dos parâmetros tenha sido alterado desde a última operação de gravação, o PC-LASER permite ao usuário salvar a sessão corrente de simulação.

Open...

Idem a opção **Open...** do menu da janela principal. Antes, porém, de ler uma seção de simulação já existente, termina a seção corrente fechando todas as janelas abertas. Caso algum dos parâmetros tenha sido alterado desde a última operação de gravação, o PC-LASER permite ao usuário salvar a sessão corrente de simulação.

Save

Salva a seção de simulação corrente com o nome atual.

Save As...

Abre uma caixa de diálogo “File Save As”, a qual permite salvar a seção de simulação corrente com um novo nome e/ou escolher outro diretório de destino.

Exit

Idem a opção **Exit** do menu da janela principal.

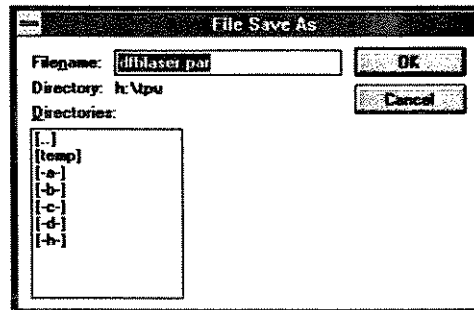


Figura 3.6: Caixa de diálogo "File Save As".

Components

Permite realizar diversas ações sobre os blocos funcionais listados. Suas opções são:

Parameters...

Abre uma janela "Parameters" onde são listados os parâmetros do modelo para o bloco funcional selecionado (Fig. (3.7)). Uma descrição detalhada desta janela será dada mais adiante.

Dica: uma forma mais rápida de chamar os parâmetros do modelo de um determinado bloco funcional sem o uso da barra de menu é dar um clique no botão com formato quadrado no canto superior esquerdo deste bloco.

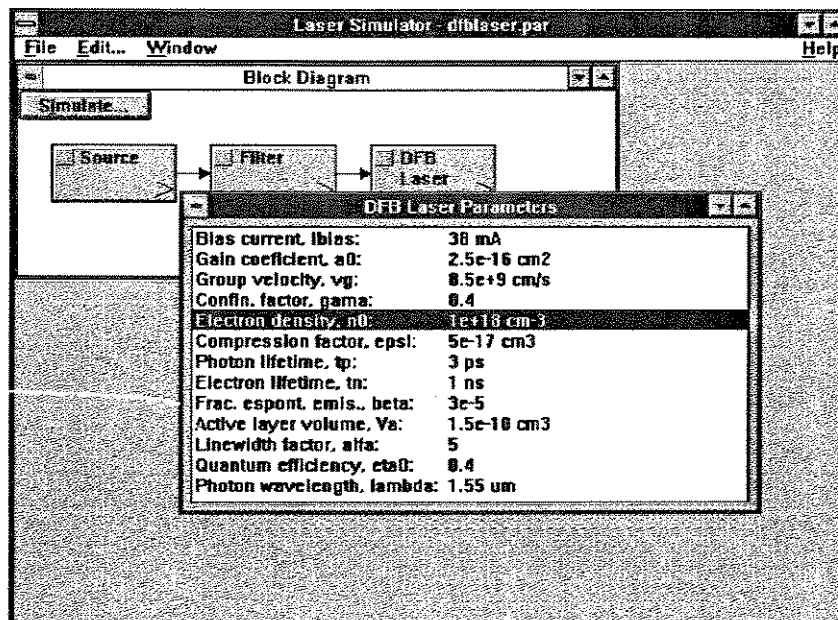


Figura 3.7: Tela do PC-LASER mostrando a janela "Parameters" para o bloco funcional "DFB Laser".

Results...

Abre uma janela “Results” onde são listados os possíveis resultados numéricos e gráficos para o bloco funcional selecionado (Fig. (3.8)). Uma descrição detalhada desta janela será dada mais adiante.

Dica: uma forma mais rápida de chamar os resultados e gráficos de um determinado bloco funcional sem o uso da barra de menu é dar um clique no botão com formato triangular no canto inferior direito deste bloco.

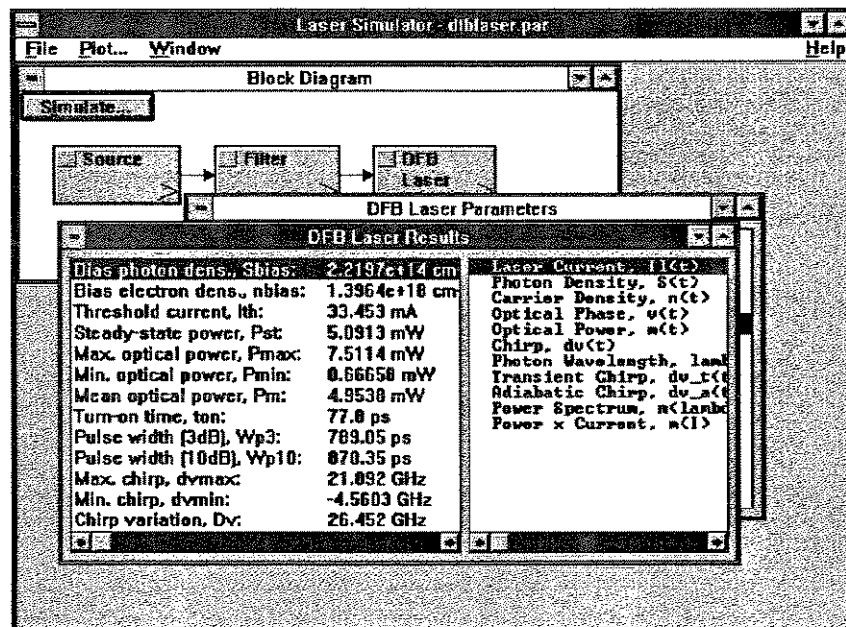


Figura 3.8: Tela do PC-LASER mostrando a janela “Results” para o bloco funcional “DFB Laser”.

Window

Este submenu possui opções para organizar as diversas janelas abertas dentro da área de trabalho. Possui também uma lista de todas as janelas abertas. Suas opções são:

Cascade

Ordena todas as janelas em um padrão de sobreposição a partir do canto superior esquerdo da área de trabalho de tal forma que a barra de título de cada uma é visível.

Tile

Ordena todas as janelas lado a lado tal que todas podem ser vistas ao mesmo tempo.

Arrange Icons

Ordena todos os ícones na parte inferior da área de trabalho.

Close All

Fecha todas as janelas abertas.

(Nomes das janelas)

É uma lista de todas as janelas abertas. Para tornar ativa uma janela já aberta, escolha esta janela desta lista. A janela ativa aparece com uma marca (✓) á esquerda do seu título no submenu.

Help

Oferece informações sobre o simulador PC-LASER. Ainda não implementada nesta versão.

Além desses submenus, a janela “Block Diagram” possui o botão **Simulate...** Um clique neste botão abre uma caixa de diálogo “Simulation”, a qual permite alterar os parâmetros da simulação. Para iniciar a simulação clique no botão **Start**, caso contrário, clique no botão **Cancel** para cancelar.

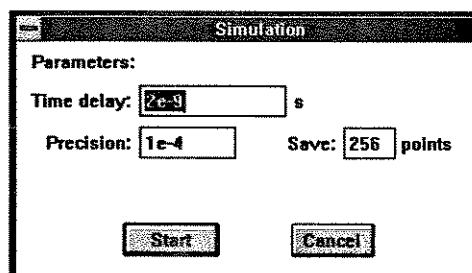


Figura 3.9: Caixa de diálogo “Simulation”.

A medida que a simulação vai sendo executada, o PC-LASER informa o progresso de cada etapa. É dado ao usuário a possibilidade de interromper o processo de simulação em qualquer momento, bastando para isso dar um clique no botão **Cancel** da caixa de diálogo “PC Laser”.

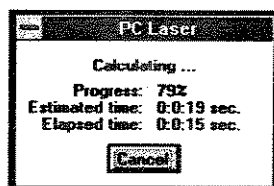


Figura 3.10: Caixa de diálogo “PC Laser” informando o progresso da simulação.

3.3.3 Janela “Parameters”

A janela “Parameters” lista os parâmetros do modelo para o bloco funcional selecionado. Também permite selecionar diferentes tipos de configuração do bloco funcional, se este as

possuir (p. ex., diferentes tipos de sinais gerados: digital, analógico, ...). Sua barra de menu somente é visível quando uma janela “Parameters” é a janela ativa (Fig. (3.7)). A partir deste menu é possível alterar os parâmetros listados na janela ativa. Possui os seguintes submenus:

File

Idem ao submenu File do menu da janela “Block Diagram”.

Edit...

Abre uma caixa de diálogo “Parameter Edit” a qual permite alterar o parâmetro selecionado (Fig. (3.11)). Digite o novo valor no campo correspondente e clique no botão OK para aceitar ou clique no botão Cancel para cancelar.

Dica: uma forma mais rápida de editar um parâmetro sem o uso da barra de menu é dar um duplo clique neste parâmetro.

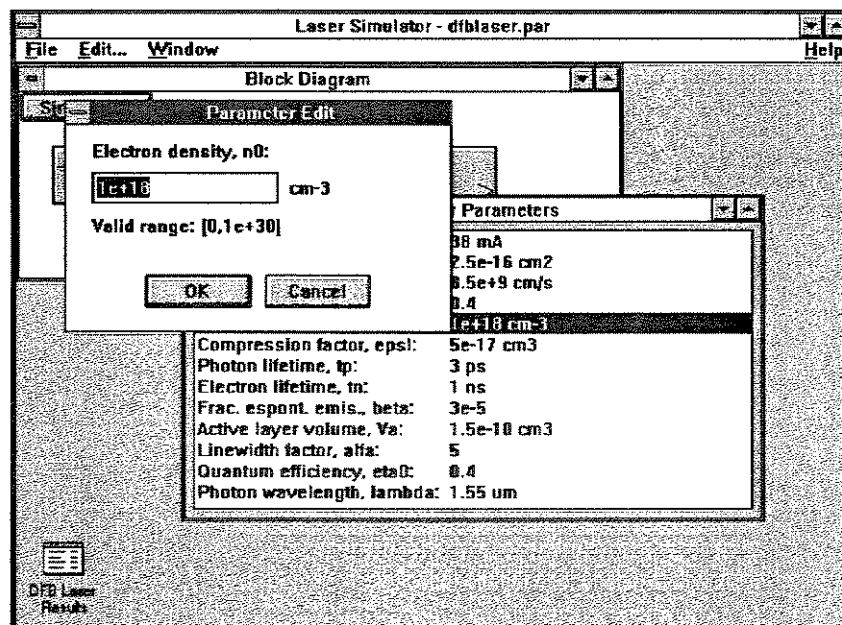


Figura 3.11: Tela do PC-LASER mostrando a edição de um parâmetro.

Window

Idem ao submenu Window do menu da janela “Block Diagram”.

Help

Idem ao submenu Help do menu da janela “Block Diagram”.

3.3.4 Janela “Results”

A janela “Results” lista os possíveis resultados numéricos e gráficos para o bloco funcional selecionado. Sua barra de menu somente é visível quando uma janela “Results” é a janela ativa (Fig. (3.8)). A partir deste menu é possível visualizar os resultados numéricos obtidos e plotar os gráficos listados na janela ativa. Possui os seguintes submenus:

File

Idem ao submenu File do menu da janela “Block Diagram”.

Plot...

Abre uma janela gráfica a qual permite visualizar o gráfico selecionado (Fig. (3.11)). Uma descrição detalhada desta janela será dada mais adiante.

Dica: uma forma mais rápida de plotar um determinado gráfico sem o uso da barra de menu é dar um duplo clique neste gráfico.

Window

Idem ao submenu Window do menu da janela “Block Diagram”.

Help

Idem ao submenu Help do menu da janela “Block Diagram”.

3.3.5 Janela gráfica

A janela gráfica como o próprio nome diz permite visualizar graficamente um sinal na saída de qualquer bloco funcional. Sua barra de menu somente é visível quando uma janela gráfica é a janela ativa (Fig. (3.12)). A partir deste menu é possível controlar a aparência do gráfico e também realizar algumas operações de processamento sobre este. Ele possui os seguintes submenus:

File

Idem ao submenu File do menu da janela “Block Diagram”, com o acréscimo da opção:

Export ASCII...

Abre uma caixa de diálogo “File Save As”, a qual permite salvar os valores dos pontos do gráfico em formato texto padrão ASCII (Fig. (3.6)). A extensão padrão do arquivo é “.DAT”.

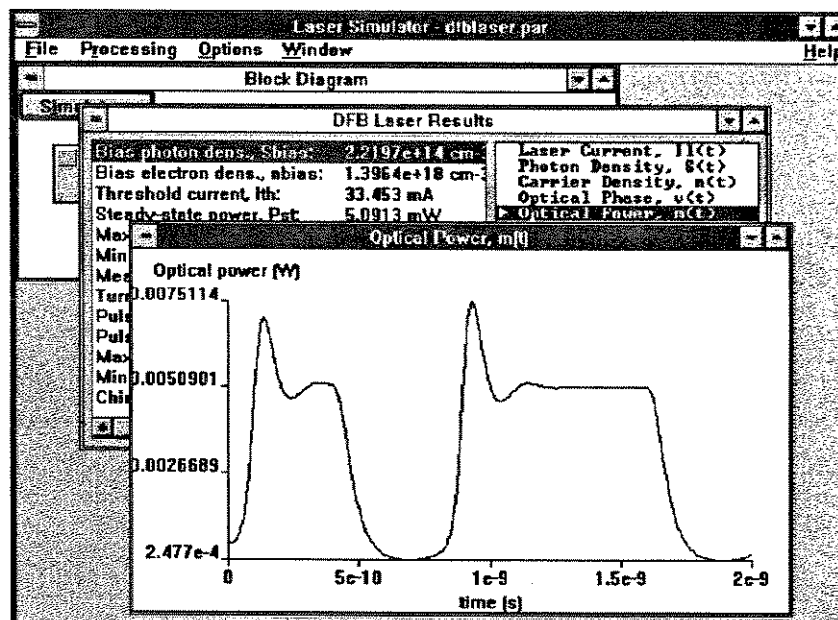


Figura 3.12: Tela do PC-LASER mostrando uma janela gráfica juntamente com o seu respectivo menu.

Processing

Este submenu possui opções para processar os gráficos obtidos. São elas:

FFT

Calcula a transformada de Fourier real do gráfico selecionado (janela gráfica ativa). O resultado obtido é plotado na forma de módulo e fase.

Autocorrelation

Calcula e plota a autocorrelação do gráfico selecionado (janela gráfica ativa).

Differentiate

Calcula e plota a derivada numérica do gráfico selecionado (janela gráfica ativa).

Integrate

Calcula e plota a integral numérica do gráfico selecionado (janela gráfica ativa).

Power Spectrum

Calcula e plota o espectro de potência do gráfico selecionado (janela gráfica ativa).

Options

Permite modificar a aparência dos gráficos obtidos. Suas opções são:

Scales...

Abre uma caixa de diálogo "Scales", a qual permite modificar os valores mínimo, máximo e número de divisões dos eixos x e y. Se a opção Automatic estiver selecionada (com um X no quadradinho de verificação), aquele eixo será automaticamente escalonado para mostrar todos os valores quando plotado.

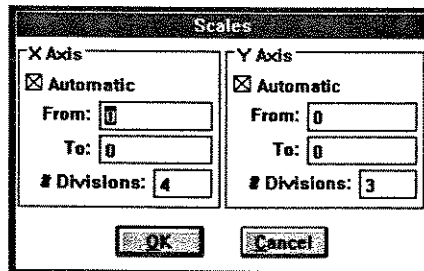


Figura 3.13: Caixa de diálogo "Scales".

Connect points

Permite conectar os pontos do gráfico por linhas retas. Quando esta opção estiver ativa, uma marca (✓) aparecerá a sua esquerda.

Window

Idem ao submenu Window do menu da janela "Block Diagram".

Help

Idem ao submenu Help do menu da janela "Block Diagram".

Bibliografia

- [1] K. S. Shanmugan, “An update on software packages for simulation of communications systems (Links)”, *IEEE Journal on Selected Areas in Commun.*, vol. 6, pp. 5-12, 1988.
- [2] S. M. Rossi, E. Moschim, “PC-LASER: Software para análise e simulação de lasers semicondutores monomodo”, *11º Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, 1993.

Capítulo 4

Aplicações do PC-LASER

4.1 Introdução

Neste capítulo vamos apresentar algumas aplicações possíveis do ambiente PC-LASER. Estas aplicações estão baseadas na utilização de lasers de semicondutor monomodo em sistemas de comunicação. O objetivo deste capítulo é mostrar a possibilidade de utilização do PC-LASER na análise de lasers de semicondutor sob diversos tipos de modulação. Vamos analisar três casos. No primeiro caso é feito uma avaliação das características básicas de um pulso na saída de um laser DFB numa transmissão digital de alta velocidade. No segundo caso, vamos fazer uma comparação entre um laser DFB e um laser de cavidade externa com relação ao chirp. Finalmente, é apresentado o comportamento de lasers DFB quando modulado analogicamente. O objetivo destas análises é mostrar a possibilidade de usar o ambiente PC-LASER para avaliar lasers de semicondutor quando usados em sistemas de comunicação. Os resultados obtidos de várias simulações são apresentados e discutidos. Basicamente optou-se por simular casos típicos onde o comportamento de lasers de semicondutor é fundamental para avaliar o desempenho de sistemas de comunicação tanto digitais como analógicos.

Em todos os casos, a menos que seja especificado em contrário, utilizamos um laser cujos parâmetros estão listados na Tabela I.

4.2 Avaliação do comportamento de um laser DFB numa transmissão digital

Quando um laser de semicondutor é modulado diretamente, variando a amplitude da corrente injetada na região ativa, vários fatores aparecem para limitar seu desempenho, tais como as flutuações de fase e amplitude do campo óptico emitido. No caso de modulação digital outra degradação importante é a flutuação no tempo de emissão do pulso óptico (timing jitter or the turn-on delay). Esta flutuação do tempo de leisamento assim como o próprio atraso de leisamento causa uma degradação da resolução temporal e conseqüentemente do desempenho de sistemas de comunicação de alta velocidade (operando na faixa de Gbits/s).

O objetivo da avaliação aqui apresentada é mostrar os resultados da simulação no caso onde se desejou conhecer o comportamento do atraso do tempo de leisamento, da largura do pulso e dos valores máximo e médio da potência óptica emitida, variando-se a pré-polarização e o padrão do sinal digital modulante do laser.

Notação	Descrição	Valor
a_0	Coefficiente de ganho	$2,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
v_g	Velocidade de grupo	$8,5 \times 10^9 \text{ cm/s}$
Γ	Fator de confinamento	0,4
n_0	Dens. elétrons na transparência	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
ϵ	Fator de compressão do ganho	$5 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$
τ_p	Tempo de vida dos fótons	3 ps
τ_n	Tempo de vida dos elétrons	1 ns
β	Fração da emissão espontânea	3×10^{-5}
V_a	Volume da região ativa	$1,5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3$
α	Fator de largura de linha	5
η_0	Eficiência quântica total	0,4
λ	Comprimento de onda do fóton	1550 nm
A	Parâmetro da curva de fase	1
B	Parâmetro da curva de ganho	5

Tabela I: Valores dos parâmetros utilizados nos exemplos de simulação deste capítulo.

4.2.1 Definição das características básicas do sinal óptico

As características básicas do sinal óptico às quais estamos interessados são:

t_{on} = tempo de leisamento: tempo no qual a potência óptica de saída do laser atinge 50% do valor da potência estabilizada ¹ P_{st} , quando aplica-se um pulso de corrente.

W_p = largura do pulso óptico na saída do laser. Neste trabalho adotamos duas definições de largura do pulso óptico: W_{p3dB} é a largura do pulso medido entre os pontos de 50% do valor da potência estabilizada do pulso óptico e W_{p10dB} é a largura do pulso medido entre os pontos de 10% do valor da potência estabilizada do pulso óptico.

P_{max} = valor máximo da potência óptica do pulso.

P_m = valor médio da potência óptica do pulso, calculada como: $\frac{1}{W_{p20dB}} \int_{t_0}^{t_0+W_{p20dB}} P(t)dt$, onde t_0 é o valor do tempo quando o pulso óptico atinge 1% do seu valor de estabilização e W_{p20dB} é a largura do pulso medido entre os pontos de 1% do valor da potência estabilizada do pulso óptico.

As características acima definidas serão analisadas em função dos parâmetros do sinal modulante, tais como a corrente de pré-polarização I_{bias} (definida no cap. 2), a taxa de transmissão de pulso B e o número de zeros entre dois pulsos “on”.

4.2.2 Resultados obtidos

Um dos parâmetros fundamentais de um laser de semiconductor é sua corrente de limiar I_{th} que define o limite entre as regiões de predominância de emissão espontânea e emissão

¹defini-se potência estabilizada como o valor atingido pela potência depois de cessada as oscilações de relaxação.

estimulada. Isto se deve ao fato de que abaixo deste limite, a densidade de elétrons é menor que a densidade de elétrons de transparência, fazendo com o laser exiba um ganho negativo.

Numa transmissão digital é conveniente pré-polarizar o laser próximo da corrente de limiar, visando melhorar a sua resposta dinâmica. Na nossa análise variamos a corrente de pré-polarização entre $0.8I_{th}$ e $1.2I_{th}$ com o intuito de analisar o comportamento das características do pulso óptico.

Na figura (4.1) são apresentadas as correntes de modulação e as respectivas potências ópticas para diversos valores de corrente de pré-polarização, para as sequências de bits “0100000000”, “1010000000” e “1000100000”. Desta figura podemos observar como a sequência de bits influencia na potência óptica do laser.

Na figura (4.2) são apresentados os resultados obtidos para uma sequência digital modulante do tipo “01000”, variando a taxa de transmissão, ou seja, variando a largura do pulso de corrente.

Como podemos observar, para valores de I_{bias} um pouco acima de I_{th} , a potência óptica máxima é praticamente independente de I_{bias} . Para valores de I_{bias} próximos ou abaixo de I_{th} , as curvas apresentam comportamentos diferentes dependendo da taxa de transmissão: para taxas acima de 10 Gbits/s, a potência máxima cai a zero rapidamente, enquanto que para taxas abaixo de 10 Gbits/s esta inicialmente aumenta para só então diminuir a medida que I_{bias}/I_{th} tende a zero. Isto se deve ao fato das oscilações de relaxação atingirem valores de amplitude maiores para correntes de pré-polarização I_{bias} logo abaixo do limiar.

Já a potência média tem um comportamento crescente com o aumento de I_{bias} . Isso é de se esperar uma vez que o valor da potência estabilizada aumenta com o aumento da corrente, como pode ser visto da curva característica de potência x corrente do laser. As diferentes inclinações acima e abaixo do limiar se devem ao fato de o cálculo da potência média ser tomado somente durante a duração do pulso óptico e não em relação ao período de modulação.

Do gráfico do tempo de leisamento verificamos que a medida que aumentamos a corrente de pré-polarização diminui o atraso entre o pulso de corrente e o pulso de potência óptica. Isto é uma característica importante para sistemas de detecção direta com sincronização na taxa de amostragem.

Da Fig. (4.2e) vemos que para valores de I_{bias} acima do limiar, a largura do pulso a meia altura é quase constante, tendendo para o valor do período do pulso. Para valores abaixo do limiar, o pulso se estreita cada vez mais até desaparecer. Isto ocorre devido ao atraso do pulso óptico em relação ao pulso de corrente.

Por último, da Fig. (4.2f) vemos que a base do pulso óptico sofre um alargamento a medida que aumentamos I_{bias} . Vale a pena notar que para uma taxa de 10 Gbits/s a largura da base do pulso é sempre maior que o período de modulação.

Na figura (4.3) são apresentados os resultados obtidos para uma taxa de transmissão de 2.5 Gbits/s, variando o número de zeros entre dois pulsos “on” das sequências digitais modulantes. Para tal utilizamos uma palavra do tipo “1n1m” de 10 bits de comprimento, ou seja “1010000000”, “1001000000”, ... , “1000000010”.

Um resultado importante que pode ser extraído da Fig. (4.3) é que existe um ponto $I_{bias} \approx 0.975I_{th}$ no qual as características do pulso são praticamente independentes do número de zeros entre dois pulsos “on”. Tal valor de I_{bias} corresponde a uma situação na qual um pulso é independente do anterior de uma tal maneira que a independência é mantida mesmo quando varia-se o número de zeros entre os dois pulsos. Nesta situação os efeitos devido

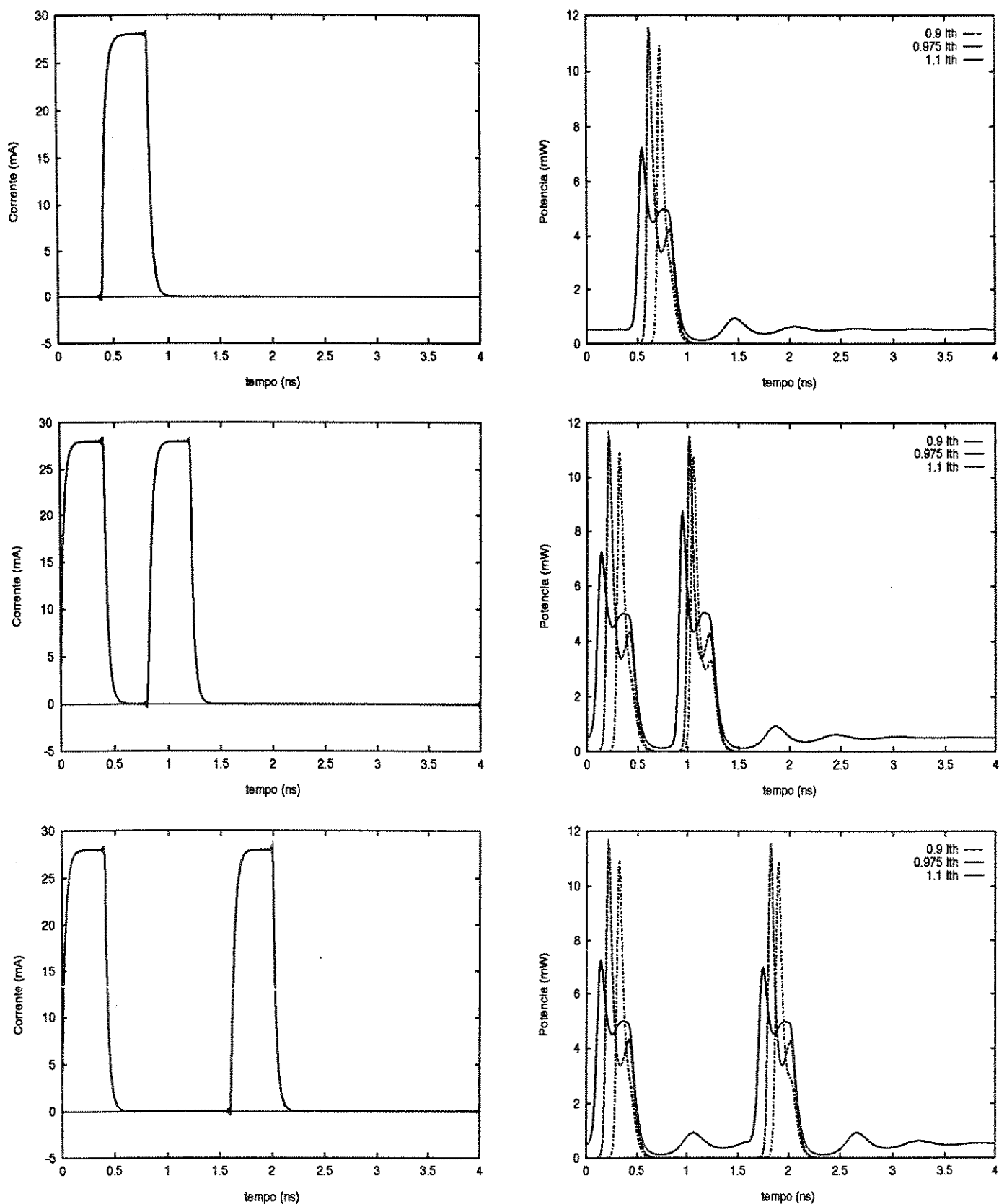


Figura 4.1: Correntes de modulação e respectivas potências ópticas para diversos valores de corrente de pré-polarização, para as sequências de bits 0100000000, 1010000000 e 1000100000. Foi utilizada uma taxa de transmissão de 2.5 Gbits/s.

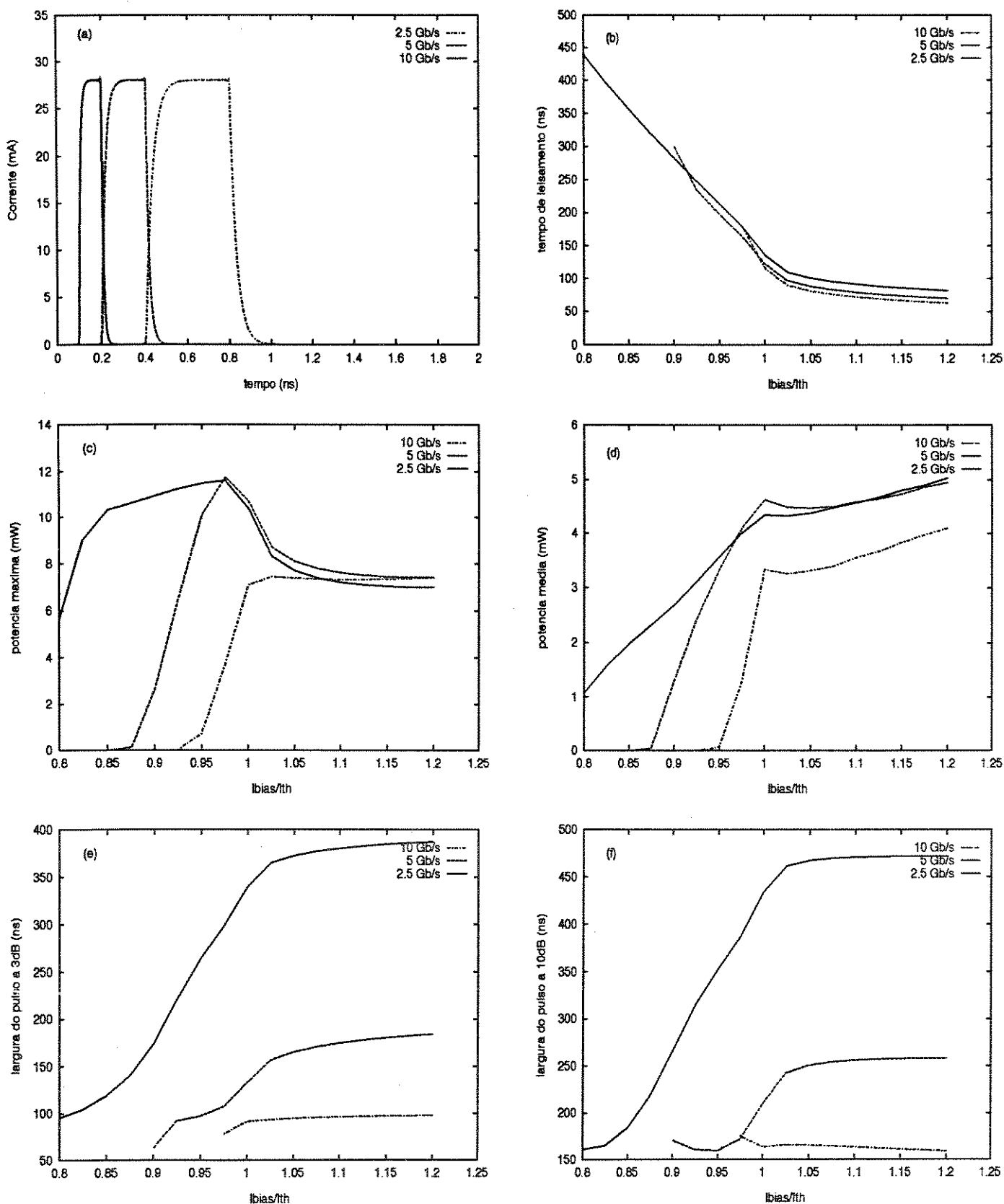


Figura 4.2: Características básicas do sinal óptico para diversas taxas de transmissão, para uma sequência de bits 01000.

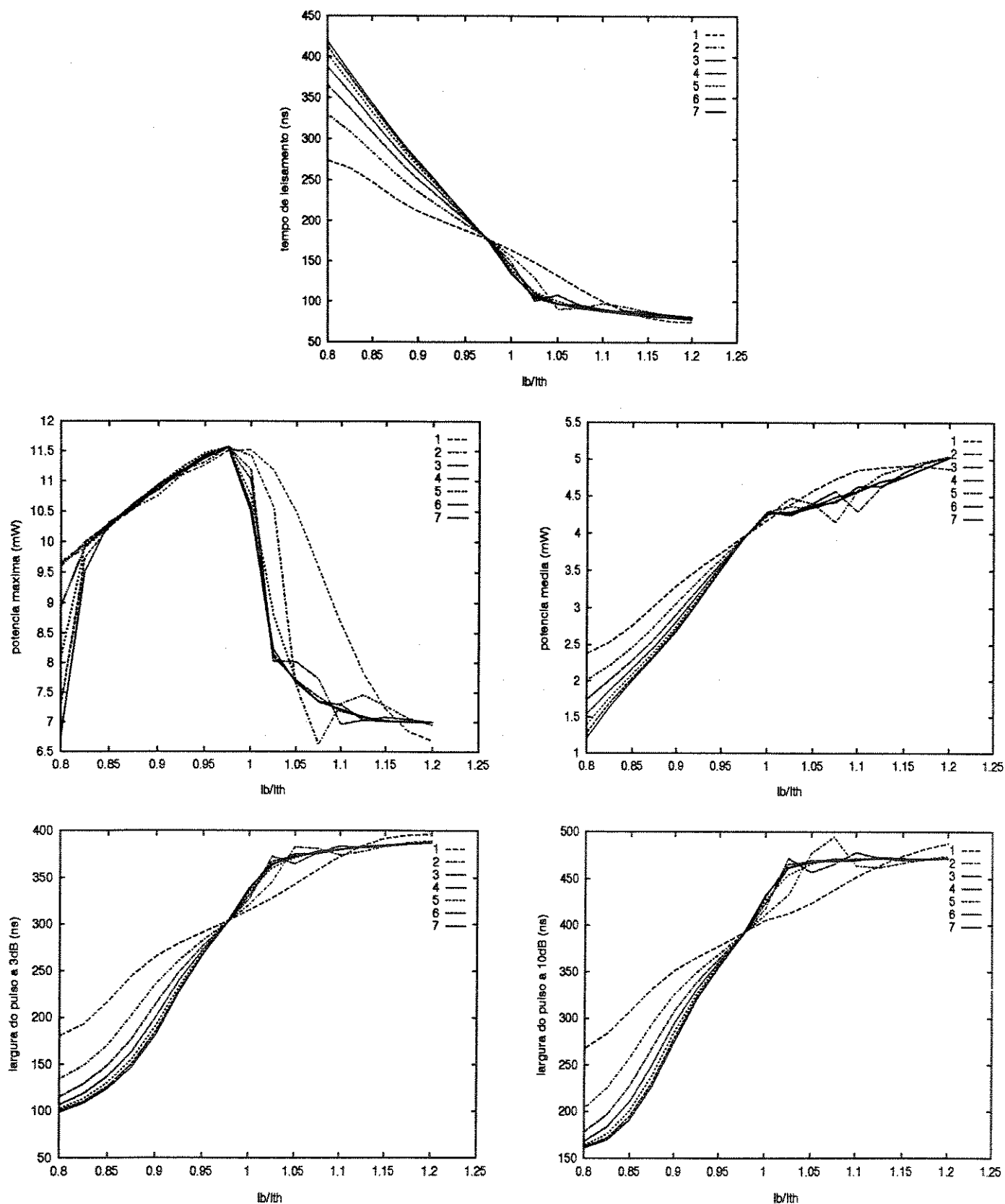


Figura 4.3: Idem a fig. (4.2) mas agora variando o número de zeros entre dois pulsos “on”, para uma taxa de transmissão de 2.5 Gbits/s.

ao padrão de modulação são grandemente suprimidos. Este valor especial está associado com o mínimo valor atingido pela densidade de portadores n durante a primeira oscilação de relaxação após o pulso. Quando I_{bias} é fixado em $\approx 0.975I_{th}$, n permanece essencialmente constante durante o período de zeros independentemente do número de zeros existentes. Desta maneira, as condições iniciais que modificam as características básicas e o formato do pulso tornam-se essencialmente as mesmas para qualquer número de zeros [1][2].

Para uma melhor visualização dos efeitos da taxa de transmissão e do número de zeros nas características básicas do pulso óptico, variou-se a taxa de transmissão de 1 a 10 Gbits/s para uma sequência do tipo “01000” (Fig. (4.4a,c,e)) e o número de zeros de 1 a 7 para uma sequência “1n1m” (Fig. (4.4b,d,f)), para algumas correntes de pré-polarização.

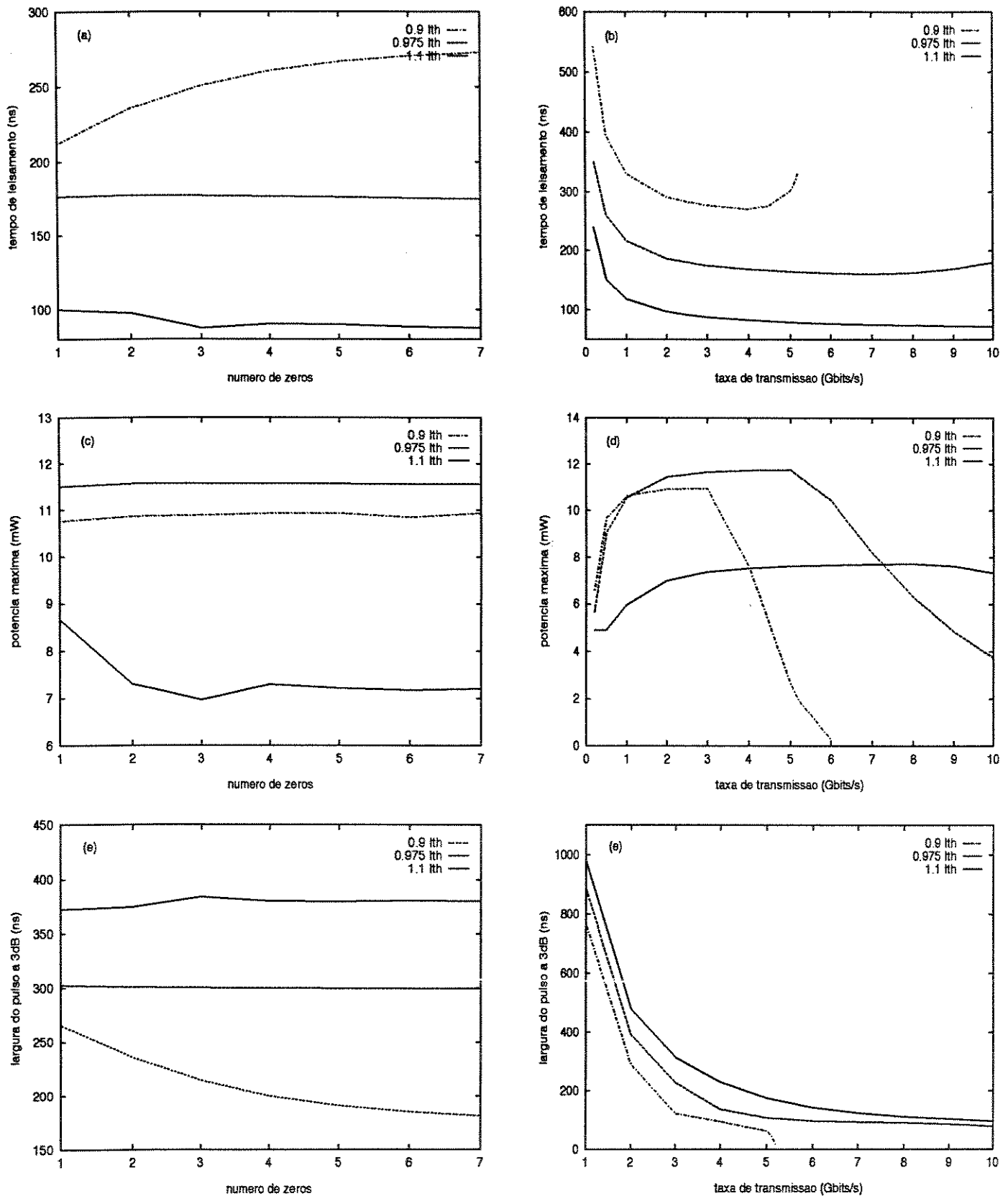


Figura 4.4: Características básicas do pulso óptico para algumas correntes de pré-polarização I_{bias} , em função do número de zeros e da taxa de transmissão, para uma corrente de modulação de 28 mA.

4.3 Comparação do chirp do laser DFB e do laser de cavidade externa

Antes de compararmos o chirp dos dois lasers, vamos verificar como os parâmetros do laser influenciam no comportamento do chirp. Como estamos interessados somente qualitativamente nos resultados, vamos analisar somente o laser DFB. Para podermos analisar a influência de cada parâmetro nas mesmas condições, adotamos uma corrente de pré-polarização de $I_{bias} = 1.1I_{th}$, uma vez que ao variarmos um determinado parâmetro variamos também a corrente limiar do laser. Na Fig. (4.5) estão listados os resultados somente para os parâmetros que mostraram alguma influência significativa no chirp.

Como podemos observar, os parâmetros que mais influenciam no chirp são o coeficiente de ganho a_0 , a velocidade de grupo v_g , o tempo de recombinação dos elétrons t_n e o fator de compressão de ganho ϵ .

Agora, vamos comparar o chirp do laser DFB e de cavidade externa.

A Fig. (4.6) apresenta a variação máxima do chirp para os dois lasers em função da corrente de pré-polarização e da taxa de transmissão. Como podemos observar, nos dois casos o chirp no laser de cavidade externa é da ordem de 3 vezes menor que no laser DFB. Portanto, o acoplamento de uma cavidade externa realmente diminui o chirp do laser. Por outro lado, a potência óptica para o laser de cavidade externa oscila mais que para o laser DFB, como podemos observar mesma figura. Existe, portanto, um compromisso entre o chirp e as oscilações de relaxação para o laser de cavidade externa [3].

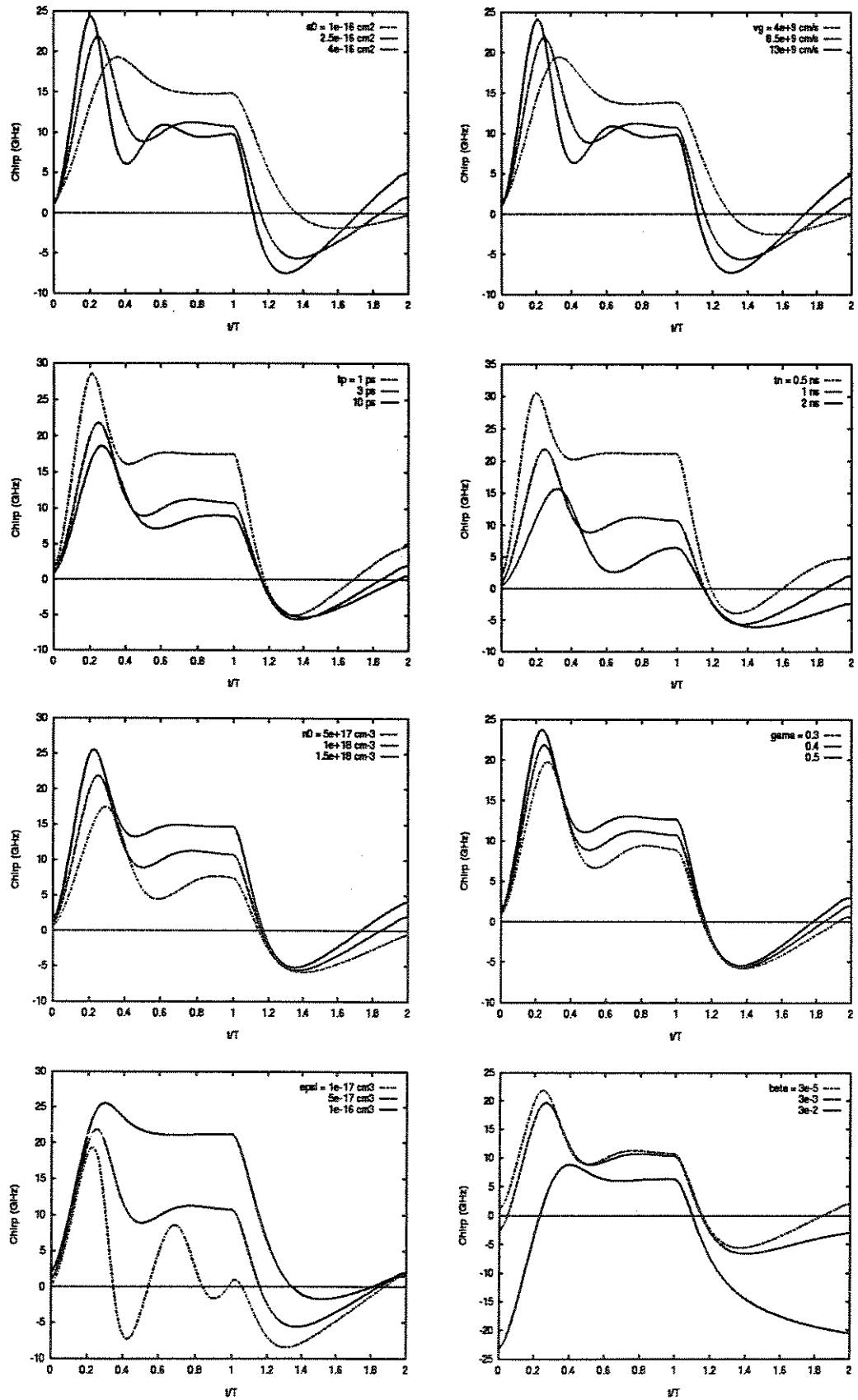


Figura 4.5: Variação do chirp com os diversos parâmetros do laser, para uma taxa de transmissão de 2,5 Gbits/s e uma corrente de modulação de 28 mA.

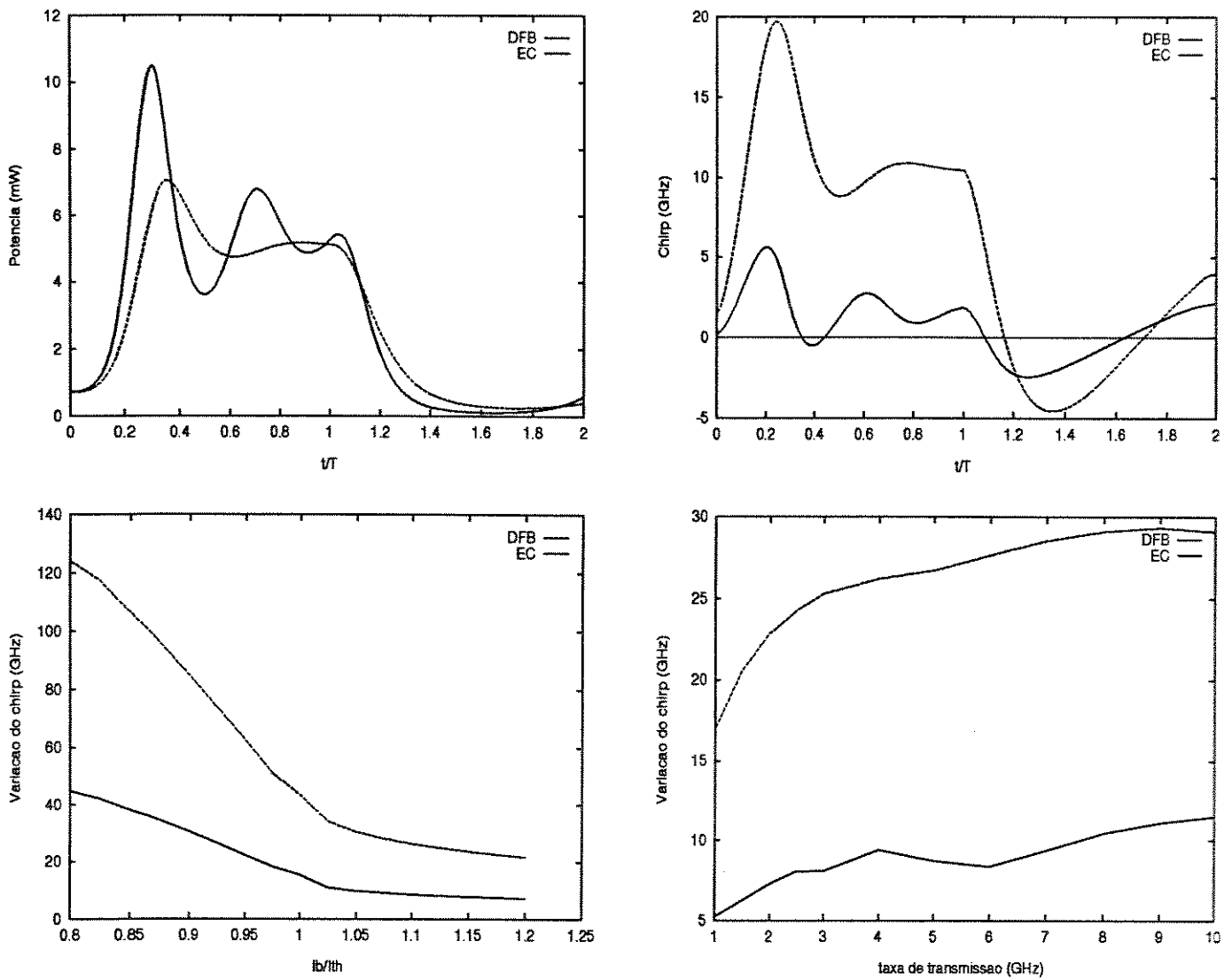


Figura 4.6: Comparação dos resultados do laser DFB e de cavidade externa (EC). As curvas de Potência óptica e Chirp foram calculadas para uma taxa de transmissão de 2,5 Gbits/s e uma corrente de modulação de 28 mA.

4.4 Comportamento de um laser DFB sob modulação analógica

A modulação de lasers de semicondutor na frequência de microondas é de grande interesse em sistemas de transmissão de sinais analógicos, como por exemplo transmissão de vários canais de sinal de vídeo por fibra óptica (TV a cabo). Nesta secção apresentamos alguns resultados da simulação de lasers de semicondutor sob modulação analógica para fortes sinais, utilizando o PC-LASER.

Na Fig.(4.7) é apresentada a resposta em frequência de um laser DFB para fracos sinais para três valores de corrente de pré-polarização. O objetivo desta análise foi avaliar a linearidade da resposta em frequência do laser. Neste caso, observa-se que o laser se comporta como um filtro de 2ª ordem. A medida que se aumenta a corrente de pré-polarização a frequência de ressonância aumenta, como predito analiticamente na ref. [6].

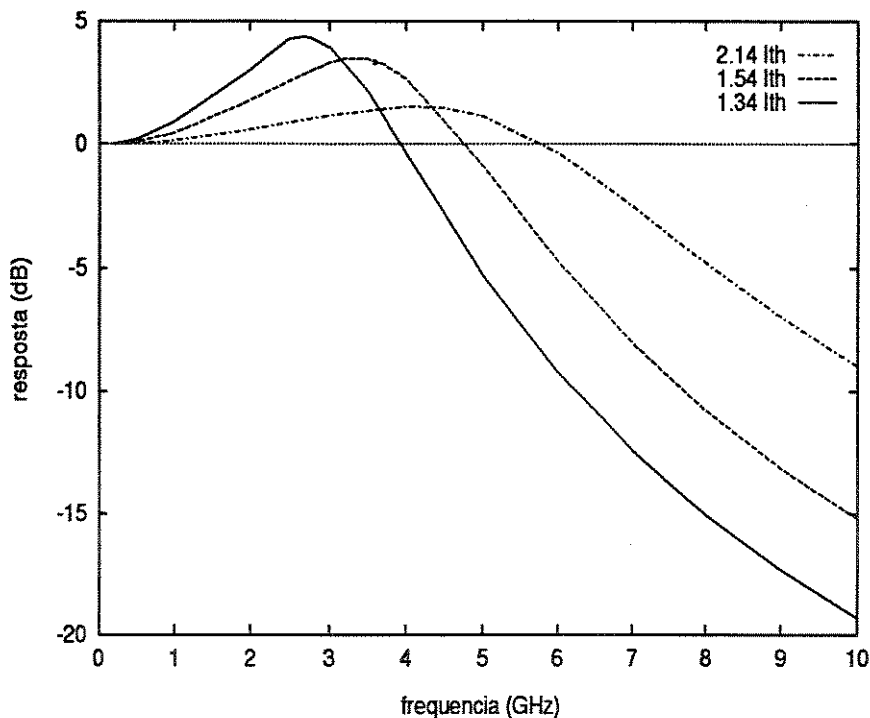


Figura 4.7: Resposta em frequência do laser para três correntes de pré-polarização, para uma corrente de modulação de 8 mA.

Na Fig.(4.8) é apresentado o comportamento da potência óptica para uma modulação de fortes sinais. Sob a modulação de fortes sinais a emissão do laser toma a forma de intensos pulsos, distorcendo totalmente o sinal.

Finalmente na Fig. (4.9) é apresentada a amplitude das componentes espectrais na saída do laser para um sinal senoidal de forte amplitude. Observa-se também uma distorção do sinal modulante.

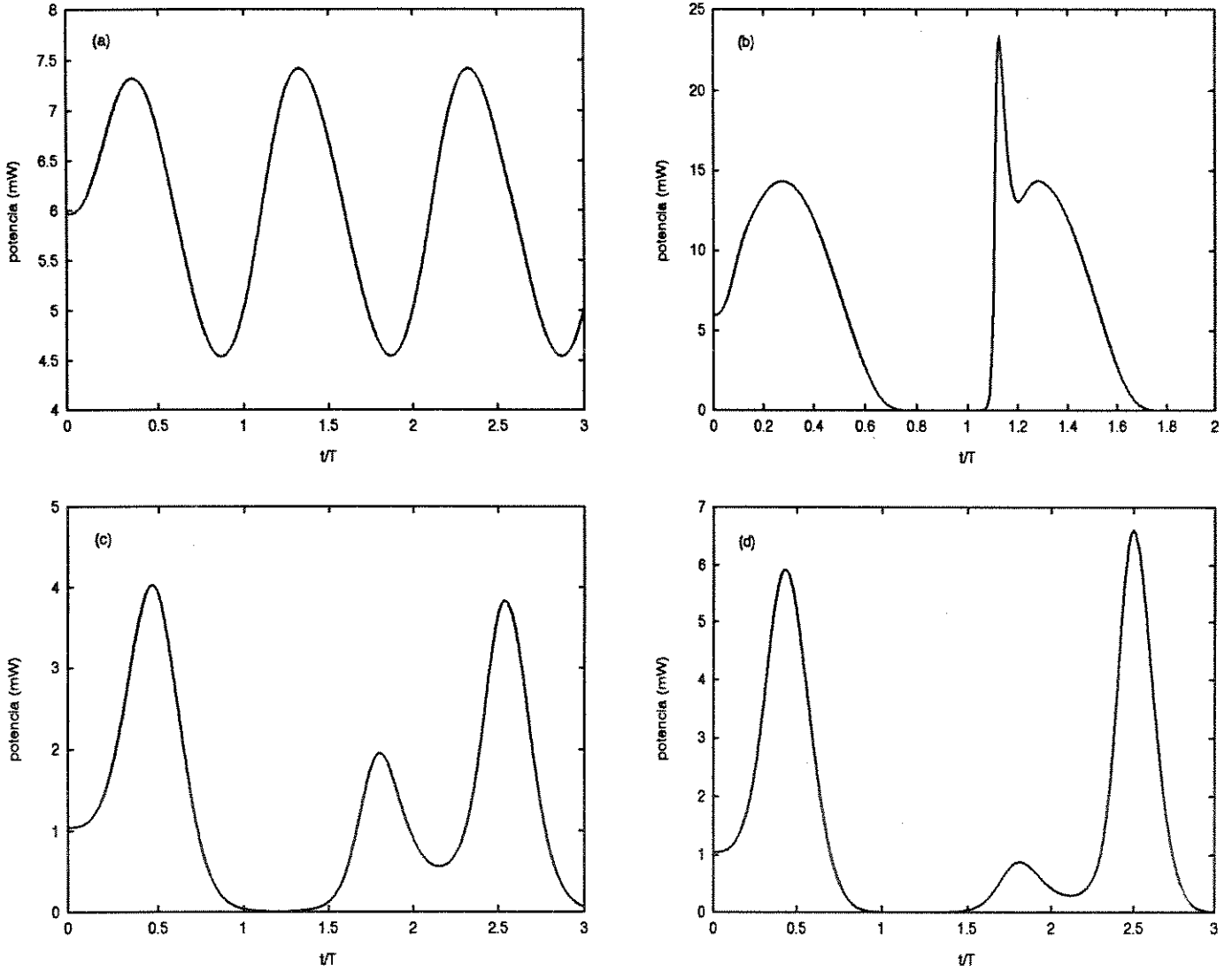


Figura 4.8: Potência óptica para grandes sinais para várias condições de modulação. As condições de modulação são: (a) $B = 3\text{GHz}$, $m = 0.21$, $I_{bias} = 2.14I_{th}$; (b) $B = 1\text{GHz}$, $m = 1.4$, $I_{bias} = 2.14I_{th}$; (c) $B = 3,33\text{GHz}$, $m = 2.3$, $I_{bias} = 1.2I_{th}$; (d) $B = 3,33\text{GHz}$, $m = 3.6$, $I_{bias} = 1.2I_{th}$, onde o índice de modulação m é definido como $m = I_m/(I_{bias} - I_{th})$. Embora os índices de modulação m sejam grandes nos casos (c) e (d), a corrente de modulação é sempre positiva.

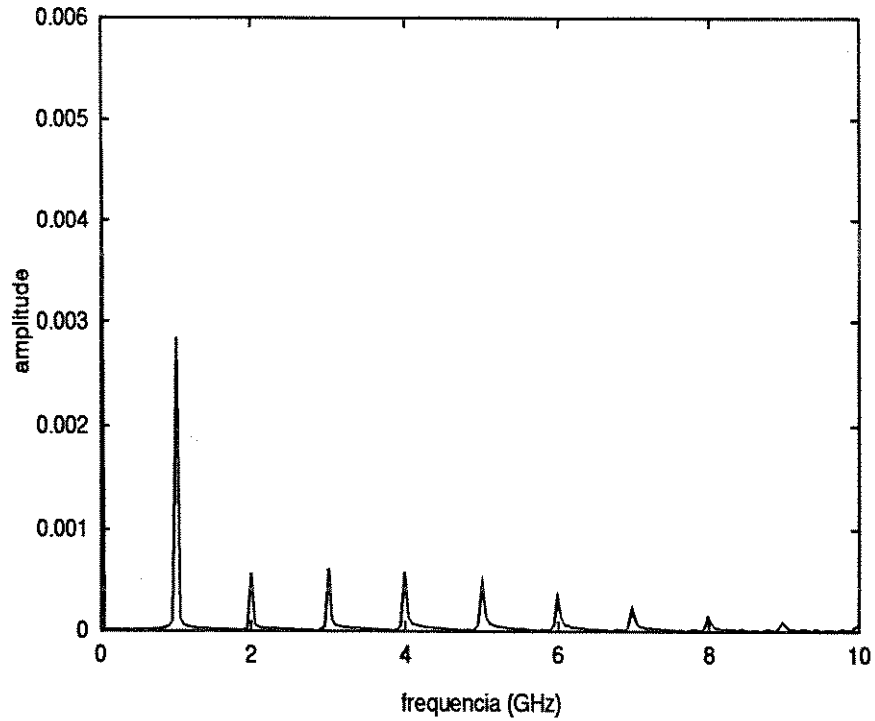


Figura 4.9: Amplitudes das componentes harmônicas da potência óptica do laser. Os parâmetros de modulação são $B = 1\text{GHz}$, $m = 1.0$ e $I_{bias} = 1.5I_{th}$.

4.5 Conclusões

Neste capítulo apresentamos algumas possíveis aplicações do PC-LASER na avaliação de lasers de semicondutor em sistemas de comunicação. Nosso objetivo foi simplesmente apresentar alguns exemplos para validar o programa desenvolvido. Outras aplicações são possíveis dependendo do objetivo e dos resultados que se deseja obter. Gostaríamos de ressaltar que os valores aqui apresentados estão de acordo com os resultados publicados nas referências [2] e [5].

Bibliografia

- [1] S. M. Rossi, E. Moschim, “Avaliação das características do pulso de um laser de cavidade externa para uma transmissão digital de alta velocidade”, trabalho a ser publicado.
- [2] C. R. Mirasso, P. Colet, M. San Miguel, “Dependence of timing jitter on bias level for single-mode semiconductor lasers under high speed operation”, *IEEE Journal of Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 23-32, 1993.
- [3] S. M. Rossi, E. Moschim, “Comparação de desempenho de lasers de semicondutor do tipo DFB e de cavidade externa numa transmissão digital”, trabalho a ser publicado.
- [4] S. M. Rossi, E. Moschim, “Comportamento dinâmico de lasers DFB e de cavidade externa sob modulação analógica”, trabalho a ser publicado.
- [5] E. Hemery, L. Chusseau, J.-M. Lourtioz, “Dynamic behaviors of semiconductors lasers under strong sinusoidal current modulation: Modeling and experiments at 1.3 μm ”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 663-641, 1990.
- [6] R. S. Tucker, “High speed modulation of semiconductor lasers”, *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-4, pp. 1180-1192, 1985.

Conclusão Geral

Neste trabalho, apresentou-se o projeto e a implementação de um ambiente para simular diodos lasers de semicondutor, chamado PC-LASER, desenvolvido para rodar sob o ambiente gráfico Windows do PC. Seu objetivo é oferecer uma ferramenta prática e confiável para análise de alguns tipos de lasers de semicondutor atualmente utilizados em sistemas ópticos de telecomunicação, utilizando técnicas baseadas em simulação. A precisão e a flexibilidade dos resultados obtidos mostram que frequentemente não é necessário usar computadores mais poderosos a fim de criar uma ferramenta efetiva para projeto auxiliado por computador.

Com o PC-LASER, a possibilidade de se simular o comportamento dinâmico de lasers de semicondutor para diferentes parâmetros de entrada em um curto intervalo de tempo permite ao usuário analisar diferentes tipos de lasers de acordo com os requisitos do sistema de comunicação.

A principal característica do PC-LASER é a sua estrutura modular. Nesta estrutura, cada elemento que compõe o sistema é caracterizado por um bloco funcional, o qual representa um modelo matemático. O processamento do sinal, desde a sua geração até a sua passagem pelo laser, é feito pelos blocos funcionais. A principal vantagem do uso de uma estrutura deste tipo é a possibilidade de expandir o programa acrescentando novos modelos, sem que haja a necessidade de reescrever todo o programa.

Nesta primeira versão do PC-LASER, foram implementados apenas alguns recursos básicos, de maneira que pudessemos avaliar o desempenho de um programa de simulação em microcomputadores. Futuras expansões estenderão esses recursos, possibilitando:

- Gerar um sinal digital randômico de n bits de comprimento;
- Transmitir aleatoriamente todas as palavras obtidas pela combinação de até m bits;
- Codificar o sinal de entrada nos formatos RZ (Retorna a Zero) e Manchester;
- Simular outros tipos de diodos laser, tais como injection locked, lasers de poço quântico e outros;

Outra possibilidade prevista para o PC-LASER é sua ampliação para um ambiente mais complexo que possibilite:

- Simular outros tipos de dispositivos, tais como fibras, fotodetectores, geradores de ruído, etc.;
- Simular sistemas de comunicação ópticos de arquitetura variável, como por exemplo, ponto a ponto, anel, estrela, barramento, etc.;

Por fim, vale a pena ressaltar que é indispensável uma realimentação da área experimental no sentido de tornar este programa uma poderosa ferramenta de projeto e análise de dispositivos práticos.