



**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA**

**Análise da Evolução Temporal do Processo de
Aquisição de Laços de Travamento de Fase Óptica
Homódinos**

Marcos Sergio Gonçalves

**Orientador:
Aldário Chrestani Bordonalli (FEEC)**

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Aldário Chrestani Bordonalli – FEEC/UNICAMP-Presidente
Prof. Dr. Sílvio Ernesto Barbin – Escola Politécnica/USP/São Paulo
Prof. Dr. Rui Fragassi Souza – FEEC/UNICAMP
Prof. Dr. Luiz Carlos Kretly – FEEC/UNICAMP

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do grau de MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA

Campinas, julho de 2002

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

G586a Gonçalves, Marcos Sergio
 Análise da evolução temporal do processo de
 aquisição de laços de travamento de fase óptica
 homódinos / Marcos Sergio Gonçalves.--Campinas, SP:
 [s.n.], 2002.

 Orientador: Aldário Chrestani Bordonalli.
 Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de
 Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de
 Computação.

 1. Comunicações óticas. 2. Telecomunicações. 3.
 Sistema de recepção (Telecomunicações). 4. Multiplex.
 I. Bordonalli, Aldário Chrestani. II. Universidade
 Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica
 e de Computação. III. Título.

Resumo

Este trabalho tem como objetivo o estudo do comportamento dinâmico do processo de aquisição de laços de travamento de fase óptica homódinos (*homodyne optical phase-locked loops – hOPLL*). Por se tratar de um laço de realimentação, o hOPLL foi analisado e equacionado no domínio do tempo, onde as relações e as dependências entre as variáveis de controle foram estabelecidas. Ao contrário das análises clássicas que assumem linearizações e travamento prévio do laço, o estudo do hOPLL foi conduzido levando-se em conta uma resposta mais realística do detector de fase, além de se considerar a resposta em fase do laser oscilador local através de suas equações de taxa. Os resultados para o processo de aquisição foram apresentados e discutidos para diferentes tipos de filtros de laço. Através da evolução temporal do processo de travamento, foram determinadas as condições iniciais para a diferença entre as frequências do laser de controle e do laser oscilador local, de forma que o travamento pudesse ser alcançado com e sem a inclusão do tempo de atraso do laço. Durante a análise, pôde-se observar conseqüências do processo de travamento, como, por exemplo, o escorregamento de ciclos.

Abstract

The dynamic characteristics for the acquisition process of homodyne optical phase-locked loops (hOPLLs) are investigated in this work. Since the OPLL can be considered as a feedback system, a time domain treatment for the loop variables was established. At this point, instead of assuming a locked and linearised approach for the OPLL analysis, the phase detector response was fully considered. Also, the local oscillator laser phase behaviour was taken into account by means of its rate equations. The acquisition results were then presented for different types of loop filters. From the time domain analysis of the OPLL locking process, it is possible to determine the initial requirements for the frequency difference between control and local oscillator lasers so that locking can be acquired with or without the influence of the loop time delay. Also, from the transient analysis, it is possible to observe locking effects, such as the cycle slipping.

Ao meu pai, Messias, e minha mãe, Dirce.

Agradecimentos

Em primeiro lugar, agradeço a Deus, sem Quem seria impossível a realização deste trabalho.

Eu gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos ao Professor Aldário Chrestani Bordonalli, meu orientador, pelo seu total apoio, confiança, opinião, amizade e objetividade com que conduziu este trabalho.

Agradeço aos meus amigos do Departamento de Microonda e Óptica da Unicamp, em especial, ao colega Sérgio Milo, pela amizade e pelas inúmeras caronas até a Faculdade.

Gostaria de agradecer a toda a minha família, em particular, aos meus pais, ao meu irmão Paulo, aos meus tios e tias que residem na minha querida Botelhos, pelo carinho e incentivo sempre constantes.

Finalmente, agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro.

Índice

Capítulo 1 – Introdução	1
Capítulo 2 – Teoria do Laço de Travamento de Fase Óptica	7
2.1 – Introdução	7
2.2 -- Componentes do OPLL	8
2.2.1 – Fotodetector	9
2.2.2 – Tipos de Filtros Passa Baixa	10
2.2.2.1 – Filtro de Primeira Ordem	10
2.2.2.2 – Filtro de Primeira Ordem Modificado	10
2.2.2.3 – Filtro de Segunda Ordem	12
2.2.3 – Laser Escravo	13
2.2.4 – Detector de Fase	14
2.3 – Análise do OPLL no Domínio do Tempo	14
2.4 – Análise do OPLL no Domínio da Frequência	17
2.5 – Filtros de Laço e Estabilidade	19
2.5.1 – Laço de Primeira Ordem	20
2.5.2 – Laço de Primeira Ordem Modificado	24
2.5.3 – Laço de Segunda Ordem	26
2.6 – Principais Fontes de Ruído	29
2.6.1 – Ruído de Fase do Laser	30
2.6.2 – Ruído Balístico do Fotodetector	32
2.7 – Desempenho do OPLL	33
2.7.1 – Espectro do Sinal de Erro de Fase	34
2.7.2 – Variância do Erro de Fase	36
2.7.3 – Tempo Médio Entre Escorregamento de Ciclos	41
2.8 – Conclusão	48

Capítulo 3 – Equações de Taxa de Lasers Semicondutores	51
3.1 – Introdução	51
3.2 - Processos de Emissão e Absorção	52
3.2.1 – Taxas de Emissão e Absorção	53
3.2.2. – Recombinações Não-Radiativas	54
3.3 – Condições para Atingir o Limiar	56
3.4 – Ganho Óptico	59
3.5 – Fator de Confinamento	60
3.6 – Características Operacionais	63
3.6.1 – Equações de Taxa	64
3.6.2 – Estado Estacionário	65
3.6.3 – Comportamento Dinâmico	71
3.7 – Modulação	76
3.7.1 – Modulação de Intensidade	77
3.7.2 – Modulação de Frequência	83
3.8 – Conclusão	85
Capítulo 4 – Resultados de Simulação	87
4.1 – Introdução	87
4.2 – Algoritmo Empregado no Modelamento do OPLL	88
4.3 – Ganho Total do OPLL	94
4.4 – Resultados de Simulação	96
4.4.1 -- Laço de Primeira Ordem Modificado Passivo	96
4.4.2 – Laço de Segunda Ordem	113
4.4.3 – Influência do Tempo de Atraso na Aquisição do OPLL	129
4.5 – Limitações Apresentadas pelo Algoritmo	136
4.6 – Conclusão	137
Capítulo 5 – Conclusão	139
Referências Bibliográficas	143

Lista de Símbolos

η	(Ω)	impedância intrínseca do meio
τ	(s)	constante de tempo do filtro
ω	(rad/s)	freqüência angular de operação
ϵ		constante dielétrica do meio
β	(m^{-1})	constante de propagação
α	(cm^{-1})	coeficiente de absorção
Γ		fator de confinamento
λ	(m)	comprimento de onda
ϕ	(rad)	fase total do campo elétrico
ω	(rad/s)	freqüência angular de operação do laser
$\delta\phi$	(rad)	variação da fase total do sinal óptico do laser
$\Delta\omega_h$	(rad/s)	faixa de <i>hold-in</i>
$\Delta\omega_l$	(rad/s)	faixa de <i>lock-in</i>
$\Delta\omega_L$	(rad/s)	espaçamento de freqüência entre os modos
$\Delta\omega_{pi}$	(rad/s)	faixa de <i>pull-in</i>
$\Delta\omega_{po}$	(rad/s)	faixa de <i>pull-out</i>
$\Phi(t)$	(W/m^2)	densidade de potência do sinal óptico
$\theta(t)$	(rad)	erro de fase
σ^2	(rad^2)	variância do erro de fase
θ_c	(rad)	fase do sinal óptico modulado em freqüência
ω_{cr}	(rad/s)	freqüência angular crítica do laço
ω_e	(rad/s)	freqüência angular do campo elétrico do laser escravo
τ_e	(s)	tempo de vida médio dos portadores
$\phi_e(t)$	(rad)	fase do campo elétrico do laser escravo
β_{ef}	(m^{-1})	constante de propagação efetiva
δf	(Hz)	largura de linha de meia potência do laser
$\delta f_c(t)$	(Hz)	gorjeio
δf_e	(Hz)	largura de linha FWHM do laser escravo
δf_m	(Hz)	largura de linha FWHM do laser mestre

δf_{max}	(Hz)	valor máximo da soma das larguras de linhas dos lasers
$\delta f_o(t)$	(Hz)	valor máximo do gorjeio
$\delta f_{st}(f)$	(Hz)	largura de linha do laser da formulação <i>Schawlow-Townes</i>
Δg	(cm ⁻¹)	variação no ganho
η_{int}		eficiência quântica interna
α_{int}	(cm ⁻¹)	perdas internas
α_{int}	(cm ⁻¹)	perdas dos espelhos
ω_{lim}	(rad/s)	freqüência angular no limiar
α_{lin}		fator de alargamento de linha do laser
ω_m	(rad/s)	freqüência angular do campo elétrico do laser mestre
ω_n	(rad/s)	freqüência angular de cada modo longitudinal do laser
$\phi_m(t)$	(rad)	fase do campo elétrico do laser mestre
ω_{me}	(rad/s)	diferença entre as freqüências dos campos elétricos
$\phi_{me}(t)$	(rad)	diferença entre as fases dos campos elétricos
ω_{mod}	(rad/s)	freqüência angular do sinal de modulação
Γ_N	(s ⁻¹)	taxa de amortecimento para as flutuações de portadores
$\delta N_{N\max}$		máxima variação no número de portadores
$\delta N_N(t)$		variação no número de portadores
ω_{no}	(rad/s)	freqüência angular natural do laço para atraso nulo
ξ_{no}		fator de amortecimento do laço para atraso nulo
Δn_p		variação do índice de refração
$\delta N_{P\max}$		máxima variação no número de fótons
$\delta N_P(t)$		variação do número de fótons
τ_{nr}	(s)	tempo de recombinação não-radiativo
ω_o	(rad)	freqüência angular em que o ganho é máximo
τ_p	(s)	tempo de vida dos fótons
Γ_P	(s ⁻¹)	taxa de amortecimento para as flutuações de fótons
θ_P	(rad)	fase do sinal óptico modulado em intensidade
$\rho_{ph}(f)$	(J/m ³ Hz)	densidade espectral de radiação de energia
ω_r	(rad/s)	freqüência angular do sinal do gerador de referência
τ_r	(s)	tempo de recombinação radiativo

Γ_R	(s ⁻¹)	taxa de amortecimento
Ω_R	(rad/s)	freqüência angular das oscilações de relaxação
β_{sp}		fator de emissão espontânea
A		ganho do filtro do laço
a	(cm ²)	ganho diferencial
A_E	(s ⁻¹)	coeficiente de Einstein
A_{nr}	(s ⁻¹)	coeficiente não-radiativo
A_p	(m ²)	área da região ativa do fotodetector
A_r	(V)	amplitude do sinal do gerador de referência
B	(cm ³ /s)	coeficiente de recombinação de radiação espontânea
B'_E	(J ⁻¹ m ³)	coeficiente de Einstein
B_E	(J ⁻¹ m ³)	coeficiente de Einstein
B_r		faixa de ruído do laço
c	(m/s)	velocidade da luz
C	(cm ⁶ /s)	coeficiente de Auger
d	(m)	espessura da região ativa
D		espessura normalizada
e	(C)	carga do elétron
$E(s)$		função de transferência de erro
E_e	(V/m)	campo elétrico do laser escravo
E_{eo}	(V/m)	amplitude do campo elétrico do laser escravo
E_m	(V/m)	campo elétrico do laser mestre
E_{mo}	(V/m)	amplitude do campo elétrico do laser mestre
E_o	(V/m)	amplitude constante do campo elétrico
E_{total}	(V/m)	campo elétrico total
f	(Hz)	freqüência de operação
$F(s)$		transformada de Laplace de $f(t)$
$f(t)$		resposta impulsiva do filtro de laço
f_c	(Hz)	freqüência de corte do filtro de laço
$f_{df}(t)$		resposta impulsiva do detector de fase
$f_{fa}(t)$		resposta impulsiva combinada do fotodetector e do amplificador de laço

$F_{fm}(s)$		transformada de Laplace de $f_{fm}(t)$
$f_{fm}(t)$		resposta impulsiva à modulação em frequência do laser
FM		<i>frequency modulation</i>
$F_s(s)$		transformada de Laplace de $f_s(t)$
FTTH		<i>fiber - to - the - home</i>
FWHM		<i>Full Width Half Maximum</i>
g	(cm^{-1})	ganho da região ativa
G	(s^{-1})	ganho óptico da região ativa
$G(s)$		função de transferência de malha aberta
G_{amp}		ganho do amplificador de laço
g_{lim}	(cm^{-1})	ganho no limiar
G_m	(s^{-1})	ganho óptico de cada modo longitudinal
G_N	(s^{-1})	ganho diferencial em relação à população de portadores
G_o	(s^{-1})	ganho óptico estacionário
G_P	(s^{-1})	ganho diferencial em relação à população de fótons
h	(J.s)	constante de Planck
$H(s)$		função de transferência de malha fechada
I	(A)	corrente de injeção
$i_a(t)$	(A)	fotocorrente
I_b	(A)	corrente de polarização
$i_b(t)$	(A)	corrente de saída do detector de fase
$i_c(t)$	(A)	corrente de saída do filtro
$i_{ie}(t)$	(A)	corrente de controle efetivo do laser escravo
I_{lim}	(A)	corrente de limiar
IM-DD		<i>intensity - modulation, direct - detection</i>
I_{mod}	(A)	sinal analógico de modulação
J_{lim}	(A/m^2)	densidade de corrente de limiar
k	(rad/s)	ganho total do laço
k_b	(J/K)	constante de Boltzmann
k_{co}		eficiência de acoplamento dos campos elétricos.
k_{cr}	(rad/s)	ganho crítico do laço
k_{laser}	(s.A)	ganho do laser escravo

k_m	(rad/A)	ganho do detector de fase
k_o	(m ⁻¹)	número de onda no vácuo
k_{pd}	(A)	ganho do fotodetector combinado com o detector de fase
k_v	(rad/s)	ganho DC do laço
L	(m)	comprimento da cavidade ressonante
LED		<i>light emitting diodes</i>
m		número de modos longitudinais
M		limite dos modo longitudinais em que o ganho é positivo
m_{mod}		profundidade de modulação
n		índice de refração do meio
N	(cm ⁻³)	densidade de portadores
\tilde{n}		índice de refração complexo
$N'(s)$		transformada de Laplace de $n'(t)$
N_1	(m ⁻³)	densidade de portadores da banda de valência
N_2	(m ⁻³)	densidade de portadores da banda de condução
$N_e(s)$	(rad)	flutuações de fase do laser escravo
n_{ef}		índice de refração efetivo
n_g		índice de refração de grupo
$N_m(s)$	(rad)	flutuações de fase do laser mestre
$N_N(t)$		número de portadores
N_{No}		número de portadores estacionário
$N_P(t)$		número de fótons
N_{Po}		número de fótons estacionário
$N_r(s)$	(rad)	flutuações de fase do gerador de referência
$N_{rb}(s)$	(rad)	flutuações de fase do ruído balístico do fotodetector
N_{tr}	(cm ⁻³)	densidade de portadores na transparência
OPLL		<i>optical phase-locked loop</i>
P	(cm ⁻³)	densidade de fótons
P_e	(W)	potência óptica associada ao campo elétrico do laser escravo
PLL		<i>phase-locked loop</i>
P_m	(W)	potência óptica associada ao campo elétrico do laser mestre

POM		primeira ordem modificado
P_s	(W)	potência óptica associada ao campo elétrico do laser escravo
R	(A/W)	responsividade do fotodetector
R_1 e R_2		refletividade dos espelhos do laser
R_{abs}	(s ⁻¹)	taxa de absorção
R_{espo}	(s ⁻¹)	taxa de emissão espontânea
R_{esti}	(s ⁻¹)	taxa de emissão estimulada
R_{nr}	(s ⁻¹)	taxas de recombinações não-radiativas
R_r	(s ⁻¹)	taxas de recombinações radiativas
R_{sp}	(s ⁻¹)	taxa de emissão espontânea no laser
$S_{drb}(f)$	(A ² /Hz)	densidade espectral do ruído balístico
$S_e(f)$	(rad ² /Hz)	densidade espectral do erro de fase
$S_e(f)$	(rad ² /Hz)	densidade espectral do ruído de fase do laser escravo
$S_{FM}(f)$	(Hz ² /Hz)	densidade espectral total do ruído FM
$S_l(f)$	(Hz)	soma das densidades espectrais do ruído de fase dos lasers
$S_m(f)$	(rad ² /Hz)	densidade espectral do ruído de fase do laser mestre
SO		segunda ordem ativo
$S_{rb}(f)$	(rad ² /Hz)	densidade espectral de ruído de fase do ruído balístico
$S_{RF}(f)$	(rad ² /Hz)	densidade espectral do ruído de fase
$S_{RF-laser}(f)$	(rad ² /Hz)	densidade espectral do ruído de fase do laser
T	(K)	temperatura absoluta
T_a	(s)	atraso intrínseco do laço
t_d	(s)	<i>turn-on-delay</i>
T_{me}	(s)	tempo médio entre escorregamento de ciclos
V	(cm ³)	volume da região ativa
$v_a(t)$	(V)	tensão na saída do amplificador de laço
$v_b(t)$	(V)	tensão na saída do detector de fase
v_g	(cm/s)	velocidade de grupo
$v_r(t)$	(V)	tensão do sinal do gerador de referência
WDM		<i>wavelength division multiplex</i>
Z_1	(Ω)	impedância do amplificador de laço
Z_2	(Ω)	impedância de entrada do filtro de laço

Lista de Figuras

1.1	<i>Composição básica de um OIL</i>	3
1.2	<i>Composição básica de um OPLL heteródino.</i>	4
1.3	<i>Composição básica de um OPLL homódino.</i>	4
2.1	<i>Composição básica de um OPLL.</i>	8
2.2	<i>Filtro passa baixa de primeira ordem modificado passivo.</i>	11
2.3	<i>Resposta em frequência para o filtro de primeira ordem modificado passivo: (a) módulo e (b) fase.</i>	11
2.4	<i>Filtro passa baixa de segunda ordem passivo.</i>	12
2.5	<i>Filtro passa baixa de segunda ordem ativo.</i>	13
2.6	<i>Resposta em frequência para o filtro de segunda ordem ativo: (a) módulo e (b) fase.</i>	13
2.7	<i>Diagrama de Bode de $G(s)$ para o laço de primeira ordem.</i>	22
2.8	<i>Diagrama de Bode de $G(s)$ para o laço de primeira ordem modificado.</i>	26
2.9	<i>Diagrama de Bode de $G(s)$ para o laço de segunda ordem ativo.</i>	29
2.10	<i>Representação da densidade espectral do ruído FM de um laser semiconductor monomodo: (a) ruído de fase devido à emissão espontânea, (b) flutuações da densidade de portadores, (c) ruído devido ao auto aquecimento, (d) ruído flicker.</i>	31
2.11	<i>Espectro do sinal de erro de fase S_e para o laço de (a) primeira ordem modificado e para o laço de (b) segunda ordem ativo, respectivamente, para diversos valores de ganho total do laço.</i>	35
2.12	<i>Comparação entre os espectros do sinal de erro de fase para o laço de segunda ordem ativo S_e e a combinação dos espectros do ruído de fase dos lasers S_l.</i>	37
2.13	<i>Variância do erro de fase para o laço de (a) primeira ordem modificado e (b) segunda ordem ativo em função do tempo de atraso na propagação do sinal no laço.</i>	40
2.14	<i>Variância do erro de fase para o laço de (a) primeira ordem modificado e (b) segunda ordem ativo em função da soma das larguras de linha dos lasers, tendo tempo de atraso como parâmetros.</i>	42
2.15	<i>Tempo médio de ocorrência de escorregamentos de ciclos em função do tempo de atraso de propagação para (a) o laço de primeira ordem modificado, tendo f_c como parâmetro, e para o (b) laço de segunda ordem ativo, tendo ξ_o como parâmetro.</i>	44
2.16	<i>Tempo médio entre a ocorrência de escorregamento de ciclos em função da combinação das larguras de linha dos lasers para (a) o laço de primeira</i>	45

	<i>ordem modificado e para (b) o laço de segunda ordem ativo, tendo o tempo de atraso como parâmetro.</i>	
2.17	<i>Valor máximo para a soma das larguras de linhas espectrais dos lasers mestre e escravo em função do tempo de atraso para (a) o laço de primeira ordem modificado e para (b) o laço de segunda ordem ativo, respectivamente, assumindo-se T_{me} de 10 anos.</i>	47
3.1	<i>Mecanismos de: (a) absorção, (b) emissão espontânea e (c) emissão estimulada.</i>	52
3.2	<i>Ilustração de uma cavidade ressonante do tipo Fabry-Perot de comprimento L, semelhante àquela existente em um laser semiconductor.</i>	56
3.3	<i>Distribuição do campo elétrico no modo fundamental para um laser semiconductor com índice de refração da região ativa n_2 contornada com material com índice de refração n_1, com $n_2 > n_1$, com a direção z perpendicular ao plano xy.</i>	62
3.4	<i>Fator de Confinamento em função da espessura da região ativa, para o modo TE_0 de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot.</i>	63
3.5	<i>Variação normalizada do número de portadores em função da corrente de polarização, para um fator de emissão estimulada de 10^{-3}.</i>	67
3.6	<i>Tempo de vida dos portadores dentro da cavidade do diodo laser em função da corrente.</i>	68
3.7	<i>Curva da potência óptica de saída em função da corrente de polarização.</i>	69
3.8	<i>Curva potência óptica de saída em função da corrente de polarização para valores de fator de emissão espontânea de (a) 10^{-3}, (b) 10^{-4} e (c) 10^{-5}.</i>	69
3.9	<i>Curva potência óptica em função da corrente polarização para nove modos longitudinais de um laser semiconductor.</i>	71
3.10	<i>Comportamento dinâmico da densidade de portadores no instante inicial da aplicação de um degrau de 40 mA à corrente de polarização inicialmente nula de um laser.</i>	72
3.11	<i>Comportamento dinâmico da população de fótons devido às variações na população de portadores, mostradas na Fig. 3.10.</i>	73
3.12	<i>Espectro da luz gerada pelo laser semiconductor durante (a) a ocorrência de um transiente na corrente de polarização e (b) o mesmo espectro no estado estacionário.</i>	74
3.13	<i>Resposta em frequência para a modulação em intensidade de um laser semiconductor onde se assumiu $m_{mod} = 0,01$, potência óptica de saída de 1 mW, frequência das oscilações de relaxação de 2,65 GHz e taxa de amortecimento de $1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.</i>	79
3.14	<i>Densidades de (a) fótons e (b) portadores geradas a partir de um sinal de modulação de 1 GHz e amplitude de 1 mA, aplicado na corrente de</i>	80

	<i>polarização do laser.</i>	
3.15	<i>Ilustração da limitação da resposta em intensidade do laser à modulação: (a) sinal eletrônico com componentes senoidais em 0,5, 1 e 1,5 GHz e (b) o sinal óptico correspondente; (c) sinal eletrônico com componentes senoidais em 2,5, 3 e 3,5 GHz e (d) o sinal óptico correspondente.</i>	82
3.16	<i>Densidade de fótons para uma modulação digital de 1 Gbps, com amplitude de 1 mA para o nível lógico “1”, 0 mA para o nível lógico “0” e corrente de polarização de 25 mA.</i>	82
3.17	<i>Gorjeio em função da frequência para um sinal senoidal de modulação, onde $m_{mod} = 0,01$ e potência de saída de 1 mW.</i>	84
3.18	<i>Desvio de frequência do laser em relação à frequência central para um sinal de modulação digital de 1 Gbps, com amplitude de 1 mA para o nível lógico “1”, 0 mA para o nível lógico “0” e com corrente de polarização de 25 mA.</i>	85
4.1	<i>Diagrama de blocos para o modelamento de um OPLL homódino.</i>	88
4.2	<i>Representação da geração da componente DC durante o processo de aquisição de um OPLL.</i>	91
4.3	<i>Desvio de frequência do laser escravo em função do desvio de corrente, em torno da corrente de polarização.</i>	96
4.4	<i>Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo para o processo de travamento de um OPLL de primeira ordem modificado, com uma separação inicial de frequência de 100 MHz entre os lasers.</i>	98
4.5	<i>Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para um OPLL de primeira ordem modificado com uma separação inicial de frequências de 100 MHz.</i>	99
4.6	<i>Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo para o processo de travamento de um OPLL de primeira ordem modificado, com uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 280 MHz.</i>	101
4.7	<i>Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para um OPLL de primeira ordem modificado com uma separação inicial de frequência de 280 MHz.</i>	102
4.8	<i>Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo para o processo de travamento de um OPLL de primeira ordem modificado, com uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 350 MHz.</i>	103
4.9	<i>Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para um OPLL de primeira ordem modificado, com uma separação inicial de frequências de 350 MHz.</i>	104
4.10	<i>Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) da evolução da diferença entre as frequência dos lasers, para um OPLL de primeira ordem</i>	105

- modificado e uma separação inicial de frequências de 1,12 GHz, sendo a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre.*
- 4.11 *Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) da evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de primeira ordem modificado e uma separação inicial de frequências de 1,12 GHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo.* 107
- 4.12 *Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) da evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de primeira ordem modificado com uma separação inicial de frequências de 2,8 GHz.* 108
- 4.13 *Formas de onda do sinal na saída do fotodetector para um OPLL de primeira ordem modificado com fatores de amortecimento de (a) 1 e (b) 0,707, e uma separação inicial de frequências de 800 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo.* 110
- 4.14 *Formas de onda do sinal na saída do fotodetector para um OPLL de primeira ordem modificado com fatores de amortecimento de (a) 0,5 e (b) 0,1, e uma separação inicial de frequências de 800 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo.* 111
- 4.15 *Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) da evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de primeira ordem modificado com fatores de amortecimento de 1, 0,707, 0,5 e 0,1, e uma separação inicial de frequências de 150 MHz.* 112
- 4.16 *Formas de onda da (a) fotocorrente e (b) evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo, para um OPLL de primeira ordem modificado sujeito a um sinal modulado em frequência do laser mestre em 10 MHz.* 114
- 4.17 *Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo durante o processo de travamento, para o OPLL de segunda ordem passivo, para uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 69 MHz.* 116
- 4.18 *Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para o OPLL de segunda ordem passivo, com uma separação inicial de frequências de 69 MHz.* 117
- 4.19 *Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo durante o processo de travamento para o OPLL de segunda ordem ativo, para uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 69 MHz.* 118
- 4.20 *Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para o OPLL de segunda ordem ativo, com uma separação inicial de frequências de 69 MHz.* 119
- 4.21 *Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e da (b) evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de segunda ordem ativo com separação inicial de frequências de 100 MHz, sendo a frequência* 120

- do laser escravo maior que a frequência do laser mestre.*
- 4.22 *Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para o OPLL de segunda ordem ativo, com uma separação inicial de frequências de 15 GHz.* 122
- 4.23 *Forma de onda do sinal na saída do fotodetector de um OPLL de segunda ordem ativo, para um fator de amortecimento de 0,707 e separação inicial de frequências de 400 MHz, sendo (a) a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre e (b) a frequência do laser escravo menor que a frequência do laser mestre.* 123
- 4.24 *Formas de onda do sinal na saída do fotodetector de um OPLL de segunda ordem ativo para fatores de amortecimento de (a) 1 e (b) 0,5, com uma separação inicial de frequências de 400 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo.* 125
- 4.25 *Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e de (b) evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de segunda ordem ativo, com um fator de amortecimento de 0,1 e uma separação inicial de frequências de 400 MHz, sendo a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre.* 126
- 4.26 *Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e da (b) evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de segunda ordem ativo com fatores de amortecimento de 1, 0,707, 0,5 e 0,1 e uma separação inicial de frequências de 50 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a do laser escravo.* 127
- 4.27 *Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e da (b) evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de segunda ordem passivo com fatores de amortecimento de 1, 0,707, 0,5 e 0,1 e uma separação inicial de frequências de 50 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a do laser escravo.* 128
- 4.28 *Formas de onda da (a) fotocorrente e da (b) evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo, para OPLL de segunda ordem ativo, onde o sinal do laser mestre é modulado em frequência a 10 MHz.* 130
- 4.29 *Formas de onda do (a) erro de fase instantâneo e da (b) evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers, durante o processo de travamento com tempo de atraso de 1 ns, para um OPLL de primeira ordem modificado e separação inicial de frequências 124 MHz.* 132
- 4.30 *Formas de onda do (a) erro de fase instantâneo e da (b) evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers, durante o processo de travamento com tempo de atraso de 1 ns, para o OPLL de segunda ordem ativo e separação inicial de frequências de 61 MHz.* 134
- 4.31 *Oscilação da fotocorrente de um OPLL de segunda ordem ativo, para um valor de tempo de atraso de propagação de 20 ns.* 136

Capítulo 1

Introdução

Com o aumento da demanda do tráfego de informações, tem-se tornado cada vez maior a necessidade de se conceber e aprimorar os meios que permitam escoar altas taxas de transmissão a pequenas e longas distâncias. Dentre os meios de transmissão conhecidos, os sistemas de comunicações que utilizam fibras ópticas têm-se destacado, devido, principalmente, às enormes vantagens que estas oferecem. Assim, além da frequência de portadora na região do infravermelho, o que permite uma ampla largura de faixa, as fibras ópticas possuem baixa perda, baixa distorção, segurança, elevada qualidade de transmissão, imunidade a distúrbios eletromagnéticos, condutividade elétrica nula e pequenas dimensões, entre outras.

Durante as décadas 1960 e 1970, dois fatos marcaram o início das comunicações via fibras ópticas: o desenvolvimento dos lasers semicondutores e o surgimento das primeiras fibras ópticas com perdas inferiores a 20 dB/km [1]. Com estes componentes, foi possível o projeto dos primeiros enlaces ópticos comerciais utilizando lasers semicondutores. Neste enlaces, devido às impurezas e instabilidade de frequência da luz gerada pelos lasers e as limitações tecnológicas da época, as informações eram transmitidas apenas pela variação da potência óptica conforme o sinal modulante. No outro extremo da fibra, as variações na potência do sinal óptico eram transformadas em variações de corrente através de um fotodetector. Esta técnica de modulação ficou conhecida como modulação por intensidade e detecção direta (*intensity-modulation direct-detection* - IM-DD) e, atualmente, ainda é a mais utilizada.

Dentre as principais desvantagens da modulação IM-DD, pode-se destacar a baixa sensibilidade e baixa seletividade [1-2]. Porém, como estes enlaces possuíam apenas um canal, não havia a necessidade de grande seletividade. No entanto, a baixa sensibilidade tornou-se o fator limitante no desempenho dos sistemas de comunicações ópticas. Desta forma, a redução da atenuação das fibras, o aperfeiçoamento de fontes ópticas mais puras e mais potentes e o uso de estágios regeneradores tornaram-se alvo de inúmeras pesquisas, a

fim de garantir o aumento da máxima distância do enlace. Entretanto, foi apenas após o advento dos amplificadores ópticos empregando fibras ópticas dopadas com elementos das terras-raras que sistemas com alta capacidade de transmissão de informações a longas distâncias puderam-se tornar uma realidade comercial [3].

Nos dias atuais, com o aumento das taxas de transmissão, o surgimento de novas topologias de redes e serviços, como a *fiber-to-the-home* (FTTH), impulsionou a migração da transmissão de um único canal por fibra óptica para a transmissão multicanal, através da multiplexação por divisão em comprimento de onda (*wavelength division multiplex* - WDM). Porém, o uso de vários canais em diferentes frequências é dificultado pela baixa seletividade oferecida pela modulação IM-DD. Desta forma, as pesquisas em comunicações ópticas têm-se direcionado para o desenvolvimento e aperfeiçoamento de componentes ópticos que permitam maior seletividade dos enlaces que utilizam a modulação IM-DD. Um destes componentes é o filtro óptico. Assim, para a seleção de canais, devem-se utilizar vários filtros ópticos sintonizados individualmente em cada comprimento de onda dos canais transmitidos pela fibra. Infelizmente, a largura de banda destes filtros limita o número máximo de canais nos sistemas WDM. Segundo as regulamentações propostas pela International Telecommunications Union, um sistema WDM teria a capacidade de transmitir 40 canais com espaçamento de 100 GHz (~ 1 nm) entre eles [3]. Contudo, resultados mais recentes relatam a operação de sistemas com espaçamentos ligeiramente inferiores a 0,5 nm [4-5].

Uma outra técnica que permite a seleção de canais independentemente da filtragem óptica é a dos receptores coerentes. Como consequência do alto grau de seletividade que estes receptores possuem, torna-se viável o projeto de sistemas que utilizam a multiplexação por divisão em comprimento de onda com altíssima densidade de canais. Assim, enquanto que um sistema WDM regulamentado atual operaria com até 40 canais, com o uso de receptores coerente, o espaçamento entre canais poderia ser projetado para adequar-se, por exemplo, à largura de faixa dos diferentes sinais sendo transmitidos. Por exemplo, nas faixa de transmissão de 1270 a 1350 nm (janela de 1300 nm) e de 1480 a 1600 nm (janela de 1550 nm), para um receptor coerente projetado para espaçamento entre

canais de 10 GHz, o número de canais poderia, teoricamente, ser de 1000 na primeira janela e de 1500 na segunda janela [2].

O travamento por injeção óptica (*optical injection locking* - OIL) é um exemplo de sincronização de frequência aplicada em fontes ópticas. Nesta técnica, o travamento é obtido através de emissões estimuladas provocadas pela inserção de parte do sinal óptico de uma fonte considerada mestra na região ativa de uma fonte escrava. Este processo induz o sinal óptico gerado pelo laser escravo a assumir as mesmas características de fase e ruído que aqueles do sinal da fonte mestra. A Fig. 1.1 mostra a composição básica de um OIL. O sinal óptico do laser mestre é acoplado à região ativa do laser escravo através de um isolador, que tem por função evitar que o laser mestre seja influenciado pela luz emitida pelo laser escravo. Em seguida, os sinais de ambos os lasers são acoplados a um fotodetector, produzindo em sua saída um sinal elétrico em banda básica (OIL no modo homódino). Para a configuração heteródina, faz-se uso de um modulador de fase externo entre os pontos A e B. Nesta situação, força-se o laser escravo a travar em relação a uma das bandas laterais gerada pela modulação do sinal do laser mestre.

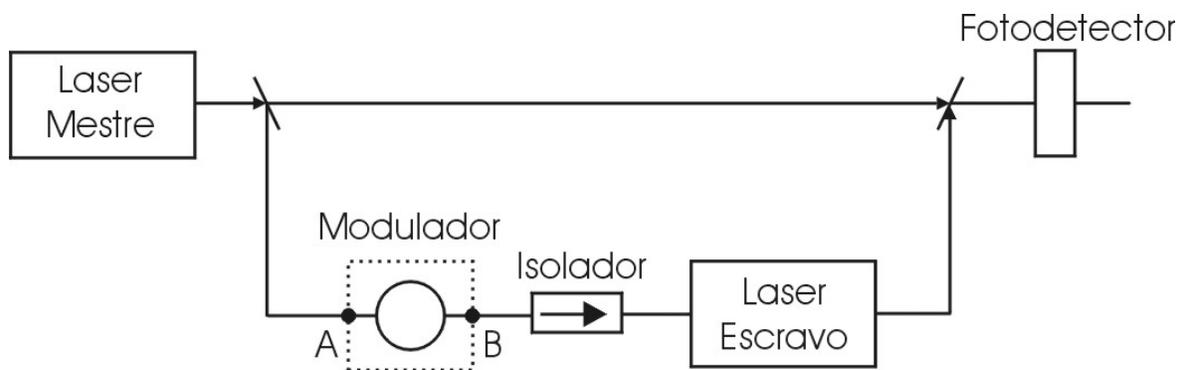


Fig. 1.1 – Composição básica de um OIL.

Outra técnica de esquemas de recepção coerente em estudo envolve a utilização do laço de travamento da fase óptica (*optical phase-locked loop* - OPLL). O OPLL é um circuito optoeletrônico que utiliza a realimentação para o controle da fase de um sinal de uma fonte óptica. O processo de controle é realizado através da comparação da fase de um sinal óptico de entrada com a fase de um sinal óptico gerado localmente. Após a comparação, um sinal de erro de fase é gerado e processado eletronicamente para controlar

a fase da fonte óptica local. Um OPLL pode operar tanto no modo heteródino quanto no modo homódino. A Fig. 1.1 mostra o esquema básico de um OPLL na configuração heteródina e a Fig. 1.2 o de operação homódina.

No modo heteródino, o OPLL é formado, basicamente, por um laser mestre, que representa, por exemplo, o sinal óptico chegando ao receptor, um fotodetector, um laser escravo, um comparador de fase, um gerador de sinal de referência e um filtro elétrico passa-baixa. Quando o sincronismo entre as fontes ópticas é alcançado, os lasers não operam na mesma frequência. O OPLL controla a fonte escrava de forma a manter a diferença entre as frequências dos lasers igual àquela do gerador de sinal de referência. De uma forma simplificada e tomando-se como referência a Fig. 1.1, a operação do OPLL pode ser resumida da seguinte maneira. O sinal de ambos os lasers é acoplado a um fotodetector, que produz uma fotocorrente com frequência igual à diferença entre as frequências dos lasers. O sinal na saída do fotodetector é amplificado e, depois, comparado com o sinal do gerador de sinal de referência em um detector de fase. O sinal na saída do detector de fase é processado pelo filtro e controla a frequência/fase do laser escravo, que se comporta como um oscilador controlado por corrente.

No modo homódino, Fig. 1.2, não há o detector de fase elétrico e o gerador local. O fotodetector realiza a tarefa de comparação de fase. Os dois lasers irão trabalhar na mesma frequência e o sinal de informação estará na banda básica. Quando os sinais ópticos nas saídas dos lasers possuírem a mesma frequência e fase, o sistema estará travado. No evento de uma variação ocorrer na fase ou frequência do sinal óptico de entrada, o OPLL irá responder de acordo para modificar a frequência ou fase do laser escravo, mantendo o enlace sincronizado.

Aplicando-se o princípio de operação do OPLL a um receptor óptico WDM, o sinal do laser mestre pode ser substituído por um sinal multiplexado, proveniente de uma fibra óptica. Uma vez que o OPLL tenha adquirido o sincronismo em relação à frequência de um dos canais ópticos recebidos, as frequências dos outros canais e as possíveis interferências serão filtradas pelo filtro passa-baixas do OPLL. Também, com o uso do OPLL, seria possível a utilização de modulação em frequência ou em fase de forma simultânea com a modulação em amplitude, ampliando-se a capacidade de transmissão do enlace óptico.

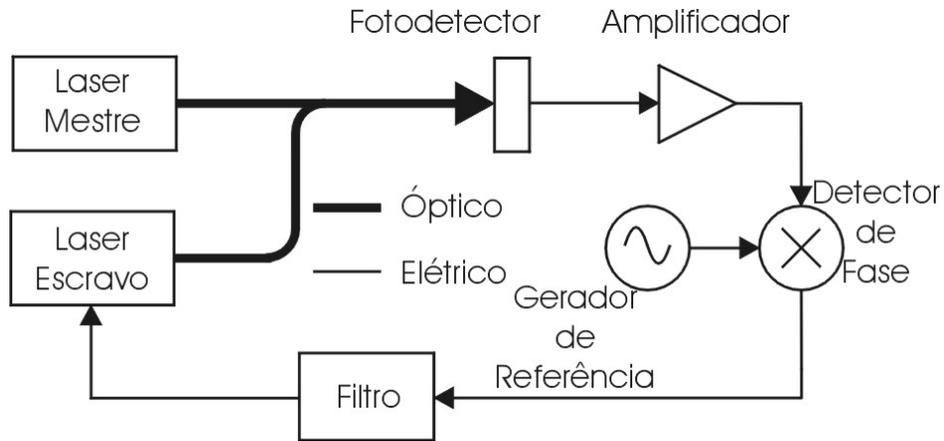


Fig. 1.2 - Composição básica de um OPLL heteródino.

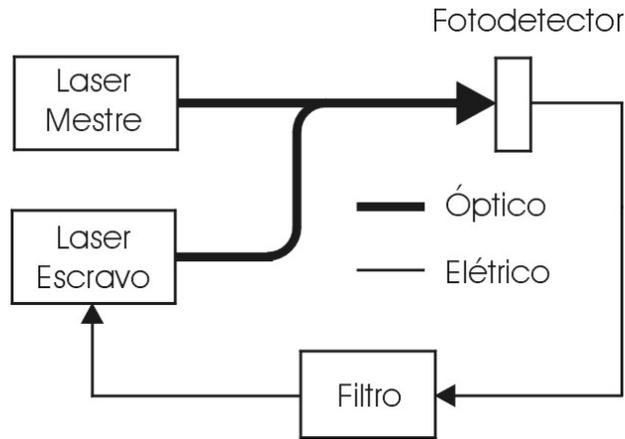


Fig. 1.3 - Composição básica de um OPLL homódino.

O objetivo deste trabalho é o de dar início a estudos teóricos sobre a viabilidade técnica da aplicação de OPLLs em sistemas de comunicação óptica multicanal, no intuito de fornecer uma solução para o aumento da densidade de canais em sistemas WDM e fornecer alternativas para o formato de modulação dos sinais visando o etiquetamento de mensagens. Este trabalho analisa, particularmente, as dinâmicas do processo de aquisição de travamento do OPLL, através de simulações computacionais. Desta forma, podem-se obter informações sobre as condições e os pré-requisitos necessários para garantir um mínimo espaçamento entre as frequências do sinal no canal e do sinal da fonte óptica local, visando aplicações WDM.

Neste contexto, o trabalho foi dividido em três partes. A primeira parte, descrita no Capítulo 2, apresenta a teoria clássica de OPLLs, onde é assumido o travamento e a

linearização do enlace. Primeiramente, os componentes envolvidos na malha de realimentação do enlace são apresentados detalhadamente. Em seguida, realiza-se a análise do OPLL no domínio do tempo e no domínio da frequência. As condições para a operação estável do OPLL são, então, apresentadas em função do tempo de atraso na propagação do sinal pelo laço. Por último, investiga-se o comportamento do laço na presença de ruído, que resulta em diferentes critérios para a medida do desempenho do OPLL.

Além de assumir o enlace travado, a teoria clássica do OPLL assume comportamentos lineares para os elementos do laço. Além do mais, ela não permite uma análise do processo de travamento do OPLL. Com a finalidade de se obter um modelamento mais preciso para o OPLL, principalmente das não-linearidades do laser escravo, o Capítulo 3 dedica-se à apresentação das equações de taxa para lasers semicondutores. Para tanto, os princípios de funcionamento dos lasers semicondutores são apresentados, desde os mecanismos de interação da luz com materiais semicondutores até as condições necessárias para que o laser atinja o limiar. As características funcionais do laser são descritas através de suas equações de taxa, que são, então, resolvidas para demonstrar o comportamento do laser mediante a aplicação de um sinal de modulação. Esta última análise é necessária para que se possa observar características de operação do laser e utilizá-las no modelamento do OPLL, de forma a permitir que conclusões sobre o comportamento transitório de aquisição de travamento de um OPLL possam ser delineadas.

O Capítulo 4 apresenta os resultados de simulações do comportamento de um OPLL homódino utilizando lasers semicondutores modelados pelas equações de taxa. Além de adotar um modelo mais completo para o laser escravo, a originalidade das análises se concentra no fato de que o travamento inicial dos lasers e a linearização da resposta dos componentes do laço não foram assumidos. Apresenta-se, então, o algoritmo desenvolvido para as simulações. Os resultados de simulação apresentados permitem uma visualização da influência do tempo de atraso de propagação do sinal pelo laço no travamento das diferentes ordens de OPLLs.

O Capítulo 5 mostra um resumo dos principais resultados, onde as conclusões e as sugestões para futuros trabalhos são apresentadas.

Capítulo 2

Teoria do Laço de Travamento de Fase Óptica

2.1 - Introdução

O laço de travamento de fase óptica (*optical phase-locked loop* - OPLL) é um sistema que utiliza uma realimentação eletrônica para o controle da fase do sinal óptico de uma fonte óptica. O processo de controle é realizado através da comparação do sinal de entrada do OPLL com o sinal gerado por um laser local. Da comparação entre as fases desses sinais, gera-se um sinal de erro de fase que é o responsável pelo controle da frequência e fase do laser oscilador local. Como a fonte óptica local é controlada pelas variações de fase do sinal óptico de entrada, a fonte óptica local é, normalmente, chamada de fonte escrava, enquanto a fonte do sinal de entrada é chamada de fonte mestre. Como resultado da operação do OPLL, a fonte escrava, após alguns ciclos de realimentação, passa a operar mantendo relações de frequência e fase sincronizadas àquelas da fonte mestra. Assim, um OPLL pode tanto operar no modo heteródino como no modo homódino [2,6-17]. No modo heteródino, os dois lasers trabalham em frequências distintas, porém com a diferença entre suas frequências mantida constante. No modo homódino, os lasers operam na mesma frequência e o sinal de erro de fase resultante permanece em banda base.

A Fig. 2.1 mostra a composição geral e básica de um OPLL que utiliza como fontes ópticas lasers semicondutores. No modo heteródino (chave na posição heteródino), os sinais ópticos de ambas as fontes são acoplados à região ativa de um fotodetector, produzindo em sua saída um sinal elétrico com frequência correspondente à diferença entre as frequências de operação dos lasers (frequência intermediária). Este sinal eletrônico é, então, amplificado e misturado, em um detector de fase, com o sinal proveniente de um gerador de sinais de referência, cuja frequência de operação corresponde à frequência intermediária. Após o comparador, um sinal de erro de fase é produzido e, posteriormente, processado por um filtro passa-baixa. O sinal na saída do filtro é então sobreposto à corrente de polarização do laser escravo, sintonizando o mesmo para responder às variações de fase do laser mestre. O travamento é adquirido quando a diferença entre as frequências

do gerador de referência e intermediária for nula. No modo homódino (chave na posição homódino), o papel de comparador de fase é diretamente executado pelo fotodetector, que entrega o sinal de erro de fase diretamente ao filtro passa baixa. Este, por sua vez, processa o sinal de erro de fase, que alimenta o laser escravo de forma a compensar as flutuações de frequência e fase do laser mestre.

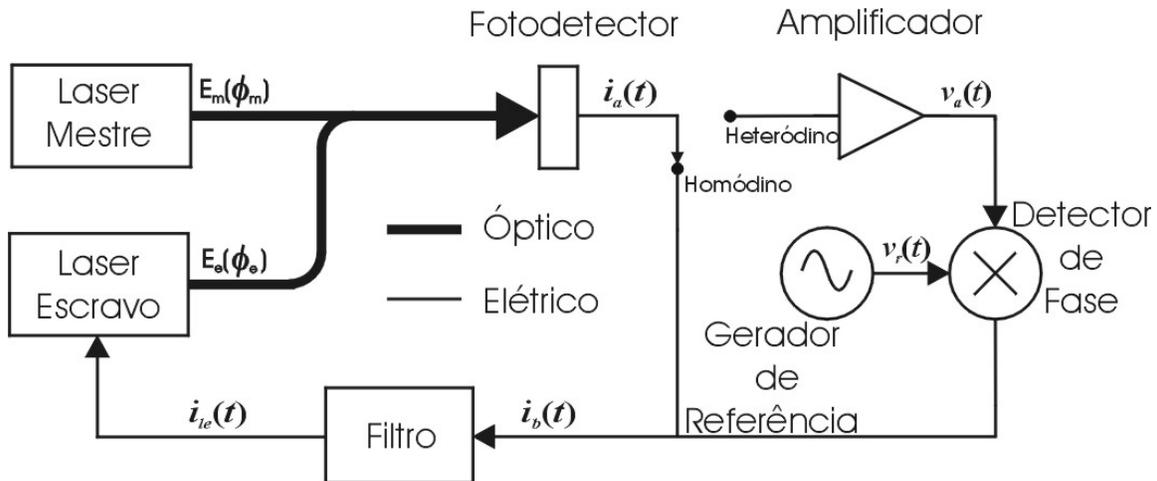


Fig. 2.1 - Composição básica de um OPLL.

A finalidade deste capítulo é apresentar a teoria clássica de um OPLL, onde é realizado um tratamento matemático do laço para vários tipos de filtros, levando-se em consideração o tempo de atraso na propagação do sinal. Primeiramente, apresenta-se uma visão detalhada dos componentes envolvidos na malha de realimentação do laço. Em seguida, desenvolve-se a análise do OPLL nos domínios do tempo e da frequência. Com os resultados obtidos, as condições para a estabilidade do laço são determinadas. Por último, investiga-se o comportamento do laço na presença de ruído. Durante a análise de ruído, apresenta-se uma introdução às principais fontes de ruído do OPLL e são determinados dois critérios para a medida do desempenho do OPLL na supressão de ruído do laço, o espectro do sinal de erro de fase e a variância do erro de fase. A partir da variância do erro de fase e levando-se em consideração relações empíricas para o escorregamento de ciclos, pôde-se determinar condições mínimas para a escolha das larguras de linha dos lasers.

2.2 - Componentes do OPLL

Os principais componentes que constituem um OPLL, conforme mostrado na Fig. 2.1, são o fotodetector, o filtro passa baixa, o laser escravo e o detector de fase.

2.2.1 - Fotodetector

O fotodetector é o elemento responsável pela detecção dos sinais da fonte escrava e da fonte mestre. Os campos elétricos associados à emissão dos lasers mestre e escravo são dados, respectivamente, por [7-11]:

$$E_m(t) = E_{mo} \exp\{j[\omega_m t + \phi_m(t)]\} \quad (2.1)$$

$$E_e(t) = E_{eo} \exp\left\{j\left[\omega_e t + \phi_e(t) + \frac{\pi}{2}\right]\right\} \quad (2.2)$$

onde, E_{mo} e E_{eo} são as amplitudes dos campos elétricos dos lasers mestre e escravo (V/m), ω_m e ω_e são as frequências angulares dos campos (rad/s), e $\phi_m(t)$ e $\phi_e(t)$ as fases dos campos (rad), respectivamente. Para a operação adequada do OPLL, necessita-se garantir a operação dos lasers em quadratura, com a inclusão do termo $\pi/2$ em (2.2). Assumindo a mesma polarização para os campos elétricos do laser mestre e laser escravo, o campo elétrico total que atingirá a área ativa do fotodetector será:

$$E_{total}(t) = E_m(t) + E_e(t) \quad (2.3)$$

A fotocorrente gerada na saída do fotodetector é dada por [7-11]:

$$i_a(t) = R \int_{A_p} \Phi(t) dA \quad (2.4)$$

onde, $\Phi(t)$ é a densidade de potência do sinal óptico que atinge a região ativa do fotodetector (W/m^2), A_p é a área da região ativa que está sendo iluminada (m^2) e R é a responsividade do fotodetector (A/W). A densidade de potência instantânea é dada por [7-11,18]:

$$\Phi(t) = \frac{|E_{total}(t)|^2}{2\eta} \quad (2.5)$$

onde η é a impedância intrínseca do meio (Ω). Substituindo-se as equações (2.1), (2.2) e (2.5) em (2.4), obtém-se:

$$i_a(t) = RP_m + RP_e + 2R\sqrt{P_m P_e} \sin[(\omega_m - \omega_e)t + \phi_m(t) - \phi_e(t)] + n(t) \quad (2.6)$$

onde $P_m = A_p E_{mo}^2 / 2\eta$ é a potência óptica associada ao campo elétrico do laser mestre e $P_e = A_p E_{eo}^2 / 2\eta$ é a potência óptica associada ao campo elétrico do laser escravo. O termo $n(t)$ foi introduzido em (2.6) para representar a contribuição do ruído que é adicionado à fotocorrente no processo de detecção.

2.2.2 - Tipos de Filtros Passa-Baixa

Os filtros de laço são normalmente classificados em relação à ordem que estabelecem para o laço de realimentação [2,6-7,19-21]. Os mais comuns são os filtros de primeira ordem e de segunda ordem.

2.2.2.1 - Filtro de Primeira Ordem

O filtro de primeira ordem é o tipo mais simples de filtro para o OPLL. Sua função de transferência pode ser representada por um amplificador de ganho A , cuja a largura de banda é infinita [19-21]:

$$F(s) = A \quad (2.7)$$

2.2.2.2 - Filtro de Primeira Ordem Modificado

O filtro de primeira ordem modificado representa uma versão mais realista do filtro de primeira ordem, pois leva em conta a resposta em frequência do circuito que o compõe. Sua função de transferência pode ser expressa por [19-20]:

$$F(s) = \frac{1}{1 + s\tau} \quad (2.8)$$

onde τ é a constante de tempo do filtro (s), a qual determina a sua frequência de corte, dada por:

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (2.9)$$

A Fig. 2.2 representa o diagrama esquemático do circuito para um filtro de primeira ordem modificado, constituído apenas de componentes passivos. A função de transferência deste circuito é dada por (2.8) e a constante de tempo é $\tau = RC$. Para o filtro de primeira ordem modificado ativo, pode-se citar o comportamento real de um amplificador operacional. Para baixas frequências, o ganho do operacional de malha fechada será constante. Para altas frequências, o amplificador será influenciado pelas suas capacitâncias parasitas e o ganho em malha fechada tem o seu valor reduzido à medida que se aumenta a frequência de operação. A Fig. 2.3 mostra a resposta em frequência do filtro passivo, para $\tau = 10^{-6}$ s.

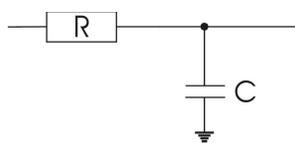


Fig. 2.2 - Filtro passa baixa de primeira ordem modificado passivo.

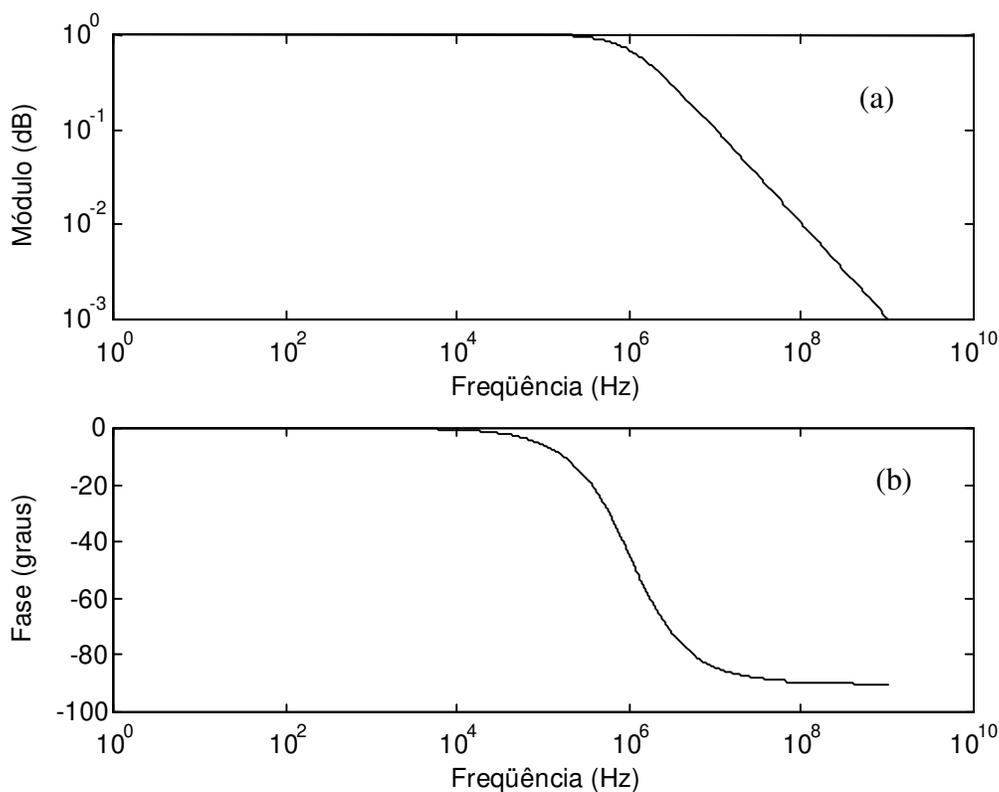


Fig. 2.3 - Resposta em frequência para o filtro de primeira ordem modificado passivo: (a) módulo e (b) fase.

2.2.2.3 - Filtro de Segunda Ordem

O filtro de segunda ordem é o mais atrativo para o OPLL, pois, como será visto mais adiante, torna-se possível o ajuste independentemente dos parâmetros do laço de realimentação. O filtro de segunda ordem pode ser passivo ou ativo. As expressões gerais para as funções de transferência dos filtros de segunda ordem passivo e ativo são dadas, respectivamente, por [19-20]:

$$F(s) = \frac{\tau_2 s + 1}{\tau_1 s + 1} \quad (2.5)$$

$$F(s) = \frac{\tau_2 s + 1}{\tau_1 s} \quad (2.6)$$

A Fig. 2.4 mostra o diagrama esquemático de um tipo de filtro de segunda ordem passivo. Para o circuito em questão, as constantes de tempo são dadas por $\tau_1 = (R_1 + R_2)C$ e $\tau_2 = R_2 C$. A frequência de corte para o filtro é $f_c = 1/2\pi\tau_1$.

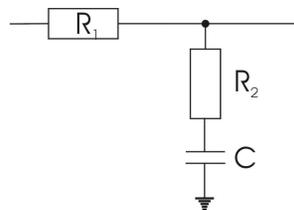


Fig. 2.4 - Filtro passa baixa de segunda ordem passivo.

A Fig. 2.5 representa o diagrama de um circuito para o filtro de segunda ordem ativo. Neste caso, a solução do circuito gera uma função de transferência do tipo:

$$F(s) = \frac{A(\tau_2 s + 1)}{\tau_2 s + 1 + (1 + A)(\tau_1 s)} \quad (2.6b)$$

onde A é o ganho de malha aberta do amplificador operacional.

No caso de A muito grande, (2.6b) tende para a expressão (2.6), onde as constantes de tempo são dadas por $\tau_1 = R_1 C$ e $\tau_2 = R_2 C$. A Fig. 2.6 mostra a resposta em frequência do filtro de segunda ordem com $\tau_1 = 10^{-5}$ s e $\tau_2 = 10^{-7}$ s.

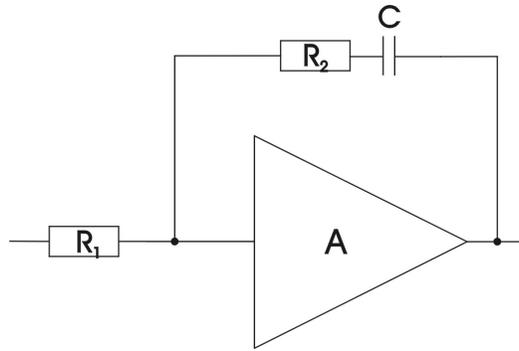


Fig. 2.5 - Filtro passa baixa de segunda ordem ativo.

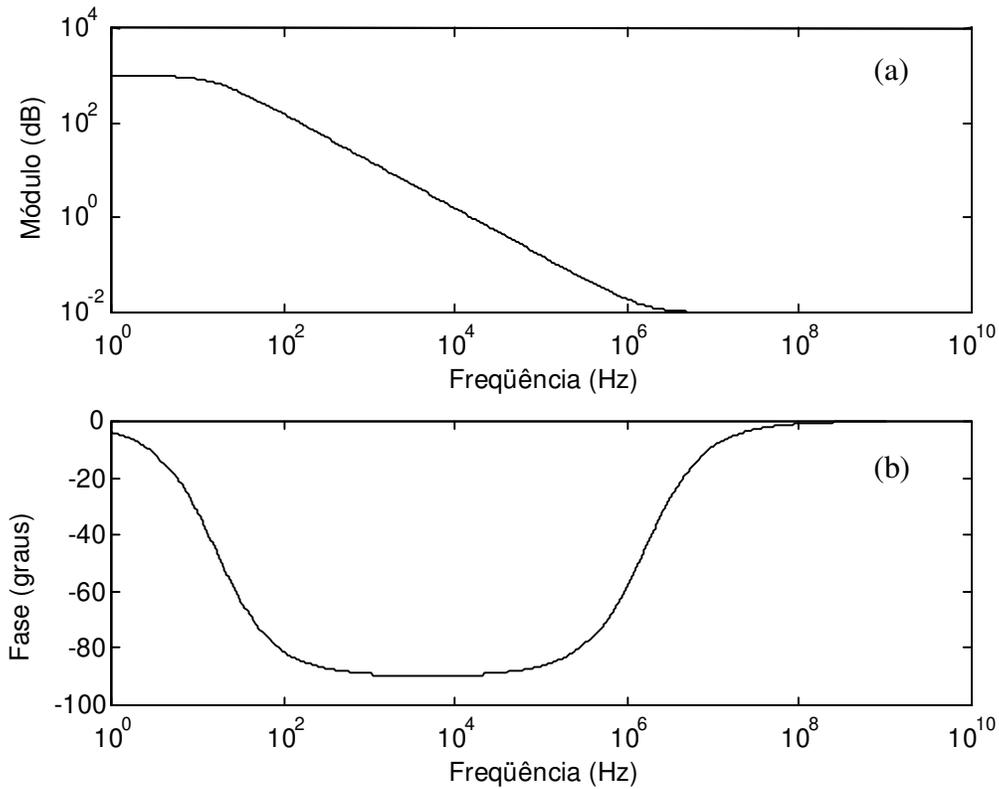


Fig. 2.6 - Resposta em frequência para o filtro de segunda ordem ativo: (a) módulo e (b) fase.

2.2.3 - Laser Escravo

O laser escravo é o elemento do OPLL que é controlado para manter a sincronização do sistema em relação ao sinal do laser mestre. No caso homódino, o controle tende a garantir que a frequência de emissão do laser escravo se iguale àquela do laser mestre. No caso heteródino, uma diferença de frequência fixa entre o laser mestre e laser escravo é mantida durante o travamento. Em analogia aos laços eletrônicos de travamento de fase

(*phase locked-loop* - PLL), pode-se considerar o papel do laser escravo como sendo aquele de um oscilador local.

Em OPLLs que utilizam lasers semicondutores, a sintonia em fase ou frequência é conseguida através da variação da corrente de polarização do laser escravo. Se as variações da corrente de polarização forem rápidas, a sintonia do laser escravo é alcançada, predominantemente, através da variação do índice de refração do cristal. Para variações mais lentas, os efeitos térmicos são os responsáveis pelas mudanças nas condições de ressonância da cavidade do laser. De uma forma geral, as alterações diretas na temperatura do laser escravo permitem um deslocamento mais lento e mais amplo de sua frequência, o que sugere o potencial para aplicações do OPLL na seleção de diferentes canais em sistemas WDM. Já a sintonia pela corrente de polarização manteria o OPLL sincronizado em relação a um dado canal selecionado. No Capítulo 3, as características de um laser semicondutor do tipo *Fabry-Perot* serão apresentadas com maiores detalhes.

2.2.4 - Detector de Fase

Os detectores de fase são divididos em duas categorias: os circuitos seqüenciais e os circuitos multiplicadores [19-20]. Os circuitos seqüenciais são mais freqüentemente utilizados em sistemas controlados por sinais compostos de seqüências binárias, ou seja, onde os sinais de entrada assemelham-se a ondas retangulares. Já os circuitos multiplicadores são mais versáteis e entregam em sua saída um sinal proporcional ao produto dos sinais de entrada. Os detectores de fase do tipo multiplicador são os mais utilizados em circuitos analógicos, como o OPLL. Portanto, nas análises conduzidas neste trabalho, serão levados em consideração apenas os circuitos multiplicadores.

2.3 - Análise do OPLL no Domínio do Tempo

Para a análise do OPLL, a Fig. 2.1 será utilizada como referência, com a chave posicionada para o modo heteródino. O modo homódino será analisado mais tarde, por se tratar de um caso particular do modo heteródino. Assim, os campos elétricos associados à emissão dos lasers escravo e mestre, dados por (2.1) e (2.2), são acoplados à região ativa de

um fotodetector. Como descrito na Seção 2.2.1, o fotodetector irá produzir uma fotocorrente do tipo [6-7]:

$$i_a(t) = k_{co} \left\{ RP_m + RP_e + 2R\sqrt{P_m P_e} \text{sen}[(\omega_m - \omega_e)t + \phi_m(t) - \phi_e(t)] \right\} + n(t) \quad (2.7)$$

onde, o termo k_{co} ($0 < k_{co} < 1$) foi introduzido para levar em conta a perda na amplitude da fotocorrente ocasionada por desalinhamentos e/ou falta de casamento de polarização das frentes de onda acopladas ao fotodetector.

Na seqüência, a corrente $i_a(t)$ passa por um amplificador. Este amplificador irá adequar a amplitude do sinal conforme as necessidades do projeto. Assumindo-se que Z_I seja a impedância de entrada do amplificador, o sinal amplificado será:

$$v_a(t) = G_{amp} Z_I \left\{ k_{co} k_{pd} \text{sen}[\omega_{me}t + \phi_{me}(t)] + n(t) \right\} * f_{fa}(t) \quad (2.8)$$

onde $\omega_{me} = \omega_m - \omega_e$, $\phi_{me}(t) = \phi_m(t) - \phi_e(t)$, G_{amp} é o ganho do amplificador, $f_{fa}(t)$ é a resposta ao impulso conjugada para o fotodetector e o amplificador e $k_{pd} = 2R\sqrt{P_m P_e}$ (A). Em (2.8), o termo DC da fotocorrente presente em (2.7) foi desprezado, uma vez que o mesmo tenderia a ser filtrado do circuito pela banda de operação do detector de fase.

O papel do detector de fase é o de comparar a fase de $v_a(t)$ com a fase de um sinal de referência $v_r(t)$, fornecido por um gerador de sinais local. Neste caso, $v_r(t)$ pode ser escrito como:

$$v_r(t) = A_r \cos[\omega_r t + \phi_r(t)] \quad (2.9)$$

onde A_r é a amplitude do sinal de referência (V), $\phi_r(t)$ representa a excursão da fase do sinal (rad) e ω_r a frequência angular (rad/s).

O sinal na saída do detector de fase $v_b(t)$ será:

$$v_b(t) = k_m v_a(t) v_r(t) = k_d \left\{ \text{sen}[(\omega_{me} - \omega_r)t + \theta(t)] + n'(t) \right\} * f_s(t) \quad (2.10)$$

onde, após o descarte dos termos de ordem superior, pode-se definir k_d como:

$$k_d = \frac{1}{2} k_m A_r Z_1 k_{co} G_{amp} \quad (2.11)$$

onde k_m é o fator de ganho do detector de fase. Em (2.10), $\theta(t)$ é o erro de fase na saída do detector de fase, dado por:

$$\theta(t) = \phi_{me}(t) - \phi_r(t) \quad (2.12)$$

e $f_s(t)$ é:

$$f_s(t) = f_{fa}(t) * f_{df}(t) \quad (2.13)$$

onde $f_{df}(t)$ é a resposta ao impulso do detector de fase. Utilizando-se a representação em quadratura de $n(t)$ em (2.8), ou seja [19]:

$$n(t) = n_c(t) \cos(\omega_{me} t) - n_s(t) \sin(\omega_{me} t) \quad (2.14)$$

onde, $n_c(t)$ e $n_s(t)$ são os termos de quadratura, e desprezando-se os termos de ordem superior, o termo $n'(t)$ em (2.10) é dado por:

$$n'(t) = \frac{n_c(t)}{k_{co} k_{pd}} \cos[(\omega_{me} - \omega_r)t + \phi_r(t)] + \frac{n_s(t)}{k_{co} k_{pd}} \sin[(\omega_{me} - \omega_r)t + \phi_r(t)] \quad (2.15)$$

Assumindo-se que Z_2 é a impedância de entrada do filtro do laço, a corrente de saída do detector de fase fica da forma:

$$i_b(t) = k'_d \{ \sin[(\omega_{me} - \omega_r)t + \theta(t)] + n'(t) \} * f_s(t) \quad (2.16)$$

onde $k'_d = k_d / Z_2$.

O sinal na saída do detector de fase é, então, acoplado ao filtro de laço, conforme indicado na Fig. 2.1. Considerando-se que a resposta ao impulso do filtro é $f(t)$, a corrente na saída do filtro será dada por:

$$i_c(t) = i_b(t) * f(t) \quad (2.18)$$

Como em qualquer circuito realimentado, o controle da fase do laser escravo exercido pelo OPLL não será instantâneo. Desta forma, o OPLL possuirá um atraso de propagação intrínseco T_a , que pode ser matematicamente representado através de uma função delta do tipo $\delta(t - T_a)$. Assim, o efeito do tempo de atraso pode ser incorporado às análises considerando-se que [2,7]:

$$i_{le}(t) = i_c(t) * \delta(t - T_a) \quad (2.17)$$

onde $i_{le}(t)$ é a corrente de controle efetivo do laser escravo, a qual deve ser sobreposta à sua corrente de polarização. A corrente de controle do laser escravo é responsável pela sintonia do OPLL. Através de sua ação, o OPLL adquire o travamento, ou seja, atinge a condição onde $\omega_{me} = \omega_r$ para o caso heteródino e $\omega_m = \omega_e$ para o caso homódino, e mantém o travamento no caso de alterações no comportamento da frequência e/ou fase do laser mestre. Isto ocorre pois a fase do sinal de saída do laser escravo é obrigada, pelo OPLL, a acompanhar as variações de fase do laser mestre, a fim de minimizar o erro e garantir que o resultado do batimento entre os sinais dos lasers seja constante e igual a ω . Como resultado, as fases das duas fontes ópticas tornam-se parcialmente correlacionadas, reduzindo-se o ruído de fase total dentro da banda passante do laço. Nestas condições, o sinal $i_c(t)$ pode ser considerado como um sinal modulante para o laser escravo. A sintonia de fase na saída do laser escravo pode ser escrita como [2,6-7]:

$$\frac{d\phi_e(t)}{dt} = k_{laser} [i_{le}(t) * f_{fm}(t)] \quad (2.19)$$

onde k_{laser} é o fator de ganho do laser escravo (s.A) e $f_{fm}(t)$ é a resposta impulsiva da reposta à modulação em frequência do laser.

2.4 - Análise do OPLL no Domínio da Frequência

A manipulação de (2.19) no domínio do tempo torna-se complexa devido às convoluções das respostas impulsivas dos componentes do laço. Uma solução para isto seria conduzir a análise no domínio da frequência, através da transformada de Laplace. A partir deste ponto, a análise clássica do OPLL assume a linearização da equação (2.16), ou

seja, assume-se que o OPLL está travado e que $\theta(t)$ é suficientemente pequena para que a expressão $\sin\theta(t) = \theta(t)$ seja válida [2,6-7,19-21]. Assim, substituindo (2.18), (2.17) e (2.16) em (2.19), tem-se:

$$\frac{d\phi_e(t)}{dt} = k[\theta(t) + n'(t)] * f(t) * f_s(t) * f_{fm}(t) * \delta(t - T_a) \quad (2.20)$$

onde $k_{laser} k_d' = k$.

Assim, aplicando-se a transformada de Laplace a (2.20), tem-se:

$$s\phi_e(s) = k[\theta(s) + N'(s)]F(s)F_s(s)F_{fm}(s)e^{-sT_a} \quad (2.21)$$

onde $N'(s)$, $F(s)$, $F_s(s)$, $F_{fm}(s)$ e e^{-sT_a} são as transformadas de Laplace de $n'(t)$, $f(t)$, $f_s(t)$, $f_{fm}(t)$ e $\delta(t - T_a)$. Por hora, os efeitos do ruído $N'(s)$ serão desprezados. Sua influência será considerada mais tarde, numa análise mais completa do OPLL.

Fazendo-se uma analogia à teoria de servo controle, pode-se escrever (2.21) como:

$$\phi_e(s) = G(s)\theta(s) \quad (2.22)$$

onde $G(s)$ é definida como a função de transferência de malha aberta e é dada por [19-21]:

$$G(s) = \frac{\phi_e(s)}{\theta(s)} = \frac{kF(s)F_s(s)F_{fm}(s)e^{-sT_a}}{s} \quad (2.23)$$

A função de transferência de malha fechada, $H(s)$, é definida por [19-21]:

$$H(s) = \frac{G(s)}{1 + G(s)} = \frac{kF(s)F_s(s)F_{fm}(s)e^{-sT_a}}{s + kF(s)F_s(s)F_{fm}(s)e^{-sT_a}} \quad (2.24)$$

Finalmente, a função de transferência de erro é escrita como:

$$E(s) = 1 - H(s) = \frac{s}{s + kF(s)F_s(s)F_{fm}(s)e^{-sT_a}} \quad (2.25)$$

Um parâmetro importante para o OPLL é o ganho DC do laço, definido como sendo igual ao denominador de $H(s)$ ou $E(s)$, calculado quando s é nulo. De (2.24) e/ou (2.25), o ganho DC é dado por $k_v = kF(0)F_s(0)$ [19], onde assumiu-se que $F_{fm}(f)$ está normalizado em relação a k_{laser} e, portanto, $F_{fm}(0) = 1$. O ganho DC é importante, pois está relacionado com a capacidade de travamento do OPLL como será visto mais tarde.

No sistema homódino a condição de travamento é alcançada quando a frequência do laser escravo se iguala a aquela do laser mestre. Assim, não há a necessidade para o detector de fase e o gerador de sinais, uma vez que, neste tipo de aplicação, o sinal após o fotodetector já opera em banda base. Nestas condições, a operação em quadratura temporal dos campos elétricos, associadas à lei quadrática do fotodetector, é suficiente para que o fotodetector desempenhe a função de detector de fase. Portanto, a fotocorrente pode ser diretamente acoplada ao filtro do laço para o controle do laser escravo.

2.5 - Filtros de Laço e Estabilidade

O OPLL, como qualquer sistema com realimentação, está sujeito a instabilidades que resultam em oscilações e, portanto, em perda de controle. Como o OPLL é basicamente um sistema de controle de malha fechada, as condições para que as instabilidades ocorram devem ser consideradas no projeto. O tempo de atraso e o tipo de filtro do laço são importantes fatores a serem considerados no estudo da estabilidade.

Basicamente, o OPLL é descrito em termos de sua ordem e de seu tipo. A ordem do OPLL é definida como sendo igual ao número de raízes do denominador da função de transferência de laço fechado, ou, alternativamente, a potência de $1/s$ em $G(s)$. Já o tipo do OPLL é determinado pelo número de integrações perfeitas executadas pelo laço. O OPLL é, no mínimo, tipo I devido à integração executada durante a conversão corrente/fase (frequência) realizada pelo laser escravo. Assim, a escolha do filtro do laço determinará a ordem e tipo finais do OPLL.

Analisando-se a equação de transferência de malha fechada (2.24), é possível notar que o sistema será instável se $G(s) = -1$, ou seja, $|G(s)| = 1$ para a mesma frequência em

que $\arg[G(s)] = \pm\pi$. Em geral, para o sistema ser estável, é necessário que as raízes da equação característica (denominador de $H(s)$) sejam reais e negativas. No caso de raízes complexas, é necessário que a parte real da raiz seja negativa, o que garante que a resposta temporal ao impulso tenda a zero [7]. Para se estabelecerem os critérios de estabilidade do OPLL, determinar-se-ão a frequência e o ganho crítico que fazem com que $1 + G(s) = 0$ em (2.24). Para a simplificação durante as análises, $F_s(s)$ e $F_{fm}(s)$ serão assumidos como constantes unitárias.

2.5.1 - Laço de Primeira Ordem

Conforme apresentado na Seção 2.2.2.1, o filtro de primeira ordem tem uma função de transferência $F(s) = A$, onde A é um fator de ganho. Substituindo-se $F(s)$ em (2.23) e (2.24), as funções de transferência de malha aberta e malha fechada para o OPLL ficam, respectivamente:

$$G(s) = \frac{Ak}{s} e^{-sT_a} \quad (2.26)$$

$$H(s) = \frac{Ake^{-sT_a}}{s + Ake^{-sT_a}} \quad (2.27)$$

Como (2.26) é complexa, ela pode ser escrita na forma:

$$G(s) = |G(s)| e^{j\varphi} \quad (2.28)$$

onde $\varphi = \arg[G(s)]$ é o argumento de $G(s)$. Utilizando-se o formato de (2.28) e assumindo-se uma resposta senoidal de estado estacionário:

$$G(j\omega) = \frac{Ak}{\omega} e^{-j\left(\frac{\pi}{2} + \omega T_a\right)} \quad (2.29)$$

Como comentado anteriormente, a realimentação será instável quando, $|G(s)| \geq 1$ e $\arg[G(s)] = \pm\pi$. O valor de frequência angular acima do qual a relação de instabilidade

entre o módulo e o argumento de $G(s)$ ocorre é definida como sendo a frequência angular crítica ω_{cr} e pode ser obtida para o laço de primeira ordem quando:

$$\frac{Ak}{\omega_{cr}} = 1 \quad (2.30)$$

e

$$\frac{\pi}{2} + \omega_{cr} T_a = \pi \quad (2.31)$$

Desta forma, a partir de ω_{cr} , torna-se possível determinar uma relação entre os parâmetros de ganho k e A e o tempo de atraso T_a , para os quais o sistema é instável:

$$(Ak)_{cr} = \frac{\pi}{2T_a} \quad (2.32)$$

onde $(Ak)_{cr}$ é o ganho crítico obtido a partir de ω_{cr} . Pode-se observar que $(Ak)_{cr}$ é inversamente proporcional a T_a . Desta forma, o tempo de atraso torna-se o fator limitante para o ganho total do laço de primeira ordem.

A Fig. 2.7 mostra o diagrama de Bode de $G(s)$ para o laço de primeira ordem, assumindo-se um valor fixo de tempo de atraso T_a e diferentes valores de (Ak) em função de T_a . O módulo de $G(s)$, representado por linhas tracejadas, possui uma queda de -6 dB/oitava e, para um sistema ideal sem atraso, a fase permanece constante em -90° . Com inclusão do atraso, a fase tende a se desviar do valor do sistema ideal em direção a -180° . Assim, a medida que (Ak) aumenta em direção ao valor crítico $(Ak)_{cr}$, a margem de fase do OPLL é reduzida até atingir a condição de instabilidade, ou seja, $|G(s)| = 1$ e $\arg[G(s)] = -180^\circ$.

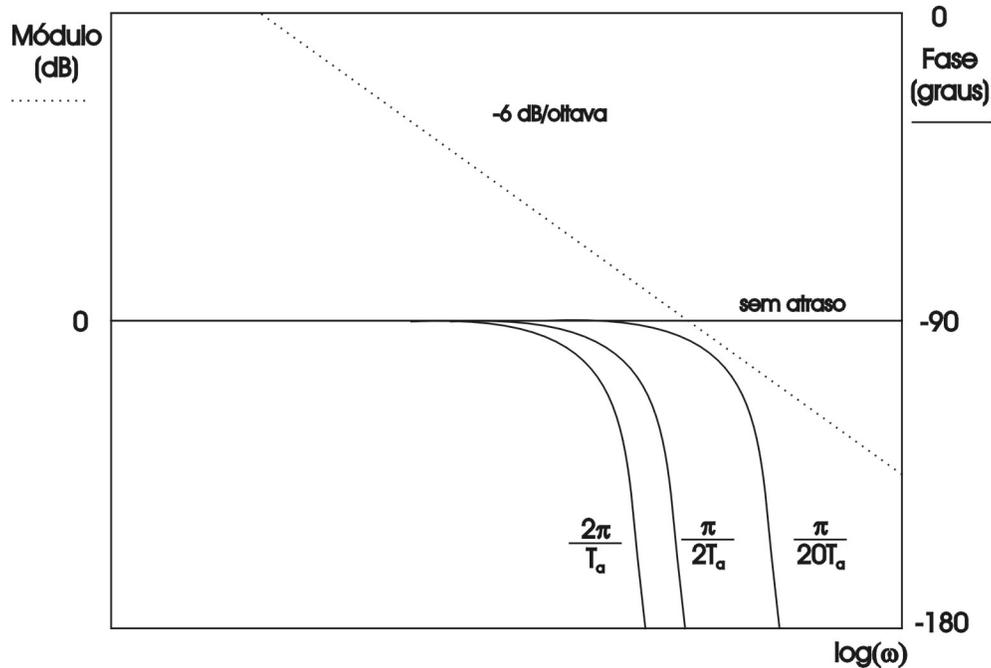


Fig. 2.7 - Diagrama de Bode de $G(s)$ para o laço de primeira ordem.

De uma forma geral, o estudo do travamento do OPLL pode ser subdividido em duas situações distintas. A primeira delas, refere-se às condições necessárias para que o OPLL adquira travamento. A segunda considera as ocorrências que levam o OPLL a perder o travamento. A análise de estabilidade para o laço de primeira ordem é interessante no aspecto de que permite traçar relações limite entre os fatores de ganho e tempo de atraso para um projeto adequado do OPLL. Contudo, esta análise foi conduzida a partir das suposições de linearidade de (2.16) e é suficiente se estas condições são mantidas. Infelizmente, nas duas situações limites de travamento, ou seja, na aquisição e na perda de sincronismo, tanto o travamento quanto a linearização de (2.16) não são asseguradas. A situação tende a piorar se os efeitos das diferentes fontes de ruído são considerados, como será visto a partir da Seção 2.6. Um dos efeitos não lineares mais comuns no OPLL é o escorregamento de ciclos (abrupto aumento no erro de fase que ocorre quando o erro de fase instantâneo excede a faixa de operação linear do detector de fase) [20]. No entanto, para uma aproximação de tempo de atraso nulo, podem-se definir relações limite para a diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo, que garantam tanto a aquisição quanto a manutenção do sincronismo para o OPLL [2,6-7,10-13,19-21]. Estas relações são,

na maioria das vezes, empíricas, já que as não linearidades das equações dificultam suas formulações diretas.

Para os limites de sincronismo, a faixa de *hold-in*, é definida como sendo a faixa de frequência para a qual o laço permanece travado. Por faixa, deve-se entender a diferença entre as frequências iniciais (antes da ação do OPLL) dos lasers mestre e escravo. Já a faixa de *pull-out* é definida como o máximo degrau de frequência que pode ser aplicado à frequência do laser mestre e, mesmo assim, manter o laço travado sem a ocorrência de escorregamento de ciclos (*cycle slip*). Para o laço de primeira ordem, as faixas de *hold-in* e *pull-out* são dadas, respectivamente, por [7,19-21]:

$$\Delta\omega_h = Ak \quad (2.33)$$

$$\Delta\omega_{po} = Ak \quad (2.34)$$

Para os limites de aquisição, a faixa de *lock-in* é definida como sendo a faixa de frequências para a qual o laço adquire travamento em um ciclo de realimentação. Por um outro lado, *pull-in* é definida como a máxima faixa de frequências para a qual o laço consegue adquirir travamento mesmo com a ocorrência de escorregamento de ciclo. Para o OPLL de primeira ordem, as faixas de *lock-in* e *pull-in* podem ser definidas, respectivamente, como [7,19-21]:

$$\Delta\omega_l = Ak \quad (2.35)$$

$$\Delta\omega_{pi} = Ak \quad (2.36)$$

Nota-se que, para o filtro de primeira ordem, o único parâmetro de ajuste para o laço é o ganho Ak . Assim, torna-se impossível o ajuste independente do ganho e da largura de banda de operação do OPLL. Pode-se concluir que, para um laço de primeira ordem sem tempo de atraso, as faixas de aquisição e de sincronismo podem ser feitas infinitamente largas, conforme o valor do ganho Ak . Em sistemas reais, no entanto, o máximo ganho do laço é limitado ao valor do ganho crítico, reduzindo as faixas úteis de aquisição e de sincronismo do OPLL.

2.5.2 - Laço de Primeira Ordem Modificado

O filtro de primeira ordem modificado recebe este nome por descrever o filtro de primeira ordem de uma forma mais realista, ou seja, levar em conta a limitação na resposta em frequência dos componentes eletrônicos. Apesar de, pela definição de ordem de OPLL, este tipo de filtro formar laços de segunda ordem, as características e os resultados obtidos para o filtro de primeira ordem modificado assemelham-se, de forma considerável, àqueles apresentados para o laço de primeira ordem. A função de transferência para o filtro de primeira ordem modificado está descrita em (2.8). Substituindo-se esta equação em (2.23) e (2.24) obtêm-se:

$$G(s) = \frac{Ake^{-sT_a}}{s(1+s\tau)} \quad (2.37)$$

$$H(s) = \frac{\frac{Ak}{\tau} e^{-sT_a}}{s^2 + \frac{1}{\tau}s + \frac{Ak}{\tau} e^{-sT_a}} \quad (2.38)$$

Utilizando uma terminologia de servocontrole, aplicada aos laços de segunda ordem [19], a função de transferência de malha fechada pode ser escrita na forma:

$$H(s) = \frac{\omega_{no}^2 e^{-sT_a}}{s^2 + 2\xi_o \omega_{no} s + \omega_{no}^2 e^{-sT_a}} \quad (2.39)$$

onde ω_{no} é definida como a frequência natural do OPLL para atraso nulo e ξ_o como o fator de amortecimento para atraso nulo. A frequência natural e o fator de amortecimento para o laço de primeira ordem modificado são definidos por [19-21], respectivamente:

$$\omega_{no} = \sqrt{\frac{Ak}{\tau}} \quad (2.40)$$

$$\xi_o = \frac{1}{2\omega_{no}\tau} \quad (2.41)$$

Para se obter a frequência crítica e o ganho crítico, a expressão (2.37) será escrita na forma de (2.28):

$$G(j\omega) = \frac{Ak}{\omega\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} e^{-j\left[\frac{\pi}{2} + \omega T_a + \arctan(\omega\tau)\right]} \quad (2.42)$$

Separando-se (2.42) em módulo e argumento e aplicando-se a condição de estabilidade, tem-se:

$$|G(j\omega)| = \frac{Ak}{\omega_{cr}\sqrt{1+(\omega_{cr}\tau)^2}} = 1 \quad (2.43)$$

$$\frac{\pi}{2} + \omega_{cr}T_a + \arctan(\omega_{cr}\tau) = \pi \quad (2.44)$$

Para se obter uma solução analítica para a frequência angular crítica, assume-se que $\arctan(\omega_{cr}\tau) \cong \omega_{cr}\tau$. Assim, (2.44) pode ser reescrita como:

$$\omega_{cr} = \frac{\pi}{2(T_a + \tau)} \quad (2.45)$$

Substituindo (2.45) em (2.43), obtém-se a relação para o ganho crítico:

$$(Ak)_{cr} = \frac{\pi}{2(T_a + \tau)} \sqrt{1 + \left(\frac{\pi\tau}{2(T_a + \tau)}\right)^2} \quad (2.46)$$

A Fig. 2.8 mostra o gráfico de Bode para o laço de primeira ordem modificado. Com a inserção de uma constante de tempo τ , a curva do módulo de $G(s)$ sofre uma variação em sua inclinação para -12 dB/oitava, para frequências acima de $\omega = 1/\tau$. Na ausência de atraso, a fase para baixas frequências é igual a -90° e tende a -180° para altas frequências. Com a inserção do tempo de atraso e à medida que o ganho aumenta, a fase tende para -180° para frequências cada vez menores.

As faixas de aquisição e de sincronismo são idênticas às do laço de primeira ordem [7]. Nota-se, também, que não é possível o ajuste independente da frequência natural e do fator de amortecimento.

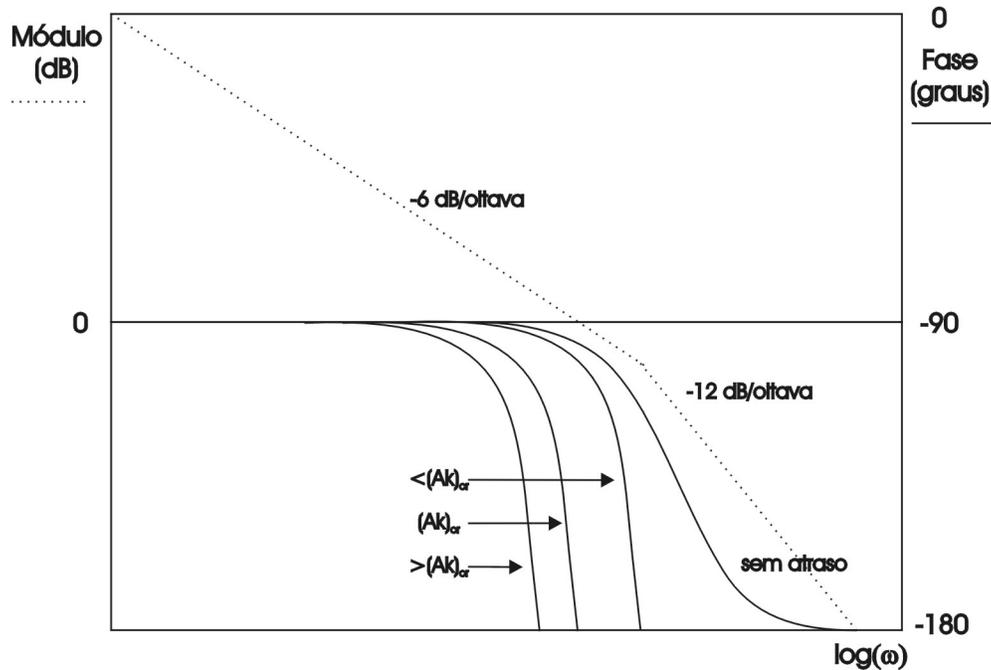


Fig. 2.8 - Diagrama de Bode de $G(s)$ para o laço de primeira ordem modificado.

2.5.3 - Laço de Segunda Ordem

O filtro de segunda ordem é o mais atrativo para utilização em OPLL. Com a introdução de uma nova constante de tempo no filtro do laço, torna-se possível o ajuste independente da frequência natural e do fator de amortecimento, o que permite maior flexibilidade no projeto e na determinação das faixas de operação do OPLL. Como visto anteriormente, (2.6) representa a função de transferência para o filtro de segunda ordem ativo. Substituindo esta expressão em (2.23) e (2.24), obtêm-se as funções de transferência de malha aberta e fechada, respectivamente, para o OPLL de segunda ordem:

$$G(s) = \frac{k(1 + s\tau_2)}{s^2\tau_2} e^{-sT_a} = \frac{\omega_{no}(\omega_{no} + 2\xi_o s)}{s^2} e^{-sT_a} \quad (2.47)$$

$$H(s) = \frac{(2\xi_o \omega_{no} s + \omega_{no}^2) e^{-sT_a}}{s^2 + (2\xi_o \omega_{no} s + \omega_{no}^2) e^{-sT_a}} \quad (2.48)$$

onde a frequência natural ω_{no} e fator de amortecimento ξ_o , para atraso nulo, são dados por [2,6-11,19-21], respectivamente:

$$\omega_{no} = \sqrt{\frac{k}{\tau_1}} \quad (2.49)$$

$$\xi_o = \frac{1}{2} \omega_{no} \tau_2 \quad (2.50)$$

Em termos de estabilidade, para a obtenção da frequência angular crítica e do ganho crítico, (2.47) é escrita na forma de (2.28), ficando:

$$G(j\omega) = \left(\frac{\omega_{no}}{\omega} \right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{2\xi_o \omega}{\omega_{no}} \right)^2} e^{-j \left[\pi + \omega T_a - \arctan \left(\frac{2\xi_o \omega}{\omega_{no}} \right) \right]} \quad (2.51)$$

Separando-se a equação acima em módulo e argumento e aplicando a condição de estabilidade, tem-se:

$$\left(\frac{\omega_{no}}{\omega_{cr}} \right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{2\xi_o \omega_{cr}}{\omega_{no}} \right)^2} = 1 \quad (2.52)$$

$$\pi + \omega_{cr} T_a - \arctan \left(\frac{2\xi_o \omega_{cr}}{\omega_{no}} \right) = \pi \quad (2.53)$$

De (2.52), a frequência crítica fica da forma:

$$\omega_{cr} = \omega_{no} \sqrt{2\xi_o^2 + \sqrt{4\xi_o^4 + 1}} \quad (2.54)$$

Substituindo-se este resultado em (2.53), tem-se:

$$\omega_{no} T_a = \frac{\arctan\left(2\xi_o \sqrt{2\xi_o^2 + \sqrt{4\xi_o^4 + 1}}\right)}{\sqrt{2\xi_o^2 + \sqrt{4\xi_o^4 + 1}}} \quad (2.55)$$

A partir da definição de ω_{no} , dada em (2.49), o ganho crítico pode ser escrito como:

$$k_{cr} = \frac{\left[\arctan\left(2\xi_o \sqrt{2\xi_o^2 + \sqrt{4\xi_o^4 + 1}}\right)\right]^2 \tau_1}{\left(T_a \sqrt{2\xi_o^2 + \sqrt{4\xi_o^4 + 1}}\right)^2} \quad (2.56)$$

A Fig. 2.9 mostra o diagrama de Bode para o laço de segunda ordem com filtro ativo. Com a inserção de uma nova constante de tempo τ_2 , a curva do módulo de $G(s)$ sofre uma variação em sua inclinação de -12 dB/oitava para -6 dB/oitava, para frequências acima de $\omega = 1/\tau_2$. Na ausência de atraso, a fase para baixas frequências é igual a -180° e tende a -90° para altas frequências. Com a inserção do tempo de atraso e à medida que o ganho aumenta, a fase tende a voltar para -180° para frequências cada vez menores. Devido ao alto ganho DC do filtro ativo, o erro de fase estático do laço tende a zero e o laço apresenta melhor característica de sincronismo. As faixas de *hold-in* e *pull-out* para o laço de segunda ordem são [6-7,19-21], respectivamente:

$$\Delta\omega_h = \infty \quad (2.57)$$

$$\Delta\omega_{po} = 1,8\omega_{no} (\xi_o + 1) \quad (2.58)$$

Para a aquisição, as faixas de *lock-in* e *pull-in* valem, respectivamente [6-7,19-21]:

$$\Delta\omega_l = 2\xi_o \omega_{no} \quad (2.59)$$

$$\Delta\omega_{pi} = \infty \quad (2.60)$$

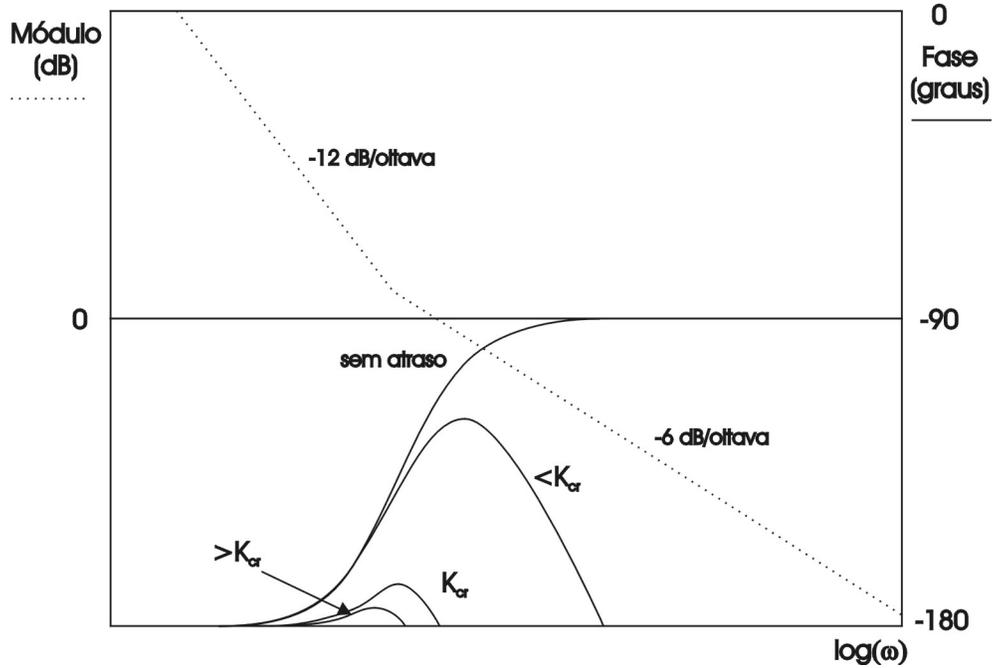


Fig. 2.9 - Diagrama de Bode de $G(s)$ para o laço de segunda ordem ativo.

2.6 - Principais Fontes de Ruído

Conforme o esquema básico do OPLL mostrado na Fig. 2.1, as principais fontes de ruído do OPLL estão associadas aos ruídos de fase dos lasers mestre e escravo (provenientes das emissões espontâneas dentro da estrutura do laser), ao ruído balístico do fotodetector e ao ruído de fase do gerador de referência (no caso heteródino). Os efeitos das demais fontes de ruído, como os ruídos gerados pelo amplificador, detector de fase e circuitos de polarização podem ser desconsiderados. O ruído de intensidade relativa dos lasers é reduzido consideravelmente pelo uso de receptores balanceados [2] e também será descartado. Desta forma, o sinal de erro de fase pode ser rescrito como [2,7,22]:

$$\theta(s) = [1 - H(s)][N_m(s) - N_e(s) - N_r(s)] + [H(s)N_{rb}(s)] \quad (2.61)$$

onde $N_m(s)$ representa as flutuações de fase do laser mestre, $N_e(s)$ representa as flutuações de fase do laser escravo, $N_r(s)$ representa as flutuações de fase do gerador de referência e $N_{rb}(s)$ representa as flutuações de fase devido ao ruído balístico do fotodetector.

O ruído de fase dos lasers e o ruído balístico do fotodetector são os componentes de ruído que mais influenciam no desempenho do OPLL e serão abordados com maiores detalhes a seguir.

2.6.1 - Ruído de Fase do Laser

O sinal óptico na saída de um laser semiconductor apresenta flutuações em sua intensidade e fase mesmo quando a corrente de polarização é constante. O mecanismo predominante na geração deste ruído são as emissões espontâneas. Assim, cada fóton emitido espontaneamente gera um pequeno campo eletromagnético que irá somar-se ao campo eletromagnético coerente originado pelas emissões estimuladas, provocando perturbações aleatórias na amplitude e na fase deste campo. Conseqüentemente, as flutuações na intensidade podem afetar a relação sinal-ruído de um sistema de transmissão óptica enquanto que o ruído de fase tende a aumentar a largura de linha dos lasers. Em particular, a caracterização do ruído de fase é um dos pontos mais importantes na determinação do desempenho de sistemas ópticos coerentes.

O ruído de fase do laser semiconductor é freqüentemente analisado a partir do comportamento do ruído de modulação em freqüência do laser (*frequency modulation noise*) [22]. A Fig. 2.10 mostra a representação da densidade espectral para o ruído FM de um laser monomodo. A primeira curva (a) representa a flutuação de fase originada pela emissão espontânea, cuja característica espectral equivale àquela de um ruído branco. A curva (b) representa a flutuação de fase devida às variações na população de portadores e retrata a dependência do índice de refração do material da camada ativa do laser semiconductor com a população de portadores. A razão entre a densidade espectral de ruído devida à flutuação da densidade de portadores, curva (b), e àquela devida às emissões espontâneas, curva (a), é normalmente representada por α_{in}^2 , onde α_{in} é o fator de alargamento de largura de linha do laser, da ordem de 2 a 9. Pela figura, nota-se que um pico na densidade espectral aparece para freqüências acima de 1 GHz. Este pico é conseqüência do caráter oscilatório das trocas que ocorrem entre as populações de fótons e portadores, amplificado pelas condições de ressonância da cavidade do laser semiconductor [23].

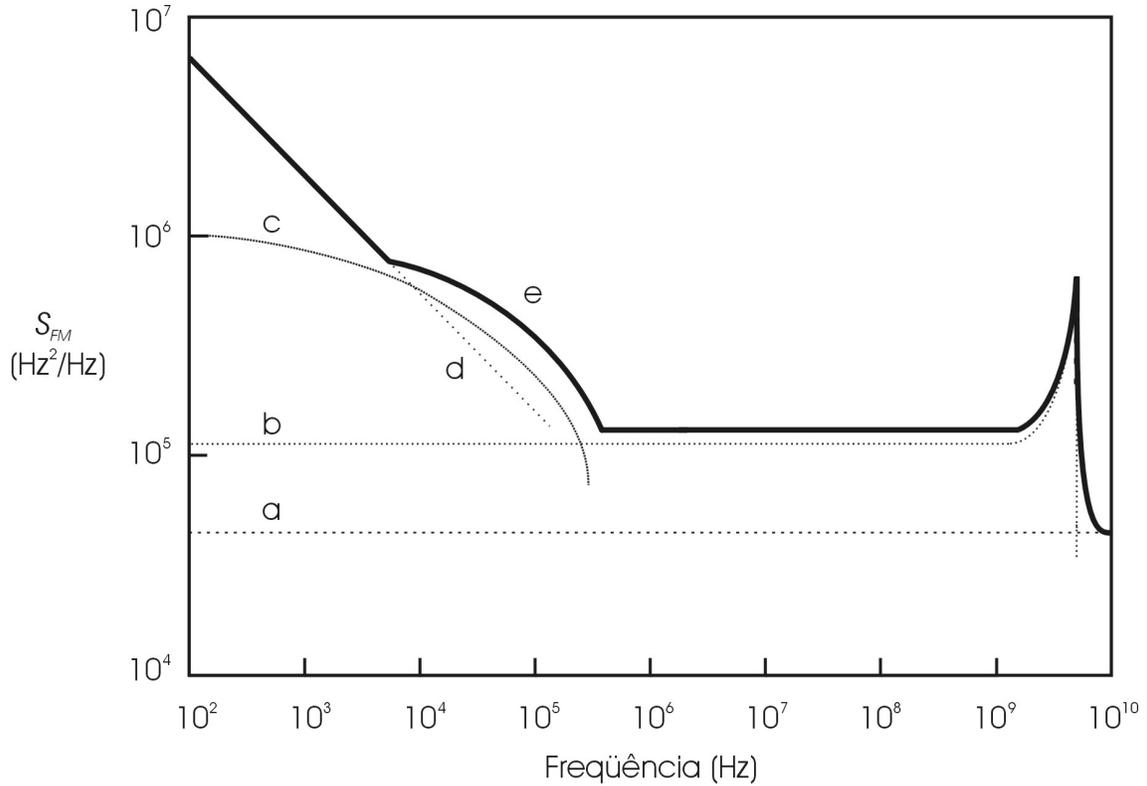


Fig. 2.10 - Representação da densidade espectral do ruído FM de um laser semiconductor monomodo: (a) ruído de fase devido à emissão espontânea, (b) flutuações da densidade de portadores, (c) ruído devido ao auto aquecimento, (d) ruído flicker.

Dois contribuições de baixa frequência ao ruído FM também são mostradas na Fig. 2.10. A curva (c) representa o ruído devido ao aquecimento produzido pela passagem da corrente de injeção pela região ativa do laser. A curva (d) representa a componente equivalente ao ruído flicker ou ruído $1/f$, induzido pelas flutuações da mobilidade de portadores na região ativa [2,7]. A densidade de espectro total do ruído FM $S_{FM}(f)$ (Hz^2/Hz) é obtida somando-se as contribuições de todas as componentes individuais do ruído FM, curva (e). A densidade espectral de ruído de fase $S_{RF}(f)$ (rad^2/Hz) pode ser definida a partir da densidade espectral do ruído FM como:

$$S_{RF}(f) = \frac{S_{FM}(f)}{f^2} \quad (2.62)$$

Uma aproximação analítica para a densidade espectral de ruído FM é dada por [2,7,22]:

$$S_{FM}(f) = \frac{\delta f_{ST}}{\pi} + \frac{\delta f_{ST}}{\pi} \frac{\alpha_{lin}^2 f_R^4}{(f_R^2 - f^2)^2 + \left(\frac{\Gamma_R f}{2\pi}\right)^2} + \frac{\xi}{f^3} \quad (2.63)$$

onde δf_{ST} é a largura de linha do laser associada às emissões espontâneas advindas da formulação clássica de *Schawlow-Townes* [22-23], f_R é a frequência das oscilações de relaxação em (Hz), Γ_R é a constante de amortecimento do laser e ξ é a magnitude do ruído *flicker*. É possível assumir, numa aproximação para baixas frequências, que a densidade espectral do ruído de fase $S_{RF-laser}(f)$ (rad²/Hz) do laser é dada por [1,7]:

$$S_{RF-laser}(f) = \frac{\delta f}{\pi f^2} \quad (2.64)$$

onde $\delta f = \delta_{ST}(1 + \alpha_{lin}^2)$ é a largura de linha de meia potência (*Full Width Half Maximum - FWHM*) do laser, que pode ser experimentalmente medida.

2.6.2 - Ruído Balístico do Fotodetector

O ruído balístico (*shot noise*) tem origem na natureza quântica da luz. A densidade espectral do ruído balístico (A²/Hz) é dada por:

$$S_{drb}(f) = 2eR(P_m + P_e) \quad (2.65)$$

onde e é carga do elétron e R é a responsividade do fotodetector. Para se levar em consideração a contribuição do ruído balístico ao controle de fase induzido pelo OPLL, define-se a densidade espectral de ruído de fase devido ao ruído balístico como [2] :

$$S_{rb}(f) = \frac{S_{drb}(f)}{k_{pd}^2} \quad (2.66)$$

Substituindo-se k_{pd} e (2.65) em (2.66), tem-se, para um OPLL homódino, que:

$$S_{rb}(f) = \frac{e(P_m + P_s)}{2R P_m P_s} \quad (2.67)$$

Para a configuração heteródina, a contribuição do ruído balístico ao ruído de fase será o dobro do valor apresentado em (2.67).

2.7 - Desempenho do OPLL

Uma vez atingido o travamento, o OPLL apresentará uma pequena diferença de fase chamada de erro de fase estático. Fisicamente, o erro de fase estático é necessário para manter o deslocamento em frequência do laser escravo antes e durante o travamento do OPLL. A magnitude do erro de fase irá depender diretamente do tipo de filtro empregado e do valor de ganho DC do laço. Num sistema onde ruído e atraso são idealmente nulos, a condição de travamento seria assegurada e mantida uma vez que a diferença entre as frequências iniciais (*free-running*) dos lasers mestre e escravo obedeça às faixas de frequência de sincronismo ou aquisição, definidas anteriormente. Em sistemas reais, o ruído de fase introduzido pelos componentes causa flutuações extras e aleatórias no erro de fase e este passa a apresentar um sinal composto de várias frequências. Este fato, aliado ao atraso do laço de realimentação, pode comprometer a estabilidade e causar oscilações de fase suficientes para provocar uma redução efetiva das faixas de sincronismo e aquisição. Desta forma, torna-se necessário estabelecer critérios, através dos quais seja possível medir o desempenho do laço. Os métodos mais utilizados para esta análise vêm das interpretações do espectro do sinal de erro de fase e da variância de erro de fase do OPLL e suas relações com o tempo de atraso do laço e/ou com o tempo médio entre escorregamento de ciclos [2,7].

O critério do espectro do sinal de erro de fase fornece uma informação mais completa sobre o comportamento do laço que aquele apresentado na Seção 2.5, pois leva em consideração a ação combinada do ruído de fase e da estabilidade do OPLL. Os limites da faixa de operação do OPLL dependem da interpretação gráfica deste espectro, podendo ser determinados para suprir as necessidades do projetista. A variância do erro de fase é um critério mais simples e usual, já que o desempenho do OPLL é traduzido por meio de um único número que define, probabilisticamente, o deslocamento máximo do erro de fase provocado pelo ruído de fase. O tempo médio para a ocorrência de escorregamento de ciclos está diretamente relacionado à variância do erro de fase, ou seja, quanto maior o

ruído de fase presente, menor será o tempo médio entre a ocorrência de escorregamento de ciclos.

2.7.1 - Espectro do Sinal de Erro de Fase

O sinal de erro de fase do laço homódino, incluindo o ruído de fase dos lasers e a contribuição em fase do ruído balístico, pode ser escrito como [2,7]:

$$\theta(s) = [1 - H(s)][N_m(s) - N_e(s)] + [H(s)N_{rb}(s)] \quad (2.68)$$

O espectro do sinal de erro de fase $S_e(f)$ (rad²/Hz) pode ser obtido utilizando-se os espectros de ruído de fase de cada componente, definidos na Seção 2.6. Assim [2,7]:

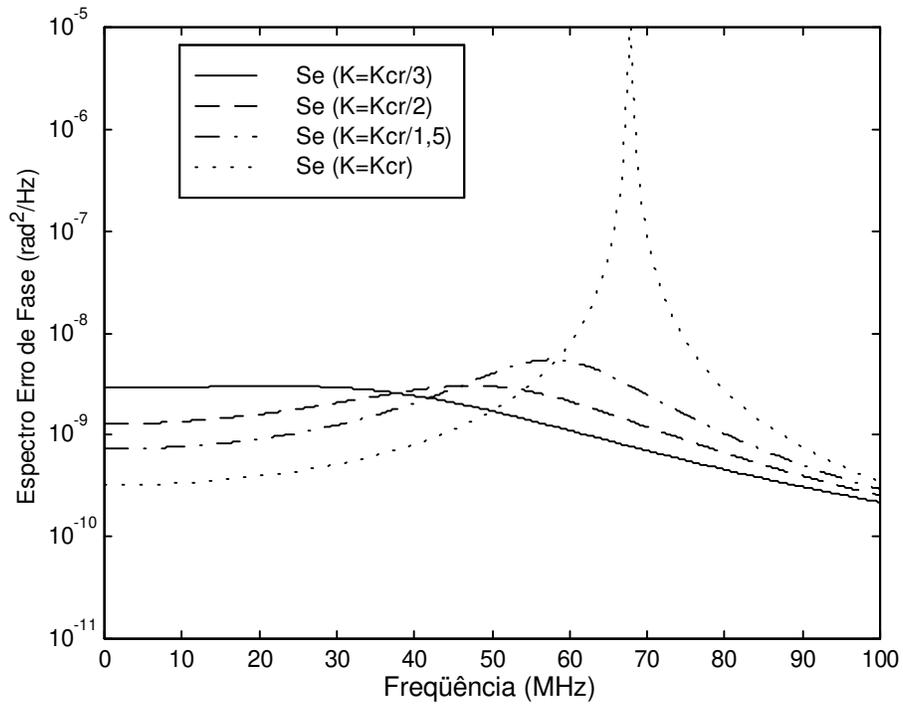
$$S_e(f) = [S_m(f) + S_e(f)]|1 - H(j2\pi f)|^2 + [S_{rb}(f)]|H(j2\pi f)|^2 \quad (2.69)$$

onde $H(j2\pi f)$ é a resposta em frequência da função transferência de malha fechada do OPLL, S_m , S_e e S_{rb} são, respectivamente, as densidades espectrais de ruído de fase do laser mestre e do laser escravo e do ruído balístico. Substituindo as expressões dos espectros de ruído de fase dos lasers (2.64) e do ruído balístico (2.67) em (2.69), obtém-se:

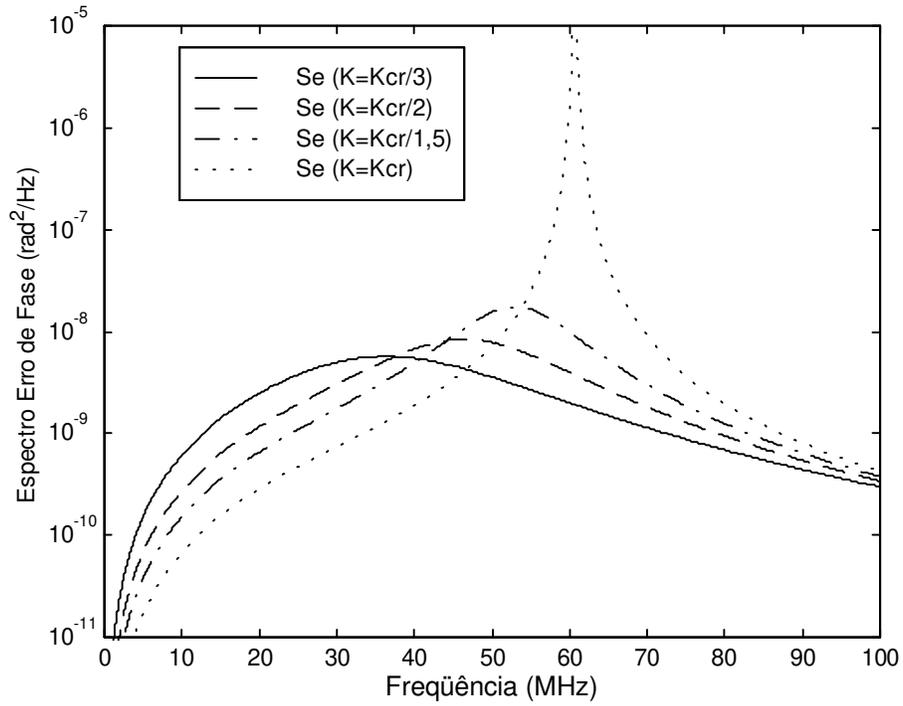
$$S_e(f) = \frac{\delta f_m + \delta f_e}{\pi} \left| \frac{1 - H(j2\pi f)}{f} \right|^2 + \frac{e(P_m + P_e)}{2RP_m P_e} |H(j2\pi f)|^2 \quad (2.70)$$

onde δf_m e δf_e são as larguras de linha FWHM dos laser mestre e escravo, respectivamente.

As Figs. 2.11 (a) e (b) mostram os espectros do erro de fase para o laço de primeira ordem modificado e para o laço de segunda ordem ativo, respectivamente. Neste caso, foram assumidos os valores de potência óptica dos lasers escravo e mestre de 1 mW, a responsividade do fotodetector de 0,8 (A/W), a soma das larguras de linhas dos lasers de 5 MHz, o fator de amortecimento de 0,707 e atraso de 3 ns. Em ambos os gráficos, o parâmetro de análise foi a relação do ganho total da função de transferência de malha fechada k com o ganho crítico k_{cr} , conforme definido na Seção 2.5. Como pode ser observado, conforme k tende para o valor de k_{cr} , um pico começa a se formar para as frequências mais altas. De fato, quando $k = k_{cr}$, observa-se a ocorrência de um pico bem



(a)



(b)

Fig. 2.11 - Espectro do sinal de erro de fase S_e para o laço de (a) primeira ordem modificado e para o laço de (b) segunda ordem ativo, respectivamente, para diversos valores de ganho total do laço.

acentuado no espectro do erro de fase, para frequências próximas da frequência natural do laço, sugerindo uma situação de oscilação para o laço de realimentação. Nota-se que para o laço de segunda ordem, o ruído de fase tende a zero para as frequências mais baixas. Este comportamento é devido à presença do integrador do filtro de segunda ordem (alto ganho DC). Observa-se que, no laço de primeira ordem, o valor do ruído de fase assume um valor finito. Desta forma, o erro de fase estático para o laço de segunda ordem tende a ser igual a zero. Este comportamento para o erro de fase estático já era esperado, uma vez que ele é inversamente proporcional ao ganho DC do laço k_v . Para o laço de primeira ordem modificado, k_v é finito e o erro estático é, portanto, finito. Já para laços de segunda ordem tipo II (com filtro ativo), k_v tende idealmente para o infinito e o erro estático tende para zero. Assim, como k_v depende do ganho total do laço, k torna-se importante também na supressão do ruído de fase desempenhado pelo OPLL.

A determinação da largura da banda de laço do OPLL, através do espectro do sinal de erro de fase, dependerá das peculiaridades de cada projeto. A Fig. 2.12 mostra o espectro do erro de fase para o laço de segunda ordem com filtro ativo, S_e , e a combinação dos espectros do ruído de fase dos lasers mestre e escravo, S_l . Na frequência de 22,6 MHz (ponto de cruzamento entre as curvas), o espectro do erro de fase torna-se maior que o espectro do ruído de fase dos lasers. Assim, uma das formas de determinar a largura banda de operação do OPLL pode ser este ponto de cruzamento entre as curvas.

2.7.2 - Variância do Erro de Fase

Com o ruído de fase dos componentes, o erro de fase da Equação (2.68) deixa de ser determinístico e passa a ser aleatório. O critério da variância permite determinar a dispersão do erro de fase em relação ao seu valor ideal sem o ruído. Nas análises feitas até agora, assumiu-se um erro de fase suficientemente pequeno, que permitia a linearização da característica senoidal do fotodetector (OPLL homódino), conforme descrito em (2.16) e (2.20). Desta forma, o erro de fase deve variar entre $-\pi/2$ rad e $+\pi/2$ rad, para manter a quadratura e a realimentação negativa do OPLL, sendo que, para erros de fase instantâneos

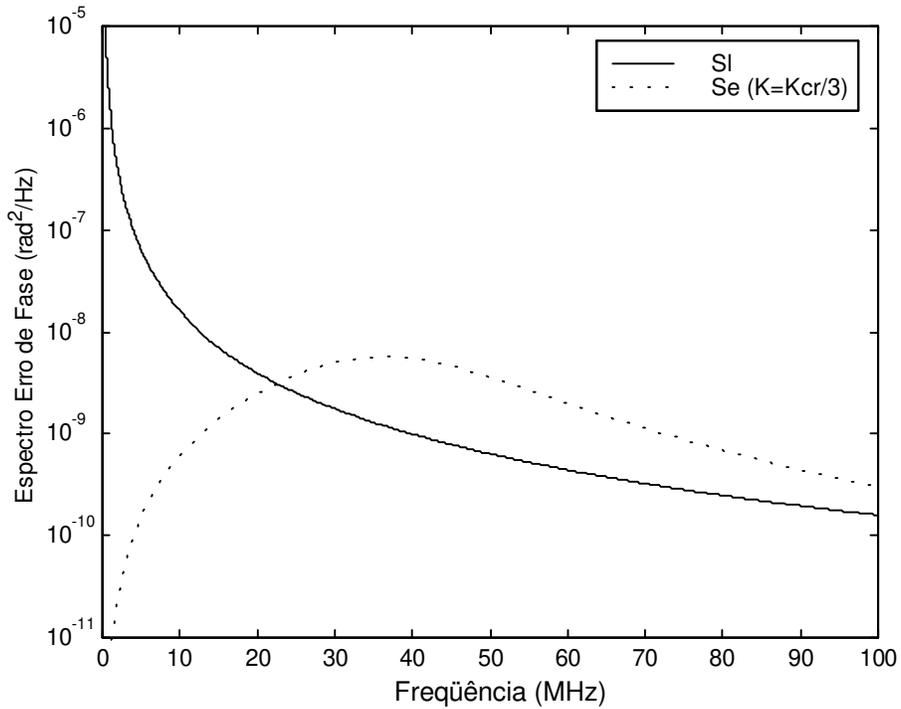


Fig. 2.12 - Comparação entre os espectros do sinal de erro de fase para o laço de segunda ordem ativo S_e e a combinação dos espectros do ruído de fase dos lasers S_l .

fora desta faixa, o OPLL perderá o travamento momentânea ou irreversivelmente. Para erros de fase instantâneos próximos a $\pi/2$ rad, a resposta do fotodetector tende a se anular, de forma que a fase do laser escravo pode não mais acompanhar as variações de fase do laser mestre, resultando em uma possível perda de travamento. Na condição em que o erro de fase atinge $\pi/2$ rad, duas situações distintas poderão acontecer: o laço readquire o travamento, pois o valor do erro de fase instantâneo se reduz, ou seja, volta a ser um valor dentro da região linear da resposta do fotodetector; ou o erro de fase supera o valor de $\pi/2$ rad, forçando o OPLL a “pular” um ou mais ciclos da resposta senoidal do detector, readquirindo o travamento na região linear de um dos próximos ciclos. Nesta última condição, onde os escorregamentos de ciclos acontecem, o travamento pode ser momentânea ou completamente perdido, dependendo do número de acontecimentos do evento. Portanto, as flutuações do erro de fase em torno de seu valor estático ou valor médio não devem atingir o limite de $\pi/2$ rad ou, em outras palavras, a variância do erro de fase deve ser mantida abaixo do valor crítico de $\pi^2/4$ rad². Em geral, consideram-se valores

de variância da ordem de 0,01 rad² como sendo aqueles de OPLLs com supressão de ruído de fase eficiente para a manutenção do travamento.

A variância do erro de fase é obtida pela integração da densidade espectral do sinal de erro de fase. A variância fica da forma [2,7,22]:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S_e(f) df \quad (2.71)$$

Substituindo as expressões de $S_m(f)$, $S_e(f)$, $S_{rb}(f)$ na expressão (2.71), obtém-se:

$$\sigma^2 = \frac{\delta f_m + \delta f_s}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{1 - H(j 2\pi f)}{f} \right|^2 df + \frac{e(P_m + P_s)}{2RP_m P_s} \int_{-\infty}^{\infty} |H(j 2\pi f)|^2 df \quad (2.72)$$

Reorganizando a equação:

$$\sigma^2 = \frac{\delta f I_p}{\pi} + \frac{e(P_m + P_s) B_r}{2RP_m P_s} \quad (2.73)$$

onde

$$I_p = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{1 - H(j 2\pi f)}{f} \right|^2 df \quad (2.74)$$

B_r é a faixa de ruído do laço, dada por:

$$B_r = \int_{-\infty}^{\infty} |H(j 2\pi f)|^2 df \quad (2.75)$$

e

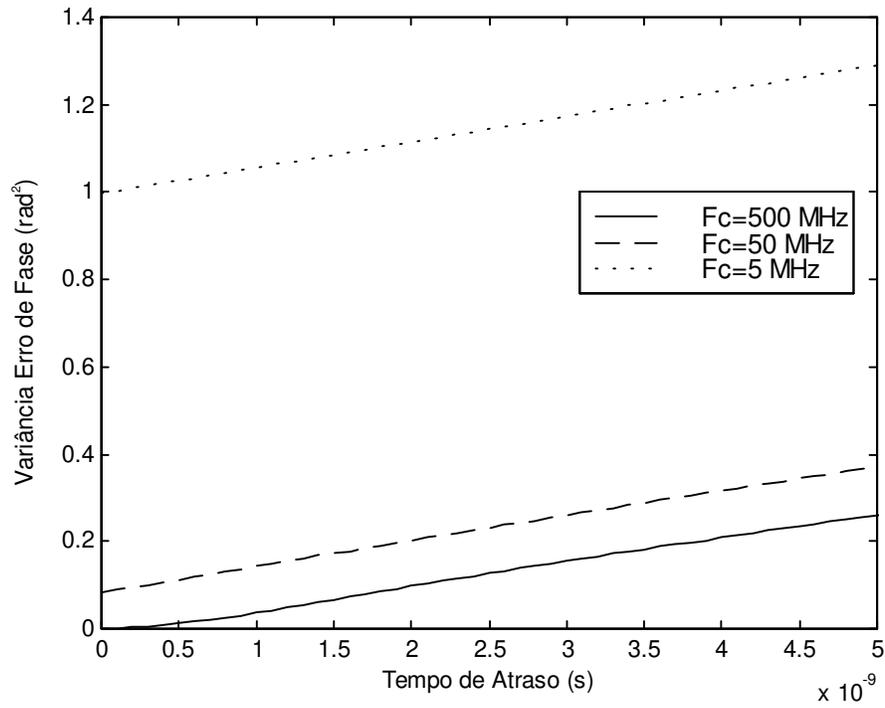
$$\delta f = \delta f_m + \delta f_e \quad (2.76)$$

As Figs. 2.13 (a) e (b) mostram o comportamento da variância do erro de fase em função do tempo de atraso, para os laços de primeira ordem modificado e de segunda ordem ativo, respectivamente. Para a Fig. 2.13, a soma das larguras de linha dos lasers é de

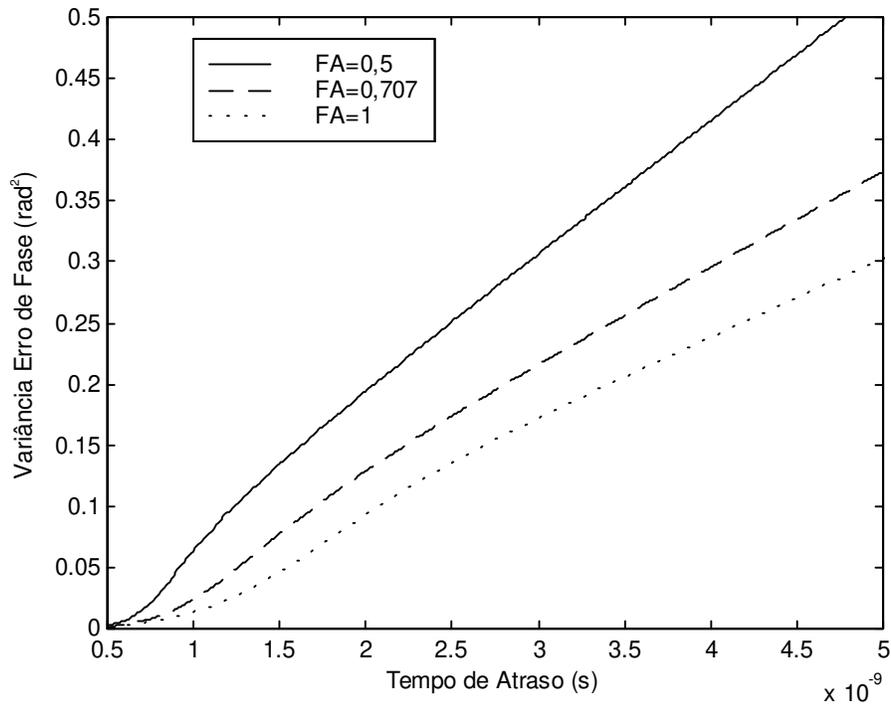
5 MHz, o ganho total foi ajustado para se manter em 10 dB abaixo do ganho crítico, as potências dos sinais ópticos são de 1 mW e a responsividade do fotodetector é de 0,8 (A/W). Foi utilizada integração numérica para obtenção dos valores de B_r e I_p . Na Fig. 2.13 (a), a dependência da variância do erro de fase com o tempo de atraso foi observada para diferentes valores de frequência de corte do filtro de primeira ordem modificado, definida em (2.9). Para laços onde os filtros possuem estreita largura de faixa, como o que apresenta a frequência de corte de 5 MHz em Fig. 2.13 (a), o valor que a variância alcança é consideravelmente alto, mesmo quando o tempo de atraso é nulo. Neste laço, possivelmente, o travamento seria difícil de acontecer. Em contrapartida, quando a frequência de corte é de 500 MHz, a variância tende para valores baixos. Uma análise detalhada de (2.73) mostra que, para o caso em que $f_c = 500$ MHz, o controle do ruído de fase é limitado apenas pelas contribuições do ruído balístico.

Na Fig. 2.13 (b), o comportamento da variância com o tempo de atraso é mostrado para um filtro de segunda ordem ativo com diferentes valores de fator de amortecimento. Como pode ser observado, o laço de segunda ordem é pouco sensível às variações do fator de amortecimento, dada a proximidade das curvas para os fatores de amortecimento de 0,5, 0,707 e 1. Porém, as inclinações das curvas são mais acentuadas que no caso do laço de primeira ordem modificado, indicando que o desempenho do OPLL de segunda ordem ativo é mais sensível ao tempo de atraso [2,24].

Como pode ser observado na Fig. 2.13 (a), a largura de banda do filtro tem um papel importante na supressão do ruído de fase do OPLL. No caso de laços de primeira ordem modificado, a frequência de corte do filtro tem ligação direta com a frequência crítica de estabilidade do OPLL. Para a manutenção de $k \cong k_{cr}/10$, que foi a condição para a obtenção das Fig. 2.13 (a) e (b), o valor de τ também passa a determinar o valor máximo de ganho k do OPLL. Assim, quanto maior o valor de τ , menor deverá ser o k do OPLL, o que significa uma supressão de ruído menor e uma maior variância. Com τ pequeno (maior f_c), o OPLL pode sintonizar as flutuações de fase com mais eficiência, resultando em um baixo valor de σ^2 . Assim, se houver uma restrição ao projeto do valor de τ , a escolha do ruído de fase das fontes ópticas torna-se importante. Por exemplo, uma largura de banda de filtro de 5 MHz e δf também de 5 MHz, inviabiliza o sistema devido à alta dispersão do erro de fase, que gera



(a)



(b)

Fig. 2.13 - Variância do erro de fase para o laço de (a) primeira ordem modificado e (b) segunda ordem ativo em função do tempo de atraso na propagação do sinal no laço.

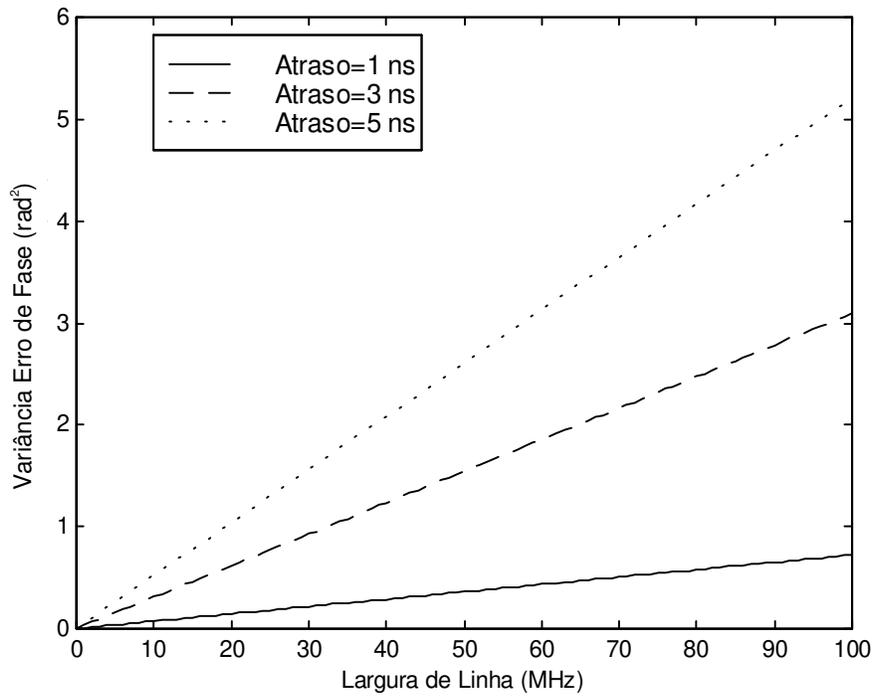
uma variância da ordem de 1 rad^2 quando $T_a = 0 \text{ s}$. Considerações semelhantes podem ser feitas para o OPLL de segunda ordem ativo. Em vista disto, a variância do OPLL em função da soma das larguras de linha dos lasers mestre e escravo é apresentada nas Fig. 2.14 (a) e (b), respectivamente, para o laço de primeira ordem modificado, com filtro cuja a frequência é de corte de 500 MHz, e para o laço de segunda ordem, com fator de amortecimento de 0,707, tendo o tempo de atraso como parâmetro. Para a determinação das Fig. 2.14, os parâmetros e as condições para a simulação das Fig. 2.13 foram mantidos. Pode-se notar que, em ambas as figuras e independente do tempo de atraso, a variância é nula no caso ideal da lasers sem ruído de fase, ou seja, com δf nulo. Porém, para larguras de linha de poucas dezenas de megahertz, a influência do tempo de atraso torna-se grande, principalmente para o OPLL de segunda ordem ativo.

2.7.3 - Tempo Médio entre Escorregamento de Ciclos

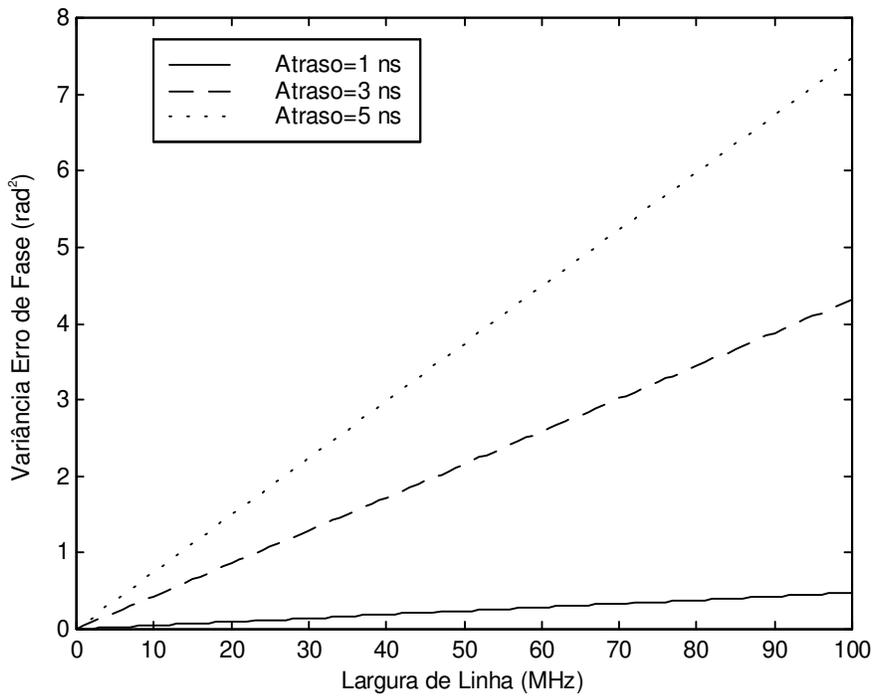
A determinação de um intervalo de tempo médio entre a ocorrência de escorregamento de ciclos é resultado direto do critério da variância do erro de fase. Como a variância é uma medida da dispersão do erro de fase e a ocorrência de escorregamento de ciclos depende de como o erro de fase varia, torna-se possível criar uma relação entre a variância e o tempo médio entre a ocorrência de escorregamento de ciclos. Assim, se a variância atingir um valor muito pequeno, é possível que a ocorrência de escorregamento de ciclos se torne rara e o OPLL passe a ter um desempenho próximo do ideal. Por outro lado, se a variância do erro de fase for, por exemplo, de 1 rad^2 , o escorregamento tenderá a ocorrer mais freqüentemente. No caso do valor limite para a variância de $\pi^2/4 \text{ rad}^2$, o escorregamento ocorrerá freqüentemente e o OPLL estará completamente fora de travamento. O tempo médio entre escorregamento de ciclos para o laço de primeira ordem, assumindo erro de fase estático igual a zero, é dado por uma relação empírica [19]:

$$T_{me} \cong \pi \frac{e^{\left(\frac{2}{\sigma^2}\right)}}{4B_r} \quad (2.77)$$

Para o laço de segunda ordem, o tempo médio entre escorregamentos de ciclos fica [7,19]:



(a)



(b)

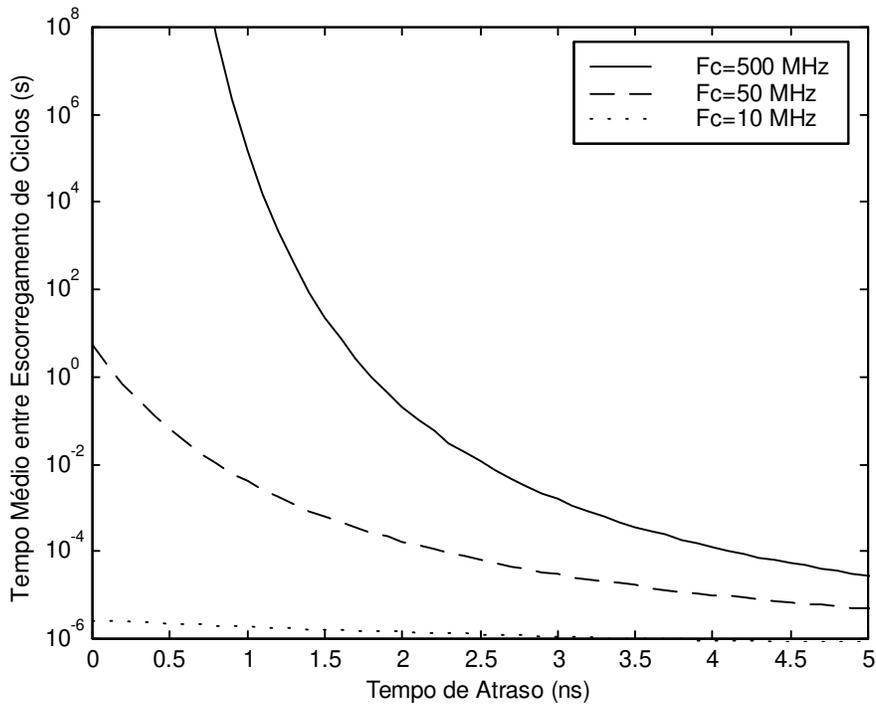
Fig. 2.14- Variância do erro de fase para o laço de (a) primeira ordem modificado e (b) segunda ordem ativo em função da soma das larguras de linha dos lasers, tendo tempo de atraso como parâmetros.

$$T_{me} \cong \frac{e^{\left(\frac{\pi}{2\sigma^2}\right)}}{B_n} \quad (2.78)$$

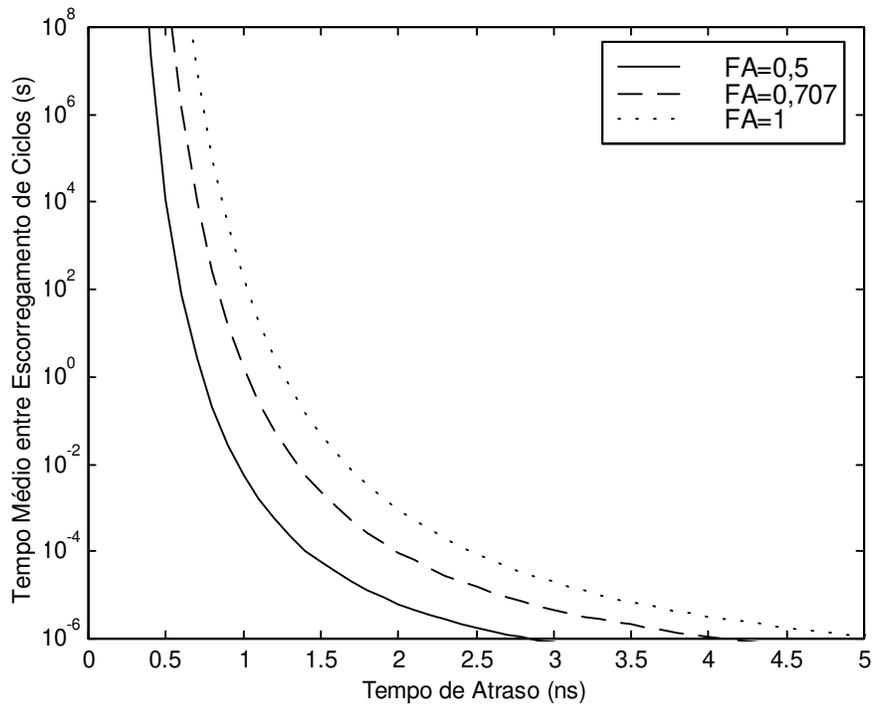
As Figs. 2.15 (a) e (b) mostram o tempo médio entre escorregamentos de ciclos em função do tempo de atraso, para o laço de primeira ordem modificado e para o laço de segunda ordem ativo, respectivamente. Os parâmetros e critérios utilizados são os mesmos que os das Fig. 2.13. Pela Fig. 2.15 (a), nota-se que, para uma frequência de corte do filtro de 500 MHz, há uma variação do tempo médio de, aproximadamente, 10 anos para menos de 1 segundo quando o tempo de atraso sobe de apenas 2 ns. Para o laço de segunda ordem, Fig. 2.15 (b), observa-se o mesmo tipo de comportamento, porém, com uma variação mais acentuada do tempo médio entre escorregamento de ciclos, fruto de uma maior sensibilidade da variância do laço de segunda ordem ativo com o tempo de atraso, verificado na Fig. 2.13.

No caso da Fig. 2.15, a largura de linha somada dos lasers foi mantida constante em 5 MHz. Contudo, como concluído anteriormente, diferentes valores de δf podem comprometer a operação do OPLL. As Figs. 2.16 (a) e (b) mostram o comportamento do tempo médio entre escorregamento de ciclos em função da largura de linha somada dos lasers, tendo o tempo de atraso como parâmetro, para o laço de primeira ordem modificado, com frequência de corte do filtro de 500 MHz, e para o laço de segunda ordem ativo, com fator de amortecimento de 0,707, respectivamente. Os parâmetros e condições para a simulação são os mesmos que os da Fig. 2.13. Em ambos os gráficos, nota-se que, para o atraso de 1 ns, o tempo médio cai de cerca de 10 anos para menos de 1 segundo quando a largura de linha somada dos lasers varia de, aproximadamente, 20 MHz. Porém, para tempos de atraso mais longos, que se assemelham àqueles de situações reais, esta variação torna-se ainda mais abrupta, principalmente para o laço de segunda ordem, de tal forma que a escolha apropriada das larguras espectrais dos lasers empregados em OPLLs torna-se fundamental para a determinação da capacidade de manutenção do travamento pelo sistema.

Desta forma, pelas Figs. 2.13 (a) a 2.16 (b), pode-se perceber que os fatores que mais degradam o desempenho do OPLL são o ruído de fase dos lasers e o tempo de atraso

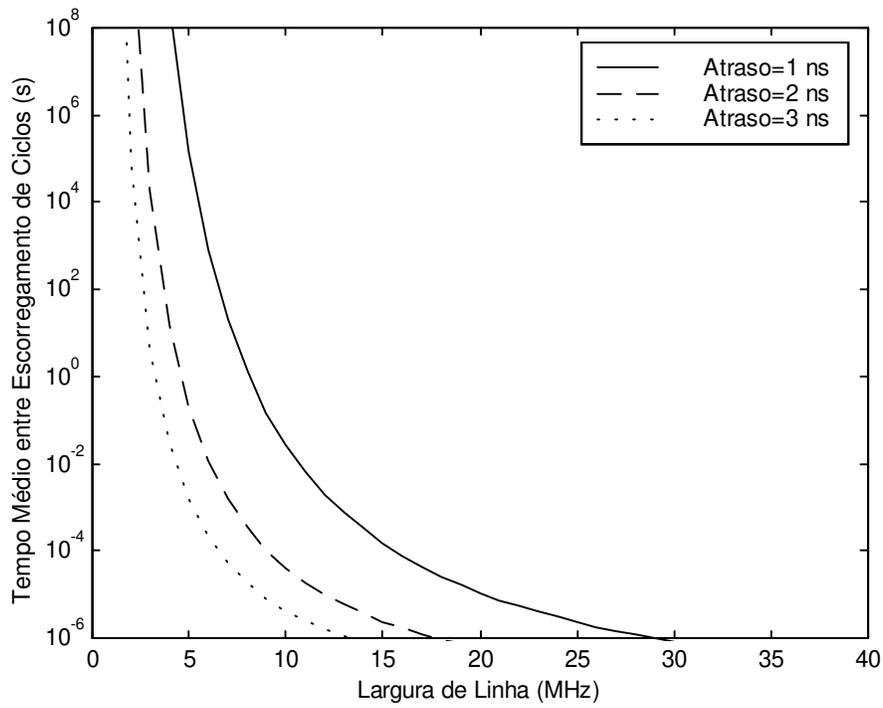


(a)

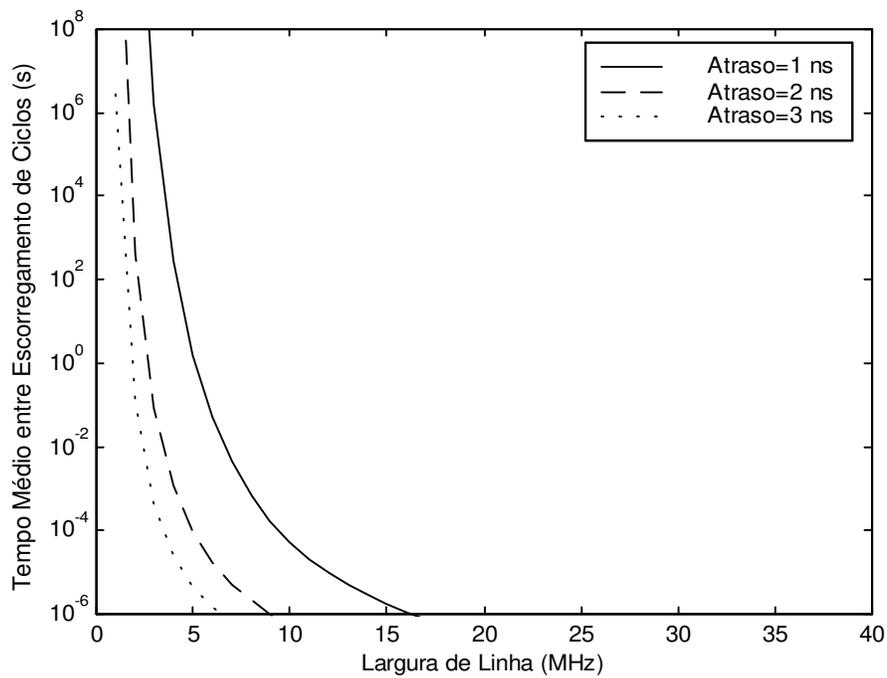


(b)

Fig. 2.15 - Tempo médio de ocorrência de escorregamentos de ciclos em função do tempo de atraso de propagação para (a) o laço de primeira ordem modificado, tendo f_c como parâmetro, e para o (b) laço de segunda ordem ativo, tendo ξ_o como parâmetro.



(a)



(b)

Fig. 2.16 - Tempo médio entre a ocorrência de escorregamento de ciclos em função da combinação das larguras de linha dos lasers para (a) o laço de primeira ordem modificado e para (b) o laço de segunda ordem ativo, tendo o tempo de atraso como parâmetro.

de propagação no laço. Em vista disto e levando-se em conta os critérios descritos acima, torna-se interessante estimar o máximo valor possível para a soma das larguras de linha dos lasers em função do tempo de atraso. Combinado-se as equações (2.73) e (2.77) obtém-se uma expressão para o valor máximo da soma das larguras de linha dos lasers de um OPLL de primeira ordem modificado:

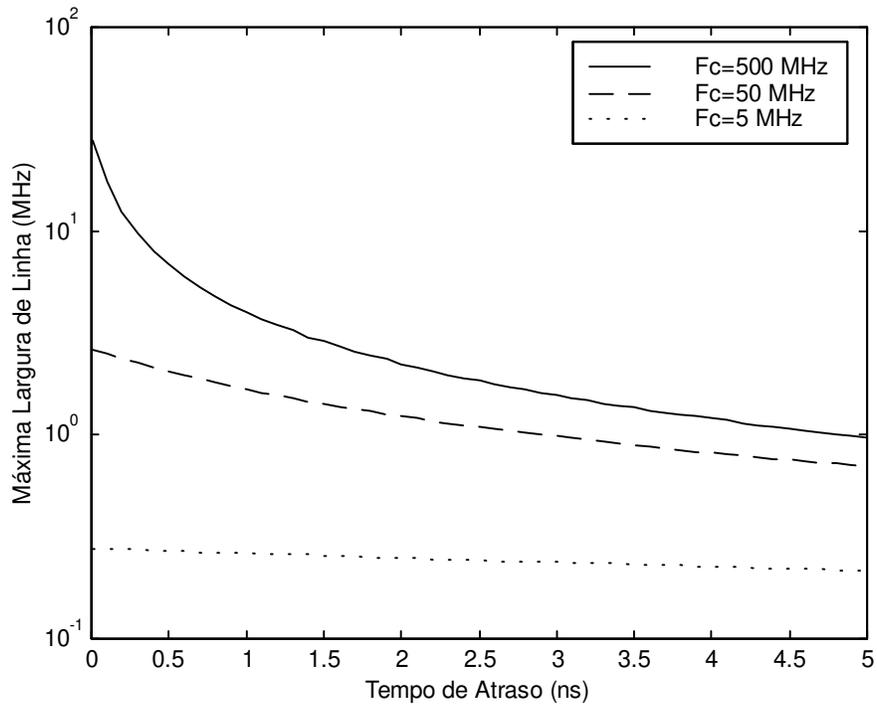
$$\delta f_{max} = \frac{\pi}{I_p} \left[\frac{2}{\ln\left(\frac{T_{me} 4 B_r}{\pi}\right)} - \frac{e(P_m + P_e)B_r}{RP_m P_e} \right] \quad (2.79)$$

Similarmente, combinando-se as equações (2.73) e (2.78), obtém-se uma expressão para o valor máximo da soma das larguras de linha dos lasers de um OPLL de segunda ordem ativo:

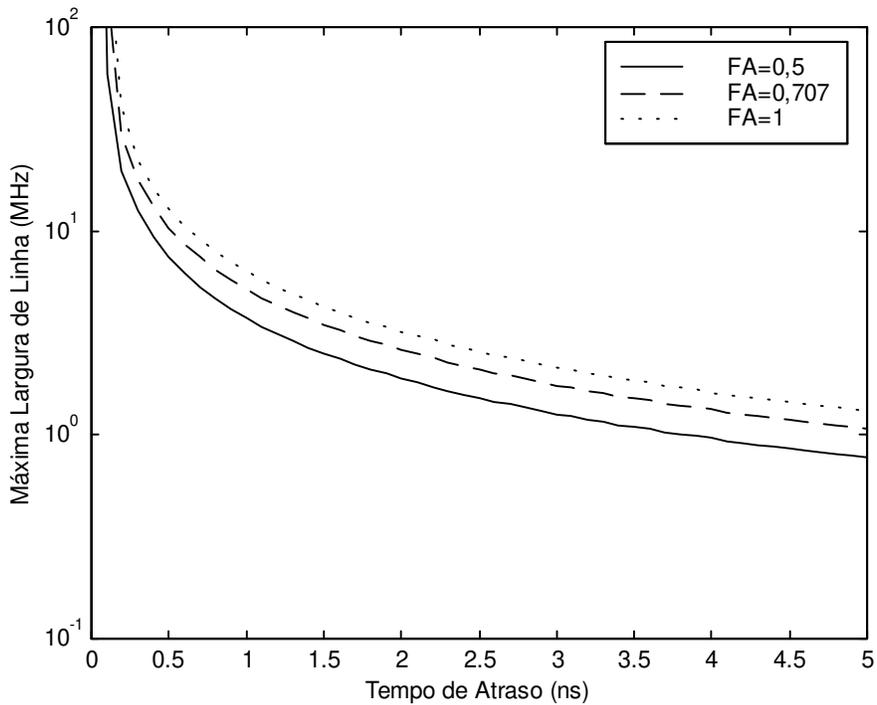
$$\delta f_{max} = \frac{2\pi}{I_p} \left[\frac{\pi}{2 \ln(T_{me} B_r)} - \frac{e(P_m + P_e)B_r}{RP_m P_e} \right] \quad (2.80)$$

As Figs. 2.17 (a) e (b) mostram o valor máximo para a soma das larguras espectrais dos lasers mestre e escravo em função do tempo de atraso, para um laço de primeira ordem modificado e para um laço de segunda ordem ativo, respectivamente, assumindo-se um OPLL estável com os mesmos parâmetros de simulação apresentados anteriormente e com o tempo médio entre escorregamentos de ciclos de $3,15 \cdot 10^8$ segundos (10 anos) [2,19,24] como critério para a manutenção do travamento.

Pelos resultados obtidos, pode-se concluir que, se a soma das larguras de linha espectrais dos lasers é da ordem de 1 MHz, o projeto do OPLL requer que o tempo total de atraso do laço seja da ordem de alguns nanosegundos. Para o exemplo de $\delta f = 1$ MHz, se o critério de tempo médio entre escorregamentos de ciclos de 10 anos tiver que ser imposto para um travamento de qualidade, o laço de segunda ordem ativo requer um tempo de atraso de aproximadamente 5 ns, o que, na prática, é difícil de ser obtido com componentes eletrônicos disponíveis no mercado. Em contrapartida, o laço de primeira ordem modificado permite uma maior flexibilidade no projeto do OPLL, pois um tempo de atraso



(a)



(b)

Fig. 2.17 - Valor máximo para a soma das larguras de linhas espectrais dos lasers mestre e escravo em função do tempo de atraso para (a) o laço de primeira ordem modificado e para (b) o laço de segunda ordem ativo, respectivamente, assumindo-se T_{me} de 10 anos.

de 5 ns, pode ser perfeitamente obtido com a utilização de elementos passivos. Como, normalmente, o OPLL é projetado e construído com dispositivos eletrônicos comerciais que resultem em um mínimo tempo de atraso possível, existe um limite prático para o tempo de atraso que não pode ser alterado. Assim, para um dado tempo de atraso, a largura de linha dos lasers semicondutores convencionais passa a ser um dos fatores limitantes para o bom desempenho do OPLL. Muitas vezes, é necessário que o OPLL utilize lasers com técnicas de estreitamento de linha. Esta prática vai contra o ideal de se obter sistemas compactos e de baixo custo associados a circuitos eletrônicos de alto ganho e com tempo de resposta a transientes da ordem de nano a microsegundos.

2.8 - Conclusão

Neste capítulo, realizou-se um estudo sobre a teoria clássica do OPLL. Através da análise temporal do sistema, foi possível determinar-se uma relação entre a fase do laser escravo e o erro de fase entre os lasers, assumindo-se as pré-condições de travamento e linearização do sistema. Porém, devido à complexidade desta expressão, foi utilizada a conversão para o domínio da frequência através da transformada de Laplace, obtendo-se, assim, as funções de transferência de malha aberta, de malha fechada e a de erro para o OPLL.

De posse das funções de transferência de malha aberta e fechada, verificou-se que a largura de faixa e a estabilidade do sistema OPLL são determinadas pelo tipo de filtro utilizado no laço. Analisaram-se três tipos de filtros, os filtros de primeira ordem, de primeira ordem modificado e o de segunda ordem. Para a análise da estabilidade, foram obtidas expressões para o ganho e largura de faixa críticos em função do tempo de atraso de propagação no laço. Também, analisou-se graficamente o comportamento da função de transferência de laço aberto $G(s)$, para diferentes valores de ganho, sendo que, em todos os casos, foi demonstrada a influência do tempo de atraso na largura de faixa do sistema.

Durante as análises de estabilidade, destacaram-se as fontes de flutuações do erro de fase, ou seja, a influência do ruído na operação do OPLL. Contudo, demonstrou-se que o OPLL pode não adquirir travamento se as contribuições de ruído, principalmente do ruído de fase dos lasers, não forem consideradas. O ruído de fase do laser semicondutor é,

basicamente, composto por quatro contribuições: um ruído branco, originado pelas emissões espontâneas, um ruído provocado pelas variações nas densidades de portadores, um ruído devido ao aquecimento da região ativa do laser e um ruído do tipo *flicker*. Ao se considerar o ruído de fase dos lasers e a contribuição do ruído balístico do fotodetector, a expressão do erro de fase pôde ser escrita de uma forma mais completa, porém, de caráter estocástico.

Dependendo da contribuição do ruído, as flutuações do erro de fase podem atingir a região de resposta não linear do detector de fase e o OPLL perderá o travamento momentânea ou permanentemente. Dois critérios foram abordados para medir o desempenho do OPLL na presença de ruído: o espectro do sinal de erro de fase e a variância do erro de fase. Por estes critérios, pôde-se concluir que os principais parâmetros que limitam a operação do sistema de travamento de fase são a largura de linha espectral dos lasers mestre e escravo e o tempo de atraso de propagação do sinal no laço. Através da relação entre a variância do erro de fase e o tempo médio entre a ocorrência de escorregamentos de ciclos, pôde-se determinar uma expressão que restringe o valor da largura de linha somada dos lasers em relação ao tempo de atraso. Assim, verificou-se que o desempenho do OPLL pode ser prejudicado se lasers semicondutores de baixa qualidade forem utilizados, pois, freqüentemente, estes não satisfazem os limites impostos.

Capítulo 3

Equações de Taxa de Lasers Semicondutores

3.1 - Introdução

Em sistemas de comunicação óptica, os sinais de informação são convertidos do domínio elétrico para o domínio óptico nos chamados transmissores ópticos. Nestes transmissores, os principais componentes são as fontes de luz, que podem ser os diodos emissores de luz (*light emitting diodes* - LED) ou os lasers (*light amplification by stimulated emission of radiation*). Estas fontes são compostas de materiais semicondutores e possuem características tais como tamanho compacto, alta eficiência, operação em comprimentos de onda que correspondem às janelas de comunicação, área de emissão compatível com aquela do núcleo da fibra, baixa corrente de operação e possibilidade, se necessário, de modulação direta em frequências relativamente altas. O uso de lasers semicondutores já era conhecido desde 1962 e tornou-se prático a partir de 1970, quando se tornou possível a sua operação em regime contínuo em ambientes com a temperatura controlada [25]. Desde então, o aperfeiçoamento da estrutura do laser tem sido alvo de continuas pesquisas devido à sua importância para os sistemas de comunicação óptica.

Basicamente, um laser semicondutor é formado pelo contato de dois materiais semicondutores do tipo n e do tipo p . Na junção entre estes materiais, forma-se uma fina camada ativa (espessura $\sim 0,1 \mu\text{m}$) responsável pela emissão. As faces do laser são clivadas, de maneira a formar espelhos, que refletirão parte da luz de volta para a região ativa. No interior da região ativa, a luz é guiada e amplificada. Para que a região ativa seja capaz de guiar a luz, é necessário circundá-la com outros materiais de índices de refração menores. À transição entre os diferentes materiais dá-se o nome de heteroestrutura.

Com a finalidade de se obter um modelamento para os lasers semicondutores e de se obter parâmetros necessários para as análises do OPLL, este Capítulo dedica-se à apresentação das equações de taxa para os lasers semicondutores. Nas duas primeiras partes, abordam-se os princípios de funcionamento dos lasers semicondutores. Apresentam-se os

mecanismos de interação da luz com os materiais semicondutores e as condições necessárias para a emissão de luz coerente pelo laser. Nas duas últimas partes, exploram-se as características operacionais do laser semiconductor. Nesta etapa, as equações de taxa são apresentadas. Para ilustrar a versatilidade da utilização das equações de taxa no modelamento de lasers, são apresentados resultados para o comportamento do laser mediante a aplicação de um sinal de modulação na corrente de polarização.

3.2 - Processos de Emissão e Absorção

Em uma rede cristalina, como é o caso do cristal semiconductor, existem três bandas de energia a serem consideradas: a banda de valência, constituída pelos estados preenchidos de energia mais baixa; a banda de condução, constituída pelos estados permissíveis desocupados; e a banda proibida, onde não é permitido nenhum estado entre o valor mínimo de energia da banda de condução e o valor máximo de energia da banda de valência (limites da banda proibida) [23,25-32]. A energia associada à banda proibida é representada por E_g e determina a frequência de operação do laser. A Fig. 3.1 representa os três mecanismos básicos de interação fóton-elétron que ocorrem entre as bandas de valência e condução. Considerando-se o nível E_1 como um nível estável da banda de valência (BV) e E_2 como um nível da banda de condução (BC), se um fóton com energia $E = h\nu$ – onde ν (Hz) é a frequência e h é a constante de Planck (J.s) – maior ou igual à diferença de energia entre os dois níveis ($E \geq E_g$) estiver presente na estrutura, um elétron da banda de valência poderá absorver este fóton e saltar para a banda de condução. Este mecanismo é conhecido como absorção. O nível ocupado por este elétron na banda de condução é um nível instável de forma que o elétron tenderá a retornar para a banda de valência, liberando um fóton. Este processo caracteriza a emissão espontânea. Caso o decaimento do elétron para o nível

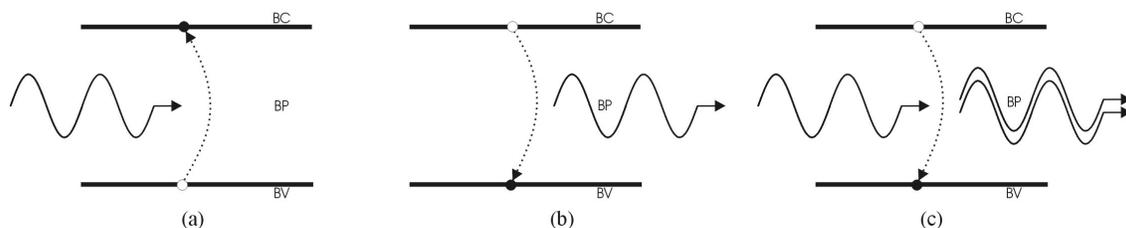


Fig. 3.1 - Mecanismos de: (a) absorção, (b) emissão espontânea e (c) emissão estimulada.

de menor energia for induzido pela presença de um outro fóton, o fóton liberado terá mesma fase e momento que aqueles do fóton indutor. Este processo é chamado de emissão estimulada.

3.2.1 - Taxas de Emissão e Absorção

A Fig. 3.1 apresenta os principais mecanismos de geração e absorção de fótons presentes nas estruturas dos lasers, os quais podem ser aproximadas por um sistema atômico de dois níveis. A taxa de emissão espontânea, a taxa de emissão estimulada e a taxa de absorção para estas estruturas são dadas por [25]:

$$R_{espo} = A_E N_2 \quad (3.1a)$$

$$R_{esti} = B_E N_2 \rho_{ph} \quad (3.1b)$$

$$R_{abs} = B'_E N_1 \rho_{ph} \quad (3.1c)$$

onde, A_E (s^{-1}), B_E e B'_E ($J^{-1}m^3$) são os coeficientes de Einstein, N_1 e N_2 são as densidades de portadores nas bandas de valência e condução (m^{-3}), respectivamente, $\rho_{ph}(f)$ é a densidade espectral de radiação de energia ($J/m^3.Hz$). Em equilíbrio térmico as densidades N_1 e N_2 podem ser relacionadas pela distribuição de Boltzmann [32-33]:

$$N_2 / N_1 = \exp(-E_g / k_B T) = \exp(-hf / k_B T) \quad (3.2)$$

onde, k_B é a constante de Boltzmann (J/K) e T é a temperatura absoluta (K). Desde que seja mantido o equilíbrio térmico, N_1 e N_2 não variam com o tempo e, portanto, a soma das taxas de emissão estimulada e espontânea é igual a taxa de absorção, ou seja:

$$A_E N_2 + B_E N_2 \rho_{ph} = B'_E N_1 \rho_{ph} \quad (3.3)$$

Substituindo-se (3.2) em (3.3), a densidade espectral ρ_{ph} fica da seguinte forma:

$$\rho_{ph} = \frac{A_E / B_E}{(B'_E / B_E) \exp(hf / k_B T) - 1} \quad (3.4)$$

Em equilíbrio térmico, ρ_{ph} torna-se idêntica à densidade espectral da radiação de um corpo negro, dada pela fórmula de Planck [18]:

$$\rho_{ph} = \frac{8\pi hf^3 / c^3}{\exp(hf / k_B T) - 1} \quad (3.5)$$

onde c é a velocidade da luz (m/s). Comparando-se (3.5) e (3.4), é possível relacionar as constantes de Einstein da seguinte forma:

$$A_E = (8\pi hf^3 / c^3) B_E \quad (3.6a)$$

$$B'_E = B_E \quad (3.6b)$$

Substituindo-se (3.6) em (3.1), pode-se verificar que, para a radiação no visível e no infravermelho próximo, as emissões espontâneas sempre dominam em relação às estimuladas. Para que a relação R_{esti}/R_{abs} seja maior que um, ou seja, predominância da emissão estimulada, é necessário que $N_2 > N_1$, ou seja, que a densidade de portadores na banda de condução seja maior que aquela na banda de valência. Esta relação, fundamental para a operação do laser, é conhecida como inversão de população e só pode ser atendida fora do equilíbrio térmico. Em sistemas atômicos, esta inversão é atingida utilizando-se esquemas de três e quatro níveis [33].

3.2.2. - Recombinações Não-Radiativas

Com relação à geração de luz, os materiais semicondutores podem ser divididos em duas categorias. Os que apresentam dificuldades na geração de luz possuem uma estrutura de níveis de energia que pode ser classificada como de banda proibida indireta. Já os semicondutores que apresentam a capacidade de gerar fótons possuem estruturas com banda proibida direta. Deve-se ressaltar que, mesmo em materiais com banda proibida direta, uma parcela das recombinações pode gerar energia na forma de calor ou energia cinética. Estas recombinações são denominadas não-radiativas, e podem ocorrer também no interior da região ativa, principalmente devido a defeitos na formação do cristal durante o processo de fabricação. Um outro tipo de recombinação não-radiativa, a recombinação Auger [23], envolve quatro partículas elementares. Neste processo, a energia liberada

durante a recombinação elétron lacuna é transferida para outro elétron (ou lacuna), o qual é excitado para um nível de energia maior na mesma banda. Este elétron (ou lacuna) retorna para o equilíbrio térmico pela perda de energia excedente na forma de fônons. Em vista dos diferentes mecanismos de emissões possíveis em uma estrutura semicondutora, define-se a eficiência quântica interna entre as emissões radiativas e não-radiativas como [23,25]:

$$\eta_{int} = \frac{R_r}{R_{total}} = \frac{R_r}{R_r + R_{nr}} \quad (3.7)$$

onde R_r e R_{nr} são as taxas de recombinações radiativas e não-radiativas, respectivamente. Em camadas suficientemente finas, a densidade de portadores N pode ser considerada uniforme e as taxas de recombinação podem ser escritas em função dos tempos de recombinação $R_r = N/\tau_r$ e $R_{nr} = N/\tau_{nr}$, onde τ_r e τ_{nr} são os tempos de recombinação radiativa e não-radiativa. Nesta situação, (3.7) fica da forma:

$$\eta_{int} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}} \quad (3.8)$$

Tipicamente, quando as emissões estimuladas dominam, $\eta_{int} = 10^{-5}$ para o silício e para o germânio e $\eta_{int} = 0,5$ para o arseneto de gálio [23].

O tempo médio total para as recombinações de portadores na ausência de emissão estimulada pode ser escrito como $R_{espo} + R_{nr} = N/\tau_e$, onde τ_e é o tempo de vida médio dos portadores e é definido como o tempo médio para um elétron excitado decair e se recombinar com uma lacuna na ausência de emissão estimulada. A soma da taxa de recombinação espontânea com a taxa de recombinação não-radiativa pode ser escrita como [23,25]:

$$R_{espo} + R_{nr} = A_{nr}N + BN^2 + CN^3 \quad (3.9)$$

onde A_{nr} é o coeficiente não-radiativo devido às imperfeições da região ativa (s^{-1}), B é o coeficiente de recombinação de radiação espontânea (cm^3/s) e C é o coeficiente de Auger (cm^6/s). O tempo de vida dos portadores fica [23]:

$$\tau_e = \frac{1}{A_{nr} + BN + CN^2} \quad (3.10)$$

Para LEDs e lasers operando com corrente de polarização abaixo do limiar, o tempo de vida dos portadores tende a variar com a corrente de injeção, ou seja, com N . Para lasers operando acima do limiar, onde predominam as emissões estimuladas, a densidade de portadores varia muito pouco com a corrente de injeção, dada a forte geração de fótons, e τ_e pode ser considerado constante.

3.3 - Condições para Atingir o Limiar

Um laser semiconductor convencional do tipo *Fabry-Perot* pode ser considerado como sendo um tipo de oscilador, obtido através de uma malha de realimentação positiva para a luz, formada por dois espelhos localizados nas extremidades da região ativa. Estes espelhos são produzidos após a clivagem do cristal e são mostrados na Fig. 3.2. Como em um oscilador elétrico, determinadas condições de ganho e fase do sinal óptico dentro da cavidade devem ser respeitadas para que o limiar seja atingido. Em outras palavras, o campo elétrico da luz ao percorrer toda a extensão da cavidade e retornar ao ponto inicial deverá manter as mesmas relações de amplitude e fase.

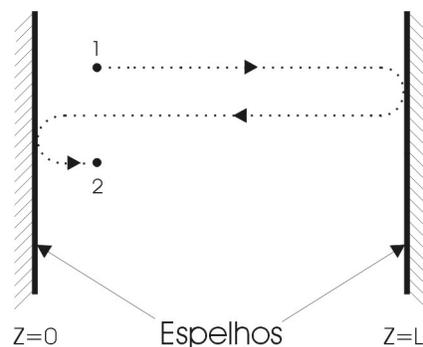


Fig. 3.2 - Ilustração de uma cavidade ressonante do tipo *Fabry-Perot* de comprimento L , semelhante àquela existente em um laser semiconductor.

Para analisar as conseqüências que a condição de limiar impõe às características de operação do laser, deve-se partir da equação de onda para a propagação do campo elétrico no interior da região ativa. Assumindo-se uma variação harmônica para o campo elétrico, a equação de onda pode ser escrita como [18,23,34]:

$$\nabla^2 E + \varepsilon k_o^2 E = 0 \quad (3.11)$$

onde k_o é o número de onda no vácuo e ε é a constante dielétrica do meio.

Uma solução simples para a equação de onda é assumir uma onda plana propagando-se na direção positiva z . Assim:

$$E = \hat{x}E_o e^{j\beta z} \quad (3.12)$$

onde E_o é a amplitude constante do campo elétrico.

Ao se substituir a solução proposta (3.12) em (3.11), obtém-se que $\beta = k_o \sqrt{\varepsilon} = k_o \tilde{n}$, onde \tilde{n} é o índice de refração complexo que pode ser escrito como [23,25]:

$$\tilde{n} = n + j \frac{\alpha}{2k_o} \quad (3.13)$$

onde n é o índice de refração do meio e α é o coeficiente de absorção.

Apesar da onda plana não representar uma solução completa para o caso da luz se propagando no interior do laser semiconductor, ela é suficiente para ilustrar as condições necessárias para que o laser possa atingir a condição de limiar. Uma solução mais realista para (3.11) será apresentada na Seção 3.3.3. Assim, para se atingir a transparência, o ganho óptico deve compensar as perdas introduzidas pela região ativa e pelas faces dos espelhos. De acordo com a Fig. 3.2, para o sinal óptico suplantarem as perdas, o campo elétrico no ponto 1 deve se propagar pela cavidade até o primeiro espelho, ser refletido em direção ao segundo espelho e retornar ao ponto 1, agora representado como ponto 2, mantendo a mesma amplitude e fase. A condição de transparência pode ser representada em (3.12) como:

$$E_o e^{j\beta z'} = E_o e^{j\beta(z'+2L)} \sqrt{R_1 R_2} \quad (3.14)$$

onde, no primeiro membro, representa-se o campo elétrico no ponto 1 e, no segundo membro, o campo elétrico no ponto 2, z' é a distância entre a origem $z = 0$ e o ponto 1 e R_1 e R_2 são as refletividades das duas faces. Substituindo-se β e (3.13) em (3.14), obtém-se, após simplificações:

$$\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} = e^{j2nLk_o} e^{-\alpha L} \quad (3.15)$$

Separando-se a parte real da parte imaginária de (3.15), obtêm-se:

$$\alpha = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2)^{-1} \quad (3.16a)$$

$$\cos(2nLk_o) + j \operatorname{sen}(2nLk_o) = 1 \quad (3.16b)$$

Na condição de transparência, o coeficiente de absorção pode ser escrito como [23,25]:

$$\alpha = -\Gamma g + \alpha_{int} \quad (3.17)$$

onde g é o ganho da região ativa, que será analisado com detalhes na próxima Seção, α_{int} representa as perdas internas e Γ é o fator de confinamento, cuja função será descrita na Seção 3.3.2. Usando (3.16a) e (3.17), o ganho necessário para se atingir a condição de transparência fica:

$$g_{lim} = \frac{1}{\Gamma} \left[\alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2)^{-1} \right] \quad (3.18)$$

Para que a igualdade de (3.16b) seja respeitada, tem-se que:

$$2nLk_o = 2\pi m \quad (3.19)$$

onde m é um inteiro. Isolando-se L e utilizando-se a definição de número de onda $k_o = 2\pi/\lambda$, obtém-se:

$$L = \frac{m\lambda}{2n} \quad (3.20)$$

Como pode ser observado, devido a m , vários comprimentos de onda próximos ao comprimento de onda central λ podem satisfazer (3.20). Assim, a cavidade de *Fabry-Perot* pode comportar diferentes comprimentos de onda, ou seja, diferentes modos longitudinais. Através de (3.20) pode-se, também, determinar o espaçamento entre os modos longitudinais emitidos pelo laser. Considerando-se os comprimentos de onda emitidos no modo m e no modo $m+1$, o espaçamento entre os modos adjacentes é dado pela diferença entre os comprimentos de onda:

$$\lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{2nL}{m} - \frac{2nL}{m+1} = \frac{\lambda}{2nL} \quad (3.21)$$

Em um material semiconductor, o índice de refração é dependente do número de portadores presentes na região ativa. A variação da corrente de injeção provoca uma variação no número de portadores que, por sua vez, altera o índice de refração. A relação entre o índice de refração e a densidade de portadores é dada por [23]:

$$\Delta n_p = -(\alpha_{im}/2k_o)\Delta g \quad (3.22)$$

onde Δn_p define a porção do índice de refração que varia com a presença de portadores injetados. Em (3.22), Δg representa a alteração do ganho óptico introduzida pela variação da corrente de injeção, como será apresentado a seguir.

3.4 - Ganho Óptico

A Fig. 3.1 (c) ilustra o caso em que um fóton estimula o decaimento de um elétron de um nível excitado para um nível estável, liberando um outro fóton com mesma fase e momento do primeiro. Este mecanismo pressupõe a existência de um chamado ganho óptico, ou seja, com a introdução de um fóton na região ativa, há a possível liberação de um ou mais fótons induzidos ou estimulados. Na prática, além do ganho da região ativa, devem-se considerar as perdas por absorção da região ativa e as perdas nas faces dos espelhos da cavidade. Se a inversão de população ainda não aconteceu, o ganho será

negativo e a taxa de absorção será maior que a taxa de emissão estimulada. Nesta situação, a predominância será da emissão espontânea. Aumentado-se a densidade de portadores excitados através do aumento da corrente de injeção, há o equilíbrio entre o ganho e as perdas e pode-se dizer que o ganho óptico tende para zero. Esta situação é conhecida como transparência, isto é, a quantidade de fótons que entra na região ativa é igual a quantidade que sai. Caso a densidade de portadores seja maior que a densidade na transparência, o número de fótons na saída será maior que o da entrada e, portanto, o ganho será positivo.

Considerando-se uma dependência linear do ganho óptico com a densidade de portadores injetados, uma aproximação empírica para o ganho óptico pode ser definida [23,25-31]:

$$g(N) = a(N - N_{tr}) \quad (3.23)$$

onde N_{tr} é a densidade de portadores na transparência e $a = dg/dN$ é o ganho diferencial (cm^2).

3.5 - Fator de Confinamento

Na Seção 3.3, assumiu-se que a solução para a equação de onda no interior da região ativa do laser semiconductor poderia ser representada por uma onda plana. Apesar desta solução não ser exata, foi possível se chegar a conclusões com relação às características de operação do laser semiconductor. Uma delas mostrou que a característica de emissão do laser semiconductor do tipo Fabry-Perot é multimodal. A outra exigiu que, para que o laser opere de forma conveniente, ou seja, que a condição de transparência seja suplantada, o ganho óptico da cavidade deveria suplantiar as perdas intrínsecas do material e as perdas provenientes da transmissão de luz pelos espelhos localizados nas faces do laser. A partir desta última condição, e utilizando-se a definição de ganho óptico apresentada na Seção 3.4, pode-se relacionar o bombeio de portadores com a condição de transparência para a operação do laser. Desta forma, a densidade de corrente necessária para se atingir a condição de transparência, conhecida como densidade de corrente de limiar, pode ser escrita da seguinte forma [28]:

$$J_{lim} = \frac{N_{tr} d e}{\tau_e} \quad (3.24)$$

onde, d é a espessura da região ativa. Como em qualquer componente eletrônico, deseja-se que esta densidade de corrente seja a menor possível. Por (3.24), observa-se que J_{lim} pode ser minimizado se a espessura d da região ativa for estreita. Porém, espessuras muito finas prejudicam o guiamento realizado pelas heteroestruturas e grande parte da luz passa a se concentrar nas camadas de confinamento, não participando do processo de emissão estimulada. Este comportamento de propagação compromete a solução de onda plana proposta para a equação de onda do laser semiconductor. Na Seção 3.3, o fator de confinamento, que especifica a fração de luz que se propaga efetivamente pela região ativa, foi introduzido na expressão de ganho óptico de uma forma fenomenológica. No entanto, este fator de confinamento pode ser obtido a partir da equação de onda, se uma solução que leva em consideração a distribuição espacial da luz na região ativa e nas camadas adjacentes, durante a sua propagação pelo laser, for proposta. A Fig. 3.3 representa a região ativa de um laser semiconductor com espessura d e índice de refração n_2 , contornada por um material com índice de refração n_1 , sendo que $n_2 > n_1$. Para esta estrutura, a nova solução simplificada para a equação pode ser dada por [23,25,28]:

$$E_y(x, y, z) = E(x)e^{i\beta z} \quad (3.25)$$

onde β é a constante de propagação a ser determinada, x é a direção transversal à direção de propagação, y é a direção lateral e z é a direção de propagação. Substituindo (3.25) em (3.11), obtém-se que [23,25,28]:

$$\frac{d^2 E(x)}{dx^2} + (k_o^2 n^2 - \beta_{ef}^2) E(x) = 0 \quad (3.26)$$

onde β_{ef} é a constante de propagação efetiva, definida como $n_{ef} = \beta_{ef} / k_o$, sendo que n_{ef} é o índice de refração efetivo.

A solução de (3.26) deve garantir, além da condição de transparência, o guiamento da luz pela região ativa do laser. Para se garantir a condição de transparência, pode-se

adotar o mesmo procedimento da Seção 3.3. Já para o guiamento, assumem-se como condições de contorno que (3.25) deve ser harmônica para a região ativa e exponencial para as camadas adjacentes de confinamento. Assim, a solução para (3.26) pode ser escrita como [23,25,28]:

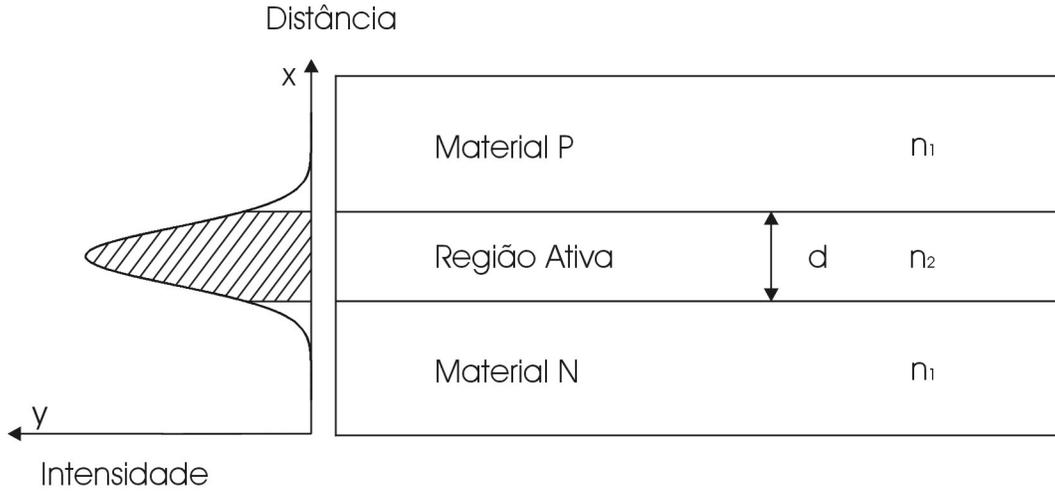


Fig. 3.3 - Distribuição do campo elétrico no modo fundamental para um laser semiconductor com índice de refração da região ativa n_2 contornada com material com índice de refração n_1 , com $n_2 > n_1$, com a direção z perpendicular ao plano xy .

$$E(x) = A_1 \cos(ux) + B_1 \sin(ux), \quad |x| \leq d/2 \quad (3.27)$$

$$E(x) = A_2 e^{-v(|x|-d/2)}, \quad |x| > d/2 \quad (3.28)$$

onde, $u^2 = n_1^2 k_o^2 - \beta_{ef}^2$, $v^2 = \beta_{ef}^2 - n_2^2 k_o^2$

A partir destas novas soluções para a equação de onda, pode-se projetar a região ativa de tal modo a privilegiar apenas um modo fundamental de propagação. Assim, para se obter o modo TE_0 , basta forçar que a constante de propagação para os outros modos seja imaginária. Uma maneira de se alcançar esta condição é a de se reduzir a espessura da região ativa de tal forma que a relação abaixo seja respeitada [25]:

$$D = k_o d \sqrt{n_2^2 - n_1^2} < \pi \quad (3.29)$$

onde, D é a espessura normalizada. Para o modo TE_0 , o fator de confinamento pode ser aproximado pela seguinte expressão [23,25,28]:

$$\Gamma = \frac{D^2}{2 + D^2} \quad (3.30)$$

Tipicamente, para um laser de GaAs operando em $1,3 \mu\text{m}$, $n_2 = 3,6$ e $n_1 = 3,4$. Para este laser, o fator de confinamento varia com a espessura conforme mostrado na Fig. 3.4, ou seja, desde que (3.21) seja respeitada, quanto maior a espessura da região ativa, maior é a porcentagem de luz que participa do processo de emissão estimulada.

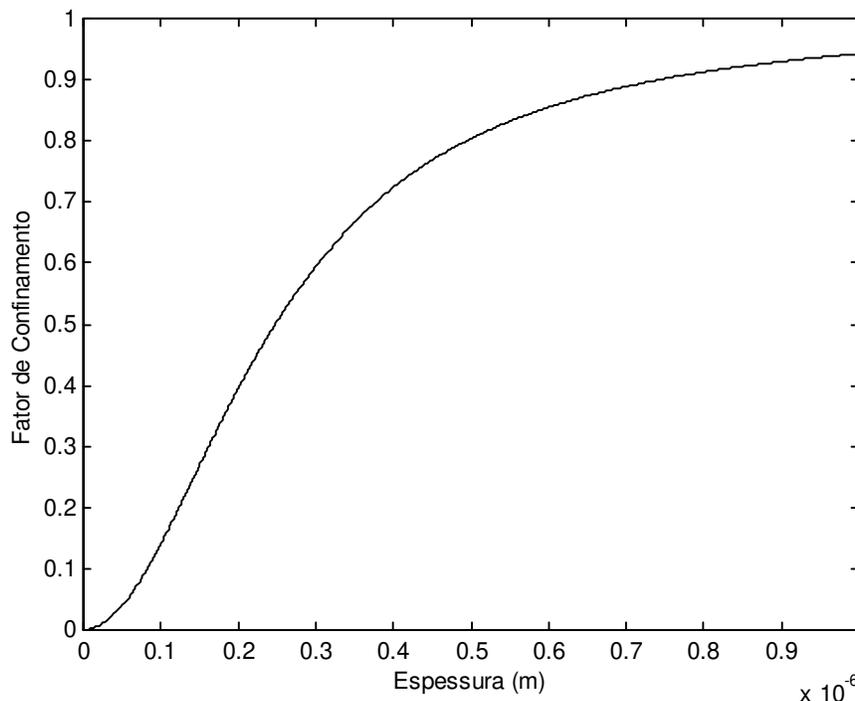


Fig. 3.4 - Fator de Confinamento em função da espessura da região ativa, para o modo TE_0 de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot.

3.6 - Características Operacionais

As características apresentadas anteriormente descrevem apenas os mecanismos necessários para se atingir a condição de limiar e não informam o comportamento do laser para transientes na sua corrente de injeção. A resposta a estes transientes depende do tempo de vida dos portadores e do tempo de vida dos fótons na cavidade. Neste intuito, foi

formulado, a partir das equações de Maxwell e da mecânica quântica, um conjunto de equações de taxa para lasers semicondutores que governam a interação dos fótons e elétrons dentro da região ativa, permitindo a descrição do comportamento do laser nos estados de operação estacionário e dinâmico.

3.6.1 - Equações de Taxa

O modelamento das características estáticas e dinâmicas dos lasers semicondutores baseia-se em duas equações de taxa, que descrevem o comportamento dos portadores e do campo elétrico no interior da região ativa do laser. A equação de taxa para o campo elétrico pode ser decomposta em duas outras, que descrevem o comportamento da amplitude (densidade de fótons) e da fase do campo elétrico. As equações de taxa para a densidade de portadores, densidade de fótons e fase podem ser escritas como [23,25-29,35-36]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_e} - GP \quad (3.31)$$

$$\frac{dP}{dt} = \left(G - \frac{1}{\tau_p} \right) P + R_{sp} \quad (3.32)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = -(\omega - \omega_{lim}) + \frac{1}{2} \alpha_{lin} \left(G - \frac{1}{\tau_p} \right) \quad (3.33)$$

onde P é a densidade de fótons (cm^{-3}), I é a corrente de injeção (A), V é o volume de região ativa (cm^3), ϕ é a fase total do campo elétrico, ω é a frequência angular de operação do laser (rad/s), ω_{lim} é a frequência angular no limiar (rad/s), τ_p é o tempo de vida dos fótons que são inseridos na cavidade definido por $\tau_p = v_g (\alpha_{esp} + \alpha_{int})^{-1}$ (s), e v_g é a velocidade de grupo $v_g = c/n_g$ (cm/s). O ganho G da região ativa (s^{-1}) relaciona-se com g , definido em (3.23), através de [23,25] :

$$G = \Gamma v_g g(N) \quad (3.34)$$

O termo R_{sp} (s^{-1}) representa a contribuição de fótons gerados pela emissão espontânea e é dado por [23,25]:

$$R_{sp} = \beta_{sp}BN^2 \quad (3.35)$$

onde β_{sp} é o fator de emissão espontânea. Através destas equações de taxa, pode-se descrever o comportamento estático do laser, quando todos os transientes cessam, e o seu comportamento dinâmico, quando se aplica uma variação na corrente de polarização.

Para um laser de estrutura enterrada, apresentam-se alguns valores típicos para seus parâmetros, que deverão ser utilizados nas simulações de comportamento do laser durante este Capítulo e no próximo [23]: comprimento da região ativa (L) de 250 μm ; largura da região ativa (w) de 2 μm ; espessura da região ativa (d) de 0,2 μm ; fator de confinamento (Γ) de 0,3; índice de refração (n) de 3,4; índice de grupo (n_g) de 4; fator de melhoria de largura de linha (α_{lim}) de 5; perdas da face dos espelhos (α_{esp}) de 45 cm^{-1} ; perdas internas (α_{int}) de 40 cm^{-1} ; ganho diferencial (a) de 2,5 cm^2 ; densidade de portadores na transparência (N_{tr}) de $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; taxa de recombinação não-radiativa (A_{nr}) de $1 \times 10^{18} \text{ s}^{-1}$; coeficiente de recombinação radiativo (B) de $1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$; coeficiente de recombinação de Auger (C) de $3 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$; corrente de limiar (I_{lim}) de 15,8 mA; tempo de vida dos portadores no limiar (τ_e) de 2,2 ns; tempo de vida dos fótons (τ_p) de 1,6 ps.

3.6.2 - Estado Estacionário

As soluções para o estado estacionário do laser são obtidas anulando-se as derivadas de (3.31) a (3.33). Duas características do estado estacionário são interessantes para o desempenho do laser. A curva potência óptica versus corrente, que especifica a potência de saída do laser em função da corrente injetada, e o espectro dos modos longitudinais, que indica a distribuição da potência óptica pelos modos gerados, para uma dada corrente de polarização. Para se obter estas características, as equações de taxa assumem a forma:

$$\frac{I}{eV} = \frac{N}{\tau_e} + GP \quad (3.36)$$

$$P = \frac{R_{sp}}{1/\tau_p - G} \quad (3.37)$$

$$(\omega - \omega_{lim}) = -\frac{1}{2} \alpha_{lin} \left(G - \frac{1}{\tau_p} \right) \quad (3.38)$$

Substituindo-se a equação (3.37) em (3.36), obtém-se:

$$I(N) = \left[\frac{N}{\tau_e(N)} + \frac{G(N)}{\left(\frac{1}{\tau_p} - G(N) \right)} R_{sp}(N) \right] eV \quad (3.39)$$

O gráfico da Fig. 3.5 mostra a variação normalizada do número de portadores em função da corrente de injeção, para um laser com os parâmetros definidos na Seção 3.4.1. Pode-se notar que abaixo do limiar, há uma variação considerável de N com a corrente. Este comportamento se deve ao fato de que ainda não há ganho suficiente na cavidade, de forma que o decaimento dos portadores para níveis estáveis se dá espontaneamente, aumentando-se, portanto, o tempo de vida médio dos portadores. Após o limiar, devido ao ganho G , uma pequena variação no número de portadores provocará uma acentuada variação no número de fótons. Este aumento na densidade de fótons consumirá rapidamente qualquer excesso na densidade de portadores na forma de novas emissões estimuladas, de tal maneira que N se torna praticamente constante com as variações da corrente de polarização.

A Fig. 3.6 mostra o tempo médio de vida dos portadores dentro da cavidade do laser em função da corrente, antes e depois do limiar. Antes da condição de limiar, o tempo de vida dos portadores cai com a corrente devido ao aumento do estímulo provocado pela luz realimentada. Acima do limiar, τ_e permanece praticamente constante com a corrente. Para se determinar a variação da densidade de fótons em função da densidade de portadores, utiliza-se (3.39) após serem consideradas as dependências da contribuição da emissão espontânea (R_{sp}) e do ganho (G) com a da densidade de portadores, dadas por (3.35) e

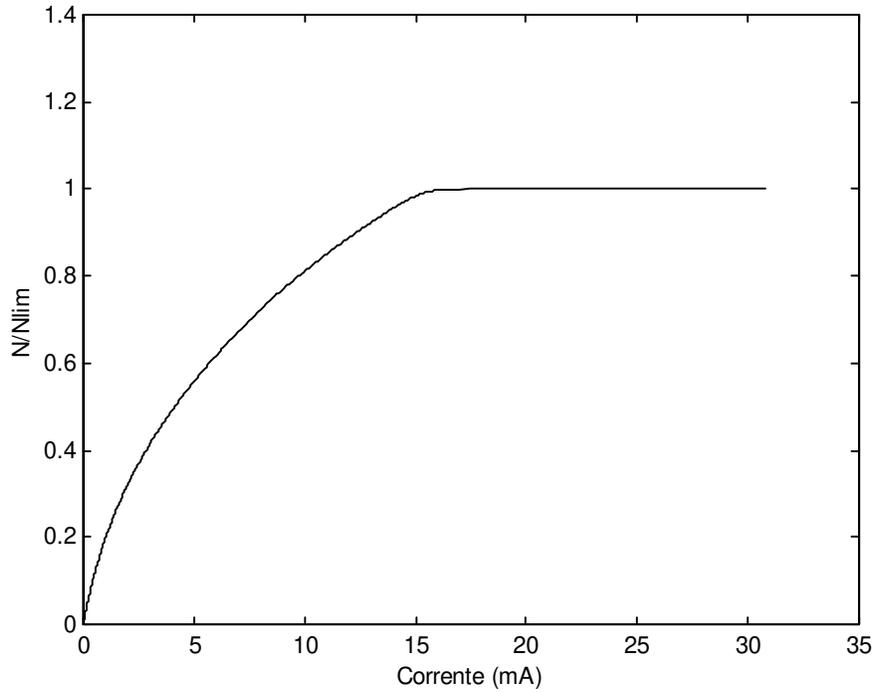


Fig. 3.5 - Variação normalizada do número de portadores em função da corrente de polarização, para um fator de emissão estimulada de 10^{-3} .

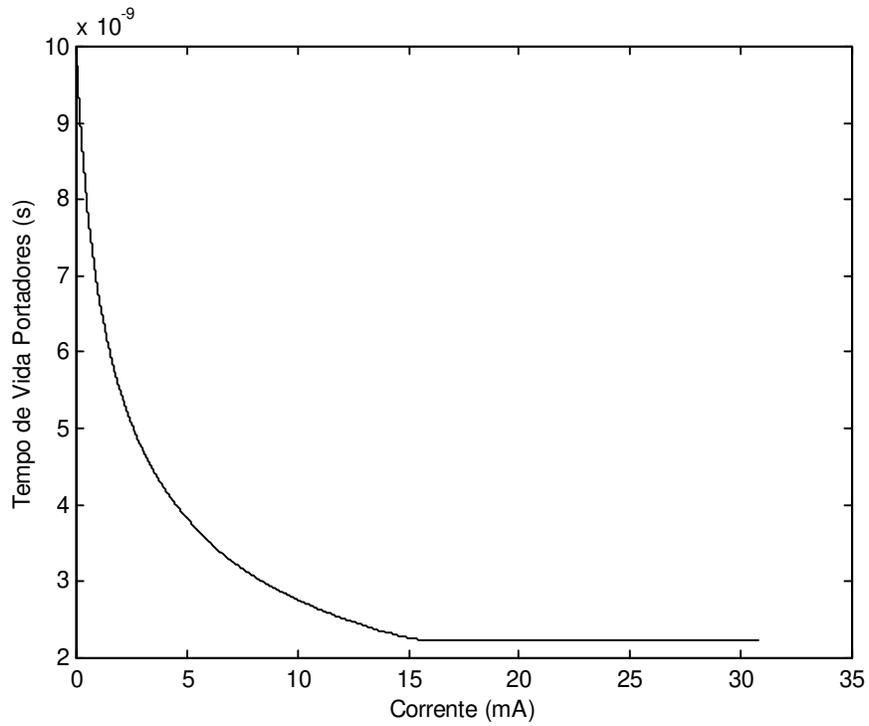


Fig. 3.6 - Tempo de vida dos portadores dentro da cavidade do diodo laser em função da corrente.

(3.34), respectivamente. A potência óptica que sai por uma das faces dos espelhos do laser é dada por [23,25]:

$$P_s = \frac{1}{2} h\omega v_g \alpha_{esp} PV \quad (3.40)$$

O termo $v_g \alpha_{esp}$ representa a taxa com que os fótons com energia $h\omega$ saem pela face dos dois espelhos.

A Fig. 3.7 mostra uma das mais importantes características do laser em qualquer projeto, a curva da potência óptica de saída em função da corrente direta de polarização, para um laser com os valores de parâmetros definidos na Seção 3.4.1. Com corrente de polarização abaixo da corrente de limiar, a predominância será de emissões espontâneas e o laser se comporta como um LED. Nota-se que, além da geração de luz incoerente, o rendimento da potência de luz gerada com a corrente elétrica de alimentação é muito baixo. O mesmo gráfico pode ser mostrado em escala semi-logarítmica, Fig. 3.8, para verificar a influência do fator de emissão espontânea na região abaixo do limiar. Para esta condição, a potência da luz depende do fator de emissão espontânea, sendo maior à medida que se aumenta este fator. Acima do limiar, a luz será formada, praticamente, pelos fótons originados das emissões estimuladas, com uma contribuição muito pequena das emissões espontâneas.

O espectro óptico emitido por um laser semiconductor é composto por vários modos longitudinais com espaçamento $L = m\lambda/2n$. Para determinar as características espectrais, serão utilizadas as equações de taxa multimodais [23]:

$$\frac{dP_{mo}}{dt} = (G_m - 1/\tau_p) P_{mo} + R_{sp}(\omega_m) \quad (3.41)$$

$$\frac{dN}{dt} = I/qV - N/\tau_e - \sum_m G_m P_{mo} \quad (3.42)$$

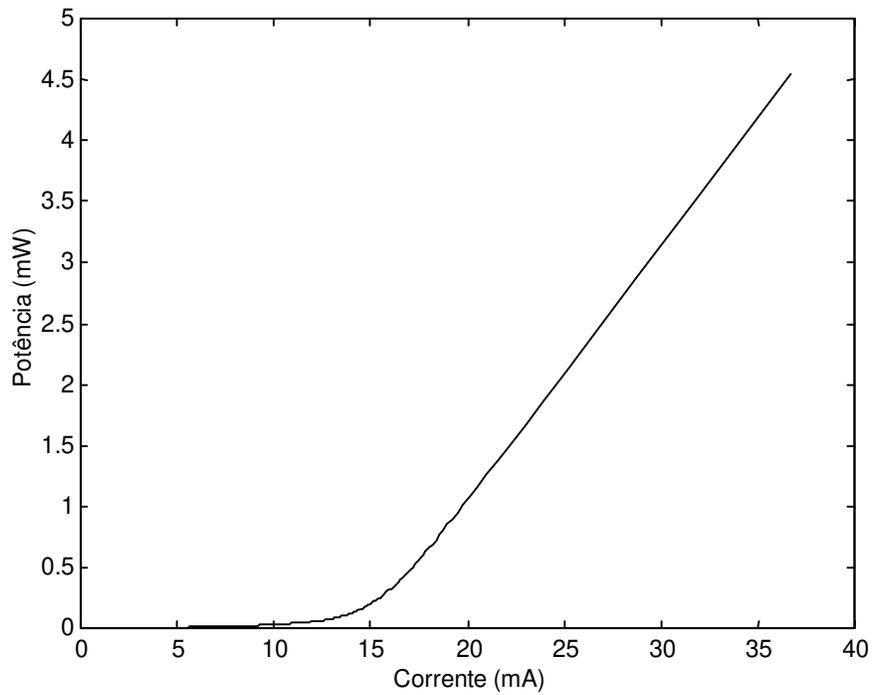


Fig. 3.7 - Curva da potência óptica de saída em função da corrente de polarização.

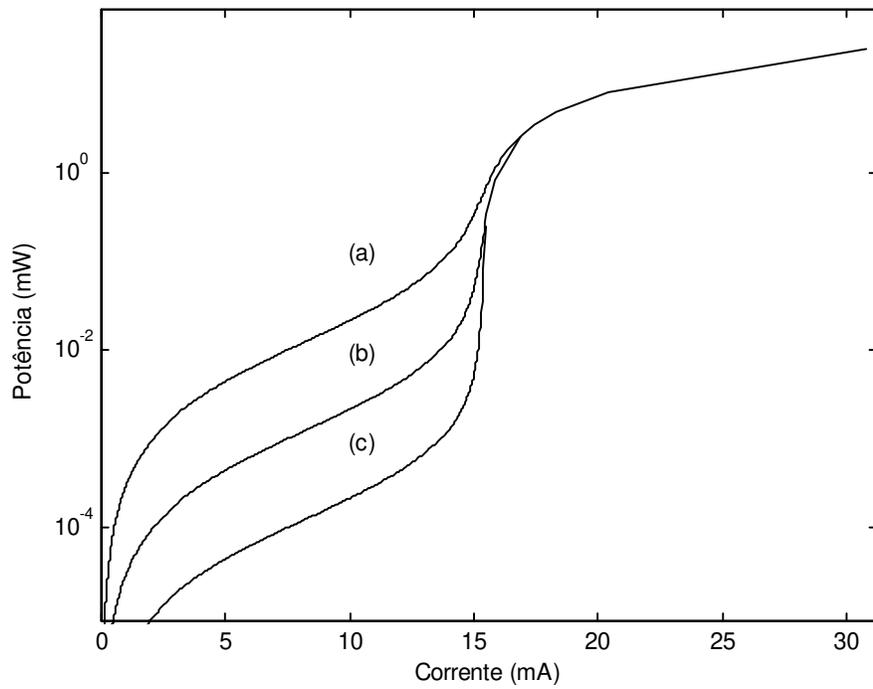


Fig. 3.8 - Curva potência óptica de saída em função da corrente de polarização para valores de fator de emissão espontânea de (a) 10^{-3} , (b) 10^{-4} e (c) 10^{-5} .

onde, $G_m = G(\omega_m)$ é o ganho óptico de cada modo. Uma simples aproximação para a dependência do ganho com relação à frequência angular dos modos é assumir um decaimento quadrático a partir do valor de pico [23]:

$$G(\omega) = G_o \left[1 - \left(\frac{\omega - \omega_o}{\Delta\omega_g} \right)^2 \right] \quad (3.43)$$

onde ω_o é o valor para a frequência angular em que o ganho é máximo e $\Delta\omega_g$ é a diferença entre a frequência angular ω_o e a frequência angular para a qual o ganho ainda é maior que zero. Os modos longitudinais possuem frequência angular dada por:

$$\omega_m = \omega_o + m\Delta\omega_L \quad (3.44)$$

onde, $\Delta\omega_L$ é o espaçamento de frequência entre os modos e m é o número de modos definidos em (3.19), porém limitado entre $-M$ até $+M$. O valor de M é determinado por [23]:

$$M \cong \frac{\Delta\omega_g}{\Delta\omega_L} \quad (3.45)$$

onde $2M + 1$ representa o número de modos longitudinais em que o ganho é positivo. Substituindo-se (3.44) e (3.45) em (3.43), o ganho modal fica:

$$G_m = G_o \left[1 - (m/M)^2 \right] \quad (3.46)$$

Para o estado estacionário, (3.41) produz:

$$P_{mo} = \frac{R_{sp}(\omega_m)}{1/\tau_p - G_m} \quad (3.47)$$

Para determinar $R_{sp}(\omega_m)$, utilizam-se as relações de Einstein [23,25]:

$$R_{sp}(\omega_m) = \eta_{sp}(\omega)G(\omega) \quad (3.48)$$

onde, η_{sp} é a eficiência quântica para a emissão espontânea. Para um laser de InGaAsP operando em $1,3 \mu\text{m}$, $\eta_{sp} \cong 1,7$. A Fig. 3.9 mostra a curva potência óptica em função da corrente de polarização para um laser com $M = 9$. Por esta figura, nota-se que abaixo e próximo do limiar, os modos possuem praticamente a mesma potência. Acima do limiar, a maior parte da potência se concentra no modo principal, $m = 0$, e se distribui para os outros modos conforme o ganho óptico em cada frequência.

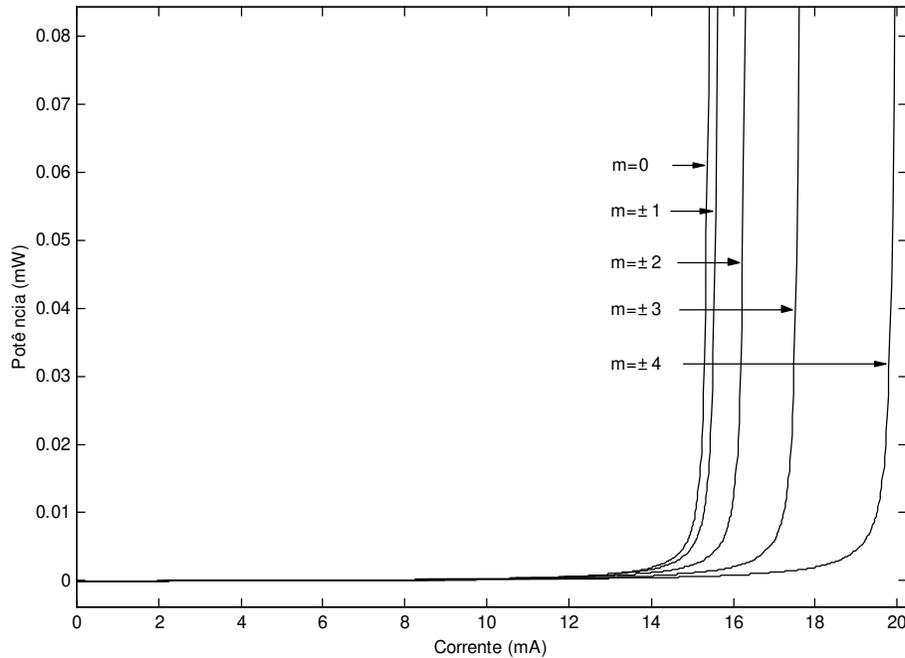


Fig. 3.9 - Curva potência óptica em função da corrente polarização para nove modos longitudinais de um laser semiconductor.

3.6.3 - Comportamento Dinâmico

O comportamento dinâmico do laser pode ser descrito pelas soluções das equações de taxa (3.31) a (3.33). Durante as análises aqui apresentadas, a origem do comportamento dinâmico do laser será considerada como sendo os transientes de sua corrente de polarização [23,25-29,36]. A contribuição do ruído não será considerada, ficando como sugestão para futuros trabalhos. As Fig. 3.10 e 3.11 mostram, respectivamente, o comportamento para as densidades de portadores e fótons, a partir do instante no qual um degrau de corrente de amplitude de 40 mA é aplicado a um laser com condições iniciais de operação nulas.

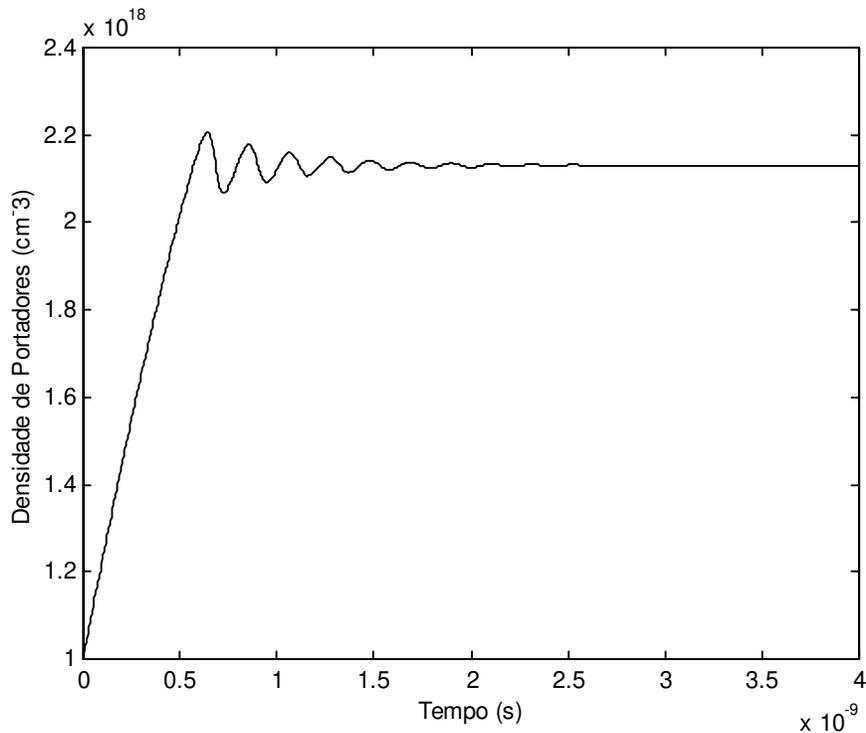


Fig. 3.10 - Comportamento dinâmico da densidade de portadores no instante inicial da aplicação de um degrau de 40 mA à corrente de polarização inicialmente nula de um laser.

Como pode ser observado nas Fig. 3.10 e 3.11, tanto a densidade de portadores quanto a de fótons apresentam um caráter oscilatório. Estas oscilações, chamadas oscilações de relaxação, que ocorrem antes do estado estacionário se estabelecer, tem a sua origem na troca de energia entre as populações de portadores e de fótons. Ao se aplicar um transiente de corrente, a densidade de portadores irá aumentar e provocar um aumento da potência da luz gerada através de emissões estimuladas. Este aumento na densidade de fótons tende a consumir rapidamente o excesso de portadores fazendo com que, eventualmente, a potência da luz estimulada também caia. Com isto, a densidade de portadores tem condições de aumentar novamente causando mais uma vez o aumento das emissões estimuladas. Em cada ciclo, este processo se repete, porém, com a amplitude das oscilações diminuindo, tendendo para o valor estacionário das densidades de portadores e fótons estabelecido pela corrente de polarização.

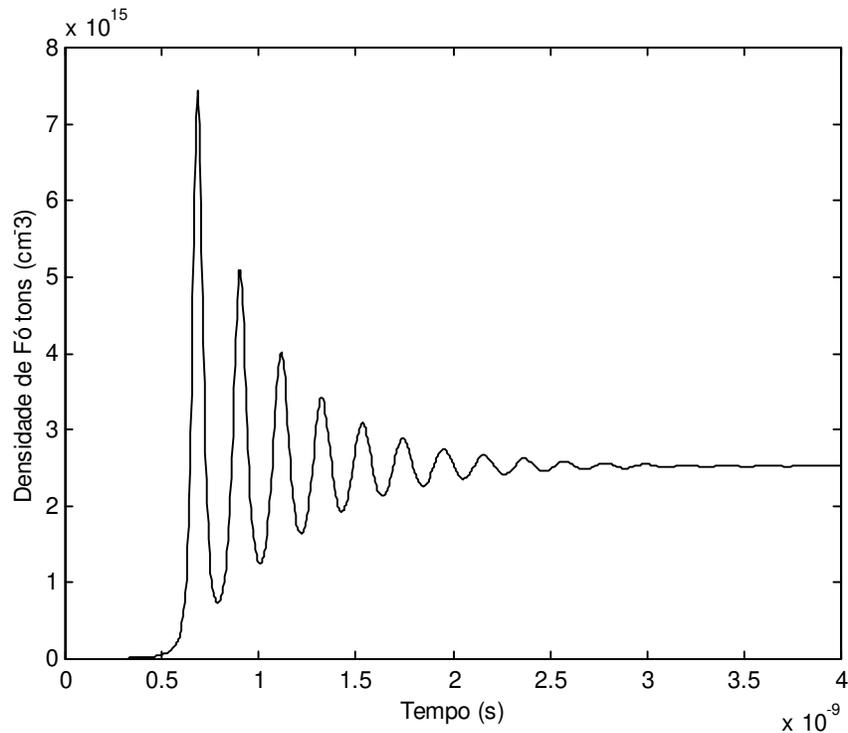


Fig. 3.11 - Comportamento dinâmico da população de fótons devido às variações na população de portadores, mostradas na Fig. 3.10.

As principais características do comportamento dinâmico de um laser semiconductor são o espectro dinâmico dos modos longitudinais, o atraso entre a ocorrência de emissões estimuladas e a aplicação de um transiente de corrente, conhecido como *turn-on delay*, e as oscilações de relaxação, mostradas nas Fig. 3.10 e 3.11.

O espectro dinâmico dos modos longitudinais é obtido utilizando-se as equações de taxa multimodais. A Fig. 3.12 ilustra o espectro para os modos em duas situações: durante a ocorrência de um transiente na corrente de polarização e outra para o estado estacionário. Durante os transientes, observa-se que ocorre um aumento na potência dos modos de segunda ordem e o espectro de luz emitido pelo laser fica mais largo. Este comportamento do espectro tende a ser prejudicial nos transmissores ópticos que utilizam a modulação direta, pois o sinal transmitido pela fibra óptica tenderia a sofrer maior dispersão que um sinal com espectro equivalente ao do estado estacionário.

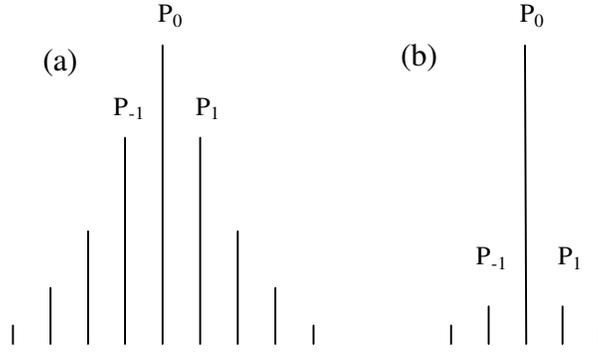


Fig. 3.12 - Espectro da luz gerada pelo laser semiconductor durante (a) a ocorrência de um transiente na corrente de polarização e (b) o mesmo espectro no estado estacionário.

A segunda característica a ser considerada é o *turn-on delay*. O *turn-on delay* representa o atraso intrínseco na geração das emissões estimuladas quando um laser é submetido a um acréscimo de corrente de um valor inicial I_0 abaixo do limiar até um valor acima do limiar I . O valor deste atraso pode ser estimado utilizando-se a equação de taxa para portadores, assumindo-se que, durante a transição da corrente de polarização de I_0 para I , a contribuição das emissões estimuladas seja desprezível, ou seja:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_e} \quad (3.48)$$

Separando-se os termos diferenciais obtém-se:

$$\int dt = \int \frac{qV\tau_e}{I\tau_e - NqV} dN \quad (3.49)$$

Resolvendo a equação (3.49) e levando-se em consideração que, para o instante inicial, a densidade de portadores é nula, e que a densidade de portadores no limiar é $N_{lim} = I_{lim}\tau_e/qV$, o *turn-on delay* será:

$$t_d = \tau_e \ln \left(\frac{I}{I - I_{lim}} \right) \quad (3.50)$$

A terceira característica do comportamento dinâmico do laser são as oscilações de relaxação. As oscilações de relaxação, mostradas na Fig. 3.11, constituem o principal fator

de limitação na taxa de modulação direta de um laser e dependem dos tempos de vida dos portadores e dos fótons no interior da cavidade ativa do laser. Como as oscilações possuem um carácter periódico e são atenuadas com o tempo, é possível definir uma frequência e fator de amortecimento para estas oscilações. A frequência das oscilações e o fator de amortecimento podem ser determinados através de uma análise de pequenos sinais para as equações de taxa. As equações para o número de portadores N_N e fótons N_P , considerando-se pequenas perturbações em relação a um ponto estacionário, ficam:

$$N_N(t) = N_{N_0} + \delta N_N(t) \quad (3.51)$$

$$N_P(t) = N_{P_0} + \delta N_P(t) \quad (3.52)$$

onde N_{N_0} e N_{P_0} representam os valores estacionários para os números de portadores e fótons, respectivamente, e δN_N e δN_P representam as perturbações para os números de portadores e fótons em torno dos valores estacionários, respectivamente.

Desconsiderando-se os termos quadráticos para as perturbações, as equações de taxa para as perturbações, δN_N e δN_P , ficam, respectivamente [23]:

$$\frac{d\delta N_N}{dt} = \Gamma_N \delta N_N - (G_o + G_P N_{P_0}) \delta N_P \quad (3.53)$$

$$\frac{d\delta N_P}{dt} = -\Gamma_P \delta N_P + (G_N N_{P_0} + \partial R_{sp} / \partial N) \delta N_N \quad (3.54)$$

onde,

$$\Gamma_N = \tau_e^{-1} + G_N N_{P_0} \quad (3.55)$$

$$\Gamma_P = R_{sp} / N_{P_0} - G_P N_{P_0} \quad (3.56)$$

são as taxas de amortecimento para as flutuações das populações de portadores e fótons, respectivamente. Para a determinação de (3.53) e (3.54), assumiu-se que o ganho óptico pode ser escrito, numa aproximação de primeira ordem, como [23,25]:

$$G(N, P) \cong G_o + G_N \delta N_N + G_P \delta N_P \quad (3.57)$$

onde $G_N = \partial G / \partial N_N$ e $G_P = \partial G / \partial N_P$.

As equações linearizadas (3.53) e (3.54) podem ser resolvidas assumindo-se uma solução exponencial dependente do tempo para as oscilações de δN_N e δN_P .

$$\delta N_N = \delta N_{N \text{ máx}} e^{-ht} \quad (3.58a)$$

$$\delta N_P = \delta N_{P \text{ máx}} e^{-ht} \quad (3.58b)$$

onde, para se obter uma solução oscilatória amortecida:

$$h = \Gamma_R \pm j\Omega_R \quad (3.59)$$

onde Γ_R é definido como a taxa de amortecimento e Ω_R é a frequência angular das oscilações de relaxação, que podem ser escritas como, respectivamente [23]:

$$\Gamma_R = \frac{1}{2}(\Gamma_N + \Gamma_P) \quad (3.60)$$

$$\Omega_R = \left[(G + G_P N_{P_o}) \left(G_N N_{P_o} + \frac{\partial R_{sp}}{\partial N} \right) - \frac{(\Gamma_N - \Gamma_P)^2}{4} \right]^{1/2} \quad (3.61)$$

Por exemplo, para os parâmetros utilizados nas Fig. 3.10 e 3.11, e assumindo $N_{P_o} = 7,76 \times 10^4$, $N_{N_o} = 2,14 \times 10^8$, $G_o = 6,41 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $R_{sp} = 1,28 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $G_N = 5,62 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$, $G_P = -3,4 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_N = 1,27 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ e $\Gamma_P = 2,56 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, obtêm-se um valor para a frequência das oscilações de relaxação de $\Omega_R / 2\pi = 2,65 \text{ GHz}$ e um valor para a taxa de amortecimento de $\Gamma_R = 1,92 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.

3.7 - Modulação

Em comunicações ópticas, a luz pode ser modulada, basicamente, de duas maneiras distintas. Uma delas é através da modulação direta de um laser semiconductor. A outra

utiliza moduladores externos. Para a modulação externa, a luz gerada é modulada por um dispositivo externo ao laser semiconductor. Nestas condições, uma vez que a temperatura e a corrente de polarização do laser sejam ajustadas para fornecer um valor de potência óptica em um dado comprimento de onda, as características estacionárias são suficiente para caracterizar o sistema. Na modulação direta no entanto, as informações são transmitidas pela variação da potência óptica provocada pela modulação da corrente de polarização. Neste caso, as análises devem levar em consideração o comportamento dinâmico do laser. Através das equações de taxa, é possível notar que a modulação da corrente de polarização provoca uma variação na densidade de portadores, que, por sua vez, causa a modulação da densidade de fótons P . No entanto, uma vez alterada a população de portadores, o índice de refração do material semiconductor também se altera e, portanto, a modulação da corrente do laser também é responsável por uma variação na frequência do sinal óptico. Para ilustrar estes efeitos e utilizando-se as equações de taxa, apresenta-se na sequência uma análise geral para o comportamento do laser semiconductor sob modulação direta.

3.7.1 - Modulação de Intensidade

A modulação em intensidade do laser semiconductor pode ser abordada, em uma primeira aproximação, por uma análise de pequenos sinais semelhante àquela utilizada na Seção 3.4.3. Como a modulação em intensidade é gerada pela modulação da corrente de polarização do laser, a análise de pequenos sinais passa a ser limitada pela amplitude do sinal de modulação aplicado. Por exemplo, para modulação analógica, a análise de pequenos sinais torna-se suficiente quando a profundidade de modulação do sinal m_{mod} for pequena ($m_{mod} \ll 1$), ou seja, quando:

$$m_{mod} = \frac{[I_{mod}(t)]_{m\acute{a}x}}{I_b - I_{lim}} \quad (3.62)$$

onde $I_{mod}(t)$ representa o sinal analógico de modulação, $[I_{mod}(t)]_{m\acute{a}x}$ é a amplitude máxima do sinal de modulação, I_b é a corrente de polarização do laser e I_{lim} é a corrente de limiar. Ao se adotar a aproximação das perturbações em relação ao ponto estacionário para a análise de pequenos sinais, (3.51) e (3.52) podem ser aplicadas novamente às equações de

taxa (3.31) e (3.32) para a obtenção da resposta transitória do laser. Neste caso, deve-se também considerar a modulação da corrente do laser, de forma que:

$$I = I_b + I_{mod}(t) \quad (3.63)$$

Ao se descartar os termos de ordem superior para as perturbações nas equações resultantes e ao se considerar as soluções estacionárias, têm-se [23]:

$$\frac{d\delta N_N}{dt} = -\Gamma_N \delta N_N - G_o \delta N_P + I_m(t)/e \quad (3.64a)$$

$$\frac{d\delta N_P}{dt} = -\Gamma_P \delta N_P + G_N N_{Po} \delta N_N \quad (3.64b)$$

Para um sinal modulante do tipo $I_{mod} = I_p \text{sen}(\omega_{mod}t)$, onde I_p é a amplitude do sinal modulante, o número de fótons pode ser escrito como [23,25]:

$$\delta N_P(t) = \delta N_{Po} \text{sen}(\omega_{mod}t + \theta_P) \quad (3.65)$$

onde,

$$\delta N_{Po} = \frac{G_N N_P I_p / e}{\left[\left(\omega_m^2 - \Omega_R^2 - \Gamma_R^2 \right)^2 + 4\omega_{mod}^2 \Gamma_R^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.66)$$

e

$$\theta_P = \arctan \left(\frac{2\Gamma_R \omega_{mod}}{\omega_{mod}^2 - \Omega_R^2 - \Gamma_R^2} \right) \quad (3.67)$$

Utilizando-se os parâmetros para o laser, apresentados na Seção 3.4.1, pode-se determinar a resposta em frequência do laser para a modulação em intensidade através de (3.66). Isto é mostrado na Fig. 3.13, onde se observa que a resposta em frequência é plana até atingir valores de frequência próximos àqueles das oscilações de relaxação. A partir deste ponto, a resposta em frequência do laser torna-se não linear, limitando a operação em frequência do laser.

Para a modulação digital e situações onde a condição $m_{mod} \ll 1$ não é satisfeita, os termos quadráticos obtidos a partir da análise de pequenos sinais para as equações de taxa não podem mais ser desconsiderados. Neste caso, as equações de taxa devem, então, ser resolvidas numericamente para a obtenção do comportamento da luz gerada. Na análise para grandes sinais, o método numérico geralmente empregado é o algoritmo de Runge-Kutta de quarta ordem. As Fig. 3.14 (a) e (b) mostram a solução numérica para as densidades de fótons e portadores, respectivamente, ao se aplicar um sinal modulante senoidal de frequência 1 GHz, onde $m_{mod} = 0,1$. Em ambos os gráficos, pode-se observar que tanto a densidade de portadores quanto a de fótons tendem para uma oscilação senoidal após os transientes terem cessados. De fato, durante o intervalo onde os transientes acontecem, o gráfico da densidade de portadores, Fig. 3.14 (b), é semelhante àquele da Fig. 3.11. Notar que as escalas do eixo Y são diferentes nas Fig. 3.14 (a) e (b), pois se procurou realçar as variações na densidade de portadores causadas pela corrente de modulação do

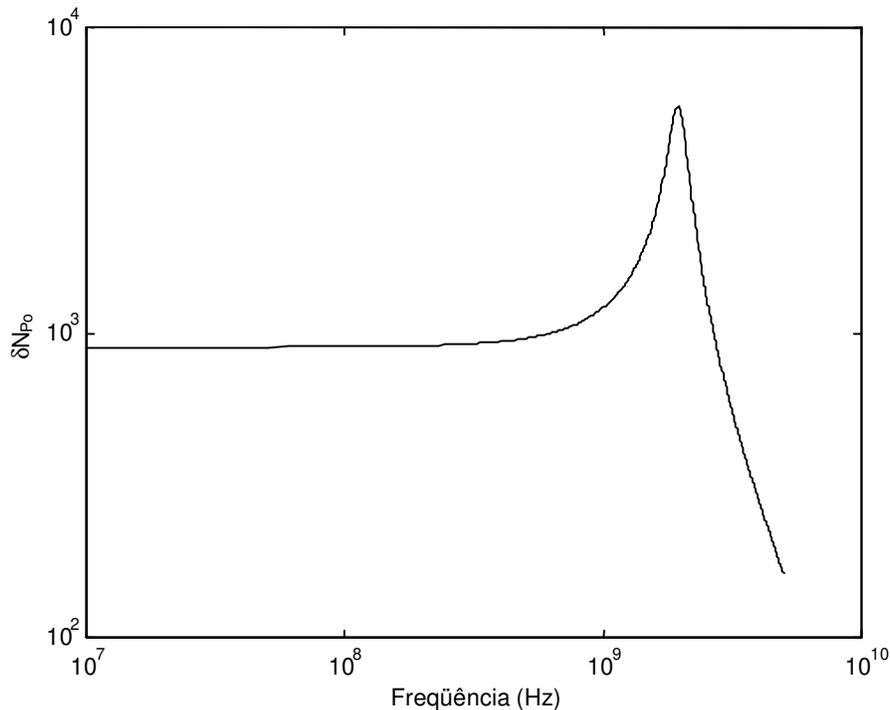
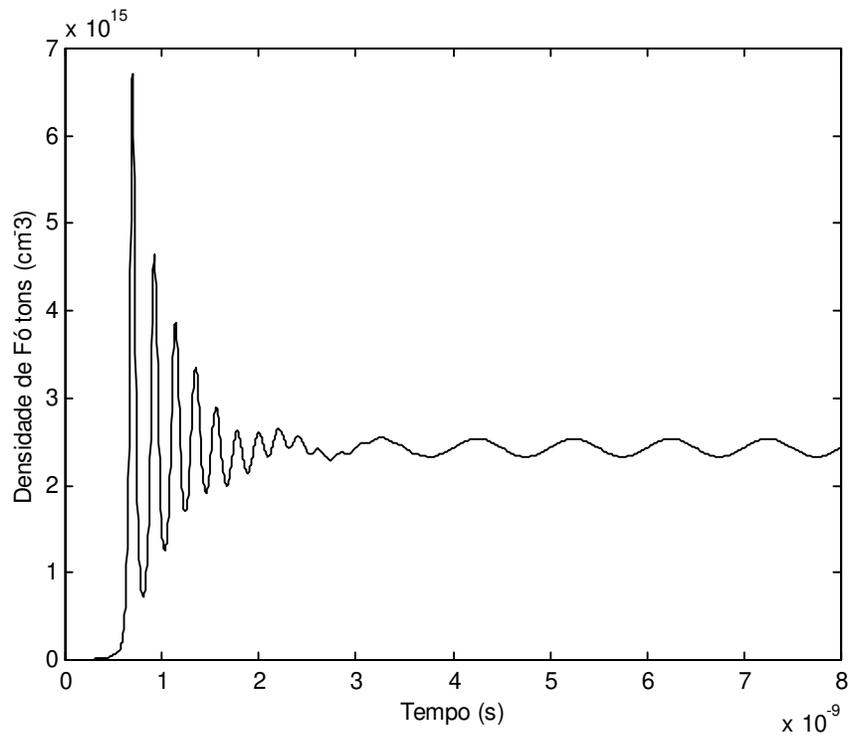
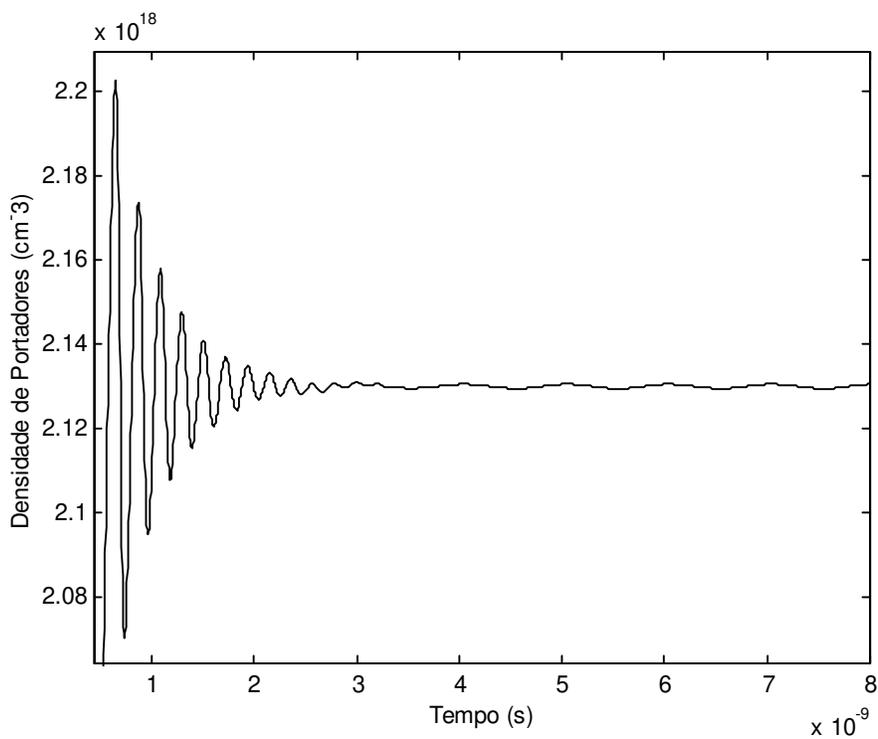


Fig. 3.13 - Resposta em frequência para a modulação em intensidade de um laser semicondutor onde se assumiu $m_{mod} = 0,01$, potência óptica de saída de 1 mW, frequência das oscilações de relaxação de 2,65 GHz e taxa de amortecimento de $1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.



(a)



(b)

Fig. 3.14 - Densidades de (a) fótons e (b) portadores geradas a partir de um sinal de modulação de 1 GHz e amplitude de 1 mA, aplicado na corrente de polarização do laser.

laser. Porém, estas pequenas oscilações na densidade de portadores, quando multiplicadas pelo ganho óptico da cavidade, provocam variações de mesma espécie na densidade de portadores, como pode ser observado na Fig. 3.14 (a).

As oscilações de relaxação das populações de fótons e de portadores que ocorrem durante um transiente de corrente provocam interferências no sinal óptico modulado de tal forma a limitar a faixa permitida para a modulação do laser semiconductor. Para ilustrar este fato, aplicou-se ao laser um sinal composto de três componentes senoidais, nas frequências de 500, 1000 e 1500 MHz. Se a Fig. 3.13 fosse utilizada como referência para as análises, estas três componentes teriam frequências na região linear da curva de resposta em frequência para a modulação em intensidade do laser. As Fig. 3.15 (a) e (b) mostram este sinal modulante e o correspondente sinal óptico, respectivamente. Como pode ser observado, o laser não teve problemas em responder de acordo com às oscilações da sua corrente de injeção. Contudo, quando as frequências das componentes do sinal modulante são modificadas para 2,5, 3 e 3,5 GHz, a resposta do laser muda. Segundo a Fig. 3.13, para estes valores de frequência, o laser passa a ter uma resposta não-linear, de forma que o ganho óptico não atua uniformemente para as três componentes de modulação. Este comportamento é demonstrado nas Fig. 3.15 (c) e (d). Como pode ser observado, o sinal óptico, Fig. 3.15 (d), deixa de ser uma cópia fiel do sinal de modulação apresentado na Fig. 3.15 (c). Em termos de transmissão de sinal, erros de recepção iriam, provavelmente, acontecer.

Na modulação digital, o transitório de corrente provocado pela mudança de nível lógico é abrupto, fazendo com que as oscilações de relaxação alcancem valores de amplitude maiores que aqueles da modulação analógica [23,29], A Fig. 3.16 mostra as distorções na resposta da densidade de fótons quando um sinal digital ideal de 1 Gbps, com amplitude do nível lógico “1” de 1 mA e do nível lógico “0” de 0 mA, é aplicado à corrente de polarização do laser de 25 mA. Pode-se observar que, em cada transição entre os níveis lógicos, há um desequilíbrio entre as densidades de portadores e fótons, originando as oscilações de relaxações. A situação tende a piorar quando a taxa de transmissão aumenta, a ponto de não se poder identificar os valores dos níveis lógicos.

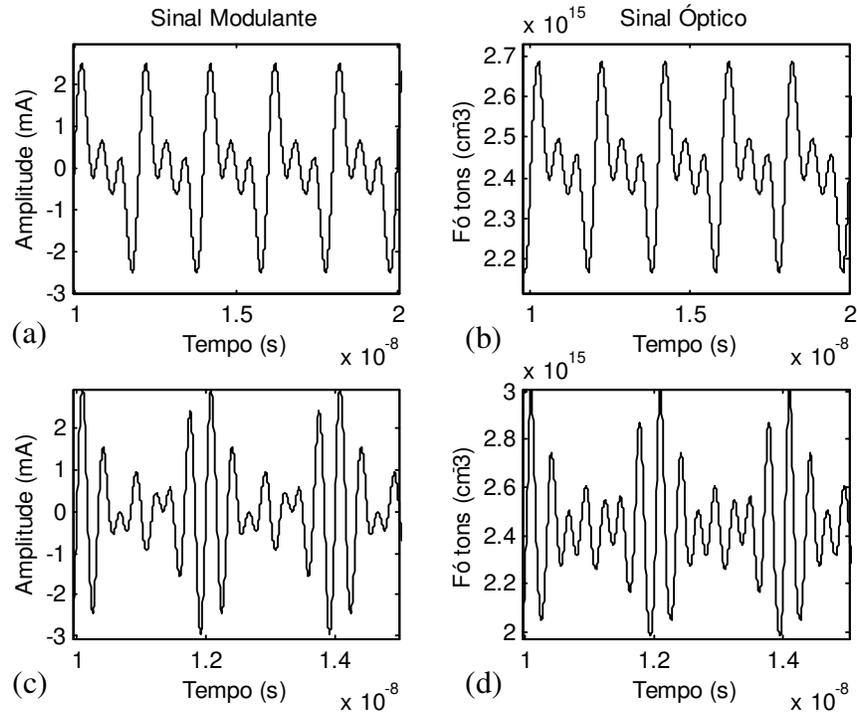


Fig. 3.15 – Ilustração da limitação da resposta em intensidade do laser à modulação: (a) sinal eletrônico com componentes senoidais em 0,5, 1 e 1,5 GHz e (b) o sinal óptico correspondente; (c) sinal eletrônico com componentes senoidais em 2,5, 3 e 3,5 GHz e (d) o sinal óptico correspondente.

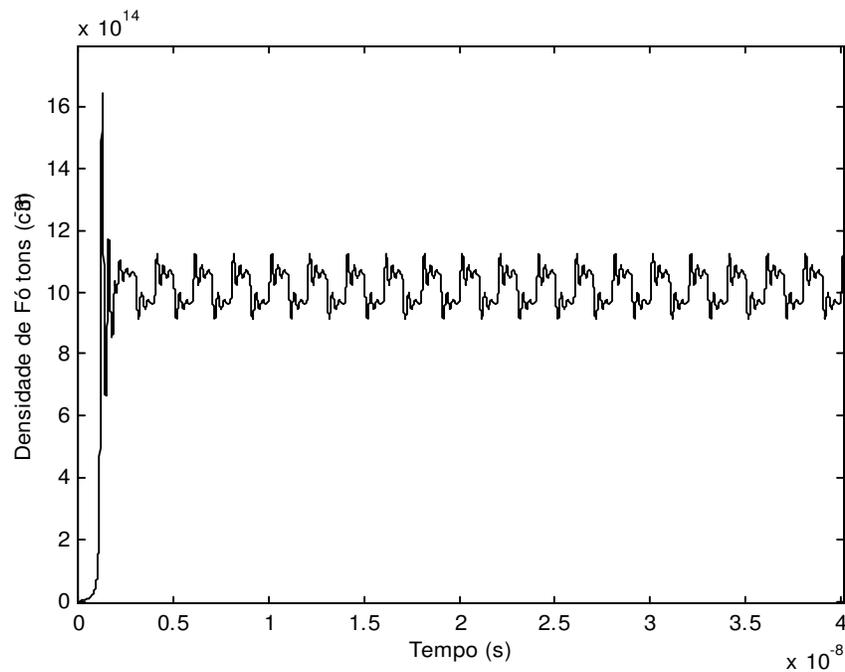


Fig. 3.16 - Densidade de fótons para uma modulação digital de 1 Gbps, com amplitude de 1 mA para o nível lógico “1”, 0 mA para o nível lógico “0” e corrente de polarização de 25 mA.

3.7.2 - Modulação de Freqüência

Como comentado anteriormente, o índice de refração da região ativa do laser semiconductor depende da concentração de portadores. Assim, ao se variar a corrente de injeção, o índice de refração será alterado e, conseqüentemente, a freqüência do laser também. Se a freqüência estacionária de operação do laser é $f_o = \omega_o/2\pi$, a variação de freqüência com a modulação direta, conhecida como *frequency chirp*, pode ser obtida através de [23,25-29,35-37]:

$$\delta f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\delta\phi(t)}{dt} \quad (3.68)$$

onde $\delta\phi(t)$ representa a perturbação de fase em torno do valor de fase estacionário ϕ_o . Assumindo-se o mesmo procedimento adotado para a análise da resposta em intensidade do laser à corrente de modulação e para o caso de modulação senoidal do tipo $I_{mod} = I_p \sin(\omega_{mod}t)$ e $m_{mod} \ll 1$, o gorjeio (*chirp*) pode ser escrito como [23,25]:

$$\delta f(t) = \delta f_o \sin(\omega_{mod}t + \theta_c) \quad (3.69)$$

onde

$$\delta f_o = \frac{\alpha_{lin} G_N I_P}{4\pi e} \left[\frac{\omega_{mod}^2 + \Gamma_P^2}{(\omega_{mod}^2 - \Omega_R^2 - \Gamma_R^2)} \right]^{1/2} \quad (3.70)$$

e

$$\theta_c = \arctan\left(\frac{\omega_{mod}}{\Gamma_P}\right) + \arctan\left(\frac{2\Gamma_R \omega_{mod}}{\omega_{mod}^2 - \Omega_R^2 - \Gamma_R^2}\right) \quad (3.71)$$

De (3.69), observa-se que a freqüência do laser varia periodicamente em resposta à modulação da corrente e que δf_o é o máximo valor que a mudança de freqüência pode sofrer. Por (3.70), pode-se notar que o gorjeio é diretamente proporcional ao fator de melhoria de largura de linha, o qual tem sua origem na variação do índice de refração induzido pela oscilação de portadores na região ativa. A Fig. 3.17 mostra δf_o em função da

corrente de modulação segundo (3.70). Similarmente à resposta em intensidade, δf_o , sobe rapidamente quando a frequência de modulação se aproxima da frequência das oscilações de relaxação do laser semiconductor.

Para a modulação digital, o efeito das oscilações de relaxação é maior que no caso da modulação analógica, conforme demonstrado na Seção 3.5.1, provocando um desvio maior na frequência do sinal óptico. A Fig. 3.18 mostra o desvio de frequência provocado pela modulação direta do laser por um sinal modulante igual àquele da Fig. 3.16. Pela Fig. 3.18, verificou-se que, durante a ocorrência das oscilações de relaxação, o pico do desvio atingiu 700 MHz, decaindo para 450 MHz antes da transição do nível lógico “1” para o nível lógico “0”.

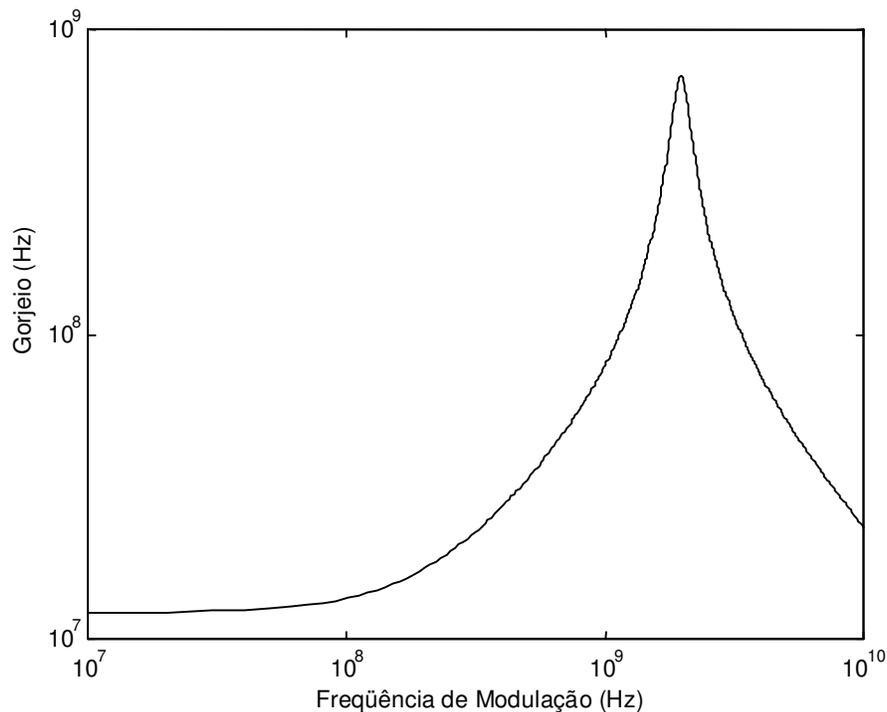


Fig. 3.17 - Gorjeio em função da frequência para um sinal senoidal de modulação, onde $m_{mod} = 0,01$ e potência de saída de 1 mW.

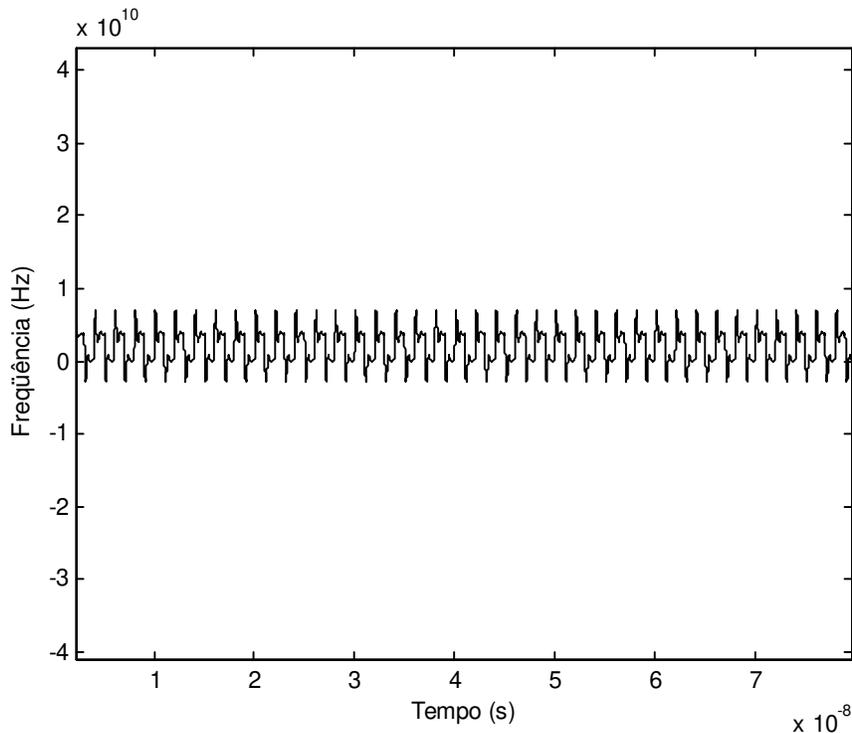


Fig. 3.18 - Desvio de frequência do laser em relação à frequência central para um sinal de modulação digital de 1 Gbps, com amplitude de 1 mA para o nível lógico “1”, 0 mA para o nível lógico “0” e com corrente de polarização de 25 mA.

3.8 - Conclusão

As principais características operacionais de um laser semiconductor do tipo *Fabry-Perot* foram apresentadas neste Capítulo, e constituem a base para o modelo matemático de controle do OPLL, apresentado neste trabalho. Descreveram-se os três mecanismos principais de recombinação e geração que ocorrem para um fóton: a absorção, fundamental no desenvolvimento de fotodetectores; a emissão espontânea, predominante nos diodos emissores de luz; e a emissão estimulada, predominantes em lasers. A emissão estimulada resulta em luz essencialmente monocromática, com amplitude e coerência muito superiores às do sinal óptico obtido através de emissões espontâneas. Conseqüentemente, para comunicações ópticas, um laser terá um desempenho melhor que o de um diodo emissor de luz.

As características estacionárias e dinâmicas do laser semiconductor podem ser analisadas através das suas equações de taxa, que relacionam a fase e as densidades de

portadores e de fótons entre si. As características dinâmicas são de principal interesse, pois descrevem a resposta do laser a transientes na corrente de polarização. Para o estado estacionário, a solução das equações permite a obtenção da curva da potência óptica total de saída em função da corrente de polarização, além da distribuição da potência para os diferentes modos longitudinais do laser.

O algoritmo de Runge-Kutta de quarta ordem foi empregado na resolução das equações de taxa para o estudo do comportamento dinâmico do laser. Demonstrou-se o surgimento de oscilações de relaxação nas populações de portadores e fótons durante a ocorrência de transientes na corrente na polarização do laser. Trabalhando-se com a modulação direta, estas oscilações limitam a resposta de frequência do laser, introduzindo não-linearidades. Para a modulação analógica, onde o sinal de modulação possui componentes cujas frequências são próximas daquelas das oscilações de relaxação, a resposta em frequência do laser torna-se distinta para estas diferentes harmônicas, distorcendo o conteúdo de modulação do sinal óptico resultante. Para a modulação digital, a variação brusca entre os níveis lógicos aumenta ainda mais a amplitude das oscilações de relaxação, podendo resultar em um aumento na taxa de erro do receptor. Por fim, demonstrou-se o desvio de frequência do laser em função da variação de sua corrente de injeção, item fundamental na implementação do OPLL utilizando lasers semicondutores.

Capítulo 4

Resultados de Simulação

4.1 - Introdução

A teoria para o OPLL apresentada no Capítulo 2 é baseada na linearização da resposta do detector de fase (*mixer*, no caso heteródino, e fotodetector, no caso homódino) e na admissão de um comportamento linear da fonte escrava em função da variação da corrente de injeção [2,6-7,13,19-21,38-40]. Em, as características e o comportamento demonstrados são amplamente observados e empregados em PLLs elétricos, onde é possível o projeto de osciladores locais com elevado grau de precisão e confiabilidade, sendo, portanto, aceitável o descarte dos efeitos não-lineares das fontes no processo de travamento. Porém, para OPLLs, os lasers semicondutores utilizados não apresentam a mesma simplicidade que os osciladores elétricos com relação ao desvio de frequência necessário para a obtenção de travamento ou a manutenção de sincronismo. Desta forma, torna-se imprescindível uma análise mais profunda do comportamento dinâmico do sistema, já que a análise linearizada do Capítulo 2 não permite o estudo do comportamento transitório do travamento.

Neste Capítulo, é apresentada uma análise computacional das características temporais de travamento dos lasers de um OPLL homódino com e sem a influência do tempo de atraso do laço, levando-se em consideração as não-linearidades do processo de comparação de fase e do laser semiconductor. Empregou-se o programa MATLAB[®], versão 5.2, para a realização das simulações. O tempo de processamento variou de 2 horas a 12 horas em um computador com processador Pentium III 600 MHz. O modelamento da resposta da fase do laser escravo ao controle do OPLL é obtido através das suas equações de taxa para a densidade de portadores, a densidade de fótons e a fase, descritas no Capítulo 3. Por simplificação, assumiu-se um comportamento ideal para a resposta em frequência dos componentes do laço, exceto para o laser escravo e para o filtro do laço. O ruído de fase dos lasers e o ruído balístico do fotodetector não serão considerados neste Capítulo, ficando a análise de suas influências como sugestão para trabalhos futuros. Na seqüência, descreve-

se o algoritmo desenvolvido para as simulações. Em seguida, apresentam-se os mecanismos para o cálculo do ganho total do enlace. Finalmente, são apresentados os resultados das simulações para o processo de aquisição de travamento do OPLL de primeira ordem modificado, de segunda ordem passivo e de segunda ordem ativo, e da influência do tempo de atraso no comportamento do laço.

4.2 - Algoritmo Empregado no Modelamento do OPLL

Ao assumir o travamento prévio do OPLL na análise conduzida no Capítulo 2, a visualização do processo de travamento do OPLL fica comprometida. A evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo e a forma de onda resultante para a corrente na saída do detector de fase são parâmetros fundamentais para a caracterização do sistema de travamento de fase óptica, pois permitem a determinação das faixas de aquisição e sincronismo, mesmo com a consideração do tempo de atraso do OPLL. Estas faixas ganham grande importância na implementação de sistemas de comunicação óptica que utilizam WDM, pois determinam o mínimo espaçamento possível entre dois canais adjacentes. A Fig. 4.1 representa o diagrama de um OPLL homódino e tem o intuito de auxiliar o entendimento do algoritmo de modelamento do sistema. Os passos de simulação estão numerados na Fig. 4.1 e são descritos a seguir:

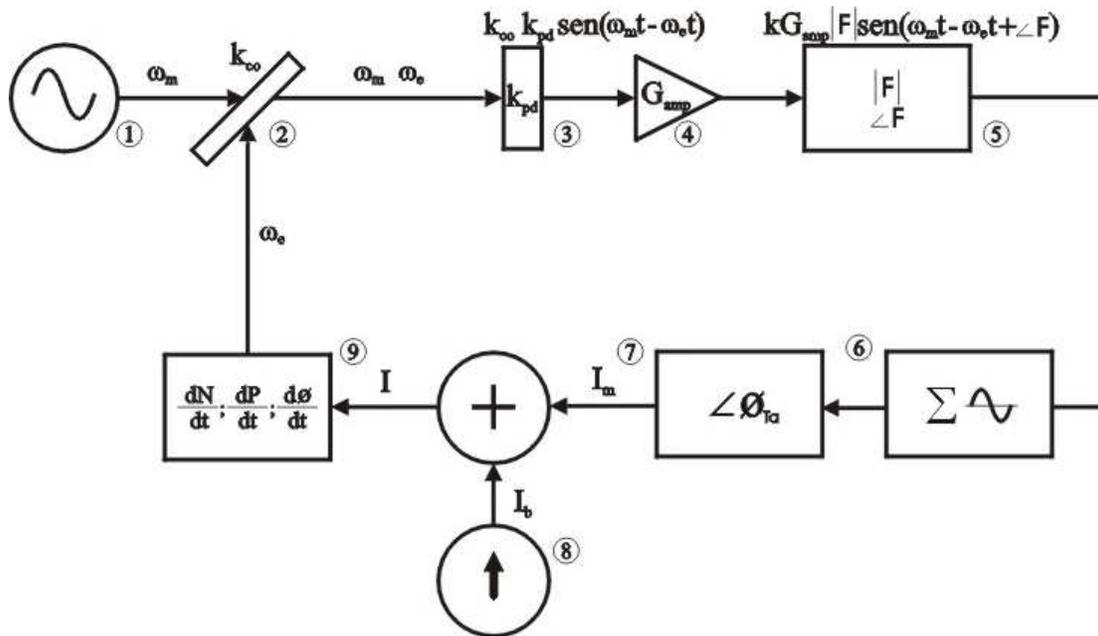


Fig. 4.1 - Diagrama de blocos para o modelamento de um OPLL homódino.

1) Laser Mestre. Responsável pela geração do sinal óptico mestre na frequência angular ω_m .

2) Acoplador e Polarizador. Esta etapa corresponde ao ajuste do acoplamento e da polarização dos campos elétricos dos sinais ópticos dos lasers mestre e escravo. A eficiência desta etapa é descrita por k_{co} .

3) Fotodetector. A resposta do fotodetector aos sinais dos lasers é descrita por (2.6). Esta equação pode ser dividida em suas componentes DC, dois primeiros termos, e AC, terceiro termo. Como o controle da frequência do laser escravo é feito através de sua corrente de polarização, o que, além de alterar a frequência, varia também o nível de potência óptica de saída do laser, o OPLL pode confundir variações na potência óptica como sendo diferenças de frequência ou fase entre os lasers. Assim, para evitar este problema, os dois primeiros termos da fotocorrente devem ser descartados [7,9-11]. Na prática, utilizam-se fotodetectores balanceados para a rejeição do sinal DC. Portanto, a equação da corrente gerada após o processo balanceado de fotodetecção é descrita como:

$$i_{foto}(t) = 2R\sqrt{P_m P_e} k_{co} \text{sen}(\omega_m t - \omega_e t) \quad (4.1)$$

onde $k_{pd} = 2R\sqrt{P_m P_e}$ é o ganho do fotodetector (A), R é a responsividade do fotodetector (A/W) e P_m e P_e são as potências dos sinais ópticos dos lasers mestre e escravo (W), respectivamente. O termo referente à diferença de fase inicial das fontes ópticas foi assumido como sendo igual a zero.

4) Amplificador do laço. Em situações em que a fotocorrente assume valores particularmente baixos para o OPLL, torna-se necessário o uso de um amplificador no laço. Então, a tensão na saída do amplificador é dada por:

$$v_{amp}(t) = G_{amp} Z_1 k_{co} k_{pd} \text{sen}(\omega_m t - \omega_e t) \quad (4.2)$$

onde Z_1 é a impedância de entrada (Ω) e G_{amp} é o ganho do amplificador.

5) Filtro de Laço. As características dinâmicas e a classificação do OPLL são determinadas pela topologia do filtro de laço utilizado. A resposta do filtro para a entrada dada por (4.2) pode ser representada por [19]:

$$v_{filtro}(t) = |F(j\omega)| G_{amp} Z_1 k_{co} k_{pd} \text{sen}[\omega_m t - \omega_e t + \angle F(j\omega)] \quad (4.3)$$

onde $|F(j\omega)|$ e $\angle F(j\omega)$ são, respectivamente, o módulo e o argumento da função de transferência do filtro descritas no Capítulo 2, e representada por “F” na Fig. 4.1. A corrente na saída do filtro será:

$$i_{filtro}(t) = \frac{|F(j\omega)| G_{amp} Z_1 k_{co} k_{pd}}{Z_2} \text{sen}[\omega_m t - \omega_e t + \angle F(j\omega)] \quad (4.4)$$

onde, Z_2 é a impedância de entrada do filtro. Na Fig. 4.1, está representada a condição de casamento em que $Z_1 = Z_2$.

6) Detector de Nível DC. Pode-se observar em (4.1) que a forma de onda do sinal na saída do fotodetector é puramente senoidal, sem qualquer parcela DC aparente, devendo permanecer assim enquanto o travamento não for alcançado. Porém, um comportamento puramente AC pode ser alcançado apenas na condição de laço aberto. Para o laço fechado, a realimentação negativa varia a frequência angular do laser escravo ω_e com o tempo, de forma que o sinal fotodetectado torna-se assimétrico, com semi-ciclos negativo e positivo diferentes, resultando em um sinal com um nível médio não nulo [10-11,19-20]. A Fig. 4.2 ilustra o espectro óptico para o processo de aquisição. Na Fig. 4.2 (a), a frequência do laser mestre se localiza fora da faixa *pull-in* definida para o OPLL e o sinal na saída do filtro se torna fortemente atenuado. Assim, o OPLL não deslocará a frequência do laser escravo na direção da frequência do laser mestre e o sinal na saída do fotodetector será puramente senoidal, com frequência angular igual a $\omega_m - \omega_e$. Porém, se a frequência do laser mestre é gradualmente aproximada daquela do laser escravo, eventualmente, a mesma entra na faixa de *pull-in* e o sinal na saída do filtro do laço começará a modular o laser escravo. O efeito desta modulação desloca a frequência do laser escravo no sentido daquela do laser mestre, num comportamento análogo ao de osciladores controlados por corrente. Esta modulação gera bandas laterais FM no sinal óptico do laser escravo em várias frequências [19]. Assim,

o sinal na saída do detector de fase será constituído de sinais individuais com frequências dadas pelas diferenças entre a frequência do sinal do laser mestre e as frequências das bandas laterais FM do sinal do laser escravo. Como uma das bandas laterais do sinal do laser escravo possuirá a mesma frequência que aquela do laser mestre, um dos sinais gerados na saída do detector de fase terá frequência igual a zero, ou seja, o sinal resultante na saída do detector passa a apresentar um nível DC. A Fig. 4.2 (b) detalha o nível DC gerado pelo sinal fotodetectado na situação em que a frequência do laser mestre está dentro da faixa de *pull-in*. À medida que a frequência do laser escravo se aproxima da frequência do laser mestre, a intensidade do nível DC também aumenta, conforme mostrado na Fig. 4.2 (c), aumentado a velocidade de aquisição do OPLL. Deve-se notar que a Fig. 4.2 não leva em consideração as demais bandas laterais.

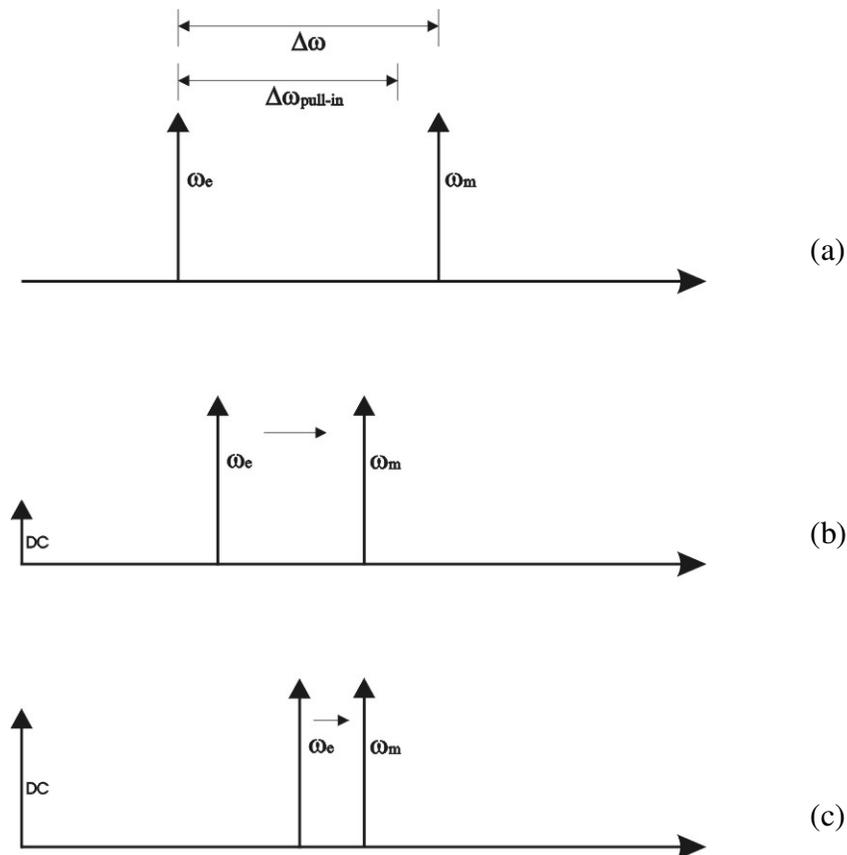


Fig. 4.2 - Representação da geração da componente DC durante o processo de aquisição de um OPLL.

A presença da componente DC garante que a aquisição ocorra e o travamento seja mantido, pois assegura o deslocamento em frequência do laser escravo [19-20]. No caso da ocorrência de um escorregamento de ciclo no processo de aquisição, o OPLL perderá o controle do desvio de frequência do laser escravo, pois o sinal na saída do fotodetector atinge o seu valor máximo, dado por $k_{co}k_{pd}$, ou seja, o erro de fase instantâneo atinge o valor crítico de $\pi/2$ rad. Como a resposta temporal do fotodetector é senoidal, este sinal passará a assumir valores decrescentes durante a ocorrência de escorregamento de ciclos até atingir a máxima amplitude negativa - $k_{co}k_{pd}$, fazendo com que a frequência do laser escravo se desloque no sentido contrário ao travamento. Contudo, o nível DC gerado pela realimentação negativa e as não-linearidades do processo de detecção provocam um desvio maior na frequência do laser escravo no sentido do travamento, não permitindo que esta frequência volte ao seu valor inicial. Na ausência da componente DC, a frequência do laser escravo voltaria ao seu valor inicial, limitando a faixa de aquisição à faixa de *lock-in*. Por esta razão, a componente DC também é conhecida como corrente de *pull-in* [19].

Quando o OPLL atinge o travamento, o valor resultante de (4.1) será nulo e, portanto, a corrente na saída do filtro também será nula. Este resultado acarretaria um erro nas simulações, pois o sistema perderia o travamento com a ausência da corrente de controle que desloca a frequência do laser escravo. Na prática, mesmo quando $\omega_m = \omega_e$, um nível DC permanece na saída do fotodetector. O valor final da corrente de *pull-in* pode ser interpretado como sendo proveniente da presença de um erro de fase estático no OPLL. Este termo de fase manteria o deslocamento da frequência do laser escravo em relação ao seu valor inicial, após a aquisição do travamento. Para se considerar a contribuição da fase estática em (4.1) e obter simulações mais precisas do comportamento do OPLL, a componente DC devido ao erro estático é detectada do sinal processado pelo filtro e memorizada a cada ciclo de realimentação, assegurando o deslocamento em frequência do laser escravo mesmo quando a diferença entre as frequências das fontes ópticas for zero. Esta componente DC é calculada a partir da diferença entre as áreas dos semi-ciclos do sinal na saída do filtro, que serão diferentes devido ao efeito da realimentação.

7) Tempo de Atraso. Neste estágio, é introduzida a defasagem provocada pelo tempo de atraso na corrente de modulação.

8) Corrente de Injeção, I. Nesta etapa, executa-se a soma da corrente na saída do detector de nível DC, que será chamada de corrente de modulação, com a corrente de polarização I_b , formando a corrente de injeção que irá modelar as equações de taxa do laser escravo. Neste trabalho, a corrente de polarização foi fixada em 20 mA.

9) Equações de Taxa do Laser Escravo. A corrente de injeção do laser controlará a fase total do OPLL, deslocando-a até que o travamento ocorra. Conforme descrito no Capítulo 3, uma variação na corrente de injeção provoca uma variação no ganho da região ativa G , que, por sua vez, modifica a fase total do sinal óptico [23]. Se a corrente de modulação for zero, o ganho óptico será constante, dado por G_o , e o laser escravo oscila em sua frequência de operação livre (sem travamento), conhecida como frequência *free-running*. Com a corrente de modulação diferente de zero, o ganho óptico assumirá valores diferentes de G_o , deslocando a frequência do laser escravo em direção àquela do laser mestre. Ou seja, a diferença de ganho óptico define uma diferença de fase total do laser, $\delta\phi$, obtida das equações de taxa e dada como [10-11,23]:

$$\frac{d\delta\phi}{dt} = \frac{1}{2} \alpha_{lin} (G - G_o) \quad (4.5)$$

O desvio em frequência é dado por $f(t) = (1/2\pi)(d\phi/dt)$ e os ganhos ópticos dados por (3.34) ficam $G_o = \Gamma v_g a(N_o - N_{tr})$ e $G = \Gamma v_g a(N - N_{tr})$, onde N é a densidade de portadores gerada pelas correntes de polarização e modulação e N_o é a densidade de portadores dada somente pela corrente de polarização. As densidades de portadores e de fótons são obtidas de (3.31) e (3.32), respectivamente. Substituindo as equações do ganho em (4.5), as equações de taxa do laser escravo ficam:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_e} - G P \quad (4.6)$$

$$\frac{dP}{dt} = \left(G - \frac{1}{\tau_p} \right) P + R_{sp} \quad (4.7)$$

$$\frac{d\delta\phi}{dt} = \frac{1}{2}\alpha_{lin}\Gamma v_g a(N - N_o) \quad (4.8)$$

O método numérico empregado na solução das equações de taxa foi o algoritmo de Runge-Kutta de quarta ordem. Os parâmetros do laser escravo semiconductor utilizados nas simulações estão apresentados na Tab. 1.

Tabela I - Valores típicos de parâmetros para um laser semiconductor de estrutura enterrada com $\lambda = 1,3 \mu m$

Parâmetro	Valor
Comprimento da região ativa - L	250 μm
Largura da região ativa - w	2 μm
Espessura da região ativa - d	0,2 μm
Fator de confinamento - Γ	0,3
Índice de refração grupo - n_g	4
Fator de melhoria de largura de linha - α_{lin}	5
Perdas da face dos espelhos - α_{esp}	45 cm^{-1}
Perdas internas - α_{int}	40 cm^{-1}
Ganho diferencial - a	2,5 cm^2
Densidade de portadores na transparência - N_{tr}	$1 \times 10^{18} cm^{-3}$
Taxa de recombinação não-radiativa - A_{nr}	$1 \times 10^{18} s^{-1}$
Coeficiente de recombinação radiativo - B	$1 \times 10^{-10} cm^3/s$
Coeficiente de recombinação de Auger - C	$3 \times 10^{-29} cm^6/s$
Corrente de limiar - I_{lim}	15,8 mA
Tempo de vida dos portadores - τ_e	2,2 ns
Tempo de vida dos fótons - τ_p	1,6 ps

4.3 - Ganho Total do OPLL

O ganho total do laço, k, definido no Capítulo 2, é dado por:

$$k = k_{co} k_{pd} G_{amp} k_{laser} \quad (4.9)$$

Durante as simulações, a eficiência de acoplamento dos sinais ópticos no fotodetector será de 100%, ou seja, $k_{co} = 1$. A corrente de polarização do laser escravo foi fixada em 20 mA, o que garante uma potência óptica de saída de cerca de 1 mW, conforme o gráfico da potência óptica em função da corrente de injeção mostrado na Fig. 3.7. A potência óptica da fonte mestre também foi fixada em 1 mW. A responsividade do fotodetector foi assumida de 0,8 (A/W). Como a sintonia do laser escravo é realizada através das variações da corrente injetada, a potência óptica de saída do laser escravo não é constante, o que provoca pequenas variações no ganho k_{pd} . Então, para o cálculo do ganho total do laço, no que concerne a contribuição do laser escravo, será considerada apenas a parcela de potência correspondente à corrente de polarização do laser escravo no ganho total do fotodetector. Portanto, o ganho estimado do fotodetector será de $k_{pd} = 1,6 \cdot 10^{-3}$ A. Assim, a amplitude da fotocorrente será de 1,6 mA, o que já é um nível adequado para o controle do desvio em frequência do laser escravo, não sendo, portanto, necessário o uso de um amplificador de laço. Assim, $G_{amp} = 1$.

Finalmente, o ganho do laser escravo k_{laser} quantifica o desvio em frequência em função da variação da corrente injetada. A Fig. 4.3 mostra o desvio de frequência do laser escravo em função da variação de corrente em torno da corrente de polarização. Para a obtenção da curva do desvio de frequência do laser, variou-se a corrente de polarização de -16 até 23 mA. Pela Fig. 4.3, pode-se observar que a curva não é linear com o desvio de corrente, sendo que o desvio de frequência é maior para correntes próximas à corrente de limiar e menor para correntes superiores a 20 mA. Assim, para a realização dos cálculos dos parâmetros de laço, foi estimado um valor médio de ganho do laser para pequenos desvios de corrente em torno do valor correspondente ao da corrente de polarização. Referenciando-se à Fig. 4.3, o ganho do laser escravo foi estimado em 700 MHz/mA ou 4,398 Grad/s.mA, para pequenos desvios de corrente em torno de 20 mA. Portanto, o ganho total estimado para o laço k será de 7,037 Grad/s.

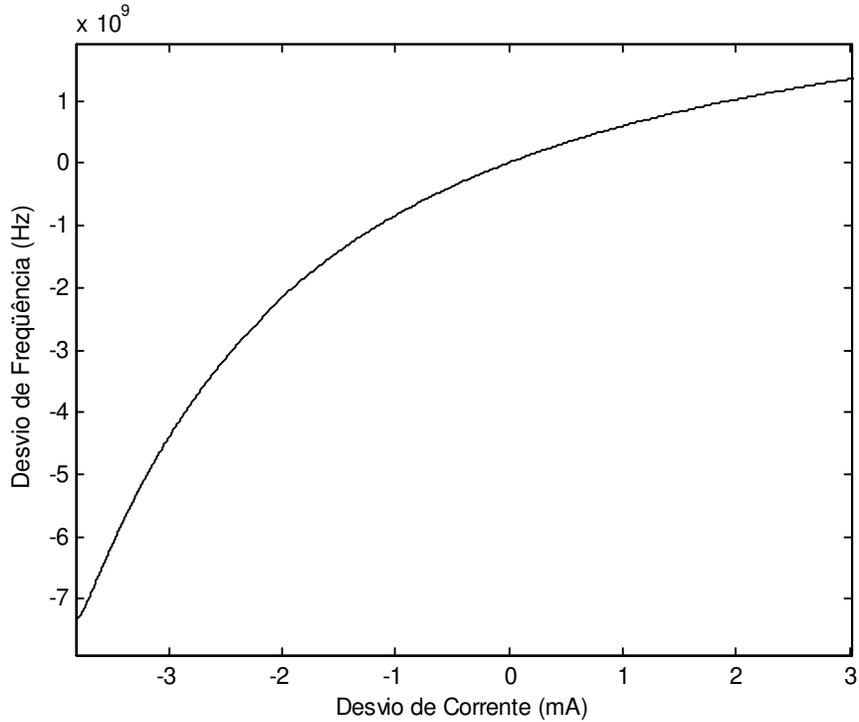


Fig. 4.3 - Desvio de frequência do laser escravo em função do desvio de corrente, em torno da corrente de polarização.

4.4 - Resultados de Simulação

4.4.1 - Laço de Primeira Ordem Modificado Passivo

Considerando-se o ganho total do laço, k , descrito na Seção anterior, pode-se obter os valores numéricos para a frequência natural ω_{no} e para o fator de amortecimento ξ_o do laço de primeira ordem modificado [19-21]:

$$\omega_{no} = \sqrt{\frac{k}{\tau}} \quad (4.10)$$

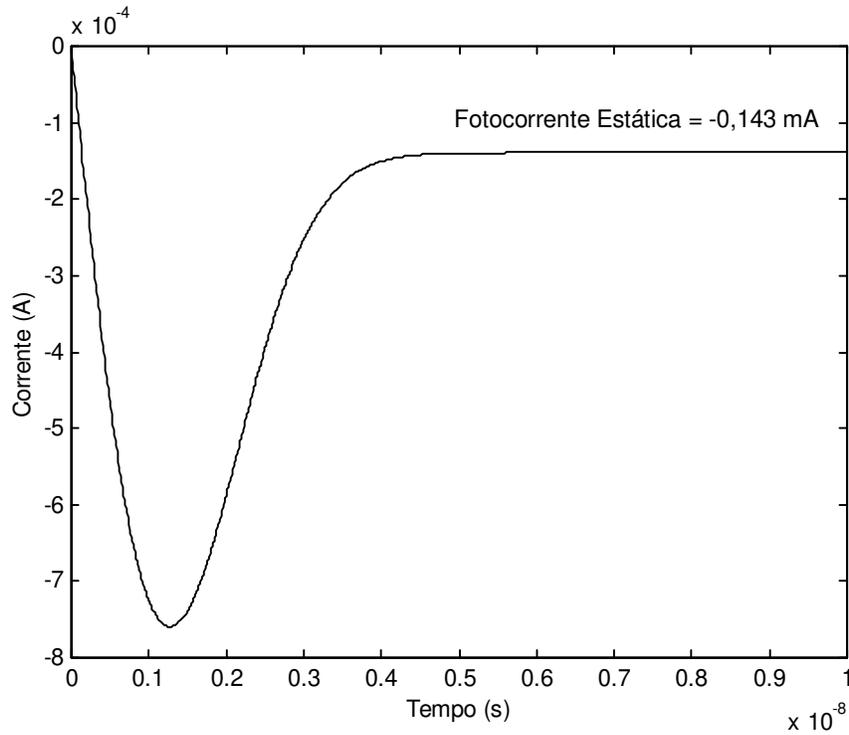
$$\xi_o = \frac{1}{2} \frac{1}{\tau \omega_{no}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\tau k}} \quad (4.11)$$

Através destas equações, é possível notar que os parâmetros frequência natural e fator de amortecimento não podem ser determinados de forma independente. Assim, para

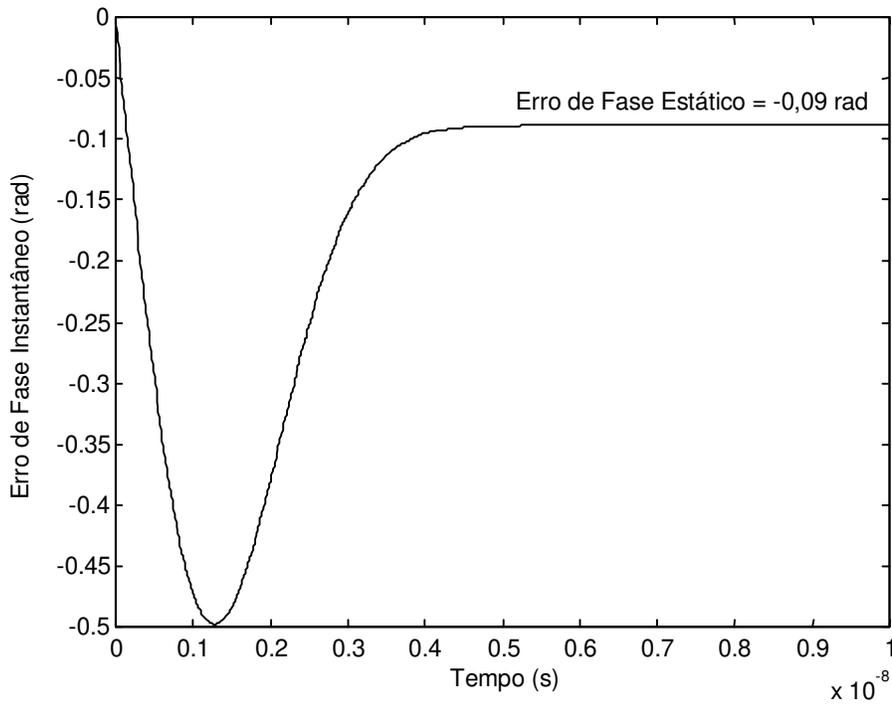
um fator de amortecimento de $\xi_o = 0,707$, a constante de tempo do filtro de primeira ordem será de 71 ps. Para esta constante de tempo, a frequência natural será de 9,95 Grad/s.

A Fig. 4.4 (a) mostra a forma de onda do sinal na saída do fotodetector com uma separação inicial de frequência entre as fontes ópticas de $\Delta f = 100$ MHz e frequência do laser escravo maior que a frequência da fonte mestra. A frequência inicial do laser escravo será determinada pela sua corrente de polarização, e, neste trabalho, corresponde a 230,77 THz. Após o ajuste da diferença entre as frequências dos lasers, os sinais são comparados por (4.1), gerando uma corrente de amplitude máxima $k_{pd} = 1,6 \cdot 10^{-3}$ A e uma fase total instantânea dada por $\omega_m t - \omega_e t$. Este sinal de corrente é processado pelo filtro do laço e somado à corrente de polarização, resultando na corrente I de (4.6). Assim, para cada ciclo de realimentação, I é aplicada às equações de taxa, que são resolvidas através do algoritmo de Runge-Kutta de quarta ordem. Como resultado, novos valores para as densidades de portadores e fótons são produzidos, além de uma variação na fase do laser escravo de $\delta\phi$. No ciclo seguinte, o processo será novamente repetido, porém a fase total instantânea da fotocorrente será dada por $\omega_m t - \omega_e t + \delta\phi$, denominada como o sinal de erro de fase instantâneo. Os ciclos serão sucessivamente repetidos, alterando-se o valor de $\delta\phi$ ao final de cada período, até que o sinal de erro de fase instantâneo (fotocorrente) seja igual a zero, ou seja, o laço adquira o travamento.

Pode-se observar pela Fig. 4.4 (a) que, com a separação em frequência de 100 MHz, o OPLL adquirirá o travamento no primeiro semi-ciclo negativo, sem que a amplitude da fotocorrente alcance o seu valor máximo de 1,6 mA. Também, pode-se observar que um nível DC permanece após o travamento ser alcançado. Em particular, este nível constante é de -0,143 mA e é resultado do erro de fase estático que, conforme descrito na Seção 4.2, tem a função de manter o laço travado. Portanto, a corrente final injetada no laser escravo será de 19,857 mA. Deve-se notar que o valor final da corrente de injeção é menor que o valor inicial, pois a frequência do laser escravo é maior que a frequência do laser mestre. O erro de fase está mostrado na Fig. 4.4 (b), onde pode-se verificar que sua amplitude máxima chegou a -0,5 rad, para, mais tarde, se estabelecer (erro de fase estático) em, aproximadamente, -0,09 rad. Através deste gráfico, pode-se verificar que o valor de pico do



(a)



(b)

Fig. 4.4 - Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo para o processo de travamento de um OPLL de primeira ordem modificado, com uma separação inicial de frequência de 100 MHz entre os lasers.

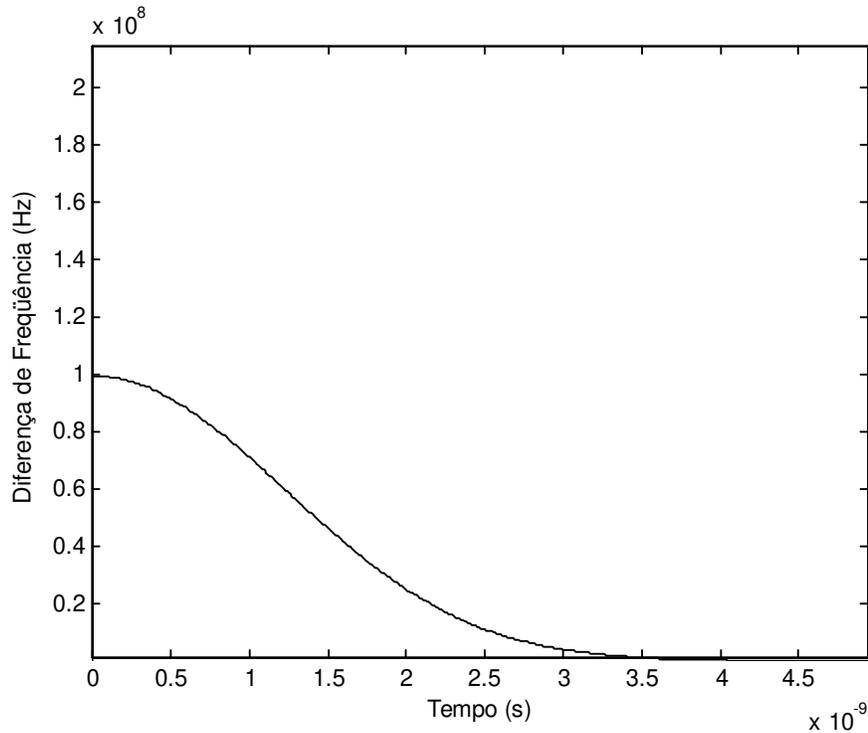


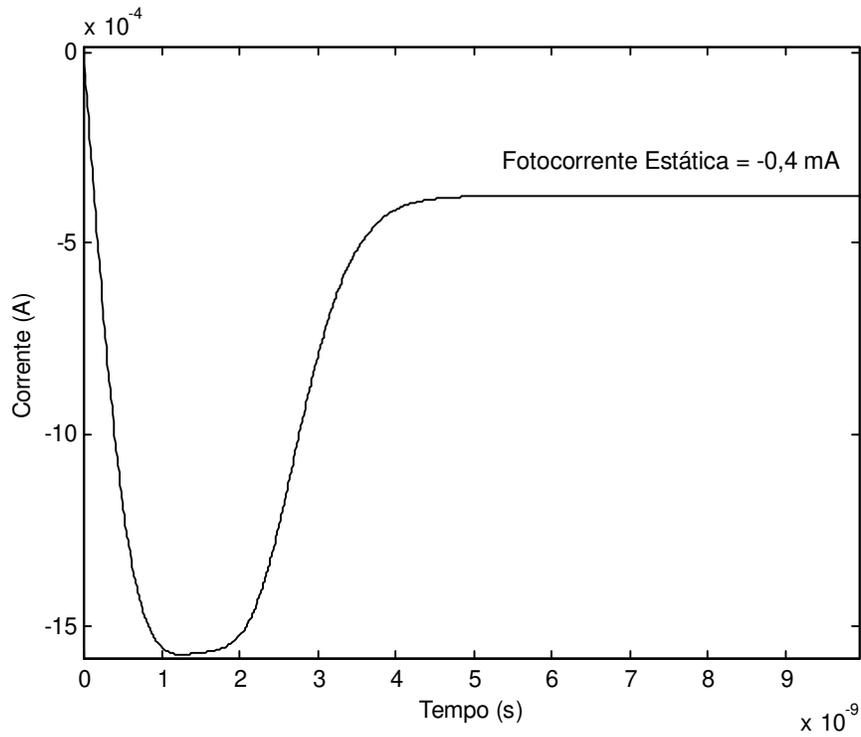
Fig. 4.5 - Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para um OPLL de primeira ordem modificado com uma separação inicial de frequências de 100 MHz.

sinal erro de fase não atingiu o valor crítico de $-\pi/2$ rad, evidenciando que, para a separação de frequência de 100 MHz, o travamento ocorre dentro da faixa de *lock-in*. Completando a análise do processo de travamento para a mesma separação inicial de frequência de 100 MHz, a Fig. 4.5 mostra a evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre. No instante inicial, a diferença entre as frequências corresponde a 100 MHz. Após um intervalo de tempo de, aproximadamente, 4 ns, esta diferença se anula por completo, caracterizando o travamento. Deve-se ressaltar que os resultados foram obtidos na ausência de ruído, portanto a variância do erro de fase é igual a zero.

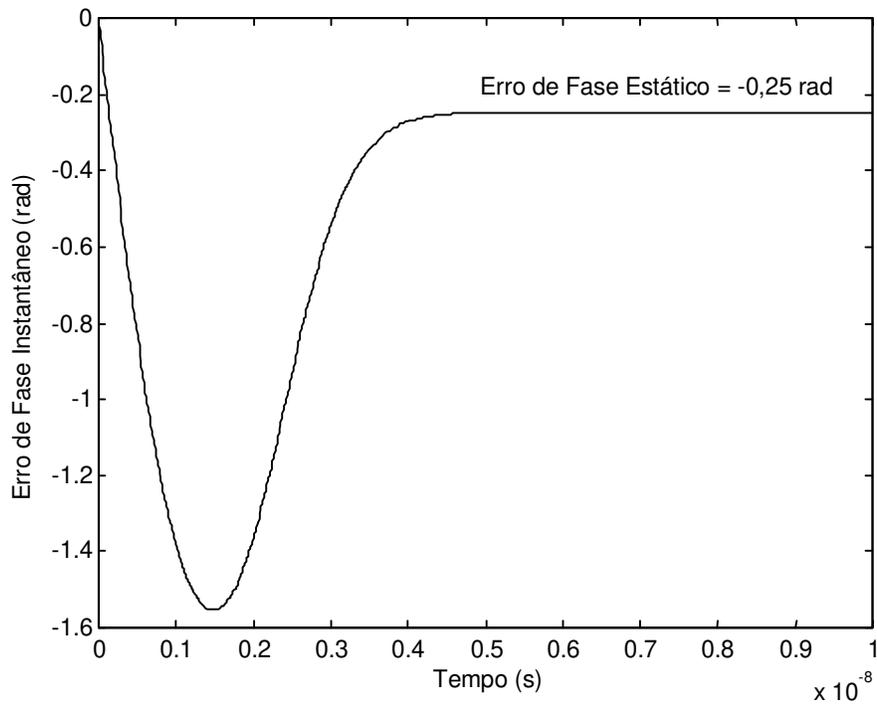
Ajustando-se a separação inicial entre as frequências dos lasers mestre e escravo, pode-se fazer com que o valor de pico da fotocorrente atinja sua máxima amplitude de 1,6 mA ainda no primeiro ciclo de realimentação. Esta condição é limitante para a determinação da faixa de *lock-in* do laço. Para se medir esta faixa, afastou-se gradativamente a frequência do laser mestre em relação a frequência inicial (*free-running*) do laser escravo até que a amplitude da fotocorrente alcançasse seu máximo valor. As Fig.

4.6 (a), 4.6 (b) e 4.7 mostram, respectivamente, o sinal na saída do fotodetector, o erro de fase instantâneo e a evolução da diferença entre as frequências dos lasers para uma separação inicial de frequência de 280 MHz, com a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre. Com esta diferença inicial entre as frequências, o valor da amplitude da fotocorrente alcançará -1,6 mA e o erro de fase atingirá o valor crítico de $-\pi/2$ rad, delimitando a faixa de *lock-in*. Pela Fig. 4.7 pode-se observar que o tempo necessário para o travamento foi de 4,5 ns. Como, no instante inicial, a frequência do laser mestre está no extremo da faixa de *lock-in*, o tempo de *lock-in* será de aproximadamente 4,5 ns.

Com separações maiores, o travamento só ocorrerá com a presença de escorregamento de ciclos. Para demonstrar o processo de escorregamento de ciclos, a frequência do laser mestre foi deslocada para fora da faixa de *lock-in*, ou seja, assumiu-se uma diferença inicial entre as frequências dos lasers de 350 MHz. As Fig. 4.8 (a), 4.8 (b) e 4.9 mostram, respectivamente, a fotocorrente, o erro de fase instantâneo e a evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers, para a separação inicial de 350 MHz. Pela Fig. 4.8 (b), observa-se que o erro de fase atinge o valor de $-\pi/2$ rad e, portanto, a amplitude da fotocorrente na Fig. 4.8 (a) chega a -1,6 mA. Nesta etapa, a Fig. 4.9 mostra que a diferença entre as frequências foi reduzida de 350 MHz para cerca 210 MHz. Como a resposta do fotodetector é senoidal, após se atingir uma fase de $-\pi/2$ rad, esta tende a aumentar com o tempo, invertendo-se o sinal de realimentação do OPLL e forçando as frequências dos lasers a se separarem. Porém, como a variação temporal e o aumento gradual da diferença entre as frequências dos lasers acontecem simultaneamente e seus efeitos se sobrepõem, a resposta do fotodetector ao termo de fase faz com que esta atinja $\pi/2$ rad em um intervalo de tempo menor que aquele da variação inicial até $-\pi/2$ rad. Assim, os semi-ciclos são diferentes, com a área do semi-ciclo negativo ligeiramente maior que aquela do semi-ciclo positivo. Cria-se, portanto, uma contribuição de fase média, que mantém parte do deslocamento inicial da frequência do laser escravo. Assim, quando a fase ultrapassar $\pi/2$ rad, a realimentação volta a ser negativa; porém, a diferença entre as frequências dos lasers é menor que a inicial. Deve-se ressaltar que, durante a variação da amplitude da fotocorrente de -1,6 mA para 1,6 mA, observada na Fig. 4.8 (a) e que corresponde a uma variação de fase na Fig. 4.8 (b) de $-\pi/2$ a $\pi/2$ rad, existe uma perda de



(a)



(b)

Fig. 4.6 - Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo para o processo de travamento de um OPLL de primeira ordem modificado, com uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 280 MHz.

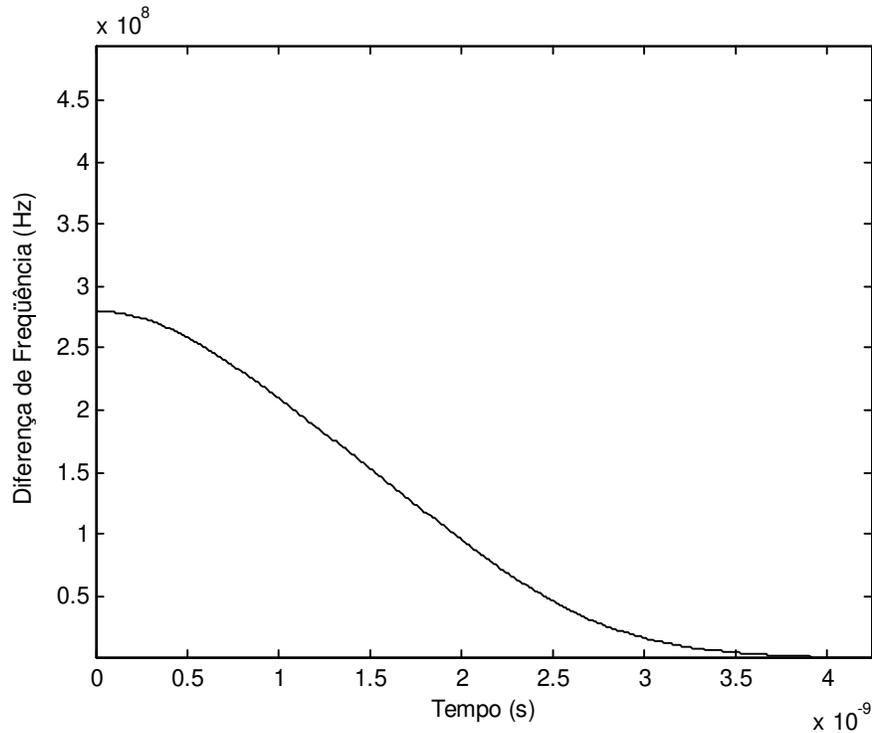


Fig. 4.7 - Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para um OPLL de primeira ordem modificado com uma separação inicial de frequência de 280 MHz.

controle por parte do OPLL, fruto da mudança do sinal correspondente à resposta do fotodetector (escorregamento de ciclos). Assim, como já mencionado anteriormente, a realimentação passa de negativa para positiva, com a diferença entre as frequências dos lasers aumentando, ou seja, passando de cerca de 210 MHz para cerca de 270 MHz na Fig. 4.9. Como visto anteriormente, 280 MHz é o limite para o travamento acontecer sem escorregamento de ciclos (limite da faixa de *lock-in*). Desta forma, ao retornar o controle, o OPLL trava no próximo ciclo, já que o valor da diferença de frequência está, agora, dentro da faixa de *lock-in*.

O escorregamento de ciclos que ocorre durante a aquisição descrita acima não impediu o travamento. Isto indica que a diferença inicial entre as frequências dos lasers está fora da faixa de *lock-in*, porém dentro da faixa de *pull-in*. A faixa de *pull-in* para um laço de primeira ordem modificado é determinada pelo seu ganho total [6-7,19-21]. Para diferenças de frequências maiores que a faixa de *pull-in*, o ganho não é suficiente para o deslocamento completo da frequência do laser escravo até a frequência do laser

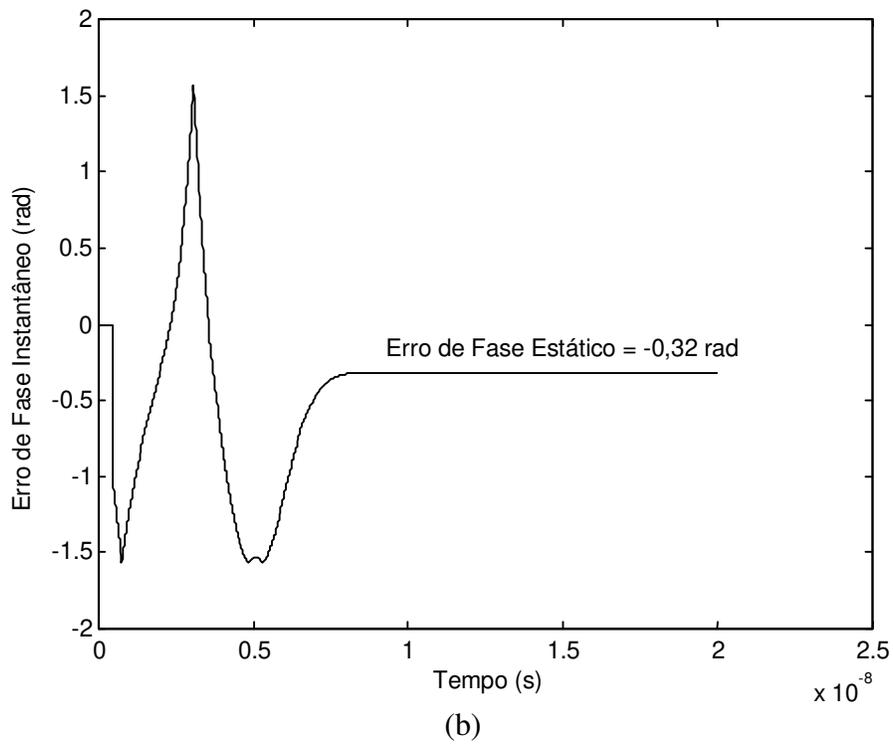
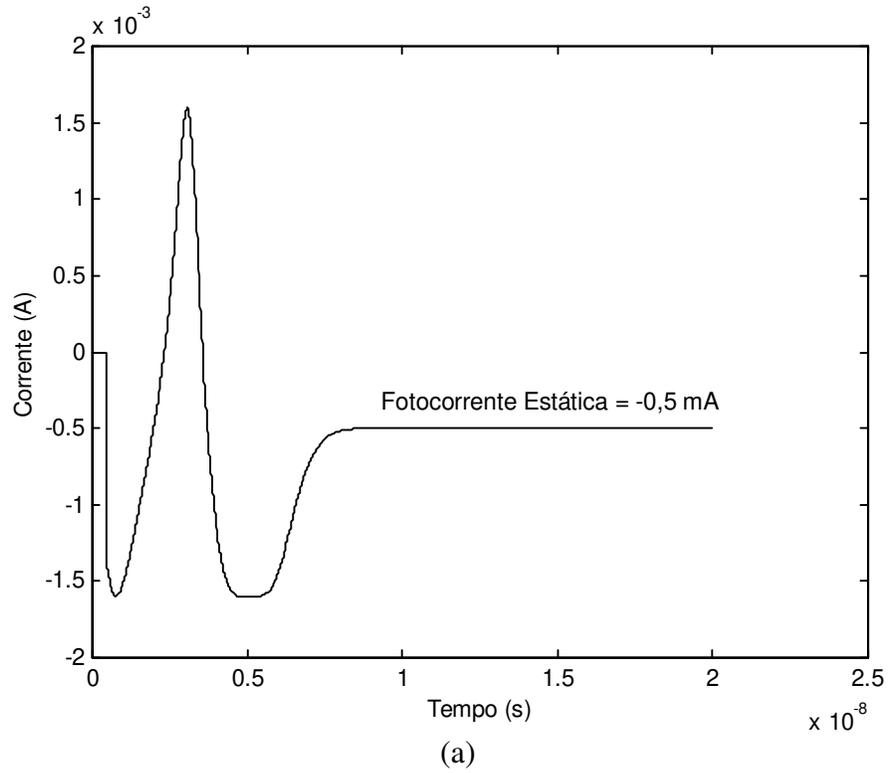


Fig. 4.8 - Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo para o processo de travamento de um OPLL de primeira ordem modificado, com uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 350 MHz.

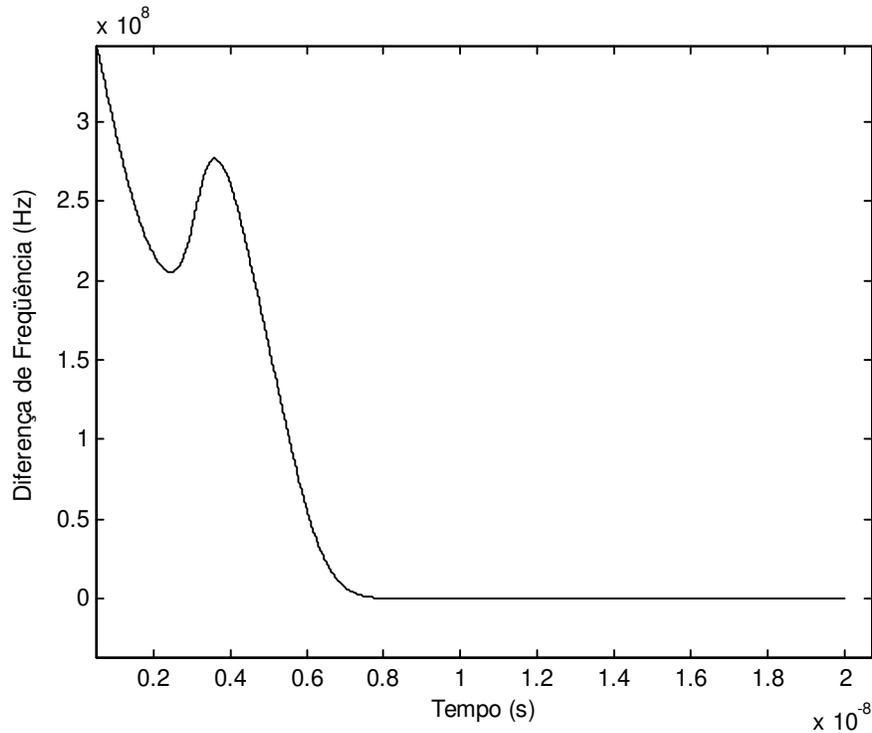
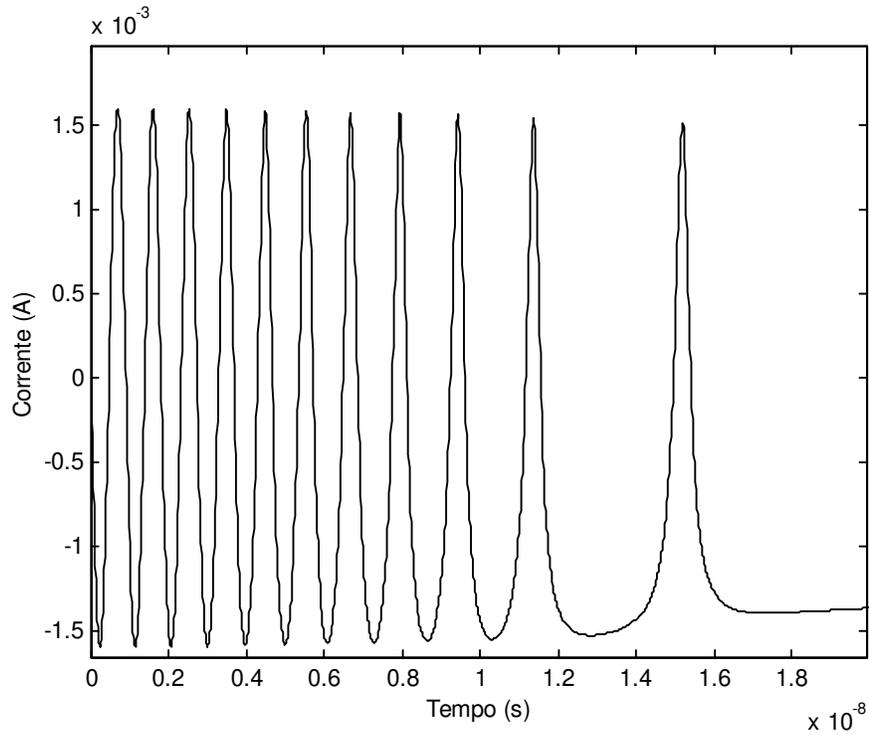
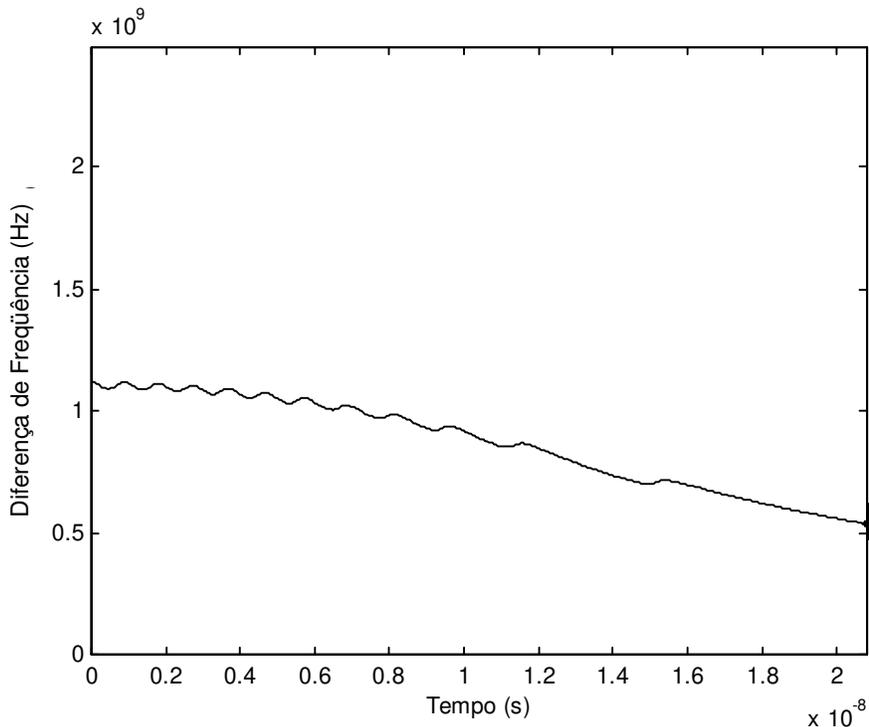


Fig. 4.9 - Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para um OPLL de primeira ordem modificado, com uma separação inicial de frequências de 350 MHz.

mestre e o sistema passa a apresentar escorregamentos de forma constante [19]. As Fig. 4.10 (a) e 4.10 (b) mostram parte das formas de onda do sinal na saída do fotodetector e da evolução da diferença entre as frequências dos lasers para uma separação de frequência inicial de 1,12 GHz, sendo a frequência do laser escravo maior que a do laser mestre. Deve-se destacar que o valor do ganho total do OPLL utilizado nas simulações, segundo a Seção 4.3, é de 7,037 Grad/s, o que corresponde a 1,12 GHz. No início, devido à atenuação do filtro, a Fig. 4.10 (a) mostra que apenas uma pequena parcela do sinal do OPLL modula o laser escravo e a forma de onda na saída do fotodetector será praticamente senoidal, com uma pequena componente DC responsável pelo deslocamento da frequência do laser escravo. À medida que a frequência de laser escravo se aproxima daquela do laser mestre, a assimetria entre os semi-ciclos negativos e positivos torna-se mais evidente, aumentando-se o nível DC e, conseqüentemente, a velocidade de deslocamento da frequência de laser escravo, como pode ser observado pela Fig. 4.10 (b). Assim, o período do sinal na Fig. 4.10 (a) aumenta com o tempo, devido à diminuição da diferença entre as frequências dos lasers.



(a)



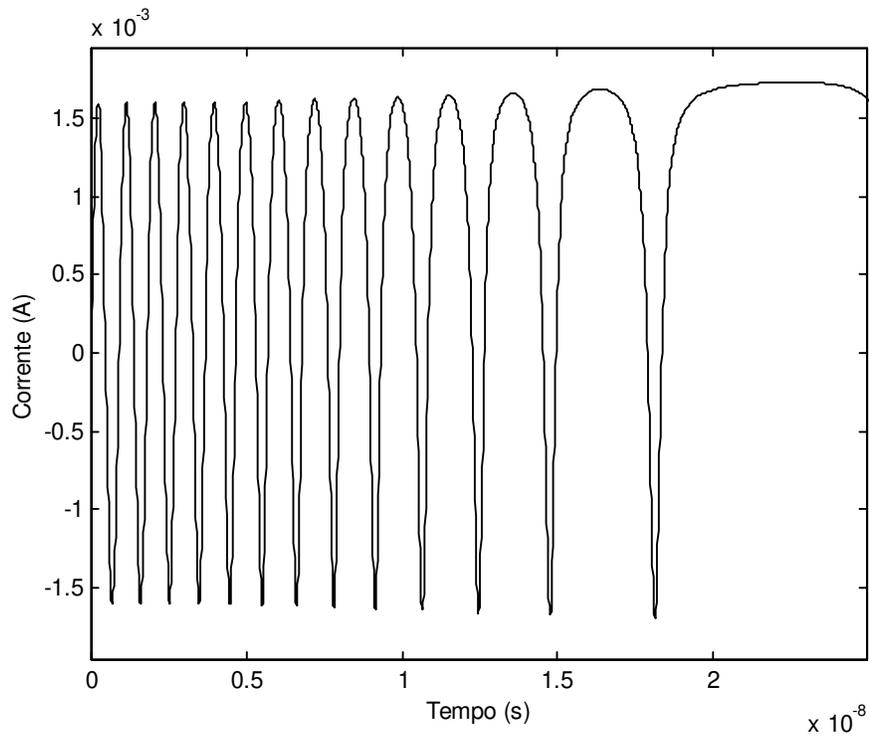
(b)

Fig. 4.10 - Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) da evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de primeira ordem modificado e uma separação inicial de frequências de 1,12 GHz, sendo a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre.

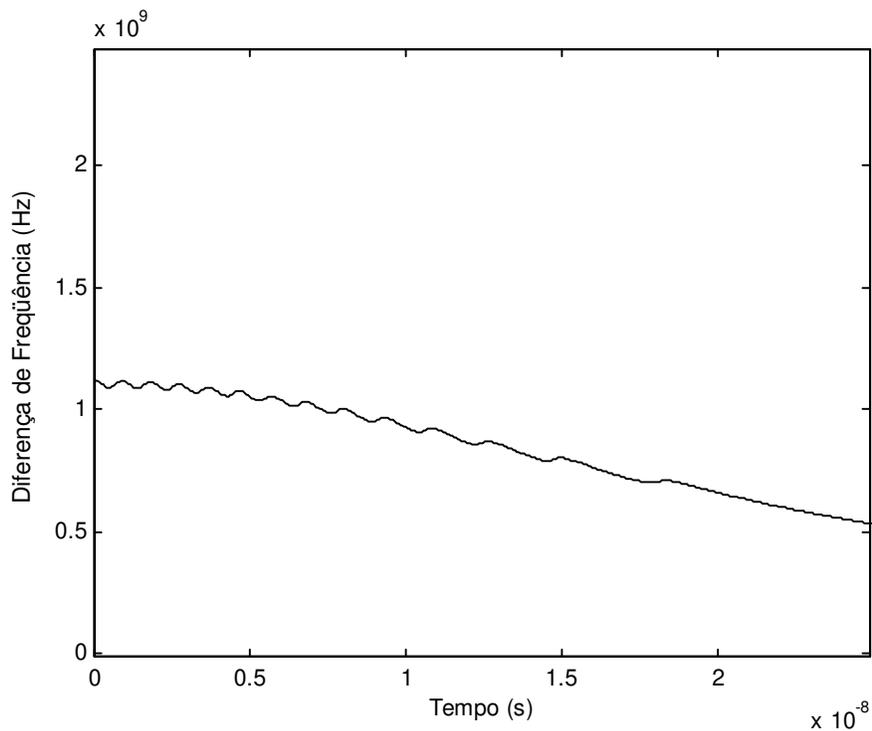
Deve-se destacar que, se a diferença inicial entre as frequências dos lasers for muito grande, a sintonia do laser escravo pode levar a uma alteração excessiva da sua potência óptica de saída, alterando a constante de ganho do fotodetector e o ganho total do OPLL. Esse efeito pode ser visualizado na Fig. 4.10 (a), uma vez que, como a corrente do laser escravo diminui à medida que a aquisição evolui, o valor máximo da amplitude da fotocorrente, deixa de ser 1,6 mA.

Nos casos em que a frequência do laser mestre é maior que a frequência do laser escravo, a corrente injetada no laser escravo deverá aumentar em cada ciclo de realimentação e a assimetria entre os semi-ciclos deverá ser invertida em relação ao que foi apresentado até agora. Assim, a área do semi-ciclo positivo deverá ser maior que a área do semi-ciclo negativo. As Fig. 4.11 (a) e (b) mostram, respectivamente, as formas de onda parciais para a fotocorrente e para a evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo, para uma separação inicial em frequência equivalente ao ganho total do laço, porém, com frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo. Como pode ser observado na Fig. 4.11 (a), as áreas dos semi-ciclos positivos são maiores que as áreas dos semi-ciclos negativos, o que provoca o deslocamento da frequência do laser escravo na direção da frequência do laser mestre com o aumento da corrente de injeção em relação ao valor de polarização. Como consequência, observa-se um aumento na amplitude da fotocorrente, provocado pelo aumento da potência óptica de saída do laser escravo. Pela Fig. 4.11 (b), é possível notar o efeito dos sucessivos escorregamentos de ciclos. Nos primeiros períodos da fotocorrente, a assimetria entre os semi-ciclos é muito pequena, gerando um pequeno nível DC. Durante a ocorrência do escorregamento de ciclos, a separação de frequência entre os lasers não volta ao valor inicial. À medida que a assimetria entre os semi-ciclos aumenta, o nível DC também aumenta, provocando um deslocamento maior na frequência do laser escravo.

A Fig. 4.12 (a) contempla uma situação onde não ocorre a aquisição. Para este exemplo, assumiu-se uma diferença de frequências inicial de 2,8 GHz. Para esta diferença de frequências, o filtro atenua consideravelmente o sinal que seria aplicado ao laser escravo e a fotocorrente passa a ser puramente senoidal, sem nenhuma parcela de nível DC. A Fig.

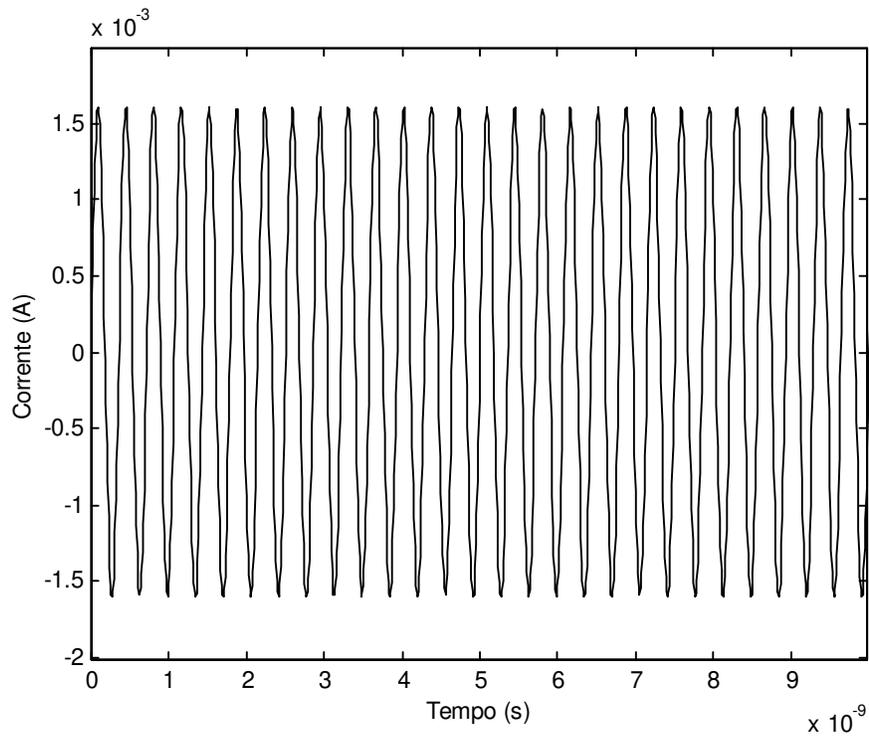


(a)

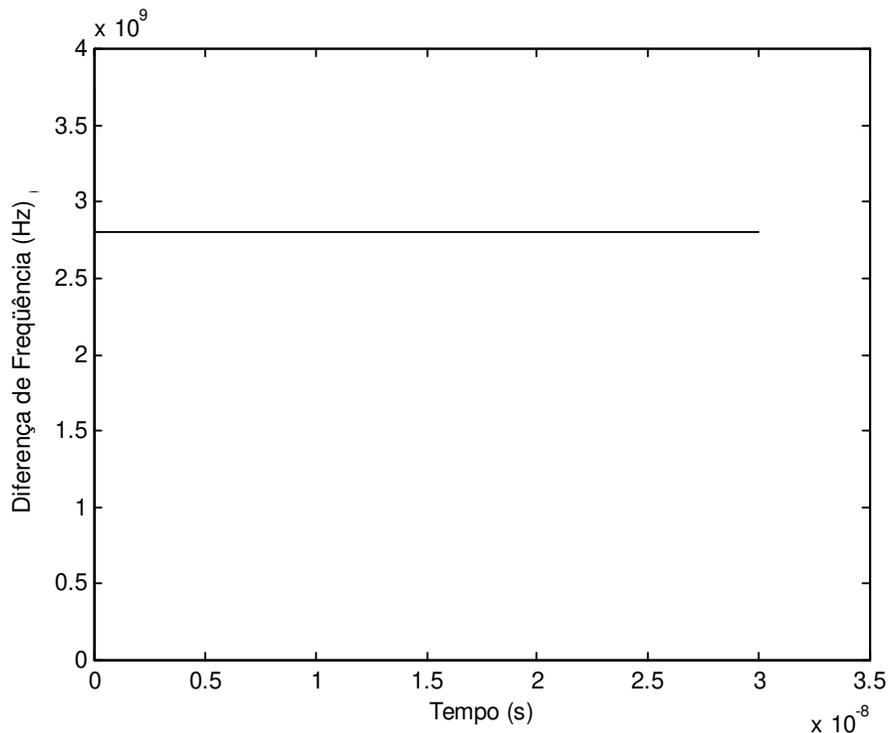


(b)

Fig. 4.11 - Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) da evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de primeira ordem modificado e uma separação inicial de frequências de 1,12 GHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo.



(a)



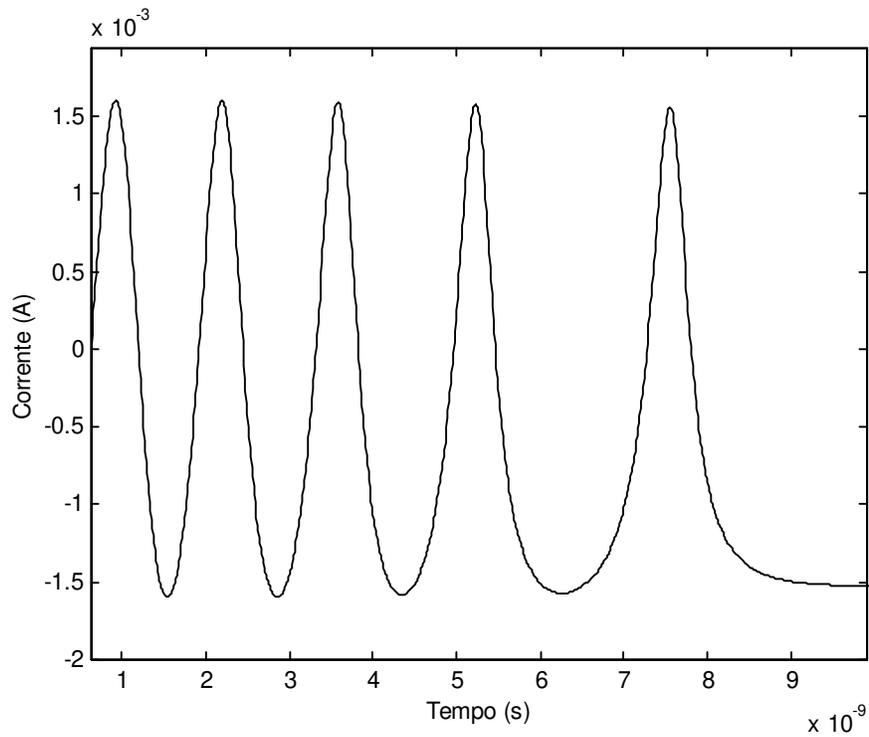
(b)

Fig. 4.12 - Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) da evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de primeira ordem modificado com uma separação inicial de frequências de 2,8 GHz.

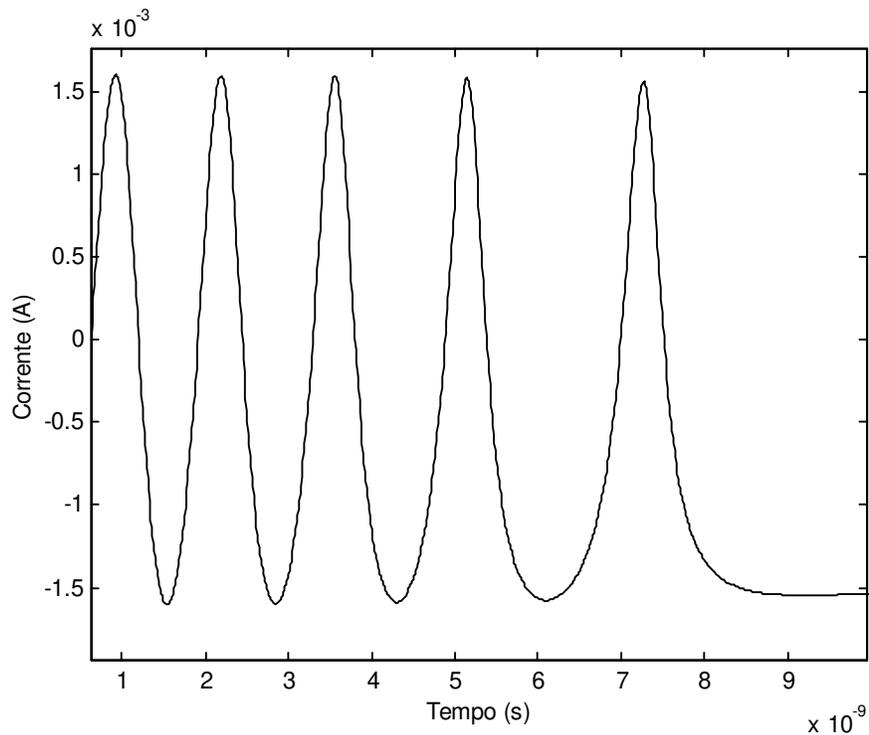
4.12 (b) mostra que não há evolução da diferença entre as frequências dos laser escravo e mestre.

Nas diversas aplicações de um sistema de travamento de fase, cabe ao projetista determinar quais são os valores de parâmetros, como o ganho total, a frequência natural e o fator de amortecimento, que acarretarão um melhor desempenho para o sistema. Como os resultados demonstrados até aqui foram obtidos para um fator de amortecimento de 0,707, torna-se interessante averiguar o comportamento do laço óptico de primeira ordem modificado para outros valores de fator de amortecimento. As Fig. 4.13 (a) e (b) e 4.14 (a) e (b) mostram as formas de onda da fotocorrente, para uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 800 MHz, com a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre, e onde, para cada figura, o fator de amortecimento equivale a 1, 0,707, 0,5 e 0,1, respectivamente. Pode-se notar que as variações deste parâmetro produzem resultados não-uniformes no laço de primeira ordem modificado. Assim, para fatores de amortecimento de 1 e 0,707, as formas onda do sinal fotodetectado das Fig. 4.13 (a) e (b), respectivamente, são praticamente iguais. Para o fator de amortecimento de 0,5, Fig. 4.14 (a), o deslocamento da frequência do laser escravo torna-se levemente mais lento que os deslocamentos das situações anteriores. Porém, para o fator de amortecimento de 0,1, Fig. 4.14 (b), a constante de tempo do filtro necessária para se gerar este fator faz com que a diferença entre as frequências dos lasers de 800 MHz fique fora da faixa de aquisição do laço, pois o filtro atenua toda a fotocorrente, anulando a corrente de modulação.

O comportamento descrito acima modifica-se com a frequência de separação inicial. A Fig. 4.15 (a) mostra a forma de onda da fotocorrente para uma separação inicial de 150 MHz, tendo os fatores de amortecimento utilizados acima como parâmetros. Os sinais são praticamente idênticos para os fatores de amortecimento de 1, 0,707 e 0,5, como pode ser observado pela sobreposição das curvas na figura. Para o fator de amortecimento de 0,1, o laço não perde a aquisição, porém a velocidade de travamento fica mais lenta que as anteriores, como pode ser observado na Fig. 4.15 (b), onde é demonstrada a evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo. Portanto, pode-se concluir que o parâmetro fator de amortecimento é ineficiente para o controle das características dinâmicas do laço de primeira ordem modificado. Desta forma, o controle

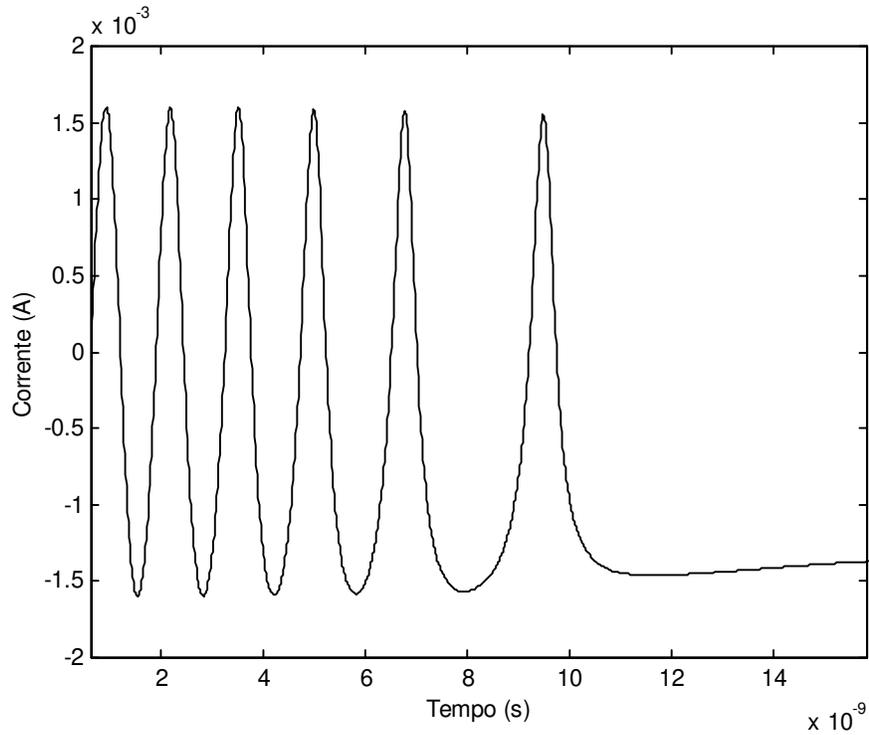


(a)

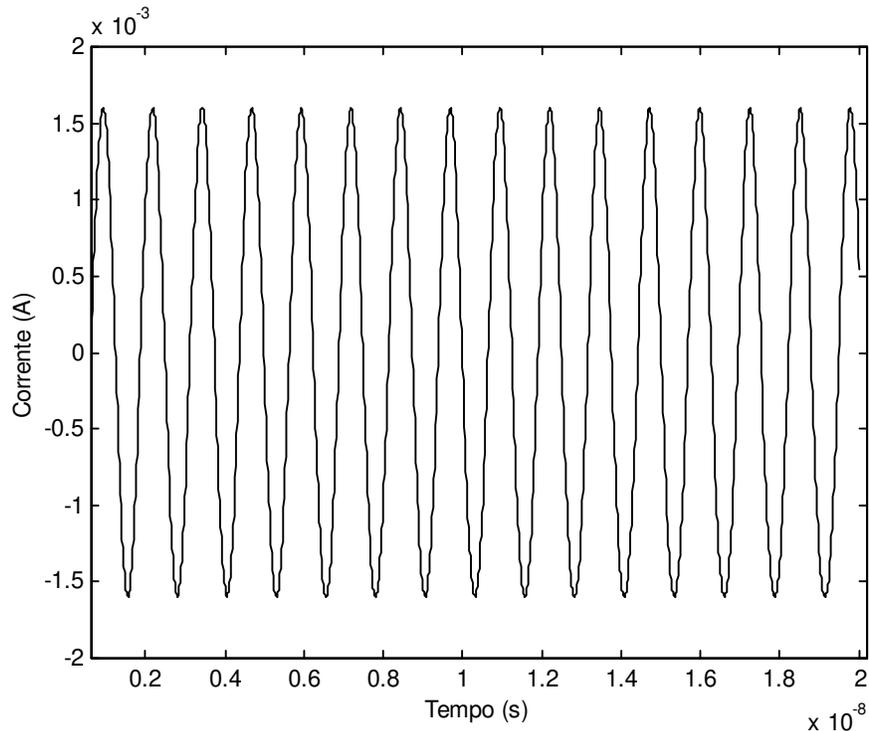


(b)

Fig. 4.13 - Formas de onda do sinal na saída do fotodetector para um OPLL de primeira ordem modificado com fatores de amortecimento de (a) 1 e (b) 0,707, e uma separação inicial de frequências de 800 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo.

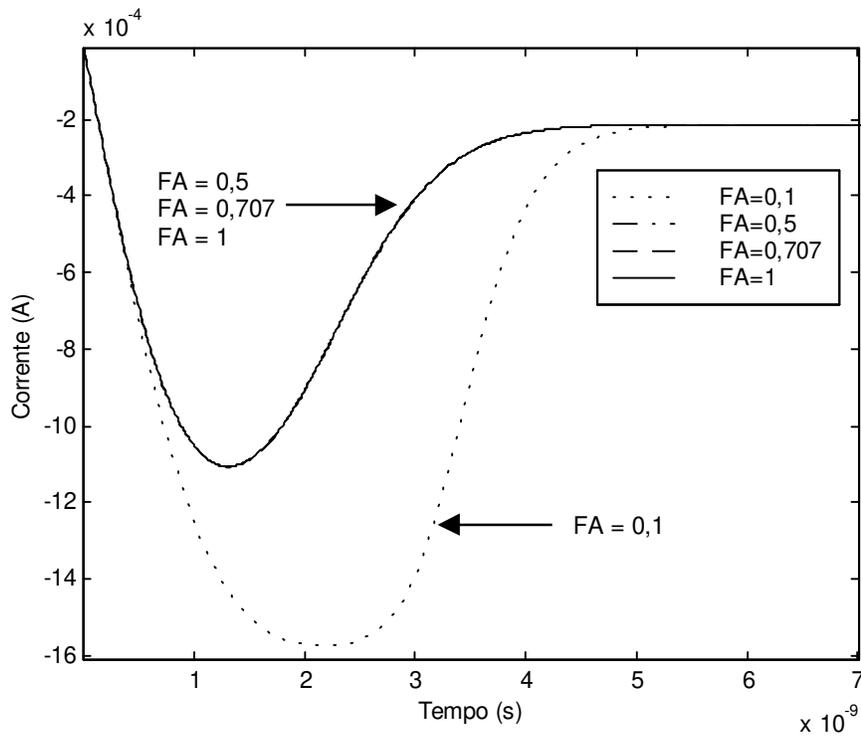


(a)

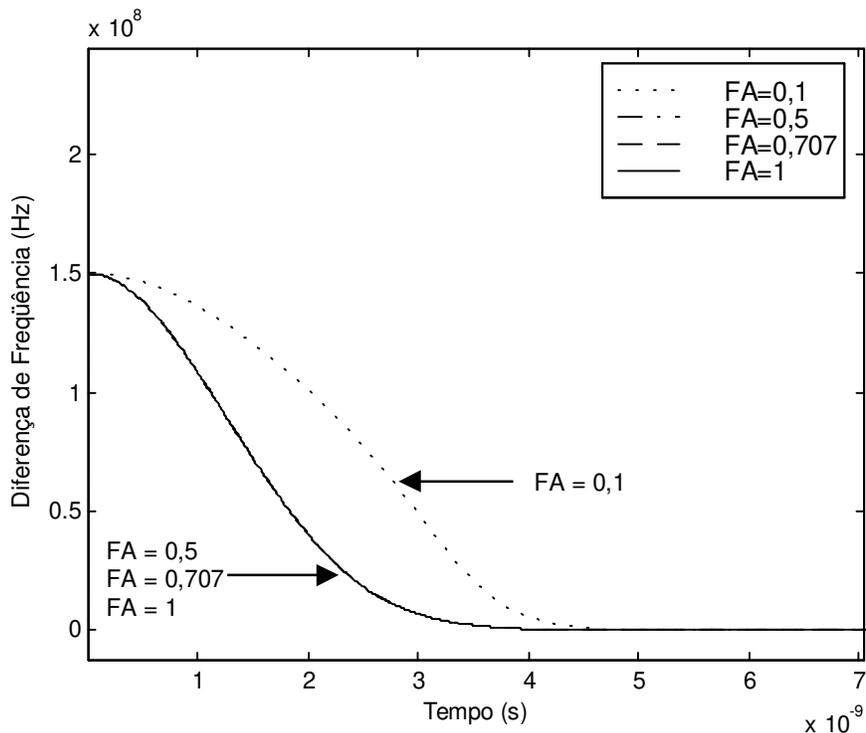


(b)

Fig. 4.14 - Formas de onda do sinal na saída do fotodetector para um OPLL de primeira ordem modificado com fatores de amortecimento de (a) 0,5 e (b) 0,1, e uma separação inicial de frequências de 800 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo.



(a)



(b)

Fig. 4.15 - Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) da evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de primeira ordem modificado com fatores de amortecimento de 1, 0,707, 0,5 e 0,1, e uma separação inicial de frequências de 150 MHz.

destas características para o laço de primeira ordem modificado é realizado somente através do ganho.

Uma vez alcançado o travamento, a frequência do laser escravo permanecerá sincronizada à frequência do laser mestre, acompanhando as suas variações. Quando a frequência do laser mestre for modulada (modulação FM), o sinal na saída do fotodetector irá se alterar em relação ao valor estático alcançado no momento do travamento. Esta diferença no sinal é processada pelo filtro e aplicada ao laser escravo, sintonizando-o novamente na frequência do laser mestre. Assim, as variações de frequência são convertidas em variações de amplitude, permitindo a desmodulação das informações contidas no sinal do laser mestre modulado em FM. As Figs. 4.16 (a) e (b) mostram as evoluções temporais da fotocorrente e da diferença entre as frequências dos lasers, respectivamente, para uma modulação senoidal na frequência do laser mestre de 10 MHz de amplitude e 10 MHz de frequência de modulação. No instante inicial, a Fig. 4.16 (b) mostra que a frequência do laser escravo não está travada em relação a frequência do laser mestre. Após o OPLL entrar em operação, o travamento ocorre após, aproximadamente, 5 ns. No instante 10 ns, o sinal modulante é aplicado à frequência do laser mestre, provocando um pequeno transiente na fotocorrente, evidenciado na Fig. 4.16 (b). Após este transiente, o laser escravo permanecerá sintonizado às variações da frequência do laser mestre, de forma que a diferença entre as frequências dos lasers, mostrada na Fig. 4.16 (b), será nula. No entanto, a fotocorrente possuirá um caráter oscilatório em torno do seu valor estático, acompanhando a forma de onda de modulação da frequência do laser mestre. Este comportamento do OPLL confirma as propriedades de sincronismo que podem ser utilizadas em receptores ópticos.

4.4.2 - Laço de Segunda Ordem

Para o laço de segunda ordem, a frequência natural e o fator de amortecimento são definidos como[2,6-7,9-11,13,19-21]:

$$\omega_{no} = \sqrt{\frac{k}{\tau_1}} \quad (4.12)$$

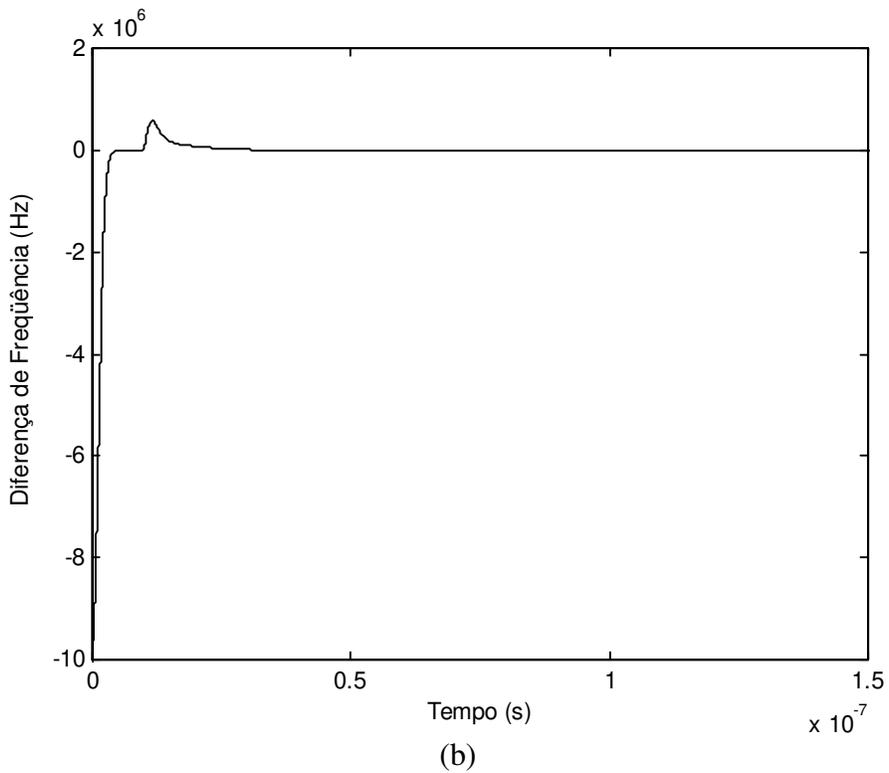
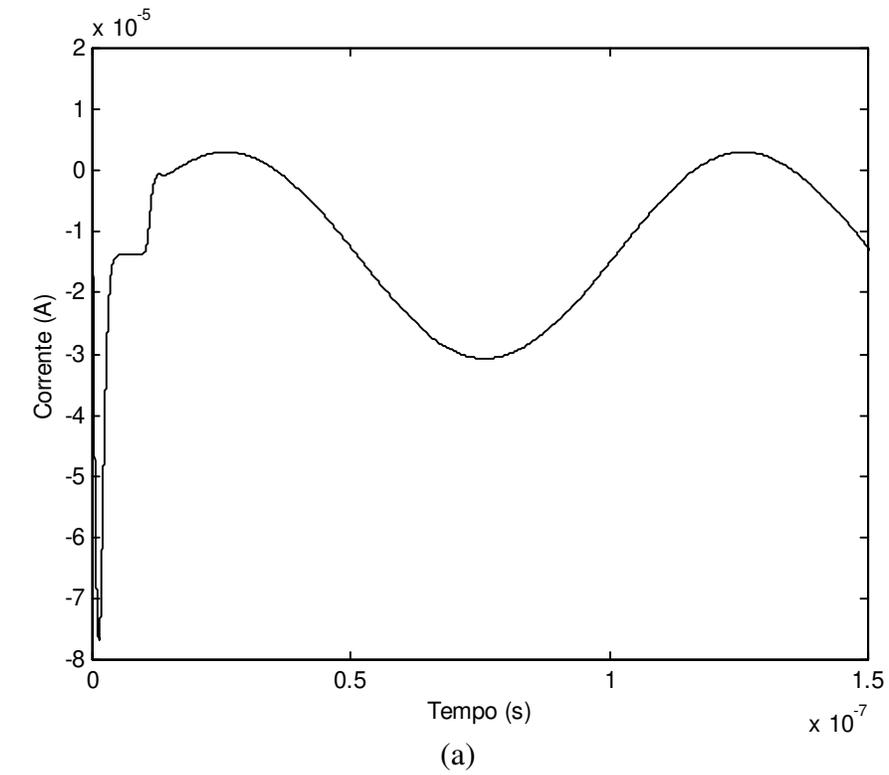


Fig. 4.16 – Formas de onda da (a) fotocorrente e (b) evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo, para um OPLL de primeira ordem modificado sujeito a um sinal modulado em frequência do laser mestre em 10 MHz.

$$\xi_o = \frac{\tau_2 \omega_{no}}{2} \quad (4.13)$$

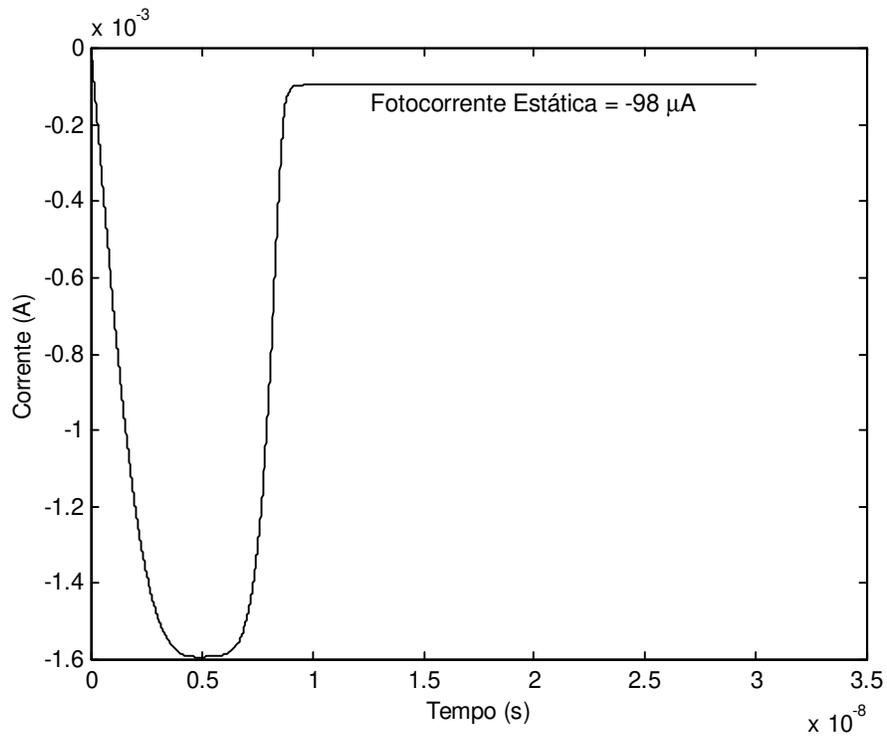
para o filtro ativo, e:

$$\xi_o = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k}{\tau_1} \left(\tau_2 + \frac{1}{k} \right)} \quad (4.14)$$

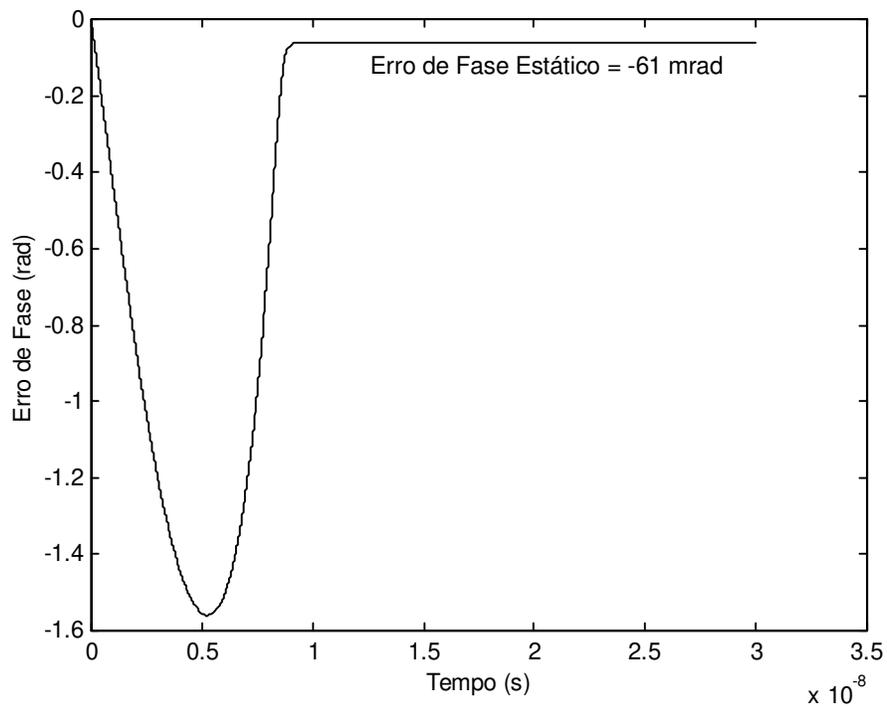
para o filtro passivo.

Com a introdução de uma nova constante de tempo pelo filtro de segunda ordem, a frequência natural e o fator de amortecimento podem ser ajustados de forma independente [2,6-7,19]. A frequência angular natural escolhida para as análises do laço de segunda ordem foi de $3,14 \cdot 10^8$ rad/s, resultando numa constante de tempo $\tau_1 = 71,3$ ns. Para o fator de amortecimento de 0,707, a segunda constante de tempo será $\tau_2 = 4,5$ ns para o filtro ativo e 4,35 ns para o filtro passivo. O procedimento para as simulações do laço de segunda ordem passivo e ativo é o mesmo que o utilizado para o laço de primeira ordem modificado. As funções de transferência para os filtros foram apresentadas na Seção 2.2.2. Neste trabalho, optou-se pela função de transferência do filtro ativo dada por (2.6b), onde o fator de ganho do filtro A foi assumido igual a 1000.

A faixa de *lock-in* para o laço de segunda ordem é determinada por (2.59). Substituindo os valores de frequência natural e fator de amortecimento, obtém-se uma faixa de 70,7 MHz. As Fig. 4.17 (a) e (b) e 4.18 mostram, respectivamente, as formas de onda para a fotocorrente, o erro de fase instantâneo e a evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers, para um laço de segunda ordem passivo, com uma separação inicial entre as frequências de 69 MHz, sendo a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre. Com esta separação, o sinal erro de fase instantâneo atinge o seu valor crítico de $-\pi/2$ rad na Fig. 4.17 (b), fazendo com que a fotocorrente alcance o seu máximo valor de -1,6 mA na Fig. 4.17 (a). Pela evolução da diferença entre as frequências dos lasers dada na Fig. 4.18, pode-se verificar a ausência de escorregamento de ciclos e o conseqüente travamento do laço. O erro de fase estático foi de, aproximadamente, -0,062 rad, gerando uma fotocorrente DC estática de -99,1 μ A, para um tempo de *lock-in* de 8,6 ns. As Fig.



(a)



(b)

Fig. 4.17 - Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo durante o processo de travamento, para o OPLL de segunda ordem passivo, para uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 69 MHz.

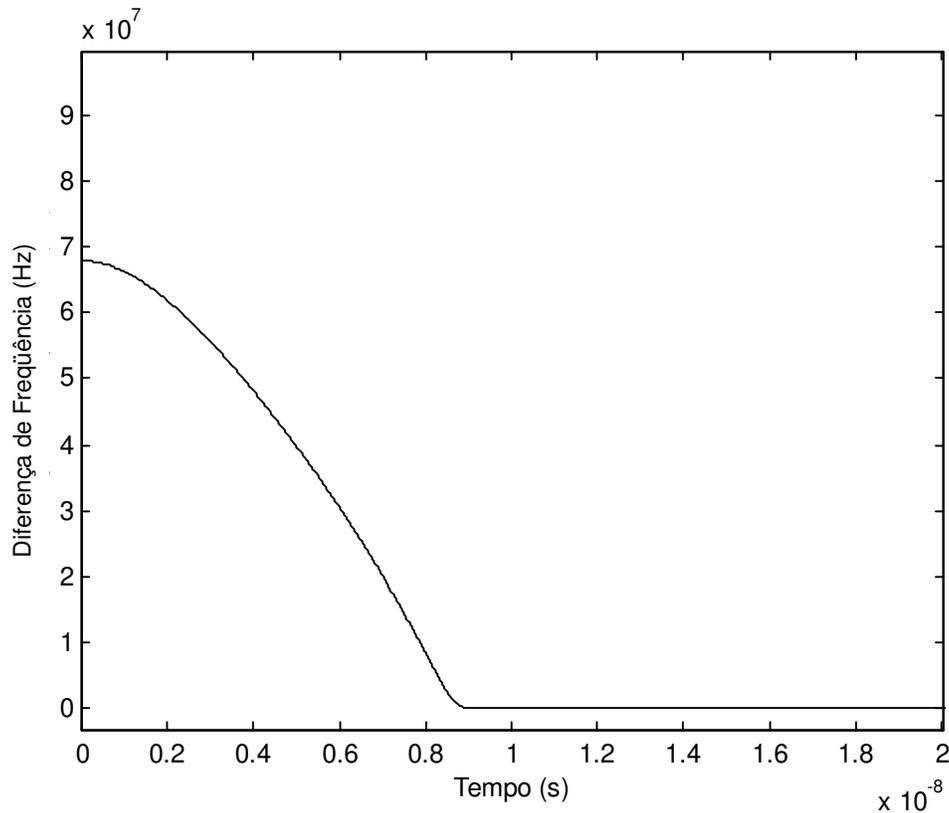
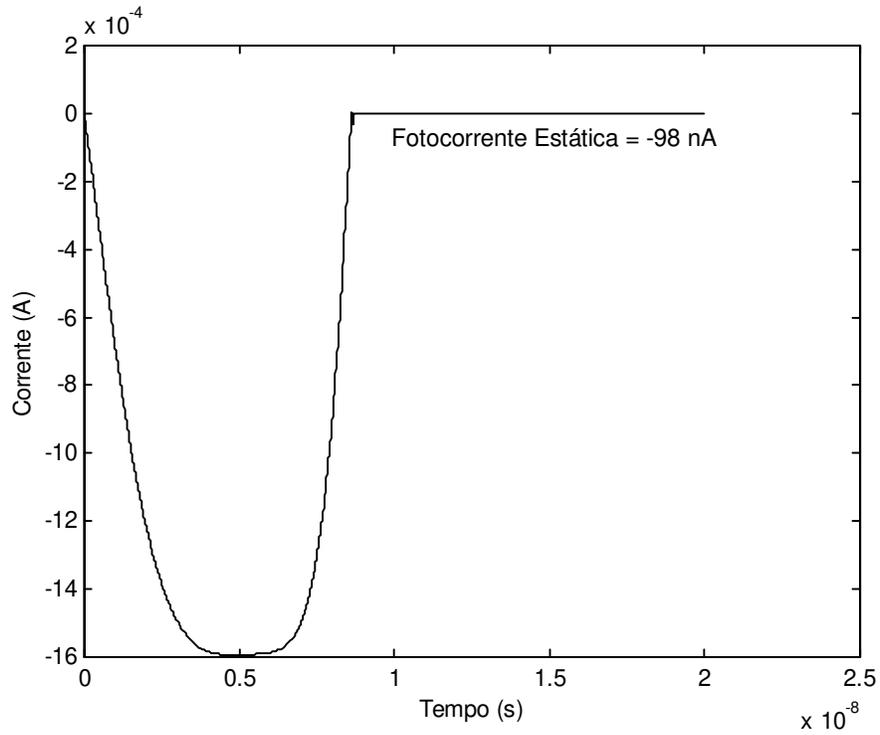
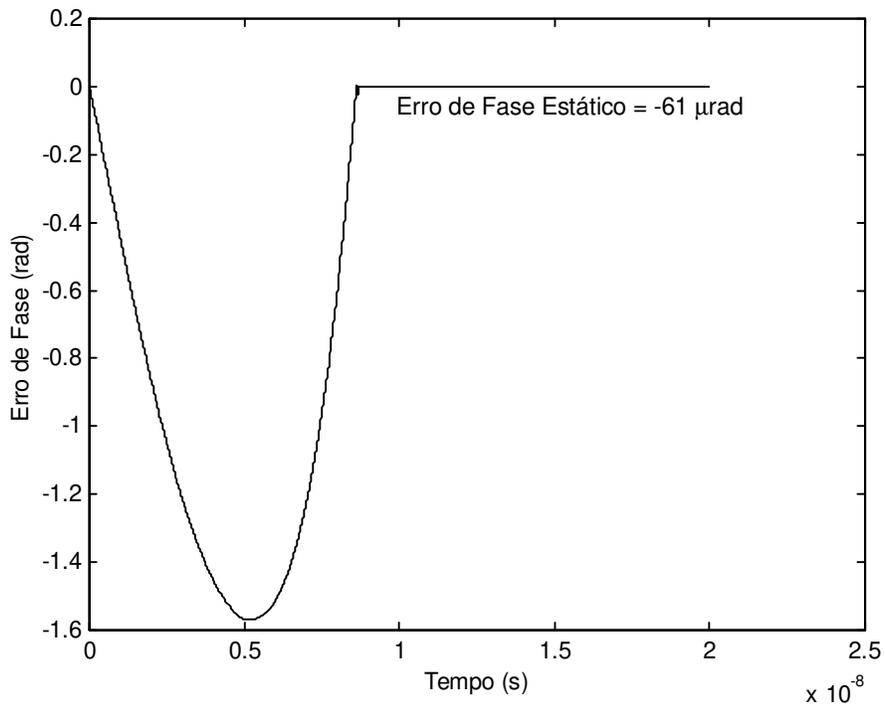


Fig. 4.18 - Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para o OPLL de segunda ordem passivo, com uma separação inicial de frequências de 69 MHz.

4.19 (a) e 4.19 (b) e 4.20 mostram, respectivamente, as formas de onda para a fotocorrente, o erro de fase instantâneo e a evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para uma separação inicial de 69 MHz em um laço de segunda ordem ativo. Destas figuras, confirma-se que a faixa de *lock-in* do laço de segunda ordem ativo é da ordem de 69 MHz e que o tempo de *lock-in* é de, aproximadamente, 8,6 ns. O erro de fase estático medido foi de $-62 \mu\text{rad}$ e a fotocorrente estática de $-99,1 \text{ nA}$. Para os filtros ativos, particularmente os de segunda ordem, o valor do erro de fase estático tende a um valor muito próximo de zero, devido ao alto ganho DC que este tipo de filtro pode apresentar. Esta característica torna-se interessante na presença de ruído, pois da mesma forma que houve a redução da fotocorrente contínua, há também uma redução mais eficiente na intensidade do ruído presente no sinal. Assim, o laço ativo oferece uma melhor supressão de ruído em relação ao laço passivo.



(a)



(b)

Fig. 4.19 - Evolução temporal do (a) sinal na saída do fotodetector e (b) do erro de fase instantâneo durante o processo de travamento para o OPLL de segunda ordem ativo, para uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 69 MHz.

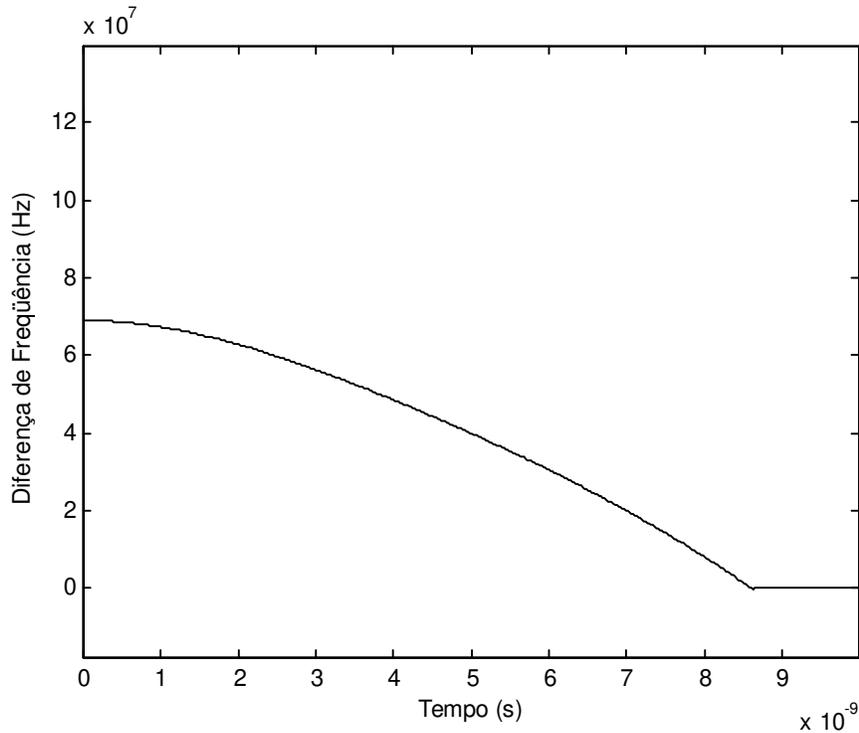
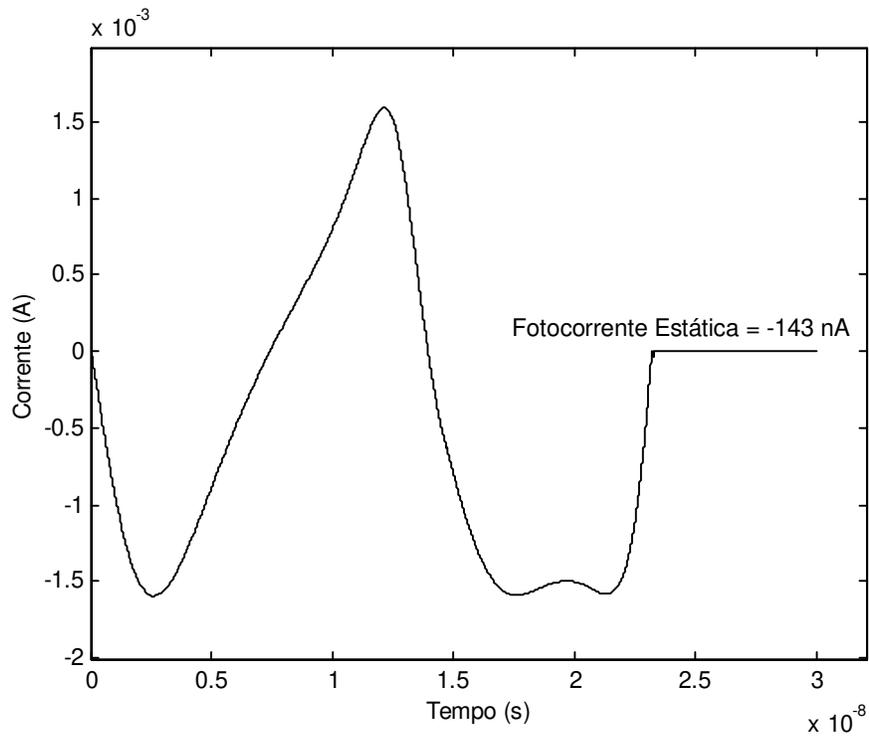
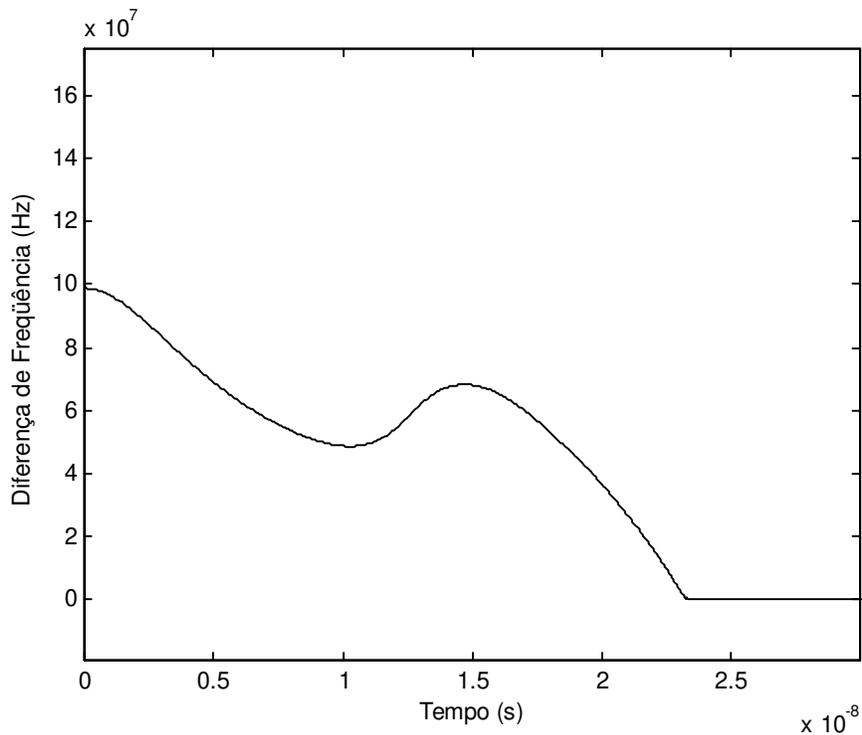


Fig. 4.20 - Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para o OPLL de segunda ordem ativo, com uma separação inicial de frequências de 69 MHz.

Aumentando-se a separação entre as frequências dos lasers mestre e escravo, o travamento ocorre na presença de escorregamentos de ciclos, da mesma forma que para o laço de primeira ordem modificado. As Figs. 4.21 (a) e (b) mostram, respectivamente, o sinal na saída do fotodetector e a evolução da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo para o OPLL de segunda ordem ativo, com uma separação inicial de 100 MHz e frequência do laser escravo maior que a do laser mestre. Pelos resultados obtidos, verifica-se que as faixas de *lock-in* para os laços de segunda ordem passivo e ativo são menores que aquela do laço de primeira ordem modificado. Nestes exemplos, a frequência natural escolhida para os laços de segunda ordem ativo e passivo foram menores que a frequência natural resultante para o laço de primeira ordem modificado. Como consequência, a frequência de corte dos filtros de segunda ordem serão menores que aquela do filtro de primeira ordem modificado, explicando a redução na faixa de *lock-in*, observada nas Fig. 4.17 a 4.20. Analiticamente, a mesma conclusão pode ser obtida através da verificação de (2.59).



(a)



(b)

Fig. 4.21 - Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e da (b) evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de segunda ordem ativo com separação inicial de frequências de 100 MHz, sendo a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre.

O limite da faixa de *pull-in* para o laço de segunda ordem passivo é proporcional ao ganho total do laço. Neste caso, a faixa de *pull-in* é de 1,12 GHz. Porém, para o laço de segunda ordem ativo, a faixa de *pull-in* e a faixa de *hold-in* são determinadas pelo ganho DC do laço [21]. Como o ganho DC do filtro ativo é de 1000, as faixas de *pull-in* e *hold-in* serão de 1,12 THz. No caso do filtro de segunda ordem ativo ideal, a faixa de *pull-in* tenderia a infinito [21], devido ao ganho DC do laço infinito oferecido ao sistema. Desta forma, para qualquer separação entre as frequências dos lasers, o sistema já se encontra em aquisição. Com a introdução das características reais do circuito elétrico, como a resposta de frequência dos componentes, a faixa de *pull-in* é limitada a valores finitos. A Fig. 4.22 mostra a forma de onda parcial para a evolução da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo, para uma separação inicial de 15 GHz e um laço de segunda ordem ativo. Nesta situação, o deslocamento de frequência do laser escravo fica muito lento, devido à pequena assimetria entre os semi-ciclos negativo e positivo; porém, o laço possui ganho suficiente para completar o travamento entre as fases totais dos dois lasers. Na prática, não são possíveis grandes deslocamentos de frequência do laser semiconductor somente com a variação da corrente injetada na região ativa. Dependendo da condição inicial da diferença entre as frequências dos lasers, a variação de corrente pode levar à ruptura da estrutura ou ao desligamento do laser. Neste caso, outros métodos devem ser implementados para contornar este problema, como o desvio de frequência provocado pelo efeito da variação da temperatura da região ativa. Este, porém, é muito lento para aplicações em sistemas que exigem chaveamento de alta velocidade.

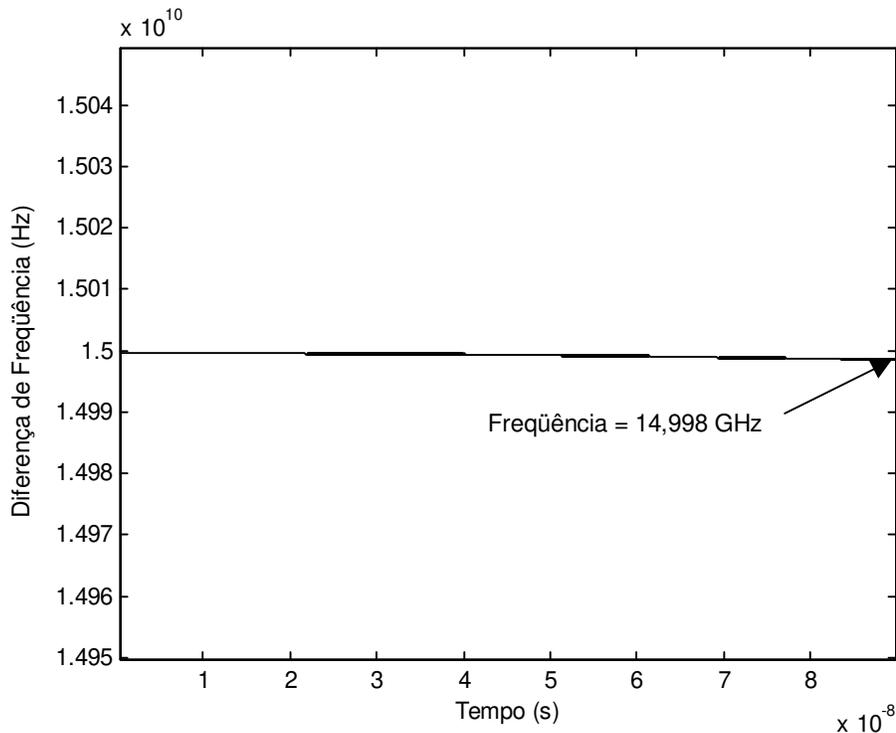
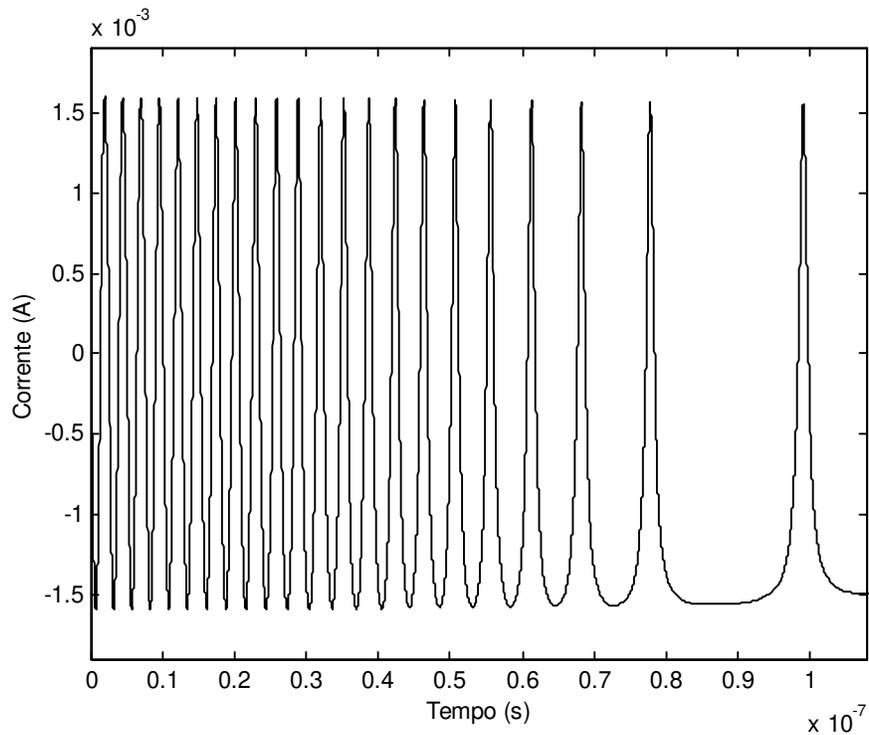
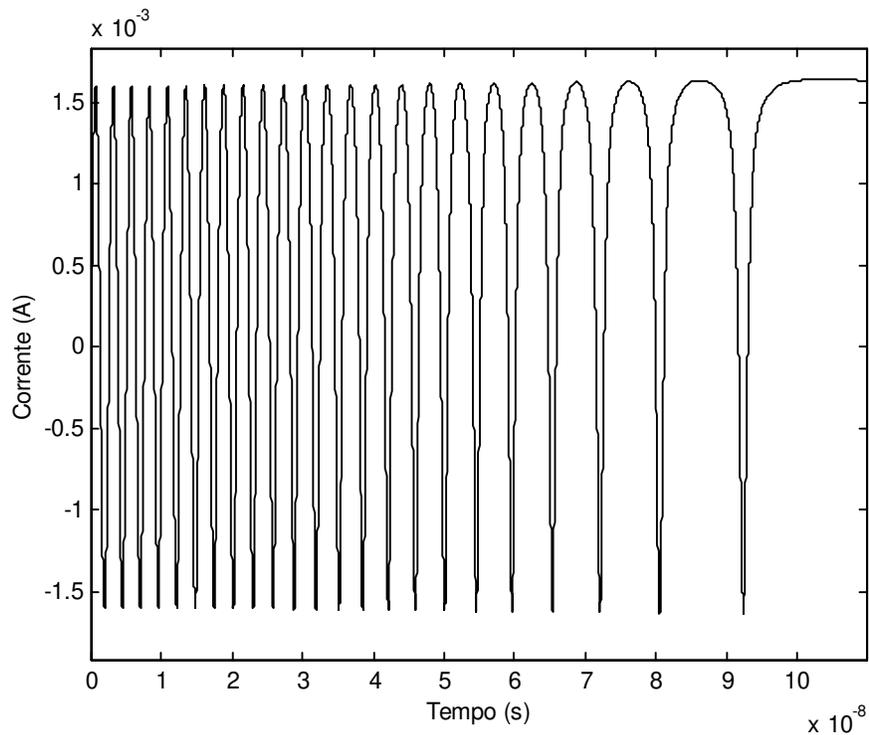


Fig. 4.22 - Evolução da diferença entre as frequências dos lasers escravo e mestre para o OPLL de segunda ordem ativo, com uma separação inicial de frequências de 15 GHz.

A alteração da faixa de *lock-in* do laço de segunda ordem em relação à faixa do laço de primeira ordem, para o mesmo ganho total, demonstra que o comportamento do laço de segunda ordem pode ser controlado pela frequência natural e pelo fator de amortecimento. Como os resultados demonstrados foram para um fator de amortecimento de 0,707, procurou-se averiguar o comportamento do OPLL para outros valores do fator de amortecimento. As Figs. 4.23 (a) e (b) mostram a forma de onda da fotocorrente de um OPLL de segunda ordem ativo, para uma separação inicial de frequências de 400 MHz, com a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre e a frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo, respectivamente. Pelas figuras, observa-se que a assimetria entre os semi-ciclos ocorre de forma inversa de uma curva para outra. Na Fig. 4.23 (a), a área do semi-ciclo negativo é maior que a área do semi-ciclo positivo, o que efetivamente diminui a corrente do laser em relação ao seu valor normal de polarização, durante o deslocamento da frequência de operação do laser escravo no sentido da frequência do laser mestre. Na Fig. 4.23 (b), a área do semi-ciclo positivo é maior que a área do semi-ciclo negativo, ocorrendo exatamente o inverso do que foi exposto para a Fig.



(a)

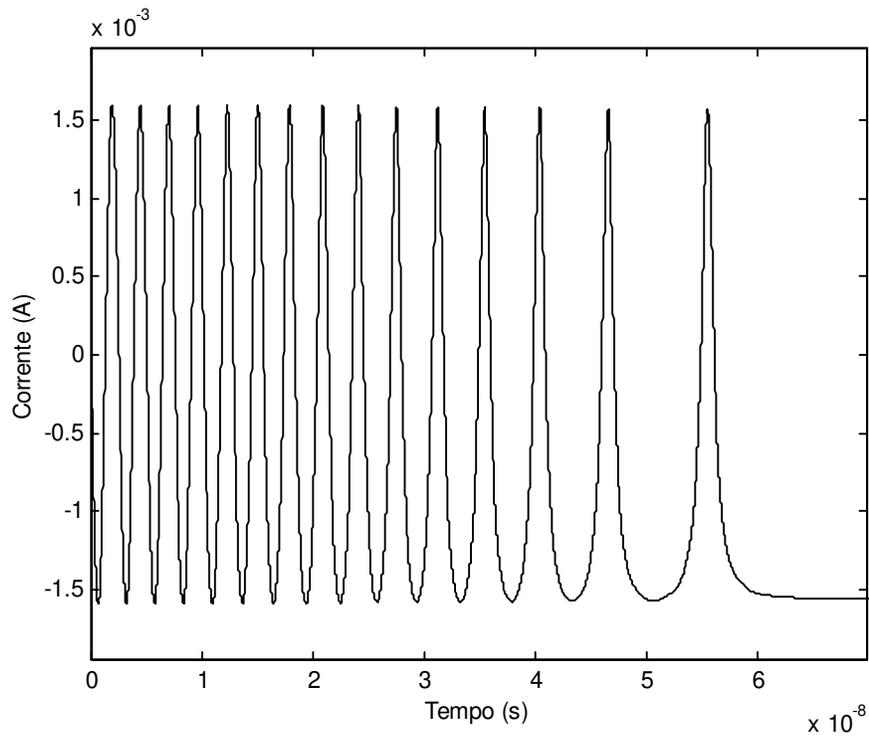


(b)

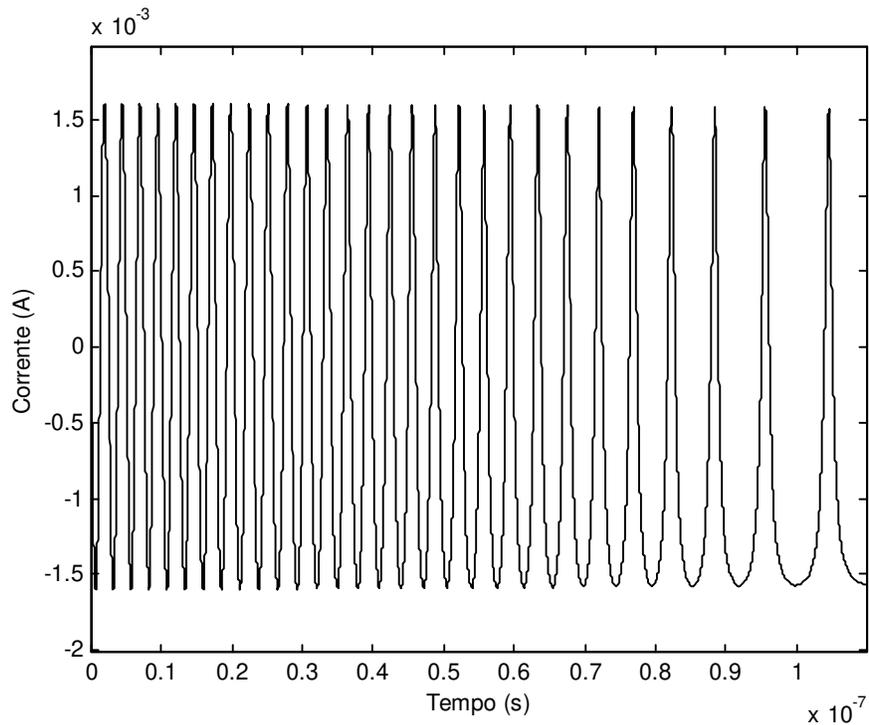
Fig. 4.23 - Forma de onda do sinal na saída do fotodetector de um OPLL de segunda ordem ativo, para um fator de amortecimento de 0,707 e separação inicial de frequências de 400 MHz, sendo (a) a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre e (b) a frequência do laser escravo menor que a frequência do laser mestre.

4.23 (a). As Fig. 4.24 (a) e (b) e a Fig.4.25 (a) mostram as formas de onda da fotocorrente para as mesmas condições iniciais que na Fig. 4.23, porém com valores do fator de amortecimento de 1, 0,5 e 0,1, respectivamente, para um laço de segunda ordem ativo. Como pode ser observado, a variação do fator de amortecimento modifica a velocidade de deslocamento da frequência do laser escravo, deixando-a mais rápida à medida que se aumenta o fator de amortecimento. Com um fator de 0,1, o laço terá a menor velocidade de sintonia, mas mesmo assim, o laço não perderá a aquisição. Embora a forma de onda da Fig. 4.25 (a) tenha a aparência de uma senóide pura, ela apresenta uma pequena assimetria capaz de garantir o deslocamento da frequência do laser escravo, conforme pode ser comprovado pela evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers da Fig. 4.25 (b).

Ao contrário do laço de primeira ordem modificado, Fig. 4.15, o comportamento do OPLL de segunda ordem em relação às variações do fator de amortecimento é distinto. As Figs. 4.26 (a) e (b) mostram as formas de onda da fotocorrente e da evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers, respectivamente, para uma separação inicial entre as frequências dos lasers de 50 MHz e com a frequência do laser escravo maior que a do laser mestre, considerando um OPLL de segunda ordem ativo. As Fig. 4.27 (a) e (b) mostram o mesmo, só que para um laço de segunda ordem passivo. Em comparação com a Fig. 4.15, pode-se notar que as variações do fator de amortecimento modificam a forma de onda do sinal na saída do fotodetector, alterando a velocidade de deslocamento da frequência do laser escravo e a amplitude da fotocorrente. Assim, um projetista teria uma maior liberdade no ajuste das características do OPLL de segunda ordem quando comparada àquela de um OPLL de primeira ordem modificado. Com relação aos laços de segunda ordem ativo e passivo, a única diferença entre as curvas se dá na fotocorrente DC residual, que, devido ao ganho DC do filtro ativo, será maior para o laço passivo.

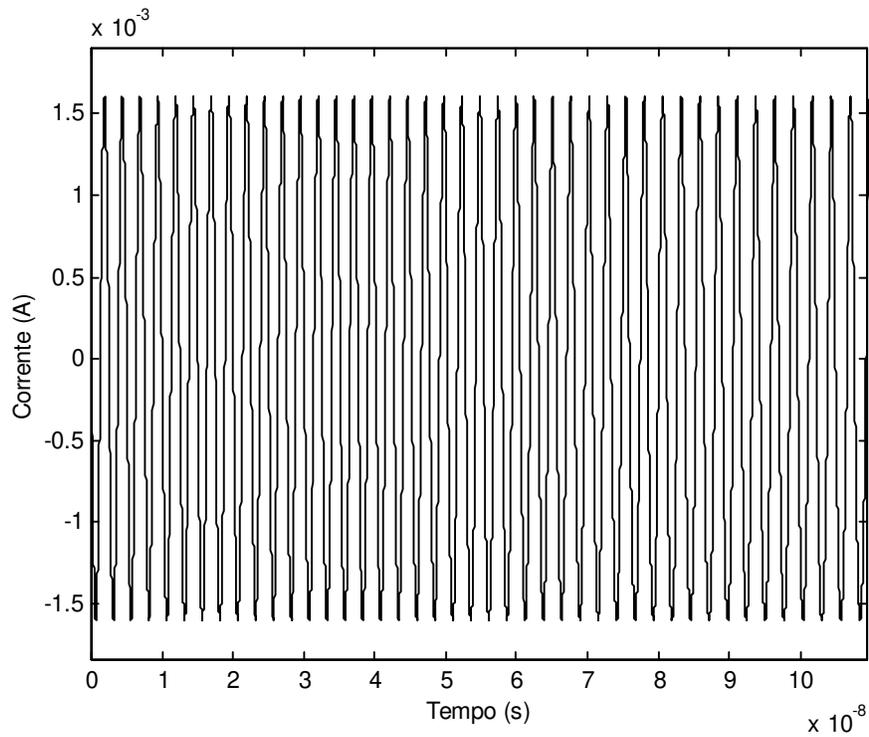


(a)

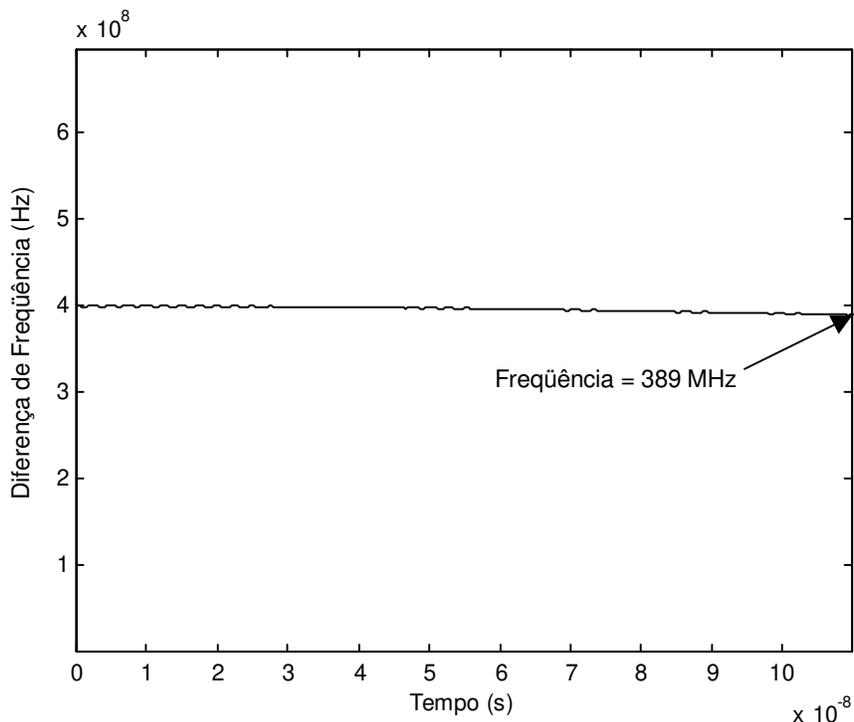


(b)

Fig. 4.24 - Formas de onda do sinal na saída do fotodetector de um OPLL de segunda ordem ativo para fatores de amortecimento de (a) 1 e (b) 0,5, com uma separação inicial de frequências de 400 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a frequência do laser escravo.

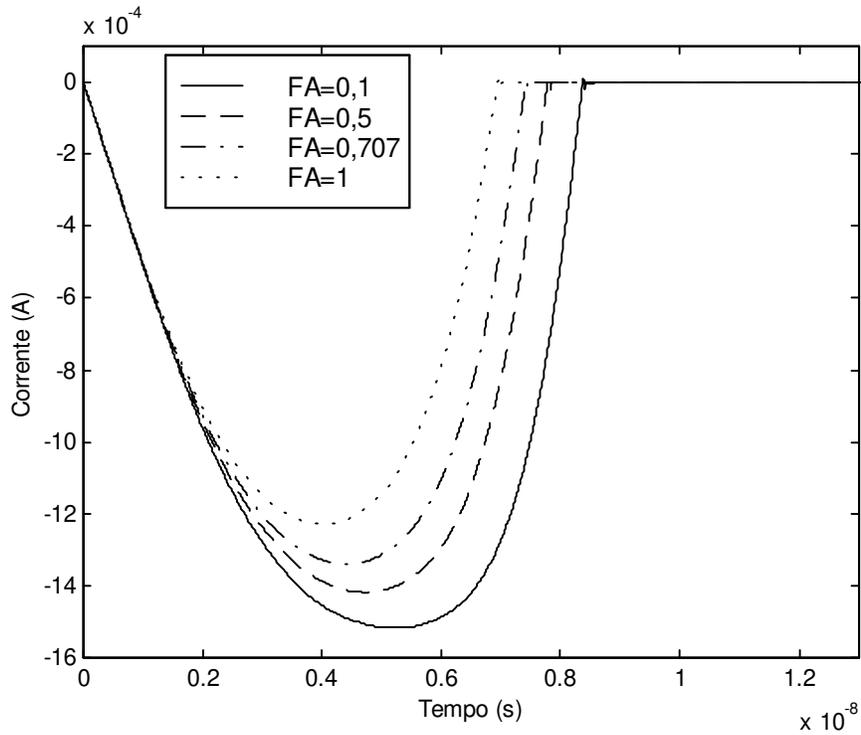


(a)

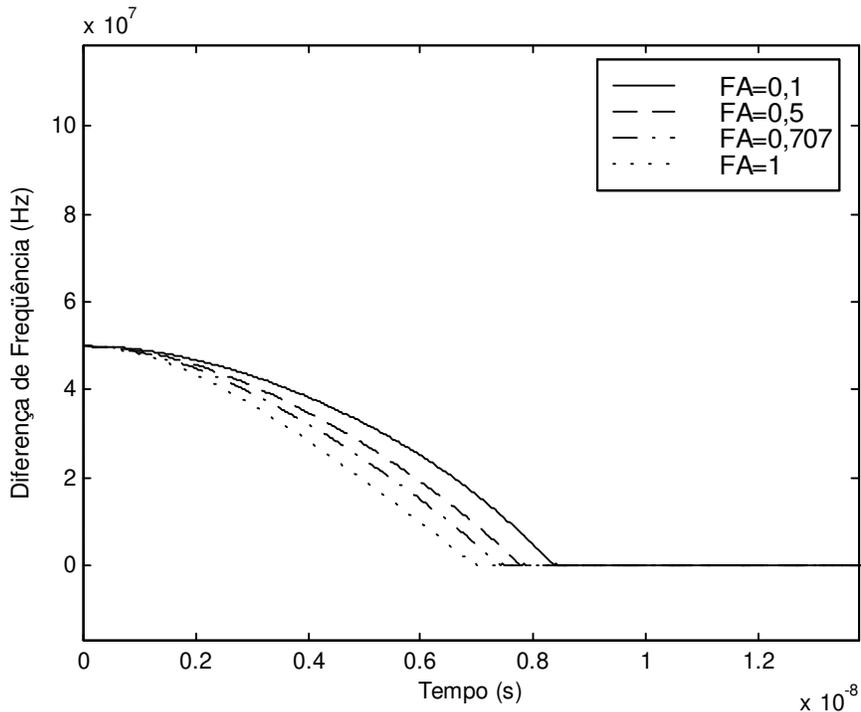


(b)

Fig. 4.25 - Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e de (b) evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de segunda ordem ativo, com um fator de amortecimento de 0,1 e uma separação inicial de frequências de 400 MHz, sendo a frequência do laser escravo maior que a frequência do laser mestre.

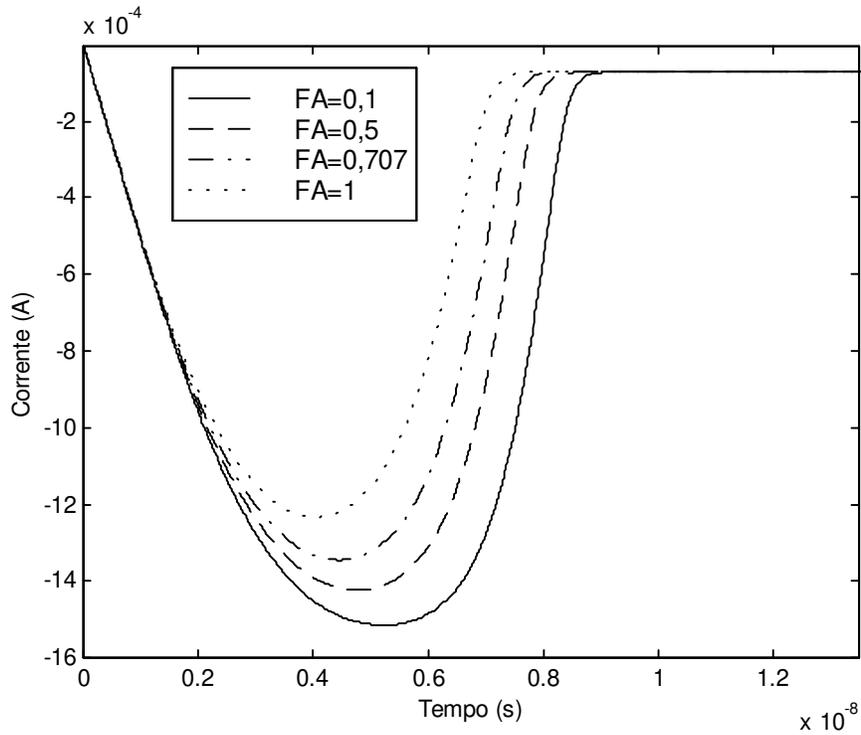


(a)

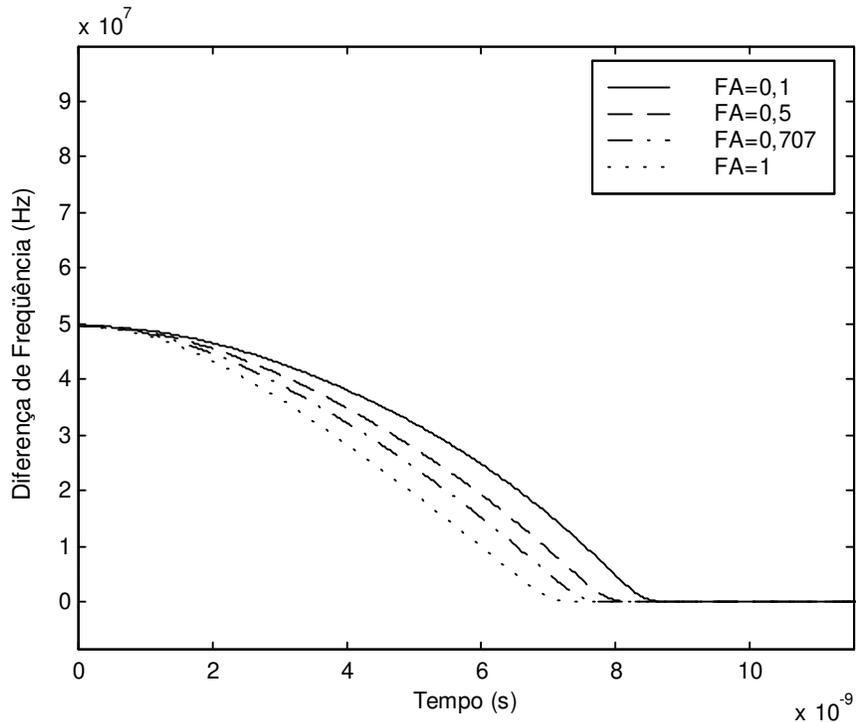


(b)

Fig. 4.26 - Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e da (b) evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de segunda ordem ativo com fatores de amortecimento de 1, 0,707, 0,5 e 0,1 e uma separação inicial de frequências de 50 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a do laser escravo.



(a)



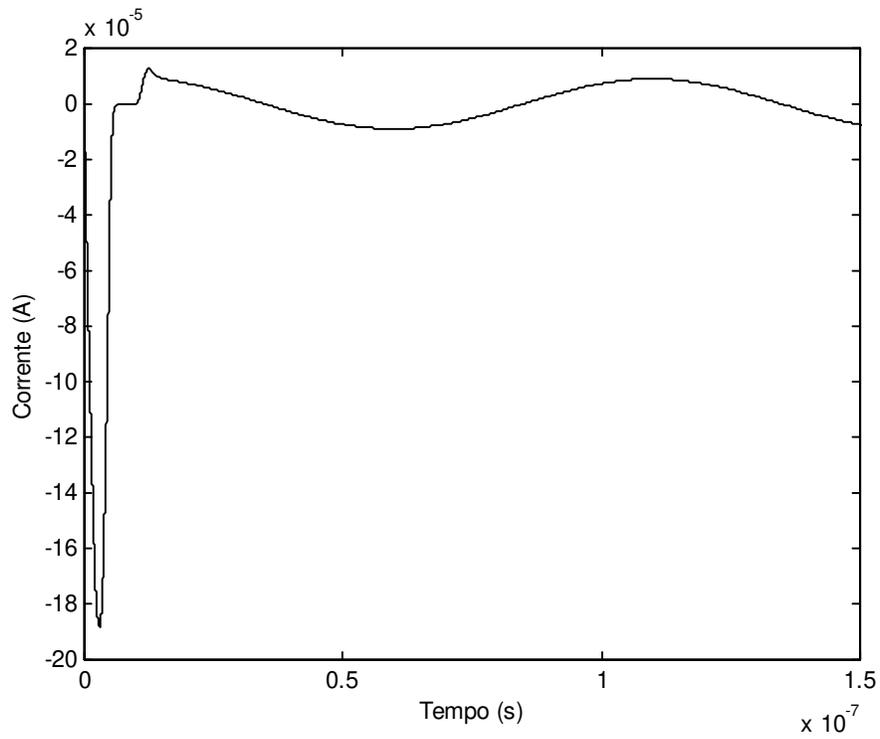
(b)

Fig. 4.27 - Formas de onda do (a) sinal na saída do fotodetector e da (b) evolução da diferença entre as frequências dos lasers, para um OPLL de segunda ordem passivo com fatores de amortecimento de 1, 0,707, 0,5 e 0,1 e uma separação inicial de frequências de 50 MHz, sendo a frequência do laser mestre maior que a do laser escravo.

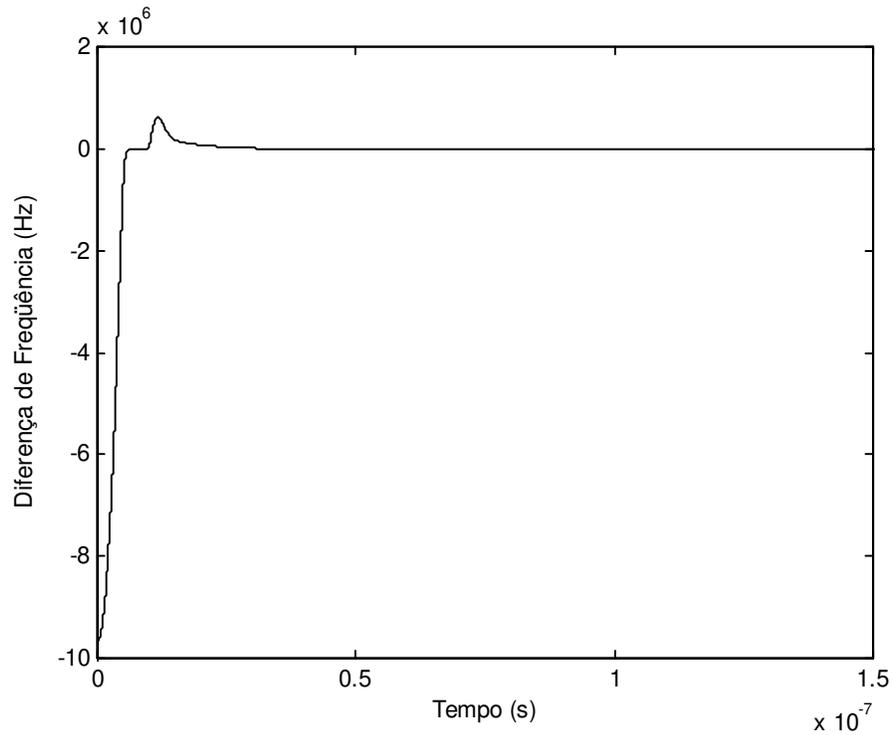
Uma vez que o travamento entre os sinais ópticos dos lasers mestre e escravo é adquirido, o laser escravo permanecerá sintonizado na frequência do laser mestre. Da mesma forma que no laço de primeira ordem modificado, as variações de frequência do laser mestre serão convertidas em variações de amplitude da fotocorrente. As Fig. 4.28 (a) e (b) mostram a fotocorrente e a evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo, quando a frequência do laser mestre é modulada por um sinal senoidal com amplitude e frequência de modulação de 10 MHz. Nos instantes iniciais, ocorre o travamento entre as frequências dos lasers e, no instante 10 ns, a modulação é aplicada ao sinal do laser mestre. Na Fig. 4.28 (a), observa-se que a fotocorrente apresenta a forma de onda do sinal modulante do laser mestre. Pela Fig. 4.28 (b), pode-se verificar que, mesmo com a modulação, a diferença entre as frequências dos lasers tende a zero, o que significa que o laser escravo permanece sincronizado durante as variações de frequência do laser mestre.

4.4.3 - Influência do Tempo de Atraso na Aquisição do OPLL

Para as análises do processo de aquisição do OPLL conduzidas até agora, assumiu-se que o controle de fase do laser escravo é instantâneo. Em outras palavras, desprezaram-se o tempo de resposta dos componentes do laço e o tempo de propagação do sinal pelos componentes e pelos caminhos óptico e eletrônico do OPLL. Se estas parcelas de tempo são somadas, observa-se que existe um atraso considerável entre a detecção do erro de fase e a sintonia correspondente do laser escravo. Como visto no Capítulo 2, o tempo de atraso total na propagação do sinal pelo laço T_a terá grande influência no projeto de um OPLL, pois limita seu ganho total k e/ou sua largura de banda de operação (análise de estabilidade), além de restringir a largura de linha dos lasers semicondutores que podem ser utilizados no laço (análise de ruído). A influência do tempo de atraso sobre o desempenho do laço pode ser facilmente compreendida. Nas situações onde o tempo de atraso é igual a zero, a ação do sinal de controle gerado no fotodetector é aplicada instantaneamente à fase do laser escravo. Porém, com o atraso na propagação do sinal pelo laço de realimentação, o ajuste de fase do laser escravo só é aplicado ao erro de fase após o tempo T_a desde a última correção. Assim, se perturbações na fase do laser mestre ocorrem muito rapidamente, o laser escravo poderá estar sendo controlado pelo erro de fase produzido por uma



(a)

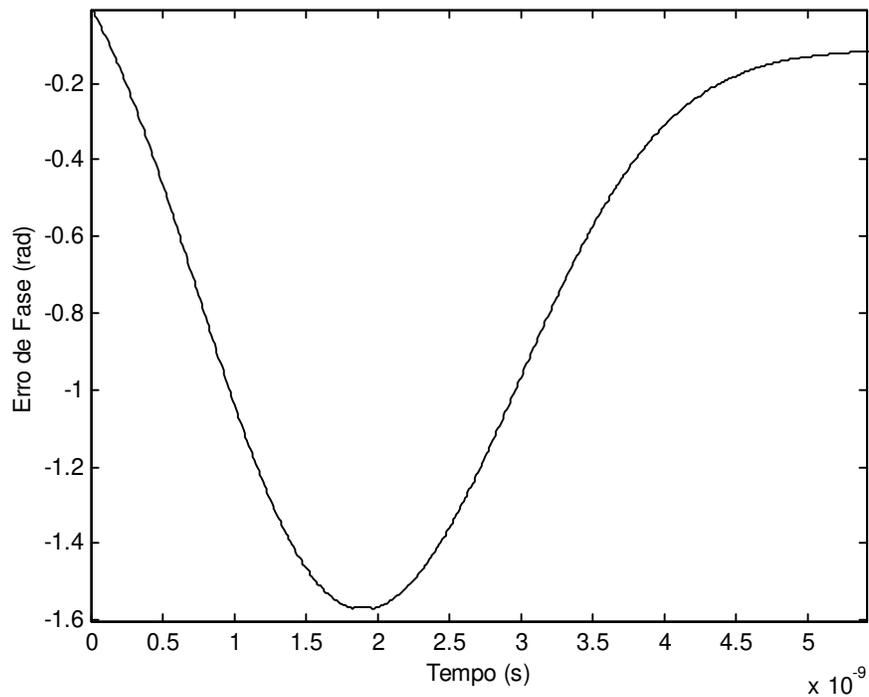


(b)

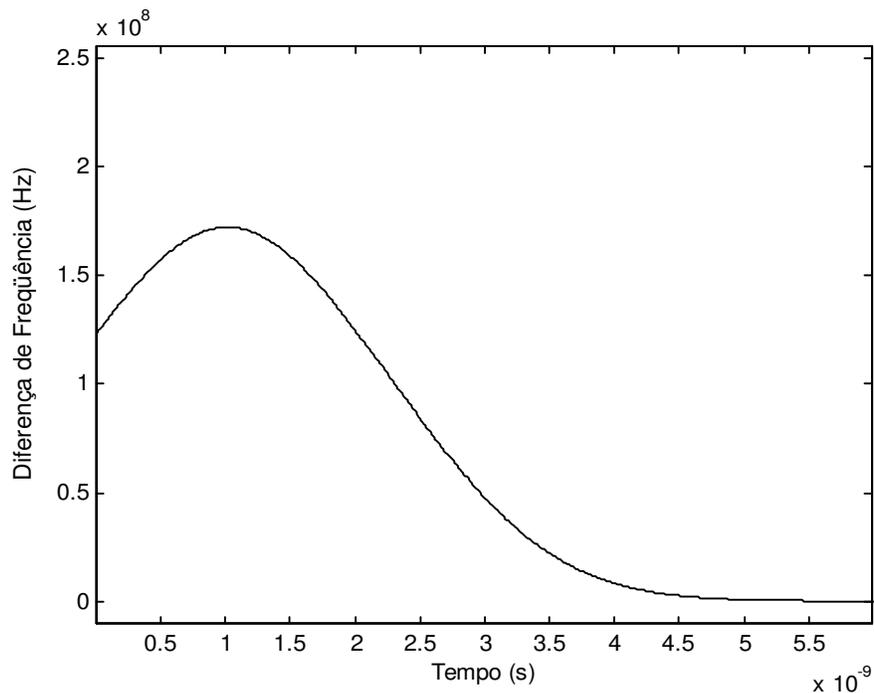
Fig. 4.28 - Formas de onda da (a) fotocorrente e da (b) evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers mestre e escravo, para OPLL de segunda ordem ativo, onde o sinal do laser mestre é modulado em frequência a 10 MHz.

perturbação muito anterior, ou seja, pode haver uma defasagem não desprezível entre a perturbação da fase dos sinais ópticos e a sua devida correção. Portanto, para atrasos muito longos, o OPLL poderá perder por completo o controle da sintonia do laser escravo, levando-o a uma oscilação descontrolada.

Para verificar o comportamento do processamento de travamento do OPLL sob a influência do tempo de atraso na propagação do sinal, os resultados obtidos para a determinação da faixa de *lock-in* foram refeitos. As Figs. 4.29 (a) e (b) mostram as formas de onda do erro de fase instantâneo e da evolução da diferença entre as frequências dos lasers, respectivamente, para um OPLL de primeira ordem modificado, com uma separação inicial de frequências de 124 MHz e tempo de atraso de 1 ns. Pela Fig. 4.29 (a), pode-se verificar que esta separação inicial de frequências força o sinal de erro de fase a atingir o valor crítico de $-\pi/2$ rad. No entanto, este resultado indica que o OPLL sofreu uma redução na faixa de *lock-in* de 280 MHz para 124 MHz com a inclusão do tempo de atraso, ou seja, houve uma redução de 55,7% da faixa original determinada na Fig. 4.6. Pela Fig. 4.29 (b), nota-se que a evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers possui uma alteração no sentido do desvio de frequência do laser escravo desde o instante inicial até o instante de 1 ns. Durante este intervalo, a frequência do laser escravo se afasta da frequência do laser mestre. Com a introdução do tempo de atraso do laço, adiciona-se uma fase estática inicial à resposta temporal do fotodetector, quebrando-se a relação de quadratura entre as fases ópticas dos lasers assumida em (4.1). Desta forma, a partir do instante inicial, o OPLL força uma correção de fase ao laser escravo de forma a compensar a ausência da condição de quadratura. Em outras palavras, é como se o laser escravo fosse sintonizado por uma corrente de laço não nula para corrigir seu valor de fase e garantir a relação de quadratura na fotodetecção. Após a recuperação da quadratura, o OPLL passa a atuar de forma correta, corrigindo o sentido de deslocamento da frequência do laser escravo. Assim, o processo de travamento tenderá a se estender por um tempo mais longo que aquele gasto por um sistema ideal, para uma mesma separação inicial de frequências.



(a)

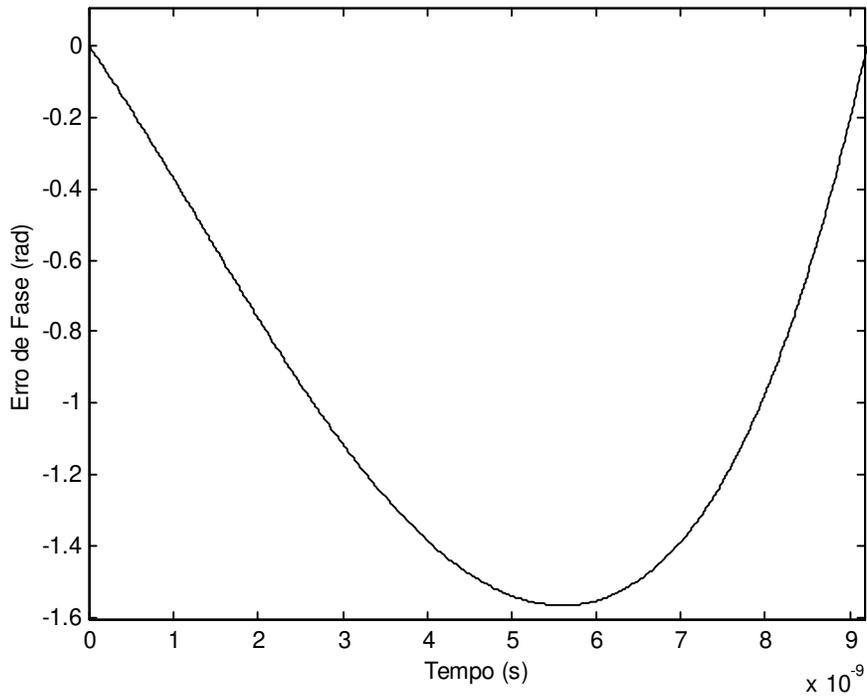


(b)

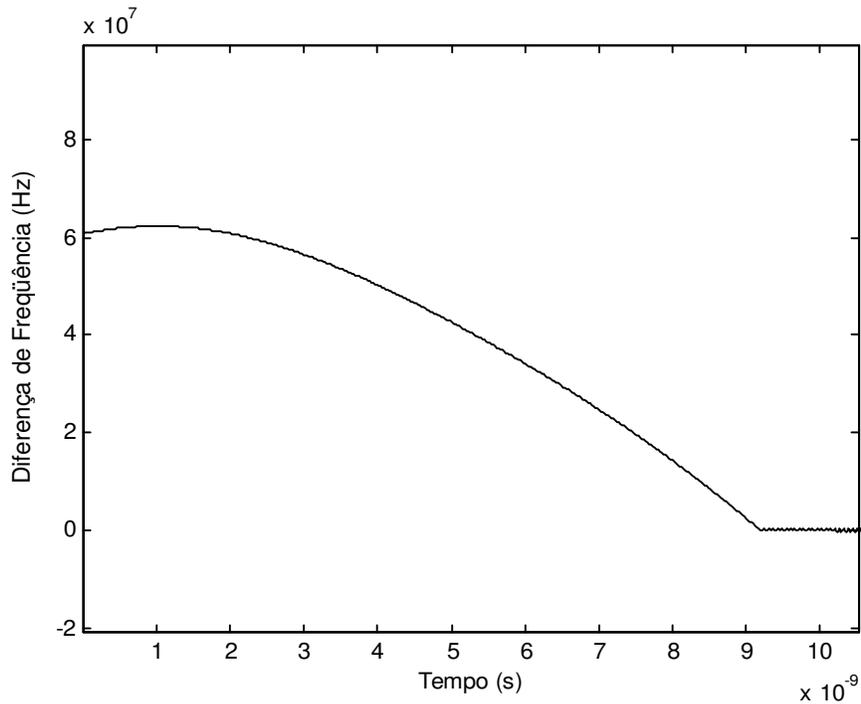
Fig. 4.29 - Formas de onda do (a) erro de fase instantâneo e da (b) evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers, durante o processo de travamento com tempo de atraso de 1 ns, para um OPLL de primeira ordem modificado e separação inicial de frequências 124 MHz.

O mesmo comportamento foi observado para o laço de segunda ordem ativo. As Figs. 4.30 (a) e (b) mostram as formas de onda do sinal na saída do fotodetector e da evolução temporal da diferença entre as frequências dos laser escravo e mestre, respectivamente, para uma separação inicial de frequências de 61 MHz e tempo de atraso de 1 ns. Para esta diferença inicial de frequência, o sinal erro de fase atinge o valor crítico de $-\pi/2$ rad, como pode ser visto pela Fig. 4.30 (a), sugerindo uma redução da faixa de *lock-in* de 69 MHz para 61 MHz, ou seja, uma redução de 11,5% do seu valor original sem atraso. Pela Fig. 4.30 (b), pode-se observar que a alteração no sentido do desvio de frequência do laser escravo no instante inicial é mais amena do que aquela da Fig. 4.29(b). Assim, a influência do tempo de atraso sobre o laço de segunda ordem em questão será menor que a sua influência sobre o laço de primeira ordem modificado apresentado anteriormente, pelo menos no que se diz respeito à aquisição do OPLL.

Aumentado-se o tempo de atraso de propagação do sinal, verificou-se que a faixa de *lock-in* se reduz ainda mais para as duas ordens de filtro analisadas. A Tab. 2 mostra os novos valores da faixa de *lock-in* para os laços de primeira ordem modificado (POM) e segunda ordem ativo (SO), assumindo-se os tempos de atraso de 1, 2 e 3 ns. Para estes valores de T_a , ambos os OPLLs permanecem estáveis. Com tempo de atraso de 2 ns, a faixa de *lock-in* do OPLL de primeira ordem modificado reduziu-se para 30 MHz, e a do laço de segunda ordem, para 52 MHz. A situação piora ainda mais com o tempo de atraso igual a 3 ns. A faixa de *lock-in* do OPLL de primeira ordem modificado cai para 4 MHz e a do laço de segunda ordem para 41 MHz. Nota-se, portanto, que o enlace de primeira ordem modificado é mais sensível à influência do tempo de atraso que o laço de segunda ordem em relação às análises da faixa de *lock-in*. Este comportamento é resultado das diferentes velocidades de travamento de cada laço, que são maiores para o caso de filtros de primeira ordem modificado. De fato, para um mesmo valor de tempo de atraso, a defasagem entre uma perturbação nas fases dos sinais ópticos e sua correção será maior quanto menor for o tempo de *lock-in*.



(a)



(b)

Fig. 4.30 - Formas de onda do (a) erro de fase instantâneo e da (b) evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers, durante o processo de travamento com tempo de atraso de 1 ns, para o OPLL de segunda ordem ativo e separação inicial de frequências de 61 MHz.

Tabela 2 - Influência do tempo de atraso na faixa de “lock-in”.

T_a	Lock-in P.O.M.	Redução	Lock-in S.O.	Redução
1 ns	124 MHz	55,7%	61 MHz	11,5%
2 ns	30 MHz	89,2%	52 MHz	24,6%
3 ns	4 MHz	98,5%	41 MHz	40,5%

Alterando-se as constantes de tempo do filtro de segunda ordem ativo para $\tau_1 = 4,5$ ns e $\tau_2 = 1,1$ ns, aumenta-se a faixa de *lock-in* de atraso nulo do OPLL de segunda ordem ativo para, aproximadamente, 280 MHz. Portanto, para esta nova situação, a velocidade de travamento e a influência do tempo de atraso também aumentam. A Tab. 3 mostra os novos valores da faixa de *lock-in* obtidos para o laço de segunda ordem. Por comparação entre os resultados, pode-se verificar que, na ausência de ruído, as reduções da faixa de *lock-in* foram praticamente idênticas para os laços de primeira ordem modificado e de segunda ordem em função do tempo de atraso na propagação do sinal. Neste caso, as velocidades de deslocamento da frequência do laser escravo são as mesmas para ambos os laços.

Tabela 3 - Influência do tempo de atraso na faixa de “lock-in”.

T_a	Lock-in P.O.M.	Redução	Lock-in S.O.	Redução
1 ns	124 MHz	55,7%	123 MHz	56%
2 ns	30 MHz	89,2%	31 MHz	88,9%
3 ns	4 MHz	98,5%	4 MHz	98,5%

O mesmo tipo de comportamento é observado para separações dentro da faixa de *pull-in*. Assim, com a influência do atraso, o aumento da diferença inicial entre as frequências dos lasers pode levar o OPLL a perder a aquisição e não mais atingir o travamento. Portanto, o tempo de atraso do laço também é responsável pela redução da faixa de *pull-in*.

Para longos atrasos na propagação do sinal pelo laço e um mesmo valor de ganho k fixo, o OPLL perderá o controle do desvio de frequência do laser escravo e não mais conseguirá atingir o travamento. A Fig. 4.31 mostra a fotocorrente para o processo de aquisição de um OPLL de segunda ordem ativo, para um valor de tempo de atraso de propagação de 20 ns e separação inicial de frequências de 10 MHz. Nesta situação e devido ao elevado ganho do OPLL, a defasagem entre a ocorrência de uma perturbação na fase de um dos sinais ópticos e sua correção pela realimentação do OPLL torna-se consideravelmente grande, de forma que o laço passa a oscilar de forma descontrolada (instabilidade).

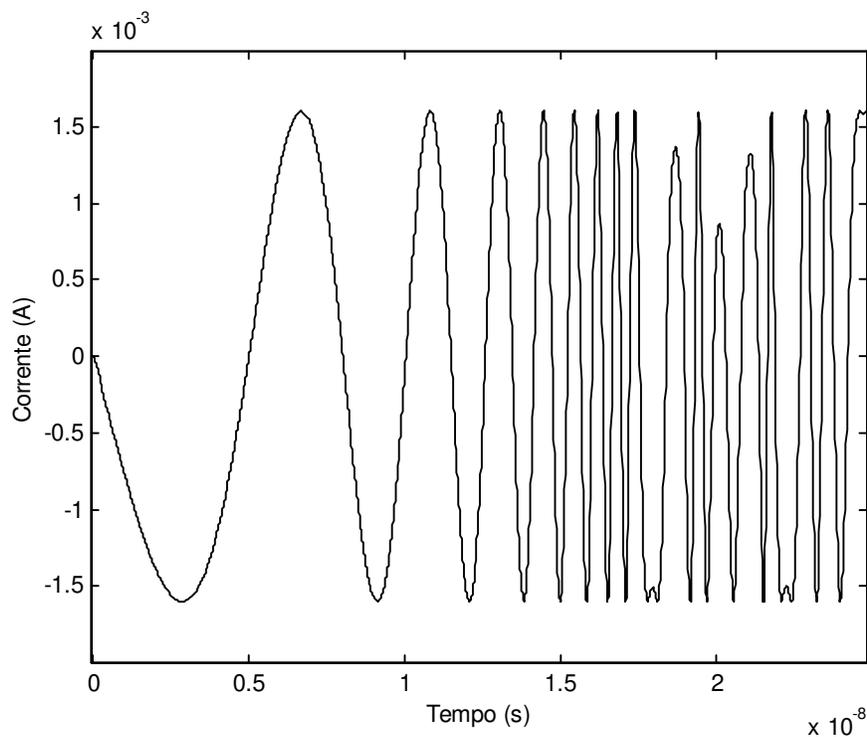


Fig. 4.31 - Oscilação da fotocorrente de um OPLL de segunda ordem ativo, para um valor de tempo de atraso de propagação de 20 ns.

4.5 - Limitações Apresentadas pelo Algoritmo

Nas simulações realizadas para o OPLL, duas limitações impediram a obtenção de alguns resultados. A primeira limitação do algoritmo deu-se no processo de aquisição, quando a separação inicial entre as frequências dos lasers era muito alta, da ordem, por exemplo, do valor do ganho do laço. Nesta situação, conseguiu-se apenas demonstrar o

início do processo de travamento. Acredita-se que a causa do problema esteja na forma da evolução temporal do erro de fase, que provoca um erro matemático para a expressão da fotocorrente em situações onde a diferença inicial entre as frequências dos lasers é grande. Um segundo problema, com origem provavelmente semelhante à do primeiro, foi constatado quando o OPLL perdeu o sincronismo para frequências de modulação acima de 10 MHz. Desta forma, não foi possível a determinação da máxima frequência de modulação FM para o qual o OPLL pode operar. A solução destas limitações ficam como sugestões para futuros trabalhos.

4.6 - Conclusão

Neste Capítulo, foram apresentados os resultados de simulações das características temporais de um OPLL homódino, utilizando-se componentes com resposta em frequência ideais e na ausência de ruído. Em relação à teoria clássica de OPLL do Capítulo 2, a análise apresentada desconsiderou o travamento inicial das fases ópticas totais dos lasers mestre e escravo e a linearização da resposta do fotodetector. Para as simulações, desenvolveu-se um algoritmo baseado nas respostas temporais de cada componente envolvido no laço, que foi capaz de realizar o deslocamento da frequência do laser escravo em direção ao travamento e manter a sincronização entre ambas as fases ópticas.

Para o laço de primeira ordem modificado, foram mostradas as formas de onda da fotocorrente e da evolução temporal da diferença entre as frequências dos lasers durante o processo de aquisição, evidenciando as faixas de *lock-in* e *pull-in*. Na primeira faixa, a amplitude da fotocorrente não atinge o seu máximo valor possível, definido pelo termo de ganho do fotodetector, e o laço alcançará o travamento no primeiro transiente de fase. O extremo da faixa de *lock-in* é determinado quando o sinal erro de fase instantâneo atinge o valor crítico de $\pm\pi/2$ rad, fazendo com que a amplitude da fotocorrente assuma o seu máximo valor. Para os parâmetros do laço adotados, o OPLL de primeira ordem modificado apresentou uma faixa de *lock-in* de 280 MHz. Com diferenças entre as frequências dos sinais ópticos maiores que esse limite, foi possível observar o escorregamento de ciclos na fotocorrente e, conseqüentemente, a perda momentânea do processo de aquisição. A faixa de *pull-in* do laço foi de 1,12 GHz, sendo que, acima desta frequência, o ganho do laço não é suficiente para realizar o travamento e o sistema passa a

apresentar escorregamentos de ciclos de forma constante. Finalmente, demonstrou-se que a sincronização consegue ainda ser mantida mesmo quando o laser mestre está submetido a uma modulação FM. Pôde-se verificar que as variações na frequência do sinal óptico do laser mestre são transformadas em variações de corrente na saída do fotodetector, que controlam o laser escravo no sentido de manter o sistema travado.

Para o laço de segunda ordem, utilizaram-se os filtros passivo e ativo. Pode-se verificar que, com o filtro ativo, a fotocorrente residual tende a um valor muito pequeno, devido ao alto ganho DC do filtro. Ao contrário do laço de primeira ordem modificado, o controle do comportamento do laço de segunda ordem através da frequência natural e do fator de amortecimento torna-se eficiente, o que permite, por exemplo, determinar-se, analiticamente, a faixa de *lock-in* do sistema. Com os parâmetros empregados nas simulações, a faixa de *lock-in*, tanto para o laço passivo quanto para o ativo, foi de 69 MHz. A faixa de *pull-in* para o laço passivo foi de 1,12 GHz, ou seja, igual ao ganho total do laço, e para o laço ativo, tendeu para valores infinitos.

Por último, verificou-se a influência do atraso de propagação do sinal pelo laço durante o processo de aquisição. Do instante inicial até o tempo gasto para a propagação do sinal, o laço não possui o controle imediato sobre o desvio de frequência do laser escravo e faz com que esta se distancie da frequência do laser mestre. Como consequência, há uma redução da faixa de *lock-in* do sistema. Na ausência de ruído, a redução desta faixa é mais drástica quanto maior for a velocidade do desvio de frequência do laser escravo em direção ao travamento. Para longos tempos de atraso, o laço perde o controle sobre o deslocamento da frequência do laser escravo e o OPLL passa a apresentar uma oscilação descontrolada.

Capítulo 5

Conclusão

Na teoria clássica apresentada no Capítulo 2, foram obtidas as funções de transferências de malha aberta, de malha fechada e de erro para o OPLL. A partir destas funções, verificou-se que a largura de faixa e a estabilidade do laço são determinadas pelo tipo de filtro utilizado. Para a análise de ruído, foram identificadas as principais fontes de ruído de fase que perturbam o laço. Este ruído de fase causa flutuações no erro de fase residual em torno de seu valor estático. A ação do OPLL introduzirá a devida correção na fase do laser escravo, a fim de induzir o seu travamento em relação ao laser mestre e mantê-lo travado enquanto o caminho de realimentação estiver fechado. O travamento é alcançado quando a diferença entre as frequências dos lasers mantém uma relação fixa ($\Delta\omega = 0$ para o caso homódino e $\Delta\omega \neq 0$ para o caso heteródino) e o sinal erro de fase tende a se anular. Dependendo da intensidade do ruído de fase dos lasers semicondutores, da intensidade do ruído balístico do fotodetector e do tempo de atraso na propagação do sinal, o OPLL poderá não adquirir ou vir a perder o travamento entre as fases dos sinais ópticos. Para se estabelecer critérios de desempenho para o OPLL, apresentaram-se análises de supressão de ruído por meio do espectro do sinal de erro de fase e da variância do erro de fase.

O espectro do sinal de erro de fase apresenta um conjunto de informações mais completo a respeito do comportamento do OPLL. Através deste critério, é possível determinar-se a largura de banda do laço por meio de uma comparação direta entre o ruído presente na saída do fotodetector antes e depois da ação do OPLL. Este critério permite, também, a determinação da estabilidade da realimentação através da observação do comportamento da curva do espectro do sinal de erro de fase. Assim, quando as condições de estabilidade não são satisfeitas, o espectro apresenta um pico na frequência crítica, indicando um estado oscilatório para o laço. Já a variância do erro de fase é uma forma mais simples de se medir o desempenho do laço, pois a supressão do ruído é representada apenas por um valor numérico. Por exemplo, sistemas com desempenho satisfatório devem apresentar variância da ordem de $0,01 \text{ rad}^2$. Para grandes dispersões, ou seja, valores altos

de variância, o sinal de erro de fase pode exceder $\pm\pi/2$ rad e levar o OPLL a apresentar escorregamento de ciclos de forma constante. Empiricamente, pode-se chegar a uma relação para o tempo médio entre a ocorrência de escorregamento de ciclos e a variância do OPLL. Projetistas assumem o valor de 10 anos como um intervalo entre escorregamento de ciclos suficiente para garantir uma boa estabilidade ao OPLL. Deste procedimento, torna-se possível criar pré-requisitos para as larguras de linha dos lasers que são aceitáveis para o bom desempenho de OPLLs. Verificou-se que uma combinação entre as larguras de linha dos lasers de poucas dezenas de megahertz e tempo de atraso do laço de poucos nanossegundos impede que o travamento do OPLL aconteça. Sob estas condições, a variância pôde facilmente atingir o valor crítico de $\pi^2/4$ rad² e o tempo médio entre os escorregamentos de ciclos cair para menos de 1 s. Levando-se em consideração a ordem do OPLL, da comparação entre os laços de primeira ordem modificado e de segunda ordem, constatou-se que o primeiro pode possuir um desempenho melhor que o do último quando a relação entre largura de linha e tempo de atraso é observada.

Com o uso do algoritmo desenvolvido, apresentado no Capítulo 4, e as equações de taxa de lasers semicondutores, apresentadas no Capítulo 3, demonstrou-se o comportamento transitório dos enlaces de primeira ordem modificado e de segunda ordem passivo e ativo para um OPLL homódino. No processo de aquisição, utilizaram-se várias separações de frequências iniciais entre os lasers mestre e escravo, determinando-se as faixas de *lock-in* e *pull-in*. Com o ganho total do OPLL, a frequência natural e o fator de amortecimento definidos, além da escolha de um determinado tipo de laser escravo, obteve-se uma a faixa de *lock-in*, para o OPLL de primeira ordem modificado sem atraso, de 280 MHz. Para o laço de segunda ordem sem atraso, a mesma faixa foi de 69 MHz. A faixa de *pull-in* para os laços de primeira ordem modificado e segunda ordem passivo sem atrasos foi de 1,12 GHz. Este valor é aproximado, pois com a variação da corrente injetada no laser escravo, há a variação da sua potência óptica de saída, o que altera o ganho total instantâneo do laço. No OPLL de segunda ordem ativo sem atraso, devido ao elevado ganho DC do filtro, a faixa de *pull-in* tende a valores muito altos e pode ser considerada infinita. Particularmente, para o travamento na faixa de *pull-in*, demonstrou-se o efeito dos escorregamentos de ciclos na forma de uma onda da fotocorrente. Observou-se, também, que um nível médio de fotocorrente é gerado durante o processo de travamento e é

responsável pela sintonia do laser escravo. Esta corrente, conhecida como corrente de *pull-in*, dá origem ao erro de fase estático após o processo de aquisição se completar.

Para se verificar a propriedade de sincronismo do OPLL, modulou-se a frequência do laser mestre com um sinal senoidal de amplitude e de frequência de modulação de 10 MHz. Para esta situação, a frequência do laser mestre foi modificada continuamente. Se o OPLL se encontra travado, esta perturbação no sinal do laser mestre causa uma resposta da fotocorrente que é processada pelo filtro do laço e aplicada no laser escravo. Observou-se que a frequência do laser escravo segue as variações do sinal do laser mestre, mantendo a sincronização previamente adquirida. Uma outra característica observada foi a reprodução do sinal de modulação na fotocorrente, sugerindo que o conteúdo de modulação FM do laser mestre poderia ser recuperado pelo OPLL. Infelizmente, devido às dificuldades encontradas durante as simulações, não foi possível se obter a máxima frequência para o sinal modulante.

Finalmente, demonstrou-se o efeito do tempo de atraso no processo de aquisição de travamento do OPLL, sob condições de ausência de ruído. Verificou-se que a faixa de *lock-in* tem o seu valor reduzido com a introdução do atraso e que o laço fica mais sensível à medida que a velocidade de travamento aumenta. Assim, para uma primeira comparação entre os laços de primeira ordem modificado e de segunda ordem, observou-se que a faixa de *lock-in* do laço de primeira ordem modificado torna-se mais sensível à influência do tempo de atraso. Numa segunda comparação, quando os OPLLs destas duas ordens possuem velocidades de travamento semelhantes, constatou-se que a redução nas faixas de *lock-in* foram praticamente iguais. Por fim, demonstrou-se a instabilidade do OPLL para longos tempos de atrasos.

É evidente que o modelo desenvolvido neste trabalho deve ser aperfeiçoado. Primeiramente, as limitações descritas na Seção 4.5 (travamento para grandes separações de frequência e sincronismo para altas frequências de modulação) devem ser abordadas e resolvidas. A partir destas correções, deve-se incorporar os efeitos da resposta em frequência de cada componente envolvido na malha de realimentação. O avanço mais significativo para os resultados de simulação é a introdução do ruído das principais fontes de ruído, como o ruído de fase dos lasers e o ruído balístico do fotodetector. Desta forma, será

possível a análise completa do processo de aquisição e sincronismo, da estabilidade e da supressão de ruído. E, não menos importante, a adoção de modelos para outros tipos lasers, como o laser DFB e o de poços quânticos, deve ser investigada.

Referências Bibliográficas

- [1] S. RYU: “Coherent Lightwave Communication Systems”, 1^a ed., Artech House, EUA, 1995.
- [2] R. T. RAMOS: “Optical Phase-Lock Loops Using Semiconductor Lasers”, tese de doutorado, Dept. of Electronic and Electrical Engineering, University College London, England, 1992.
- [3] R. RAMASWAMI e K. N. SIVARAJAN: “Optical Networks - A Practical Perspective”, 1^a ed., Morgan Kaufmann, 1998.
- [4] J. J. PAN e Y. SHI: “Dense WDM multiplexer and demultiplexer with 0.4 nm channel spacing”, *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 1, pp. 74-75, 1998.
- [5] J. D. T. KRUSCHWITZ: “Bandwidth reduction technique for multilayer wavelength division multiplexing (WDM) bandpass filters”, *Appl. Opt.*, vol. 39, no. 34, pp. 6527-6528, 2000.
- [6] U. GLIESE: “Optical Generation of Microwave Signal”, tese de doutorado, Electromagnetics Institute, Technical University of Denmark, Lyngby, Denmark, 1992.
- [7] A. C. BORDONALLI: “Optical Injection Phase-Lock Loops”, tese de doutorado, Dept. of Electronic and Electrical Engineering, University College London, England, 1996.
- [8] A. C. BORDONALLI, C. WALTON e A. J. SEEDS: “High-performance phase locking of wide linewidth semiconductor lasers by combined use of injection locking and optical phase-lock loop”, *J. Lightwave Technol.*, vol 17, no. 2, pp. 328-342, 1999.
- [9] M. S. GONÇALVES e A. C. BORDONALLI: “Simulação do comportamento transitório de laços de travamento de fase óptica para aplicações em sistemas WDM”,

Anais do XIX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Fortaleza, CE, Brasil, CD-rom, 2001.

- [10] M. S. GONÇALVES e A. C. BORDONALLI: “Modelamento de laços de travamento de fase óptica para aplicação em sistemas WDM”, Anais do X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, Recife, PE, Brasil, no prelo.
- [11] M. S. GONÇALVES e A. C. BORDONALLI: “Optical phase-lock loop modeling for WDM system applications”, Anais do 2002 International Telecommunications Symposium, Natal, RN, Brasil, no prelo.
- [12] L. G. KAZOVSKY: “Balanced phase-locked loops for optical homodyne receivers: performance analysis, design considerations, and laser linewidth requirements”, *J. Lightwave Technol.*, vol LT-4, no. 2, pp. 182-195, 1986.
- [13] L. G. KAZOVSKY e D. A. ATLAS: “A 1320-nm experimental optical phase-locked loop: performance investigation and PSK homodyne experiments at 140 Mb/s and 2 Gb/s”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, pp. 1414-1425, 1990.
- [14] D. J. MALYON, D. W. SMITH e R. WYATT: “Semiconductor laser homodyne optical phase-locked loop”, *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 8, pp. 421-422, 1986.
- [15] J. M. KAHN, A. H. GNAUCK, J. J. VESELKA, S. K. KOROTKY e B. L. KASPER: “4-Gb/s PSK homodyne transmission system using phase-locked semiconductor lasers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, no. 4, pp. 285-287, 1990.
- [16] C. H. SHIN e M. OHTSU: “Heterodyne optical phase-locked loop by confocal Fabry-Perot cavity coupled AlGaAs lasers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, no. 4, pp. 297-300, 1990.
- [17] D. A. ATLAS e L. G. KAZOVSKY: “Optical PSK synchronous heterodyne experiments at 560 Mbit/s through 4 Gbit/s”, *J. Opt. Commun.*, vol. 12, no. 4, pp. 130-137, 1991.

- [18] J. D. KRAUS e D. A. FLEISCH: “Electromagnetics with Applications”, 5^a ed., McGraw-Hill, EUA, 1999.
- [19] F. M. GARDNER: “Phaselock Techniques”, 2^a ed., John Wiley & Sons Inc., EUA, 1979.
- [20] P. V. BRENNAM: “Phase Locked Loops Principles and Practice”, 1^a ed., MacMillan, EUA, 1995.
- [21] A. J. VITERBI: “Principles of Coherent Communication”, 1^a ed., McGraw-Hill, EUA, 1966.
- [22] M. OHTSU: “Highly Coherent Semiconductor Lasers”, 1^a ed., Artech House, EUA, 1992.
- [23] G. P. AGRAWAL e N. K. DUTTA: “Semiconductor Lasers”, 2^a ed., Van Nostrand Reinhold, EUA, 1993.
- [24] R. T. RAMOS e A. J. SEEDS: “Comparison between first-order and second-order optical phase-lock loops”, *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, vol. 4, no. 1, pp. 6-8, 1994.
- [25] G. P. AGRAWAL: “Fiber-Optic Communication Systems”, 2^a ed., John Wiley, 1997.
- [26] G. KEISER: “Optical Fiber Communication”, 2 ed., McGraw-Hill, EUA, 1983.
- [27] J. SENIOR: “Optical Fiber Communication, Principles and Practice”, 2^a ed., Prentice-Hall, EUA, 1985.
- [28] W. F. GIOZA, E. CONFORTI e H. WALDMAN: “Fibras Ópticas, Tecnologia e Projeto de Sistemas”, 1^a ed., Makron Books, Brasil, 1991.
- [29] P. E. GREEN Jr.: “Fiber Optic Networks”, 1^a ed., Prentice Hall, EUA, 1993.
- [30] J. GOWAR: “Optical Communication Systems”, 1^a ed., Prentice Hall, EUA, 1984.

- [31] H. ZANGER e C. ZANGER: “Fiber Optics - Communication and Other Applications”, 1^a ed., Maxwell Macmillan, EUA, 1991.
- [32] J. HECHT: “Understanding Lasers: an Entry-Level Guide”, 1^a ed., H. W. Sams, EUA, 1988.
- [33] B. SALEH e M. TEICH: “Fundamental of Photonics”, 1^a ed., Wiley, EUA, 1991.
- [34] J. R. REITZ e F. J. MILFORD: “Foundations of Electromagnetics Theory”, 2^a ed., Addison-Wesley, EUA, 1966.
- [35] S. M. ROSSI e E. MOSCHIM: “Performance of high speed optical fiber systems”, Anais do Semopto’97, INATEL, Santa Rita do Sapucaí, Brasil, 1997.
- [36] P. J. CORVINI e T. L. KOCH: “Computer simulation of high-bit-rate optical fiber transmission using single-frequency lasers”, *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, pp. 1591-1595, 1987.
- [37] T. L. KOCH e J. E. BROWERS: “Nature of wavelength chirping in directly modulated semiconductor lasers”, *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 1038-1039, 1984.
- [38] L. A. HOFFMAN: “Receiver Design and the Phase-Lock Loop”, Aerospace Corporation, EUA, 1963.
- [39] J. G. TRUXAL: “Automatic Feedback Control System Synthesis”, 1^a ed., McGraw-Hill, EUA, 1955.
- [40] M. Z. WIN e R. A. SCHOLTZ: “Optical phase-locked loop (OPLL) for an amplitude modulated communications link using solid-state lasers”, *IEE J. S. A. Comm.*, vol. 13, no.3, 1995.