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

UNICAMP-FEEC-DMO
C. P. 6101
13083-970 CAMPINAS-SP, BRASIL

Mistura e Geração Experimental de Sinais de Microonda Empregando Amplificadores Ópticos Semicondutores

Adriano Domingos Neto

Orientador: **Evandro Conforti**

Co-Orientador: **Aldário Chrestani Bordonalli**

Dissertação de Mestrado

Campinas-SP
Brasil/1998

Este exemplar corresponde a redação final da tese defendida por Adriano Domingos Neto e aprovada pela Comissão Julgada em 15/05/98
Evandro Conforti
Orientador

BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA
UNICAMP

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

UNIDADE BAE/FEEC
N.º CHAMADA:
D713a
V. Ex.
TOMBO BC/ 34612
PROC. 395/98
C [ ] D [x]
PREÇO R$ 11,00
DATA 01/05/98
N.º CPD
CM.00114263-5

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

Domingos Neto, Adriano

D713a Mistura e geração experimental de sinais de microonda empregando amplificadores ópticos semicondutores. / Adriano Domingos Neto.--Campinas, SP: [s.n.], 1998.

Orientadores: Evandro Conforti, Aldário Chrestani Bordonalli.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Receptores de microondas. 2. Amplificadores óticos. 3. Detecção de sinais. 4. Moduladores de luz. I. Conforti, Evandro. II. Bordonalli, Aldário Chrestani. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
E DE COMPUTAÇÃO

Mistura e Geração Experimental de Sinais de Microonda Empregando Amplificadores Ópticos Semicondutores

Adriano Domingos Neto

Orientador: **Evandro Conforti**
Co-Orientador: **Aldário Chrestiani Bordonalli**

Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de **Mestre em Engenharia Elétrica**

Campinas, 15/05/98

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
E DE COMPUTAÇÃO

Mistura e Geração Experimental de Sinais de Microonda Empregando Amplificadores Ópticos Semicondutores

Adriano Domingos Neto
Orientador: **Evandro Conforti**
Co-Orientador: **Aldário Chrestiani Bordonalli**

Dissertação de Mestrado

Banca Examinadora:

- Prof. Dr. **Evandro Conforti** - Presidente
  Doutor pela Universidade Estadual de Campinas - Brasil 1983
  Local de Trabalho: Departamento de Microonda e Óptica
  Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
  Universidade Estadual de Campinas

- Prof. Dr. **Murilo Araujo Romero** – Membro Externo
  Doutor pela Universidade de Drexel/Philadelphia - USA 1995
  Local de Trabalho: Escola de Engenharia de São Carlos
  Universidade de São Paulo - USP

- Prof. Dr. **José Ricardo Descardeci** – Membro
  Doutor pela Universidade de Londres – Inglaterra 1996
  Local de Trabalho: Departamento de Microonda e Óptica
  Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
  Universidade Estadual de Campinas

AGRADECIMENTOS

"Farás, também, as tábuas para o tabernáculo, de madeira de cetim, que estarão levantadas. (Êxodo 26-15)"

- Acredito que, tal como a madeira de cetim, não sendo a de melhor qualidade de entre outras que Deus poderia escolher para nelas escrever os mandamentos ao Seu povo, foi selecionada para mostrar que para grandes valores e objetivos a simplicidade é o principal fundamento. Esta tese não deixa de ter sua validade para manter levantada em mim, e não só, o desejo de seguir caminhando no "deserto" da pesquisa científica.

- Daí, meu agradecimento e louvor ao **Deus Todo Poderoso** por ter tornado possível a realização desta tese de mestrado.

- Quero muito cordialmente agradecer ao **Prof. Dr. Evandro Conforti**, pela orientação da tese, ao **Prof. Dr. Aldário Chrestani Bordonalli**, pela co-orientação da tese, e ao **Prof. Dr. Claudio Ribeiro Lima** pela ajuda prestada nos trabalhos desta tese.

- Um agradecimento especial à minha esposa, **Teresa J. A. S. Neto** e filha **Makiesse Titina L. B.** pelo amor e carinho com que me brindaram durante todo o período de realização dos estudos de mestrado.

- Meus agradecimentos para meus **pais**, **irmãos** e **irmãs** pelo tanto que têm feito, em Angola, minimizando minhas saudades da família e da terra natal.

- Um abraço de agradecimento aos **Prof. Dr. João S. Teta** e **Prof. Dr. Pedro S. Teta** por recomendarem-me aos estudos de mestrado.

- Elevo mais agradecimentos a **todos professores** e **colegas do Departamento de Microondas e Óptica** pelas discussões e aconselhamentos em vários momentos dos meus trabalhos na tese.

- A **CNpQ** meus sinceros agradecimentos pelo suporte financeiro, sem o qual este trabalho não seria possível, dado aos meus estudos de mestrado.

- Que a Graça e Paz do Deus Todo Poderoso vos proteja e conceda muitas bênçãos em vosso viver.

Em Angola se fala assim: ***Nzambi a my bane dibeçá***

ABSTRACT

Recently, the development of techniques that allow optical transmission and generation of microwave and millimetre-wave signals have received significant attention, mainly due to the fact that considerably low-noise optical wavelenght-division multiplexed systems are available to transmit large amounts of data throughout many points interconnected by optical fibre before antenna radiation, improving overall system noise figure. Many techniques for transmission and reception in these systems require complex and costly schemes to achieve reasonable performance.

In this work, a technique for microwave and, potentially, millimetre-wave generation, using commercially available devices, is proposed. Basically, a simple coherent-type system uses the cross-gain saturation property of semiconductor optical amplifiers to mix the fundamental and harmonic frequencies of a modulated local oscillator laser signal with those of an also modulated incoming optical carrier. By carefully choosing the optical signal modulation frequencies, components at the sum and difference frequencies can be observed within the microwave bandwidth after photodetection.

This work demonstrates experimentally that the semiconductor optical amplifier cross-gain property can be used in the mixing of two 8-nm spaced modulated optical carriers. In a first experiment, the mixing property was investigated for one and two optical amplifiers. It was observed a superior performance for the two-amplifier set-up, since the detected sum and difference components, at 650 and 150 MHz, respectively, had a 20 dB power level gain in relation to the one amplifier application. The experiment was then repeated with different optical signal modulation frequencies and resulted in 1,7 GHz and 300 MHz for the sum and difference frequencies, respectively, despite the low power level for these components, mainly due to technical limitations.

RESUMO DA TESE

Nesta tese, no primeiro experimento, foi obtido o sinal de batimento a partir dos sinais ópticos de dois lasers de cavidade externa (um sintonizável e outro não sintonizável) misturados no fotodetetor.

O laser 2 gera um sinal óptico de λ_2 = 1,5416 μm enquanto que o laser 1 gera um sinal óptico de λ_1 = 1,5496 μm. Para prevenir reflexões do sinal óptico ao laser são colocados isoladores ópticos. O comprimento de onda λ_1 foi controlado através do controle de temperatura da cavidade externa do laser 1. A sintonia de λ_2 foi realizada mecanicamente. Os dois sinais sofrem ajuste do estado de polarização (SOP) através dos polarizadores 1 e 2 colocados nos percursos dos dois sinais. Devido a menor pureza espectral do sinal do laser 1, o seu sinal passa pelo filtro óptico antes que os dois sinais (λ_1 e λ_2) sejam juntados pelo acoplador direcional. Os sinais saídos do acoplador direcional são misturados e detectados pelo fotodetetor cujo sinal de saída na freqüência de diferença (sinal de batimento), f ≈ 1,28 *GHz*, é apresentado no analisador de espectro. Em outra saída, antes do fotodetetor, o sinal óptico pode ser conectado ao analisador de espectro óptico. Maior resolução da aproximação entre os espectros dos dois sinais ópticos, é conseguida usando o interferômetro Fabry-Perot.

Na segunda parte desta tese comprovam-se, experimentalmente, as propriedades não lineares do amplificador óptico semicondutor (SOA) que, além de proporcionar amplificação para os sinais que se propagam pela fibra (> 10 dB), produz, devido a suas características não-lineares, a mistura de duas portadoras ópticas, distantes de 8 nm. O laser 1 do transmissor óptico (TO) foi diretamente modulado com um sinal de modulação na freqüência f_{TO} = 250 *MHz*. Ao laser 2 do oscilador local (LO) foi imposta a modulação externa através do modulador Mach-Zehnder (MZ) na freqüência de modulação f_{LO} = *400 MHz*. O sinal, com as freqüências de modulação e componentes de intermodulação resultantes dessas freqüências (f_{LO} = *400 MHz*, f_{TO} = 250 *MHz*, $f_{IF} = f_{LO} - f_{TO}$ = *150 MHz*, $f_s = f_{LO} + f_{TO}$ = 650 *MHz*, $f_5 = f_s - f_{IF}$ = *500 MHz*), é detectado na saída pelo fotodetetor e apresentado no analisador de espectro elétrico. Alternativamente o sinal de saída do SOA pode ser conectado ao analisador de espectro óptico antes de conectar o sinal óptico ao fotodetetor.

Na seqüência, comprovam-se, experimentalmente, a mistura de duas portadoras ópticas, distantes de 8 nm e moduladas em f_{TO} = 700 *MHz* e f_{LO} = *1 GHz*. Após filtragem de uma das portadoras e detecção, o sinal detectado apresenta as freqüências f_{LO} = *1 GHz*, f_{TO} = 700 *MHz*, $f_{IF} = f_{LO} - f_{TO}$ = *300 MHz*, $f_s = f_{LO} + f_{TO}$ = 1,7 *GHz*, $f_5 = f_s - f_{IF}$ = *1,4 GHz*. Note-se que a freqüência de f_s = 1,7 *GHz* e f_5 = *1,4* GHz encontram-se na faixa de microonda, o que prova ser possível a geração de sinais de microonda empregando amplificadores ópticos semicondutores. Nos dois experimentos os resultados obtidos concordam com a previsão teórica.

ABREVIATURAS E SÍMBOLOS USADOS

MO - microonda
LO - "local oscilator" - oscilador local
x - sinal de entrada
y - sinal de saída do sistema
A - coeficiente linear
B, C, D, E, F - coeficientes do sistema não linear
E - amplitude do campo elétrico do sinal óptico [V/m]
ϕ - fase do sinal óptico [rad]
ω - freqüência angular [rad/seg]
t - tempo [seg]
$E(t)$ - campo elétrico (instantâneo) do sinal óptico, [V/m]
$I_{ph}(t)$ - corrente de saída do fotodetetor [A]
m(t) - sinal de modulação
$P(t)$ - potência instantânea do sinal óptico[W]
P - potência do sinal [W]
$\pi = 3, 14$ - constante
f - freqüência do sinal óptico [Hz]
V_π - tensão de meia onda do modulador [V]
J_i - i^{ma} função de Bessel de 1ª ordem,
OFLL - "optical frequency locked loop" - laço óptico de freqüência travada
OPLL - "optical phase-locked loop" - laço óptico de fase travada
OIL - "optical injection locking" - travamento por injeção
OIPLL - "optical injection - PLL" - laço óptico de fase travada por injeção
IF - "intermediate frequency" - freqüência intermediária
φ_s - fase do sinal [rad]
φ_{LO} - fase do LO [rad]
PD - fotodetetor
APD - fotodiodo de avalanche
Si - silício
Ge - germâno
InGaAs - arseno de gálio índio
InGaAsP - arseno-fosfeto de gálio índio
λ - comprimento de onda [m]
I - corrente média [A]
R - responsividade do fotodetetor [A/W]
hf - energia do foton [J]
SOA - amplificador óptico semicondutor
Φ - fluxo total de fotons [seg^{-1}]
η - eficiência quântica do fotodetetor
A - área do feixe óptico [m^2]
$\eta_o = 377$ - impedância caraterística [Ω]
DC - "direct current" - corrente constante
AM - modulação em amplitude
FM - modulação em freqüência
P_s - potência de pico do sinal recebido [W]
ASK - "amplitude-shift keying" - chaveamento por deslocamento de amplitude
PSK - "phase-shift keying" - chaveamento com deslocamento de fase

FSK - "frequency-shift keying" - chaveamento com deslocamento de freqüência
$h = 6.63 \times 10^{-34}$ - constante de Planck [J.s]
B - largura de banda [Hzl
$e = 1, 6202.10^{-9}$ - carga do elétron [C]
P_s/hf - número de fotons por segundo [seg^{-1}]
R_L - resistência de carga [Ω]
SNR - razão sinal ruído
σ_i^2 - variança de ruído *[dB]*
AR - anti-refletora
MQW - "multiple-quantum well" - múltiplo poço quântico
f_a - freqüência acústica [Hz]
TE - modo transversal elétrico
TM - modo transversal magnético
L - comprimento [m]
υ_g - velocidade de grupo [m/seg]
n_{sp} - fator de emissão espontânea [adimensional]
α_m - perda equivalente do espelho [l/m]
R - refletividade do espelho [adimensional]
g - coeficiente de ganho [cm^2]
L_t - comprimento total - [m]
P_s - potência de saturação [W]
T_1 - tempo de vida da população atômica no estado de base [ms].
T_2 - tempo de vida da população atômica no estado excitado [ps]
FWHM - largura de banda total em metade do ganho maximo [Hz]
$G(\omega)$ - ganho [seg^{-1}]
F_n - figura de ruído do amplificador [adimensional]
σ_s^2 - ruído balística [dB]
Δf - largura de banda do fotodetetor [Hz]
S_{sp} - densidade espectral do ruído de emissão espontânea [A^2/Hzl
n_{sp} - fator de emissão espontânea [seg^{-1}]
N_1 - população atômica do estado base [cm^{-3}]
N_2 - população atômica do estado excitado [cm^{-3}]
Γ - fator de confinamento
$c = 3.10^8$ - velocidade da luz [m/seg]
IM-DD - "intensity modulation/direct detection" - modulação de intensidade por deteção direta
$LiNbO_3$ - "Lithium Niobate" - niobato de lítio
RF - "rádio-frequency" - rádio freqüência
ϕ_o - fase de polarização DC [rad]
T_D - perdas de acoplamento [dB]
$M_{co}(f)$ - amplitude normalizada em freqüência da resposta do modulador [dB]
X_{co}, Y_{co} - coordenadas da cavidade do modulador
$\Delta\phi_{co}(f, t_o)$ - deslocamento de fase [rad]
J_n - função de Bessel de ordem n
TW - "Traveling wave" - onda caminhante
OR - resposta óptica do modulador [dB]
IMD - "intermodulation distortion" - Distorção de intermodulação
MZ - Mach-Zehnder
FOL - enlace de fibra óptica
CL - perda de conversão do FOL com conversão para abaixo
EDFA - "Er-doped-fiber amplifier" - amplificador a fibra dopada com ébrio
T - temperatura de ruído [^{0}K]

TO - transmissor óptico
WDM - "wavelength-division multiplexing" - multiplexação por divisão de comprimento de onda
FDM - "frequency-division multiplexing" - multiplexação por divisão em freqüência
SCM - "Subcarrier multiplexing" - multiplexação de subportadoras
LAN - "local-area network" - redes locais
CATV - "Community antenna television" - TV a cabo
CET - circuito de estabilização de temperatura
IFP - interferômetro de Fabry Perot
SOP - "state of polarization" - estado da polarização

Índice

1 Introdução **5**

1.1 Histórico 5

1.2 Objetivos e apresentação da tese 6

1.3 Áreas de Aplicação 7

1.3.1 Geração e distribuição óptica de sinais de microonda 7

1.3.2 Sistemas Fibra-Rádio 8

2 Conceitos de Heterodinagem de Sinais Ópticos **11**

2.1 Resultados da heterodinagem de dois sinais de entrada senoidais 11

2.1.1 Conversão de Frequência 16

2.2 Geração óptica de sinais de MO 17

2.2.1 Técnicas de geração óptica através de dois sinais ópticos. 18

2.2.2 Técnicas de controle de duas fontes ópticas 20

2.2.3 Técnicas de geração através de um único sinal óptico 24

3 Fundamentos teóricos da deteção heteródina com diferentes misturadores **27**

3.1 Fotodetetor (PD) 27

3.2 Amplificador Óptico Semicondutor (SOA) 33

3.2.1 Conceitos Gerais 33

3.2.2 Espectro do ganho e largura de banda 33

3.2.3 Ganho de saturação 35

3.2.4 Mistura de dois sinais ópticos 36

3.2.5 Ruído do amplificador 37

3.3 Moduladores Mach-Zehnder (MZ) 39

3.3.1 Dependência da tensão de meia onda (V_π) com a frequência 40

3.3.2 Desempenho do modulador 41

3.3.3 Modulador polarizado em quadratura 42

3.3.4 Par de moduladores em cascata polarizados em quadratura 44

3.3.5 Modulador polarizado para máxima transmissão 45

3.4 Comparação dos dispositivos 46

4 Projeto Opto-eletrônico **50**

4.1 Apresentação do projeto opto-eletrônico 50

4.2 Laser semicondutor de cavidade externa sintonizável 51

4.3 Circuito de Estabilização de temperatura 54

4.4 Circuito de Polarização do Laser 56

5 Montagens experimentais **60**

5.1 Sistema de heterodinagem óptica 60

5.2 Sistema de heterodinagem elétrica (conversão para baixo) 65

6 Conclusões **72**

6.1 Proposta para futuros trabalhos 73

Lista de Figuras

1-1 Conceito de Receptor Óptico de conversão 5

1-2 Geração óptica de sinais de MO através do processo heteródino 8

1-3 Esquema simplificado do sistema fibra-rádio 9

2-1 O misturador é fundamentalmente um multiplicador 12

2-2 Produtos de IM de ordem par, na saida do sistema não linear, acima e abaixo dos sinais de entrada f1 e f2 15

2-3 Produtos de IM de ordem ímpar, na saida do sistema não linear, acima e abaixo dos sinais de entrada f1 e f2 15

2-4 a) Mistura de diferença com conversão para baixo, sem ruído do LO, b) com ruído do LO (ruído de fase do laser), c) Mistura recíproca que ocorre quando um sinal indesejado se mistura ao ruído do LO produzindo ruído adicional na banda passante IF 17

2-5 Aplicação de modulação a uma das fontes ópticas 18

2-6 Uso do SOA como misturador, (a) Diagramal conceitual, (b) Arranjo experimental . . 20

2-7 Diagrama bloco do OFLL 21

2-8 Diagrama de bloco do OPLL 21

2-9 Diagrama de bloco do OIL 22

2-10 Diagrama bloco do OIPLL 23

3-1 Construção básica do receptor óptico: (a) receptor de deteção direta, (b) receptor heteródino 28

3-2 Princípio de funcionamento do modulador Mach-Zehnder 39

3-3 Príncipio de modulação do sinal do modulador MZ 40

3-4 Projeto de dois moduladores MZ em cascata 44

4-1 Diagrama de bloco do projeto opto-eletrónico da tese 50

4-2 Tipos de lasers de cavidade externa sintonizável 52

4-3 Esquema do circuito de estabilização do laser CWNL-1550 55

4-4 Diagrama de bloco de estabilização da temperatura do laser CWNL-1550 56

4-5 Esquema do circuito de polarização do laser CWNL-1550 57

4-6 Esquema do circuito regulador de tensão 58

5-1 Diagrama bloco do sistema óptico de heterodinagem 60
5-2 Espectro óptico dos laser 2 (1,5416 μm) e laser 1 (1,5496 μm) sem filtragem 61
5-3 Espectro óptico do laser 1 (1,5496 μm) depois de passar pelo filtro óptico 1 62
5-4 Sinal de batimento, entre os sinais dos lasers 1 e 2, na saída do fotodetetor 1 63
5-5 Sinal de batimento, entre os sinais dos lasers 1 e 2, na saída do fotodetetor 1, com SOA aplicado 64
5-6 Diagrama bloco do sistema óptico de conversão para baixo 65
5-7 Espectro dos sinais de modulação, 250 MHz e 400 MHz, depois do fotodetetor 66
5-8 Componentes do espectro do sinal na saída do fotodetetor, (150 MHz, 250 MHz, 400 MHz, 500 MHz, 650 MHz), com o SOA1 67
5-9 Componentes do espectro do sinal na saída do fotodetetor, (150 MHz, 250 MHz, 400 MHz, 500 MHz, 650 MHz), com os SOA1 e SOA2 69
5-10 Componentes do espectro do sinal na saída do fotodetetor, (300 MHz; 700 MHz; 1 GHz; 1,4 GHz; 1,7 GHz), com os SOA1 e SOA2 70

Capítulo 1

Introdução

1.1 Histórico

A invenção do misturador linear é atribuído ao Major Edwin Armstrong [1], que usando misturadores de tubo de raios catódicos, deslocou o sinal recebido de uma frequência para outra (chamada "frequência intermediária"), de forma que este sinal pôde ser amplificado com alta seletividade e baixo ruído e finalmente demodulado. Armstrong é também o criador da modulação em frequência. Seu modelo de receptor super-heteródino é usado até hoje.

Os misturadores têm bastante aplicação nos mais variados tipos de receptores, sejam eles de baixa frequências, microonda (MO), ou frequências ópticas, sendo sempre usados para deslocar sinais de forma a possibilitar amplificação e demodulação mais eficientes. Os misturadores também podem ser usados como detetores de fase em demoduladores, onde realizam deteção de sinal adicionando baixo ruído e mínimas distorções, na maioria das vezes.

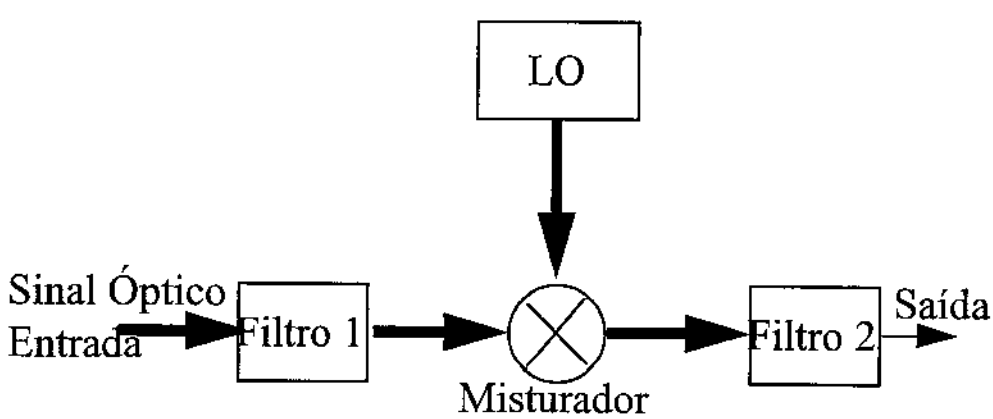

Fig. 1-1: Conceito de Receptor Óptico de conversão

A fig.(1-1) mostra, como exemplo, um diagrama de bloco de um receptor óptico de conversão. O misturador ao receber o sinal óptico modulado em RF e amplificado produz em sua saída um sinal cuja

frequência intermediária é distante da rádio - frequência (RF) e de outros canais ópticos, de maneira que todos os outros sinais, excepto a IF de interesse (conversão para baixo), sejam rejeitados de forma eficiente pelo filtro 2. O oscilador local (LO) gera o sinal fixo para o misturador. Quando o misturador for um amplificador óptico semicondutor (SOA), deverá possuir ganho necessário para transpor os ruídos dos estágios posteriores. Todavia, se este ganho for muito elevado, o sinal amplificado poderá gerar distorções e, portanto, interferência nos sinais mais fracos.

Embora teoricamente, vários dispositivos não lineares, ou de retificação, possam ser usados como misturador, somente alguns satisfazem os requisitos práticos de operação eficiente. Todo dispositivo usado como misturador deve possuir: alta não linearidade, propriedades elétricas uniformes, baixo ruído, baixa distorção, e adequada resposta em frequência.

Os dispositivos não lineares mais usados na mistura de sinais ópticos para geração de sinais de MO após deteção do sinal de IF convertido para baixo, são: fotodetetores, moduladores e amplificadores ópticos.

1.2 Objetivos e apresentação da tese

O objetivo desta tese é a realização experimental de um projeto opto-eletrônico para obtenção do sinal de batimento, em microonda (MO), a partir de sinais ópticos de dois lasers, usando um amplificador óptico semicondutor (SOA) como misturador de sinais ópticos. Para materialização deste objetivo, foram construídos os circuitos de polarização e estabilização de temperatura do laser 1 usado no projeto (capítulo 5).

A principal particularidade do trabalho reside no fato de existirem poucos trabalhos de geração de sinais em MO usando o SOA como misturador.

No capítulo 2, são apresentados os conceitos teóricos de heterodinagem e produtos de intermodulação. Os métodos de geração de sinais de MO usando diferentes misturadores são também apresentados.

No capítulo 3 são apresentados os fundamentos teóricos dos dispositivos mais frequentemente usados como misturadores (fotodetetor, SOA e moduladores Mach-Zehnder). Um estudo comparativo dos três dispositivos como misturadores é apresentado neste capítulo.

No capítulo 4, é feita a apresentação do projeto experimental desta tese. Os componentes principais das montagens do capítulo 5 são referenciados neste capítulo. Os circuitos de polarização e controle de temperatura de um dos lasers usado no capítulo 5 são também apresentados.

No capítulo 5, a realização prática de uma montagem para geração de sinais de MO a partir de dois sinais ópticos modulados e misturados no SOA, é apresentada. É apresentado neste capítulo a geração de sinal de MO (de forma direta) a partir do batimento de dois sinais ópticos, amplificados

pelo SOA. O segundo experimento projetado e montado é apresentado também neste capítulo. Neste experimento foi realizada a conversão para baixo da heterodinagem de sinais ópticos.

No capítulo 6 são feitas as conclusões, onde se destaca a realização da heterodinagem óptica em SOA e se faz uma apresentação de propostas para futuros trabalhos.

1.3 Áreas de Aplicação

1.3.1 Geração e distribuição óptica de sinais de microonda

A geração e distribuição de sinais na faixa de MO ($1\ GHz \leq MO \leq 100\ GHz$), em longas distâncias de fibra óptica, são necessárias em certas aplicações dos sistemas ópticos. Uma das soluções é o emprego de fontes ópticas para geração de sinais de MO. Porém, a geração de sinais de MO é, até certo ponto, complexa. A modulação direta do laser está limitada em $\approx 70\ GHz$. A modulação externa chega aos $75\ GHz$, embora os moduladores comercialmente disponíveis estejam limitados em $\approx 30\ GHz$, possui altas perdas de inserção e requer uma potência elétrica para operação do modulador [2]. Estas insuficiências podem ser ultrapassadas usando técnicas de geração de sinais empregando fontes ópticas.

As principais técnicas de geração de sinais de MO, usando fontes ópticas, que ultrapassam estas insuficiências são: heterodinagem de sinais ópticos, geração óptica de harmônicas, melhoramento da resposta de ressonância do laser semicondutor e travamento óptico por injeção dos modos do laser Fabry Perot [3].

Os dois principais métodos de geração óptica de sinais de MO, usando a heterodinagem de sinais ópticos, são: através de dois sinais ópticos, com frequências diferentes, que se misturam coerentemente, num dispositivo ópto-eletrônico não linear e através de um único sinal óptico, onde o sinal de MO é obtido desde uma única fonte, usando técnicas de deteção do sinal óptico modulado em amplitude. Por ser a de maior relevância para o assunto desta tese nos referimos somente ao primeiro caso.

A conversão opto-eletrônica heteródina, fig.(1-2), é baseado na mistura dos sinais ópticos de dois lasers, um dos quais é modulado com o sinal de informação. O sinal de informação modula um laser (diretamente ou através de um modulador MZ - Mach-Zehnder). Consequentemente os dois sinais são transmitidos ao fotodetetor. O sinal de saída do fotodetetor possui frequência igual a diferença de frequências dos sinais dos lasers. As vantagens da geração óptica de sinais de MO por este método reside na aceitável relação sinal ruído e a possibilidade de processamento subsequente do sinal. O método requer boa estabilidade das fontes ópticas [4].

A geração de sinais de MO através da heterodinagem de sinais ópticos possui fase do sinal de batimento dependente, caraterística que permite o uso de tais sinais para o controle de arranjos de fase de antenas [5]. A heterodinagem de sinais ópticos oferece altos níveis de potência porém,

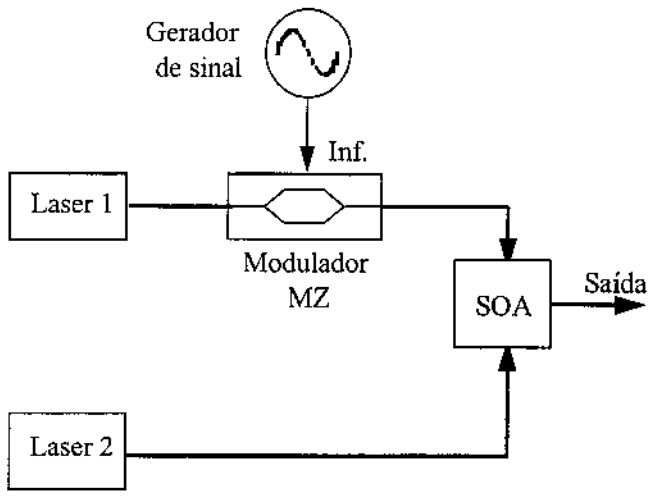

Fig. 1-2: Geração óptica de sinais de MO através do processo heteródino

normalmente, requer duas fontes ópticas (lasers) e o controle da frequência e fase das duas fontes ópticas. A modulação da portadora óptica torna possível a injeção da tensão de modulação diretamente na região ativa do dispositivo através de foto-absorção e criação de cargas portadoras. Isto por sua vez, permite a aplicação de técnicas de controle das fontes ópticas e consegue-se uma interação não linear entre o sinal introduzido eletronicamente e os sinais de MO gerados no dispositivo.

1.3.2 Sistemas Fibra-Rádio

Sistema fibra-rádio é o sistema híbrido que incorpora tecnologia de rádio em sistema e enlace de rádio, como mostrado na fig (1-3). Nestes sistemas o sinal de rádio em MO é imposto a portadora óptica e através da rede óptica é radiado por diversas antenas. A rede óptica possui as vantagens de alta frequência, faixa larga, baixo custo e ausência de interferência ao sinal distribuido. O sinal de MO é gerado na estação central de base e radiado por diversas antenas. Para distribuição do sinal de MO às diversas antenas a tecnologia de rádio em sistemas ópticos é bastante favorável para introdução de sistemas fibra-rádio faixa larga, onde serviços multimídia interativos podem ser trasmitidos sem-fio "wireless" para assinantes fixos e móveis. A faixa de MO possui vantagens especiais para enlaces curtos. A atenuação da atmosfera é alta, cerca de 14 dB/Km em 60 GHz [3], significando que as frequências dos canais podem ser reusadas várias vezes para maior eficiência espectral. O alto ganho da antena é facilmente conseguido nas frequências de MO, reduzindo a potência transmitida que seria necessária. Estas caraterísticas definem a conveniência do uso de frequências de MO em rádio para enlaces curtos e de baixa potência.

O uso simultâneo de enlaces óptico e de rádio proporciona as seguintes vantagens aos sistemas fibra-rádio [4]:

1) O enlace óptico de comprimento inferior a 1 Km possui, praticamente, zero de perdas. Assim, o

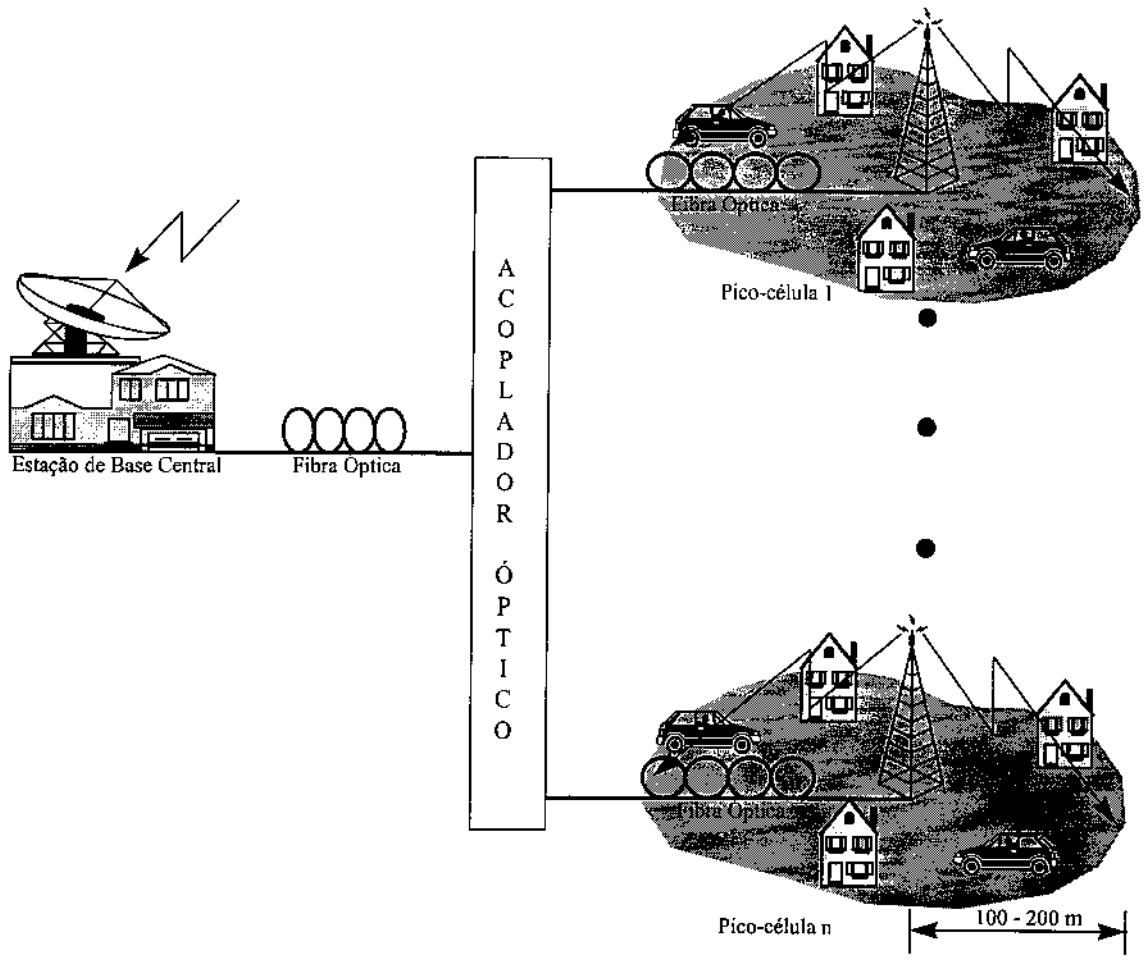

Fig. 1-3: Esquema simplificado do sistema fibra-rádio

espaçamento entre as pico-células é unicamente limitada pela faixa de MO do sinal de rádio transmitido e pelos efeitos de propagação, tais como fading devido à múltiplos percursos, e atenuação devido à chuva.

2) As frequências MO são essencialmente frequências de faixa larga que podem transmitir várias subportadoras de voz/video.

3) As frequências de MO são facilmente absorvidas pelas moléculas do oxigénio (atmosfera) e da água. Por exemplo, na frequência de 60 GHz, o efeito de absorção pode ser usada para limitar a propagação do sinal transmitido dentro dos limites da pico-célula.

4) As funções de controle do sistema, alocação de frequência e tipos de modulação/demodulação, são exercidas na estação central de base, simplificando assim a estação.

Referências Bibliográficas

[1] S. A. Maas,"*Microwave Mixers*", Artech House, London, 2 ed., 1993, pp. 1-10, pp. 25-29.

[2] D. Wake, C. R. Lima, P. A. Davies, "Transmission of 60-GHz signals over 100 km of optical fiber using a dual-mode semicondutor laser source", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 1996, vol. 8, no. 4, pp. 578-580.

[3] D. Wake, C. R. Lima, P. A. Davies, "Compact optical generation of millimeter-wave signals for fiber-radio systems using a dual-mode DFB semicondutor laser", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1995, vol. 43, no. 9, pp. 2270-2276.

[4] U. Gliese, Optical Generation of Microwave Signals, University of Denmark, 1992, pp. 6-8.

[5] L. Goldberg, R. D. Esman, and K. J. Williams, "Generation and control of microwave signals by optical techniques", *IEE Proc.-J.*, 1992, vol.139, no.4, pp.

[6] H. Ogawa, D. Polifko, S. Banba, "Millimeter-wave fiber optics systems for personal communication", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1992, vol. 40, no. 12, pp. 2285-2293. 288-295.

Capítulo 2

Conceitos de Heterodinagem de Sinais Ópticos

2.1 Resultados da heterodinagem de dois sinais de entrada senoidais

O misturador é fundamentalmente um multiplicador. A frequência de diferença resulta do produto das senóides, fig.(2-1). O sinal de entrada, possui a frequência da portadora ω_1. O outro sinal é do LO de frequência ω_2. O sinal de saída consiste de componentes nas frequências diferença e soma, sendo a última filtrada do sistema. O multiplicador ideal não é o único dispositivo capaz de realizar a heterodinagem de sinais. Vários dispositivos não lineares podem realizar a função de multiplicador. O uso de multiplicadores não ideais resulta na geração de harmônicas e produtos de heterodinagem entre harmônicas não desejadas. As frequências desejadas devem ser filtradas das demais.

O uso de multiplicador não ideal pode ser ilustrado pela descrição da caraterística de resposta do dispositivo não linear através de uma série de potências [1]. O sinal de saída inclui harmônicas do LO. A frequência de diferença é mantida depois da filtragem. Ocasionalmente, deseja-se a frequência de soma (conversão para cima), ou mesmo uma das frequências de heterodinagem ao invés da frequência de diferença. Isto também pode ser selecionado através de uma filtragem conveniente.

Considerando o sinal à saída de um sistema não linear dado pela série de potência [2]:

$$y = Ax + Bx^2 + Cx^3 + Dx^4 + Ex^5 + Fx^6 + ... \tag{2.1}$$

onde: A, B, C, D, E, F são parâmetros que dão dimensão ao sinal de saída do sistema não linear; x é o campo elétrico do sinal de entrada do sistema [V/m]; y representa o sinal de saída do sistema.

Considere o campo elétrico do sinal à entrada do sistema linear como a soma de duas ondas senoidais:

$$x = E_1 \cos\phi_1 + E_2 \cos\phi_2 \tag{2.2}$$

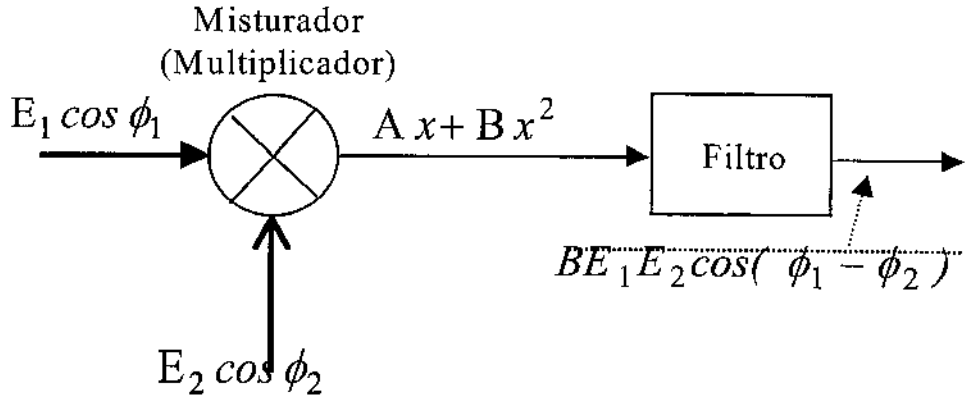

Fig. 2-1: O misturador é fundamentalmente um multiplicador

onde: $\phi_i = \omega_i t$ é a fase do sistema [rad]; $\omega_i = 2\pi f_i$ é a frequênica angular [rad/seg]; $i = 1, 2, ..n$; E_1 e E_2 são as amplitudes de pico dos campos elétricos dos sinais das fontes 1 e 2, respetivamente [V/m].

As várias frequências e amplitudes das componentes de saída de y, produzidas pelos dois sinais de entrada, são determinadas substituindo-se na eq.(2.1) o valor de x dado pela eq.(2.2). Através da expansão de cada termo, pode-se combinar as componentes que possuam a mesma frequência e se obter o termo linear e os termos não lineares.

O *termo linear* é dado por:

$$Ax = AE_1 \cos\phi_1 + AE_2 \cos\phi_2 \tag{2.3}$$

A eq.(2.3) mostra que, no termo linear, cada sinal de entrada é simplesmente multiplicado pela constante A.

O *termo de segunda ordem* é:

$$Bx^2 = B(E_1 \cos\phi_1 + E_2 \cos\phi_2)^2 = B(E_1^2 \cos^2\phi_1 + 2E_1E_2 \cos\phi_1 \cos\phi_2 + E_2^2 \cos^2\phi_2) = \tag{2.4}$$

$$\underbrace{\frac{BE_1^2}{2} + \frac{BE_2^2}{2}}_{\textit{Termos constantes de frequência zero}\ \text{(sinal DC)}} +$$

$$\underbrace{+ \frac{BE_1^2}{2}\cos 2\phi_1 + \frac{BE_2^2}{2}\cos 2\phi_2}_{\textit{Segundas harmônicas}} +$$

$$\underbrace{+ BE_1E_2[\cos(\phi_1+\phi_2)+\cos(\phi_1-\phi_2)]}_{\textit{Termos de Intermodulação de segunda ordem}}$$

O termo não linear de segunda ordem produz (em adição ao termo constante e segundas harmônicas de ambas frequências de entrada) duas componentes de igual amplitude cujas frequências são dadas pela soma e diferença das duas frequências de entrada. Estas novas frequências da soma e diferença geralmente não estão relacionadas harmonicamente à ambas frequências de entrada e são chamadas de *produtos de intermodulação* (IM). A não linearidade de segunda ordem resulta em produtos de IM de segunda ordem cujas amplitudes estão linearmente relacionadas ao produto das amplitudes E_1 e E_2 .

O processo, chamado de heteródino, de mistura de dois sinais ópticos de diferentes frequências no sistema não linear, ocorre de tal maneira que existam as componentes de frequência resultantes, ou seja, soma e diferença (batimento). Este processo implica no surgimento de novas frequências, e daí, não poder ser realizado em sistemas lineares. O processo heterodino torna o batimento de frequências uma realidade física nos sistemas não lineares.

O *termo de terceira ordem* é:

$Cx^3 = C(E_1\cos\phi_1 + E_2\cos\phi_2)^3 =$

$C(E_1^3\cos^3\phi_1 + 3E_1^2E_2\cos^2\phi_1\cos\phi_2 + 3E_1E_2^2\cos\phi_1\cos^2\phi_2 + E_2^3\cos^3\phi_2)$

Expandindo cada termo usando a identidade: $2\cos\phi_1\cos\phi_2 = \cos(\phi_1+\phi_2)\cos(\phi_1-\phi_2)$ e associando os termos, obtêm-se:

$$Cx^3 = \tag{2.5}$$

$$\underbrace{\frac{3C}{2}(E_1E_2^2+\frac{E_1^3}{2})\cos\phi_1 + \frac{3C}{2}\left(E_1^2E_2+\frac{E_2^3}{2}\right)\cos\phi_2}_{\textit{Termos de frequências fundamentais}} +$$

$$\underbrace{+\frac{CE_1^3}{4}\cos 3\phi_1 + \frac{CE_2^3}{4}\cos 3\phi_2}_{\textit{Termos de terceiras harmônicas}} +$$

$$\underbrace{+\frac{3CE_1^2E_2}{4}\left[\cos(2\phi_1+\phi_2)+\cos(2\phi_1-\phi_2)\right] + \frac{3CE_1E_2^2}{4}\left[\cos(2\phi_2+\phi_1)+\cos(2\phi_2-\phi_1)\right]}_{\textit{Termos de IM de terceira ordem}}$$

Pode-se notar que a não linearidade de terceira ordem produz harmônicas de terceira ordem, termos de frequências fundamentais de ambas frequências de entrada e produtos de IM de terceira ordem cujas

frequências são: $2f_1 + f_2$ e $2f_2 + f_1$. Note-se também que a soma do número de harmônicas envolvidas nas frequências de IM é a mesma que o número da ordem do termo não linear.

Os resultados são apresentados na tab.1, onde as frequências produzidas podem ser identificadas simplesmente por inspeção.

Cons-	Funda-	Harmô-	Freq. IM				
tante	mentais	nicas	6ª ord.	5ª ord.	4ª ord	3ª ord	2ª ord
presente	f_1,f_2	$6f_1$,$6f_2$	$\pm 5f_1 \pm f_2$	$\pm 4f_1 \pm f_2$	$\pm 3f_1 \pm f_2$	$\pm 2f_1 \pm f_2$	$\pm f_1 \pm f_2$
		$5f_1$,$5f_2$	$\pm 4f_1 \pm 2f_2$	$\pm 3f_1 \pm 2f_2$	$\pm 2f_1 \pm 2f_2$	$\pm f_1 \pm 2f_2$	-
		$4f_1$,$4f_2$	$\pm 3f_1 \pm 3f_2$	$\pm 2f_1 \pm 3f_2$	$\pm f_1 \pm 3f_2$	-	-
		$3f_1$,$3f_2$	$\pm 2f_1 \pm 4f_2$	$\pm f_1 \pm 4f_2$	-	-	-
		$2f_1$,$2f_2$	$\pm f_1 \pm 5f_2$	-	-	-	-

Tab. 2-1: Frequências produzidas por séries de potência até Fx^6 para $x = E_1 \cos\omega_1 t + E_2 \cos\omega_2 t$

Em geral, os maiores termos de ordens par e impar da eq.(2.1) determinam as diferentes frequências do sinal de saída do sistema não linear, como se somente os maiores termos de ordens par e impar existissem na série de potência.

Quando a soma de duas senóides é aplicada à entrada do dispositivo não linear, a saída contém harmônicas das frequências originais e vários produtos de IM. O número de harmônicas e produtos de IM dependem da resposta do sistema não linear envolvido. É usual igualar-se as amplitudes dos dois sinais de entrada quando ambas são usadas para testar o dispositivo em relação à sua não linearidade. Se as duas frequências de entrada forem suficientemente próximas e centradas na característica de resposta do sistema não linear, na saída, as harmônicas e os produtos de IM estarão próximas umas das outras. No entanto, as harmônicas e produtos de IM de ordem par estarão muito deslocadas umas das outras, fig.(2-2).

Supondo duas senoides de entrada de amplitudes iguais, com frequências f_1 e f_2, e que $\Delta f = f_2 - f_1$, assumindo que as amplitudes sejam suficientes para operar o sistema em não linearidade, alguns dos produtos de IM de ordem ímpar são, fig.(2-3):

$$\begin{aligned} 2f_2 - f_1 &= f_2 + \Delta f & \qquad 2f_1 - f_2 &= f_1 - \Delta f \\ 3f_2 - 2f_1 &= f_2 + 2\Delta f & \qquad 3f_1 - 2f_2 &= f_1 - 2\Delta f \\ 4f_2 - 3f_1 &= f_2 + 3\Delta f & \qquad 4f_1 - 3f_2 &= f_1 - 3\Delta f \\ &\cdots & &\cdots \\ &\cdots & &\cdots \end{aligned}$$

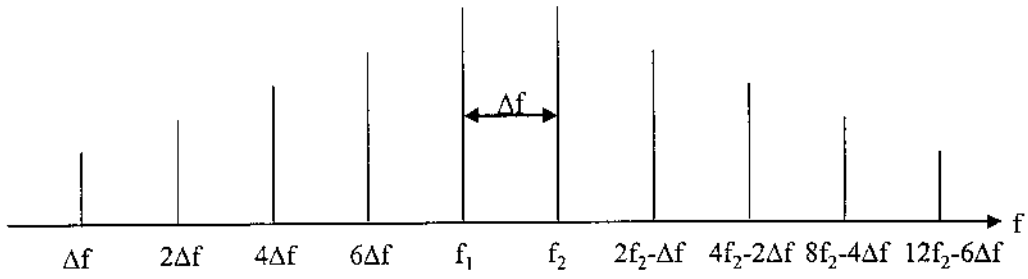

Fig. 2-2: Produtos de IM de ordem par, na saida do sistema não linear, acima e abaixo dos sinais de entrada f1 e f2

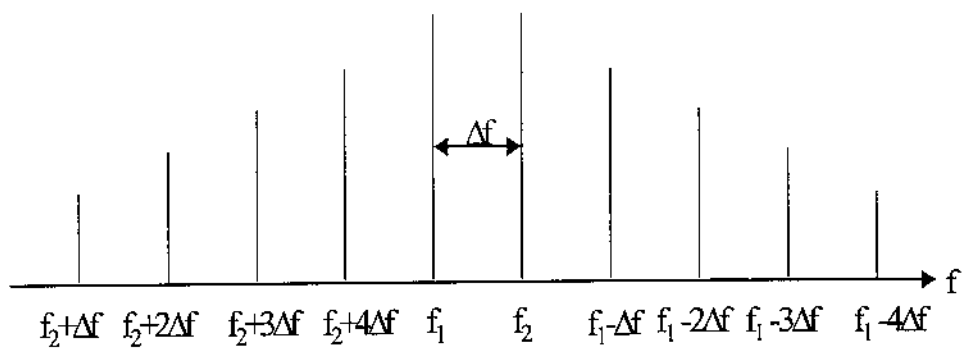

Fig. 2-3: Produtos de IM de ordem ímpar, na saida do sistema não linear, acima e abaixo dos sinais de entrada f1 e f2

$$
\begin{array}{ll}
2f_2 + f_1 = 3f_2 - \Delta f & 2f_1 + f_2 = 3f_1 + \Delta f \\
3f_2 + 2f_1 = 5f_2 - 2\Delta f & 3f_1 + 2f_2 = 5f_1 + 2\Delta f \\
4f_2 + 3f_1 = 7f_2 - 3\Delta f & 4f_1 + 3f_2 = 7f_1 + 3\Delta f \\
\ldots & \ldots \\
\ldots & \ldots
\end{array}
$$

Note-se que este último conjunto de produtos de IM envolvendo soma das componentes harmônicas, produzem frequências que estão muito deslocadas das frequências originais. Alguns dos produtos de IM de ordem par são:

$$f_2 - f_1 = \Delta f \qquad f_2 + f_1 = 2f_2 - \Delta f$$
$$2f_2 - 2f_1 = 2\Delta f \qquad 2f_2 + 2f_1 = 4\ f_2 - 2\Delta f$$
$$4f_2 - 4f_1 = 4\Delta\ f \qquad 4f_2 + 4f_1 = 8f_2 - 4\Delta f$$
$$\ldots \qquad \ldots$$
$$\ldots \qquad \ldots$$

Note-se também que estes produtos de IM, fig.(2-2), possuem frequências, que estão muito deslocadas das duas frequências originais, capazes de serem detetadas pelo fotodetetor, e são as de maior interesse para os experimentos do capítulo 5. A soma dos valores de L e H ($Hf_2 - Lf_1$ e $Lf_1 - Hf_2$) devem ser um número par, quando os produtos de IM são de ordem par. Os produtos de IM de ordem ímpar que possuem frequências $Hf_2 - Lf_1$ e $Lf_1 - Hf_2$ (onde: L e H - número da harmônica) estão, na banda passante do sistema não linear, próximo às frequências originais (f_2 e f_1), como mostrado na fig.(2-3), podendo ser eliminadas por filtragem. Em ambas formas ($Hf_2 - Lf_1$ e $Lf_1 - Hf_2$), os valores de L e H devem ser tais que sua soma seja um número ímpar, quando os produtos de IM são de ordem ímpar.

2.1.1 Conversão de Frequência

Quando a soma de dois campos elétricos de sinais ópticos, $E_1 \cos\omega_1 t + E_2 \cos\omega_2 t$, é o sinal de entrada de um sistema não linear, o sinal de saída é representado pela série de potência contendo ou não os produtos de IM de segunda ordem nas frequências de soma e diferença, dependendo da largura de banda do sistema envolvido [2].

No receptor óptico, $E_2 \cos\omega_2 t$ pode representar o campo elétrico do sinal de amplitude constante fornecida pelo oscilador local (LO) e $E_1 \cos\omega_1 t$ o campo elétrico do sinal de outra fonte. Os produtos de IM na saída do misturador vão conter as frequências $f_2 + f_1$ ou $f_2 - f_1$. Este processo é conhecido por *conversão de frequência.* Quando a resposta do filtro é centrada em $f_2 + f_1$, diz-se que ocorreu *conversão para cima* e o arranjo é conhecido de *misturador soma.* Quando a resposta do filtro é centrada em $f_2 - f_1$, para $(f_2 - f_1) < f_1$, diz-se que ocorreu *conversão para baixo* e o arranjo é conhecido de *misturador diferença.* A conversão para cima é possível se as frequências forem tais que $(f_2 - f_1) > f_1$. Em ambos os casos a desejada frequência de saída da combinação misturador/filtro tanto para $f_2 - f_1$ como $f_2 + f_1$ é chamada de *frequência intermediária* (IF).

A fase do campo elétrico do laser do oscilador local (LO) varia devido ao ruído do mesmo, originando as bandas laterais de ruído acompanhando o sinal de saída do oscilador, fig.(2-4). Estas bandas laterais de ruído também se misturam com o sinal de entrada para produzir bandas laterais de ruído sobre o sinal IF, como mostrado na fig.(2-4b). O sinal de entrada há de possuir bandas laterais de

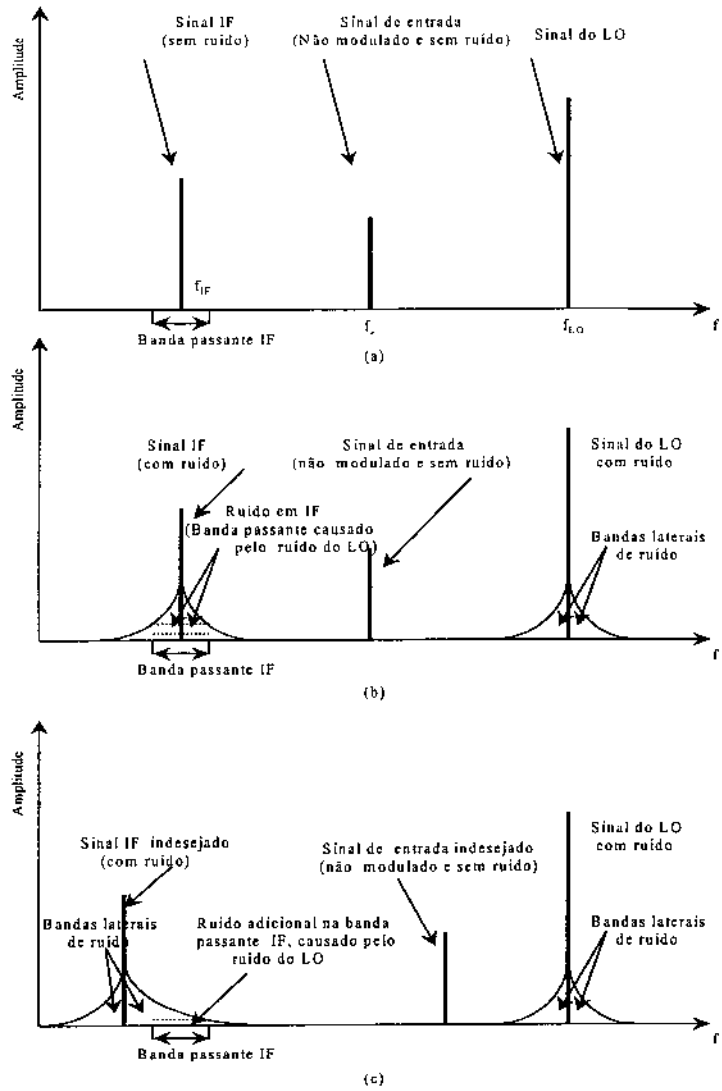

Fig. 2-4: a) Mistura de diferença com conversão para baixo, sem ruído do LO, b) com ruído do LO (ruído de fase do laser), c) Mistura recíproca que ocorre quando um sinal indesejado se mistura ao ruído do LO produzindo ruído adicional na banda passante IF

ruído próprias. Quando as bandas laterais de ruído do LO também se misturam com as bandas laterais de ruído do sinal de entrada para produzir ruído adicional na banda passante IF, o processo é chamado de *mistura recíproca*. O efeito da mistura recíproca é o de fazer o sistema mais ruídoso, degradando seu desempenho. Mesmo que o sinal de saída do LO seja espectralmente puro, este pode misturar-se com o inevitável ruído do sistema não linear e produzir um ruído adicional na banda passante IF.

2.2 Geração óptica de sinais de MO

Os conceitos de conversão de frequências podem ser usados de maneira a converter sinais de frequências ópticas em sinais de MO. A seguir se descrevem, em linhas gerais, algumas técnicas de geração de sinais de MO. As técnicas de geração óptica de sinais de microonda (MO) subdividem-se

em duas classes [3]:

1 - Técnicas de geração óptica através de dois sinais ópticos, com frequências diferentes, que se misturam coerentemente, num dispositivo opto-eletrônico não linear. As frequências dos dois sinais ópticos são misturadas resultando em frequência de microonda (MO) desejada.

2 - Técnicas de geração através de um único sinal óptico, onde o sinal de MO é obtido desde uma única fonte, usando técnicas de deteção do sinal óptico modulado em amplitude.

2.2.1 Técnicas de geração óptica através de dois sinais ópticos.

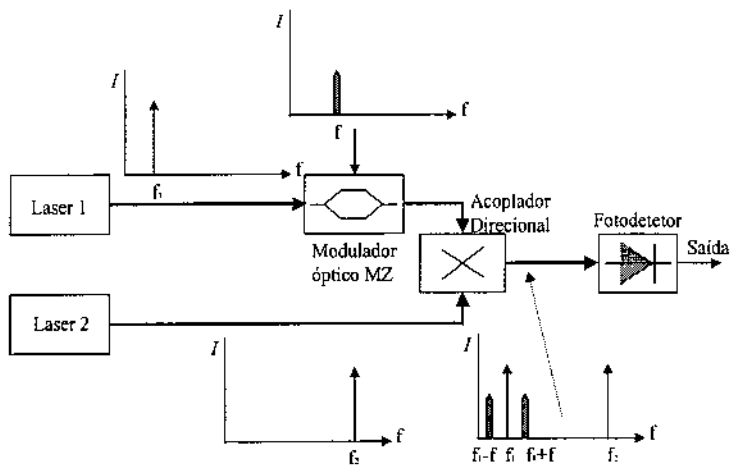

Fig. 2-5: Aplicação de modulação a uma das fontes ópticas

Os campos elétricos dos dois sinais ópticos de frequências f_1 e f_2 podem ser escritos como:

$$E_1(t) = E_{01}\cos(\omega_1 t) \tag{2.6}$$

$$E_2(t) = E_{02}\cos(\omega_2 t) \tag{2.7}$$

onde: E_{01}, E_{02} são as amplitudes dos campos elétricos dos sinais ópticos das fontes 1, 2, respetivamente [V/m], ω_1 e ω_2 são as frequências angulares dos campos elétricos 1 e 2, respetivamente [rad/seg].

Se estes dois campos ópticos forem sobrepostos e misturados num fotodetetor então a corrente resultante possui os seguintes termos contidos na banda de interesse em frequência:

$$I_{ph}(t) \propto E_{01}E_{02}\cos(\omega_{IF}t) \tag{2.8}$$

onde: $I_{ph}(t)$ é a corrente de saída do fotodetetor [A], $\omega_{IF} = 2\pi f_{IF}$ é a frequência angular intermediária [rad/seg].

Pelo conveniente controle da frequência de diferença (f_{IF}) entre f_1 e f_2 ($f_{IF} = f_1 - f_2$) é possível gerar sinal de MO na frequência desejada.

Embora não estritamente necessário para a geração óptica, algumas vezes um ou os dois sinais ópticos de entrada podem ser modulados. A imposição da modulação, $m(t)$, ao sinal óptico começa pela modulação da amplitude do campo elétrico do sinal com a mensagem desejada, fig(2-5). Então os dois campos podem ser escritos como

$$E_1(t) = m(t)E_{01}\cos(\omega_1 t) \tag{2.9}$$

$$E_2(t) = E_{02}\cos(\omega_2 t) \tag{2.10}$$

que, misturados no elemento não linear, resultam em corrente do mesmo que inclui o termo de intermodulação:

$$E_{01}E_{02}m(t)\cos((\omega_1 - \omega_2)t) \tag{2.11a}$$

Esta expressão contém a informação da modulação $m(t)$. Quando necessário, $m(t)$ pode consistir das sub-portadoras $f_1 - f$ e $f_1 + f$. Desta forma, o sinal contém a portadora central não modulada f_1 e duas sub-bandas moduladas, contendo estas sub-portadoras [3].

Esta técnica é empregue no experimento que será apresentado no capítulo 5 para geração de sinais de MO.

Geração de sinais de microonda usando amplificadores ópticos semicondutores

Este método de geração de sinais de microonda foi proposto, baseado na saturação de ganho do amplificador óptico semicondutor (SOA) [4].

O mecanismo de geração é apresentado na fig.(2-6). Quando um sinal óptico, modulado por um modulador do LO, é acoplado a um SOA, o ganho do SOA, G(t), é modulado nas frequências do sinal LO, ou seja, em suas fundamental e harmônicas. Se outro sinal óptico, $P_{in}(t)$, modulado numa frequência RF, é também acoplado ao SOA, as não linearidades do amplificador causam um efeito de mistura destes sinais ópticos de tal forma que a potência de saída, $P_{out}(t)$, dada pelo produto $G(t).P_{in}(t)$, irá conter os produtos de intermodulação (RF - LO) e (RF + LO), além de outros batimentos.

Desta forma, se as frequências LO e RF forem própriamente escolhidas, há a possibilidade de se produzir sinais de MO para qualquer valor de frequência desejada. Por exemplo, para $f_{LO} = 5\ GHz$ e $f_{RF} = 6\ GHz$, fig.(2-6), o sinal de saída do SOA irá conter produtos de IM em 1 GHz e 6 GHz, o que demonstra a viabilidade do método. No capítulo 5 são gerados sinais de microondas (MO) usando

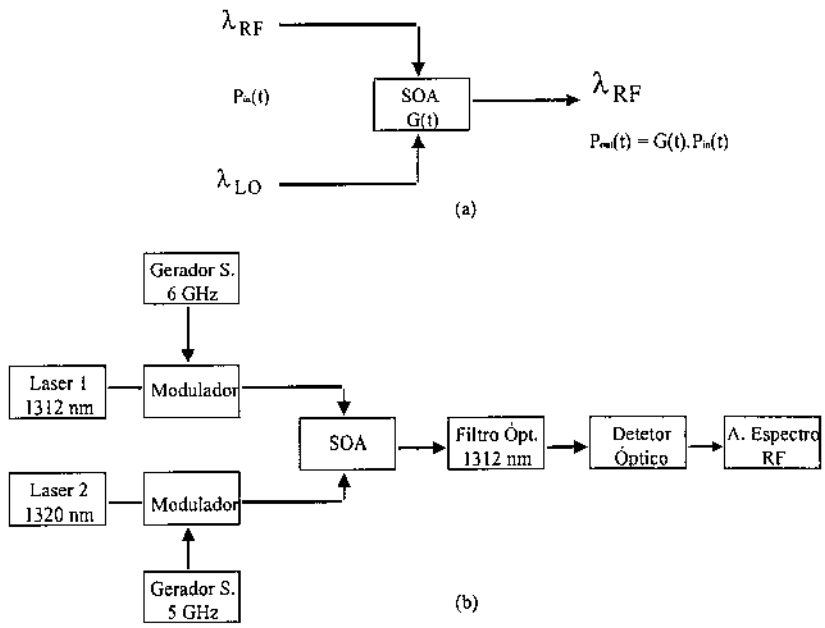

Fig. 2-6: Uso do SOA como misturador, (a) Diagramal conceitual, (b) Arranjo experimental

SOA, para lasers operando em 1550 nm.

As vantagens do uso de SOA na geração de sinais de microondas são duas: (a) O mecanismo totalmente óptico de saturação do ganho é mais rápido que a modulação elétrica da corrente de polarização do SOA. (b) Os LO ópticos possuem bom desempenho na mistura de sinais ópticos de dois lasers.

Outras técnicas de geração óptica através de dois sinais ópticos dependem do controle das duas fontes ópticas. Na geração de sinais de MO usam-se tecnicas de controle (sincronismo) dos lasers (mestre e escravo) que são: laço de travamento da frequência óptica, "optical frequency lock loop" (OFLL), laço de travamento de fase óptica "optical phase locked loop" (OPLL), travamento por injeção "optical injection locking" (OIL), e laços ópticos de fase travada por injeção "optical injection - PLL" (OIPLL) [5]. O princípio de funcionamento destas técnicas de controle é baseado na heterodinagem dos sinais ópticos dos lasers em misturadores, principalmente usando fotodetetores.

2.2.2 Técnicas de controle de duas fontes ópticas

Laços ópticos de frequência travada

A técnica básica fig.(2-7) consiste no travamento em frequência dos dois lasers (mestre e escravo), à frequência desejada por meio de um laço óptico de frequência travada "optical frequency locked loop" (OFLL) [6].

No OFLL fig.(2-7), os sinais ópticos dos lasers são misturados no fotodetetor. O sinal de bati-

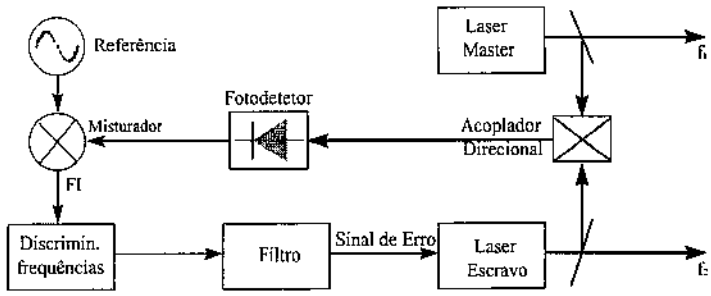

Fig. 2-7: Diagrama bloco do OFLL

mento do fotodetetor é eletricamente convertido para frequência de operação do discriminador pelo misturador que recebe também o sinal de referência. O discriminador de frequências transforma as variações de frequências em sinal elétrico de erro. O filtro atua no sinal de erro de tal maneira a sintonizar o laser escravo e manter constante a diferença de frequência, entre o laser mestre e escravo, e igual a frequëncia de referência.

A desvantagem deste método reside na falta de coerência de fase entre as duas fontes ópticas, resultando em ampla largura de banda do laço, aproximadamente o dobro das larguras de linha das fontes ópticas. Para aplicações de altas taxas de dados, a falta de coerência de fase entre as duas fontes poderá não constituir problema, quando lasers DBF, com largura de linha de algumas dezenas de MHz, são usados no suporte de comunicações sem fio na região de 100 Mbt/s [5]. Na tentativa de tornar a técnica viável à baixas taxas, experimentos com lasers de estreita largura de linha, tais como lasers em anel empregando fibra dopada com érbio "erbium-ring lasers", vem sendo realizados. Estes lasers possuem largura de linha em dezenas de kHz.

A técnica leva em conta a fácil imposição da modulação, suporta operação em multi-canal e operação nos limites de operação do fotodiodo p-i-n (presentemente $>$ 100 GHz) [6].

Laços ópticos de fase travada

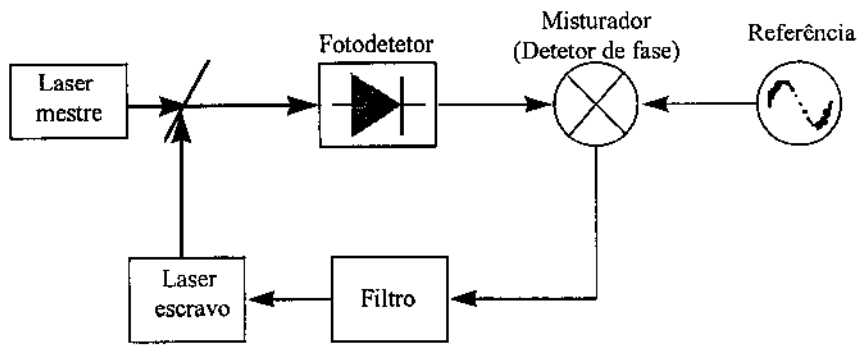

Fig. 2-8: Diagrama de bloco do OPLL

Esta técnica envolve o travamento de fase de dois lasers num arranjo óptico de fase travada "optical phase-locked loop" (OPLL). A configuração do sistema é similar aquela do OFLL da fig.(2-7), exceto no fato de que o discriminador de frequência é retirado do enlace. Uma completa correlação da natureza de ruído de fase de ambos sinais ópticos resulta, neste caso, em estreita largura de linha do sinal de saída do fotodetetor [7].

No OPLL, o laser escravo é controlado de maneira a reproduzir o espectro do sinal óptico do laser mestre ao mesmo tempo que a diferença entre as frequências de operação dos dois lasers é mantida em um valor igual a frequência de referência, fig.(2-8). A largura de linha do laser escravo é portanto alterada pela ação do laço óptico para tornar-se igual ao laser mestre, proporcionando adequado desempenho do laço [8].

Os OPLL são mais complexos que os OFLL mas oferecem excelente desempenho com largura de banda do laço em alguns Hz. Este método suporta operação em multi-canais e oferece fácil imposição da modulação sobre o sinal. Os OPLL foram demonstrados sobre ampla gama de frequências e também podem operar na frequência de operação limite dos fotodiodos p-i-n.

As principais limitações no desempenho do OPLL advém do tempo de atraso do laço, tornando difícil a implementação de laços com alto ganho e ampla largura de banda, para lasers sem técnicas de estreitamento de linha [9].

Travamento por injeção "optical injection locking - OIL"

No OIL, fig.(2-9), o sinal de entrada passa pelo laser escravo para o travamento por injeção. O sinal do laser mestre e o do laser escravo são sobrepostos e o sinal de batimento obtido no fotodetetor. O travamento é obtido injetando parte do sinal óptico do laser mestre na cavidade óptica do laser escravo. O sinal injetado estimula as emissões no interior da cavidade do laser escravo de tal forma que a frequência do laser escravo é deslocada do seu valor de operação para o valor da frequência de operação do laser mestre. O OIL é basicamente uma técnica homódina [10]. No entanto, pode-se obter uma configuaração heteródina colocando um modulador entre o isolador óptico e o laser escravo e travando o laser escravo em uma das frequências laterais do sinal modulado do laser mestre.

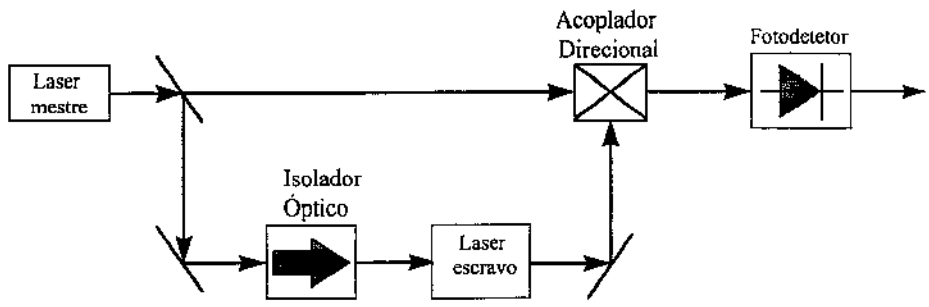

Fig. 2-9: Diagrama de bloco do OIL

O sinal de batimento na frequência de modulação do laser mestre é obtido na saída do fotodetetor. Dependendo do tipo de laser, comportamento heteródino similar é obtido modulando diretamente o laser mestre travando o laser escravo em uma das bandas laterais de modulação.

O sinal de erro, nas condições de travamento, a fraca estabilidade do travamento, e baixos níveis de potência injetada, necessária para redução do ruído do laser escravo, são as principais limitações do método.

Laços ópticos de fase travada por injeção "optical injection - PLL" - OIPLL

No OIPLL, fig.(2-10), o sinal óptico do laser mestre é injetado no modulador. Este sinal óptico é modulado na frequência correspondente a do sinal de referência depois injetado na cavidade do laser escravo. O laser é travado em relação a uma das bandas laterais de frequência do sinal do laser mestre, parte do travamento por injeção do sistema. A outra parte do sinal óptico do laser mestre é combinado com o sinal de saída do laser escravo no fotodetetor, para a parte de controle de fase do sistema, gerando o sinal de batimento na frequência correspondente à frequência de operação entre os dois lasers [11].

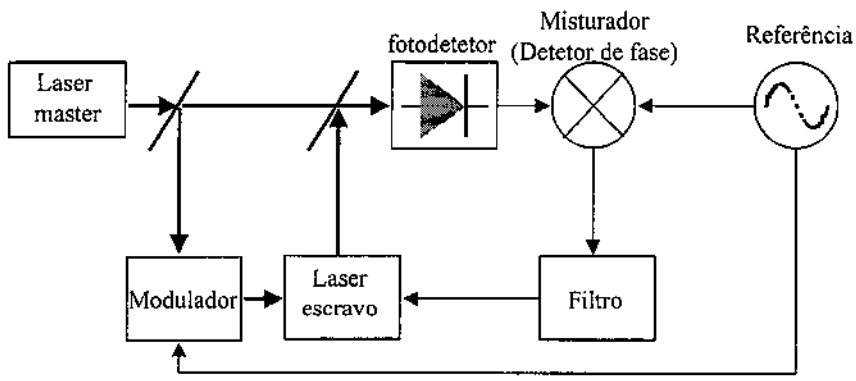

Fig. 2-10: Diagrama bloco do OIPLL

No detetor de fase, a fase do sinal de batimento é comparado com a fase do sinal de referência. O sinal de erro de fase gerado na saída do detetor de fase é filtrado e sintoniza o laser escravo de maneira a minimizar o erro de fase. O travamento se estabelece quando a frequência de operação entre os sinais ópticos dos dois lasers se torna igual àquela do sinal de referência.

A principal limitação do sistema reside no fato de que a diferença de fase instantânea entre os sinais ópticos dos dois lasers é medida em dois pontos diferentes, um no laser escravo, devido ao processo de travamento da injeção, e outro no fotodetetor, devido a parte PLL do sistema. Isto proporciona um descasamento de fases causado pelos dois percursos ópticos, criando instabilidade do sistema.

2.2.3 Técnicas de geração através de um único sinal óptico

Modulação de intensidade

A modulação de intensidade de um sinal óptico pode ser obtida de duas formas: modulando diretamente a corrente de polarização do laser ou acoplando a onda constante do laser a um modulador externo de amplitude. Neste último caso, o sinal modulante situa-se na região de MO. Após a transmissão através da fibra e deteção direta no fotodetetor p-i-n, a corrente resultante produzirá um sinal de frequência igual àquela de MO. A amplificação de transimpedância produzirá uma tensão que será amplificada e radiada, através de sistemas sem fio "wireless". A modulação direta da intensidade do laser ($\leq$ 70 GHz) [6] possui alto ruído de fundo (em MO) devido à intensidade do ruído do laser e também ao fraco desempenho da intermodulação causada pela inerente não-linearidade da relação potência/tensão do laser. A imposição da modulação aos sinais de MO, gerados pela modulação direta da intensidade de saída do laser, é simples. A potência instantânea não modulada do laser é descrita por [3]:

$$P(t) = \frac{1}{2}P_0(1 + \cos 4\pi f_0) \tag{2.12}$$

onde: f_0 é a frequência do sinal óptico, P_0 é a potência do sinal.

A modulação em amplitude com um sinal $f(t)$, onde $f(t) > 0 \; \forall \; t$, que nada mais é do que o sinal de MO à ser transmitido, resulta em corrente detetada, $I_{ph}(t)$, proporcional a potência instantânea incidente no fotodetetor, que é descrita após filtragem por [6]:

$$I_{ph}(t) \propto f(t)P_0 \tag{2.13}$$

O sinal representado pela eq.(2.13) é então radiado, após adequada amplificação.

A modulação direta do laser, através da modulação de sua corrente de polarização pode ser alcançada para frequências inferiores a 70 GHz [3]. A modulação direta do laser não tem sido utilizada para aplicações de telecomunicações em MO. O uso de moduladores Mach-Zehnder (MZ) é mais promissor e têm sido apresentados dispositivos de amplas larguras de banda e relativamente baixa tensão de polarização. A imposição da informação modulada sobre a portadora é simples e pode ser usada em sistemas tipo multi-canal. Contudo, o ruído de fundo de MO que na maioria das vezes é alto, e a não linearidade do laser, que resulta em produtos espúrios, são problemáticos em algumas destas aplicações. Os moduladores externos podem estender a gama de frequência de operação até 100 GHz. No entanto, a sua não-linearidade resulta em produtos de intermodulação [12]. Moduladores com largura de banda muito ampla são de alto custo, requerem maiores sinais de operação e não estão comercialmente disponíveis ($\leq$ 25 GHz). Para que esta técnica se torne praticável para

geração e transmissão de sinais de MO, será necessário maior desenvolvimento dos moduladores de alta frequência com banda estreita.

Uso da dispersão da fibra para conversão FM-IM

Este método utiliza as propriedades de dispersão da fibra para converter a modulação de frequência do laser em modulação de intensidade das harmônicas do sinal usado na modulação de frequência do laser [7]. A deteção e filtragem da banda lateral desejada possibilita a geração do sinal de MO modulado, contendo a informação do sinal usado para FM do laser. O método requer o ajuste do comprimento da fibra, ou do índice de modulação, para atingir uma razoável profundidade de modulação da harmônica desejada. A dependência do método com relação ao comprimento da fibra torna-o incompatível à prover serviços de rede, devido as diferenças de localização de várias antenas dos sistemas.

Esta técnica é limitada no suporte de modulação FM em portadoras de MO. A eficiência é baixa já que a profundidade de modulação atingida nas harmônicas não é bastante alta e o comprimento da fibra ou o índice de modulação deve ser sintonizado para maximizar a profundidade de modulação. Atualmente, o método não suporta operação multi-canal.

Referências Bibliográficas

[1] S. A. Maas, *Microwave Mixers*, Artech House, London, 2 ed., 1993, pp. 1-10.

[2] R. S. Carson, *Radio Communications Concepts: Analog,* Wiley, 1990, pp. 99–107, pp. 329-331, pp. 411-412.

[3] J. O'Reilly, and P. Lane, "Remote delivery of video services using mm-waves and optics ", J. Lightwave Techn., Feb. 1994, vol.12, pp.369-375.

[4] W. Shieh, S. X. Yao, G. Lutes, L. Maleki, and J. Propulsion, "An all-optical microwave mixer with gain", OFC'97 Tecnical Digest, Fev. 1997, pp. 263 - 264.

[5] H. Schmuck, T. Pfeiffer, and H. Bulow, "Design optimisation of erbium ring laser regarding power and spectral properties," Electron. Lett., 1992, vol. 28, no. 17, pp. 1637-1639.

[6] L. Goldberg, R. D. Esman, and K. J. Williams, "Generation and control of microwave signals by optical techniques", IEE Proc.-J., 1992, vol. 139, no. 4, pp. 288-295.

[7] U. Gliese, T. N. Nielsen, M. Bruun, E. Lintz Christensen, K. E. Stubkjaer, S. Lindgren, and B. Broberg, "A wideband heterodyne optical phase-locked loop for generation of 3-18 GHz microwave carriers", IEEE Photon. Technol. Lett., 1992, vol. 4, no. 8, pp. 936-938.

[8] F. M. Garder, *Phaselock Techniques*, Wiley, New York, 1979, 2 ed.

[9] I. D. Blanchflower, and A. J. Seeds, "Optical control of frequency and phase of a GaAs MESFET oscilator", Electron. Lett., 1989, vol. 25, pp. 359-360.

[10] R. T. Ramos, "Optical Phase-Lock Loops using semiconductor lasers", tese de doutorado, Dep. Elect. and Elect. Engineering, Univ. College London, 1992 , pp. 25-29.

[11] A. C. Bordonalli, "Optical injection phase-lock Loop", tese de doutorado, Dep. Elect. and Elect. Engineering, Univ. College London, 1996, pp. 29-32.

[12] K. Noguchi, O. Mitomi, K. Kawano, and M. Yanagibashi, "Highly efficient 40 bandwidth Ti:$LiNbO_3$ optical modulator employing ridge structure", IEEE Photon. Technol. Lett., 1993, vol. 5, no. 1, pp. 52-54.

Capítulo 3

Fundamentos teóricos da deteção heteródina com diferentes misturadores

3.1 Fotodetetor (PD)

Durante a maior parte do século, dois pontos de vista tem sido utilizados no estudo da luz. Tanto como fluxo de fotons (no ponto de vista de partícula) ou como possuindo amplitude, frequência e fase (no ponto de vista de onda), estes tratamentos analisavam um único fenômeno de maneira incompleta (ponto de vista quântico). A radiação consiste do fluxo de fotons de energia hf, com distribuição estatística de Poisson, que tende a se tornar uma onda, com distribuição estatística gaussiana, a medida que a radiação se torna mais forte. Neste estudo adota-se a luz como sendo uma onda monocromática, emitida por uma fonte monocromática ideal. É ainda assumido que os estados de polarização dos campos elétricos dos sinais ópticos são tais que estes campos elétricos estão linearmente polarizados.

Os receptores ópticos classificam-se em três categorias básicas: de deteção direta, de deteção heteródina e de deteção homódina [1].

No receptor de deteção direta fig.(3-1 (a)), o sinal óptico recebido é diretamente detectado sendo amplificado posteriormente. No receptor heteródino fig.(3-1 (b)), o sinal recebido é amplificado e misturado com o sinal do LO. O sinal da diferença de frequências é obtido após o fotodetetor, que realiza a função de misturador, como será visto a seguir. Quando necessário este sinal é amplificado para se estabelecer determinado nível mínimo de sinal exigido. No receptor homódino, a frequência do LO é igual a frequência da portadora do sinal recebido, ou seja, a *deteção homódina* é um caso particular da deteção heteródina para o qual $f_{IF} = 0$. De maneira a melhorar o desempenho da deteção, técnicas de controle devem ser empregados para conseguir-se os casamentos de fase e de

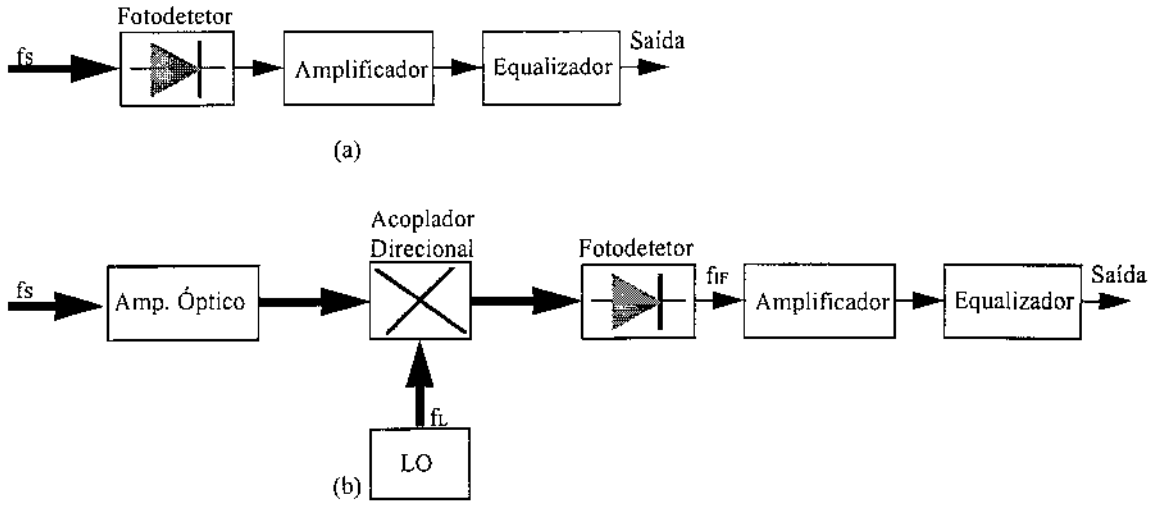

Fig. 3-1: Construção básica do receptor óptico: (a) receptor de deteção direta, (b) receptor heteródino

frequência.

Nos dois esquemas da fig.(3-1), o amplificador pode ser seguido de um "equalizador". O equalizador filtra o sinal no sentido de eliminar o máximo de ruído, mantendo a interferência entre símbolos próxima de zero nos instantes de amostragem e suas vizinhanças. Como o equalizador geralmente não equaliza a fibra, seu nome pode ser considerado enganoso ou até impróprio. Entretanto, ele foi adotado por analogia com os tradicionais receptores digitais para cabos coaxiais, e está consagrado pela prática [2].

A deteção heteródina, que é o interesse principal deste estudo, emprega a natureza de onda da luz usando as caraterísticas do receptor óptico que são, em muitos casos, idênticas às dos rádios receptores [1], [3]. Os sinais transmitido e do oscilador local (LO) são usualmente acoplados a um misturador (fotodetetor, SOA, etc). A idéia básica, sobre a qual a deteção heteródina se baseia, é a da mistura do sinal óptico recebido com outro sinal óptico de forma a produzir um sinal, após deteção com uma frequência diferente de zero [4]. O sinal óptico gerado localmente no receptor é obtido usando um laser de estreita largura de linha, usualmente chamado de laser escravo ou LO.

As condições ideais para a recepção óptica dos sinais do LO e do transmissor num sistema heteródino, de forma a permitir que batimentos ocorram, requer que estes sinais, além de serem perfeitamente sincronizados, possuam frentes de onda sobrepostas propagando-se numa mesma direção e com mesma polarização [5]. Isto impõe restrições aos dois lasers e à fibra. Os lasers devem ser monocromáticos e possuir flutuações mínimas de fase e intensidade, o que na realidade, é difícil de se conseguir. O LO pode ser sincronizado ao sinal óptico recebido mediante um sistema de controle que, de forma adaptativa, ajuste a fase e frequência do LO usando as técnicas descritas no Capítulo 2. A fibra deve ser monomodo para evitar o ruído modal, e manter a polarização, caso o receptor não possua um sistema adaptativo de compensação da polarização.

Na deteção heteródina, a frequência do LO é diferente da frequência do sinal de entrada. Obviamente $(\omega_s - \omega_L)$ deve estar na banda passante dos componentes do circuito que segue a deteção, para que o batimento realize sua função.

As questões mais críticas para garantir o sucesso são:

1- Usar fotodetetor cuja corrente de saída seja proporcional à potência óptica.

2- Alinhar o sinal recebido e o sinal do LO para serem colineares e coincidentes no fotodetetor.

O campo elétrico do sinal de entrada é expresso pela equação [6]:

$$E_S(t) = E_s \cos(\omega_s t + \varphi_s) \tag{3.1}$$

onde: $\omega_s = 2\pi f_s$ é a frequência angular da portadora [rad/seg], E_s é a amplitude do campo elétrico da portadora [V/m] e φ_s é a fase da portadora [rad] e f_s é a frequência da portadora [Hz]. O campo elétrico do LO é dado pela expressão:

$$E_L(t) = E_L \cos(\omega_L t + \varphi_L) \tag{3.2}$$

onde: ω_L é a frequência, E_Lé a amplitude e φ_L é a fase do LO.

Assume-se que os estados de polarização (SOP) dos dois campos elétricos são tais que os campos elétricos sejam linearmente polarizados [7]. Sem perder a generalidade, pode-se representar o campo elétrico total imposto ao fotodetetor por:

$$E(t) = E_s(t) + E_L(t) \tag{3.3}$$

Como a corrente de saída do fotodetetor é proporcional ao quadrado do campo elétrico total da luz incidente na região ativa do PD [1], por definição, pode-se escrever:

$$i(t) = e\eta \frac{1}{hf} \left[\left(\frac{E^2(t)}{\eta_0} \right) A \right] \tag{3.4}$$

onde: A é a área do feixe óptico [m^2] (assumimos área do feixe óptico igual a área do fotodetetor), $\eta_0 = 377$ [Ω] é a impedância caraterística do meio, η é a eficiência quântica do fotodetetor [adimensional], $e = 1,6 \; . \; 10^{-19}$ [Coulombs] é a carga do elétron, $h = 6,63.10^{-34}$ [J.seg] é a constante de Planck, f é a frequência da janela óptica utilizada [Hz].

Este procedimento clássico tende a ignorar as características fotônicas do sinal óptico, e portanto não se pode esperar uma descrição exata do processo no limite de alguns fotons. No entanto este procedimento vai predizer a resposta correta, mesmo neste limite, porque assumiu-se a formulação do campo elétrico clássico, daí a quantidade nos parênteses ser igual a potência óptica instantânea.

Usando as eq.(3.3), a eq.(3.4), e realizando algumas transformações matemáticas obtêm-se:

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

$$\langle E^2(t)\rangle = \langle (E_s(t)+E_L(t))^2\rangle = \left\langle \begin{array}{c} E_s^2\cos^2(\omega_s t+\varphi_s) + 2E_sE_L\cos(\omega_s t+\varphi_s)\cos(\omega_L t+\varphi_L) \\ +E_L^2\cos^2(\omega_L t+\varphi_L) \end{array} \right\rangle$$

onde $\Theta_s = \omega_s t + \varphi_s$; $\Theta_L = \omega_L t + \varphi_L$;

$$\langle E^2(t)\rangle = \left\langle E_s^2\left(\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}\cos 2\Theta_s\right) + E_L^2\left(\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}\cos 2\Theta_L\right) + 2E_sE_L\left(\tfrac{1}{2}\cos(\Theta_L+\Theta_s)+\tfrac{1}{2}\cos(\Theta_L-\Theta_s)\right)\right\rangle.$$

Assumindo que as variações aleatórias de fase possuem valor médio igual a zero, o valor médio do campo elétrico total é:

$$\left\langle E^2(t)\right\rangle = \left\langle \frac{E_s^2+E_L^2}{2}\right\rangle, \text{ ou seja } E^2 = \frac{E_s^2+E_L^2}{2}$$

A eq.(3.4) também relaciona o campo óptico de pico ao campo médio ou corrente DC adicional, para relacionar isto à potência fotônica.

$$I_{DC} = \left\langle e\eta\frac{1}{hf}\frac{E^2(t)}{\eta_0}A\right\rangle = \frac{e\eta A}{2\eta_0}E^2 = \frac{e\eta}{hf}\langle P_{opt.}\rangle \tag{3.5}$$

onde: $P_{opt.} = P_s + P_L$ é o valor médio da potência óptica de entrada do fotodetetor [W], $P_L = \frac{E_L^2 A}{2\eta_0}$ é o valor médio da potência óptica do LO [W], $P_s = \frac{E_s^2 A}{2\eta_0}$ é o valor médio da potência óptica da portadora [W], E é a amplitude de pico do campo elétrico do sinal óptico total [V/m].

No sistema heteródino, o campo elétrico total possui componentes associadas ao sinal e ao LO. Expressando a amplitude do campo elétrico do sinal óptico total em termos de potência:

$$E^2 = \frac{2\eta_0}{A}\langle P_{opt.}\rangle \tag{3.6}$$

Usando as eq.(3.5), a eq.(3.6), considerando $E_L = \sqrt{\frac{2\eta_0}{A}P_L}$, $E_s = \sqrt{\frac{2\eta_0}{A}P_s}$ e realizando algumas transformações matemáticas obtêm-se:

$$E = \left(\frac{2\eta_0}{A}\right)^{1/2}\left[P_s^{1/2}\cos(\omega_s t+\varphi_s) + P_L^{1/2}\cos(\omega_L t+\varphi_L)\right] \tag{3.7}$$

Assim, a corrente dada pela eq.(3.4) é:

$$i(t) = \frac{2e\eta}{hf}\left[P_s\cos^2(\omega_s t+\varphi_s) + 2P_s^{1/2}P_L^{1/2}\cos(\omega_s t+\varphi_s)\cos(\omega_L t+\varphi_L) + P_L\cos^2(\omega_L t+\varphi_L)\right] \tag{3.8}$$

ou

$$i(t) = e\eta\frac{1}{hf}\left[\begin{array}{c} \underbrace{P_s + P_L}_{\text{Termos DC}} \\ \underbrace{+\,2P_s^{1/2}P_L^{1/2}\cos\left(\omega_{IF}t+\theta\right)}_{\text{Termo de IF}} \\ +\quad 2P_s^{1/2}P_L^{1/2}\cos\left[\left(\omega_s+\omega_L\right)t+\left(\varphi_s+\varphi_L\right)\right] \\ \underbrace{+P_s\cos\left(2\omega_s t+2\varphi_s\right)+P_L\cos\left(2\omega_L t+2\varphi_L\right)}_{\text{Termos de frequências ópticas}} \end{array}\right] \tag{3.9}$$

onde $\omega_{IF} = \omega_s - \omega_L$ e $\theta = \varphi_s - \varphi_L$. A frequência f_{IF} é definida como frequência intermediária (IF). A frequência angular associada a f_{IF} é dada por $\omega_{IF} = 2\pi f_{IF}$.

Os termos de frequência óptica, devido a estreita largura de banda do fotodetetor, comparado a frequência destes sinais, são desprezados na análise que se segue.

Os termos DC representam a corrente DC, neste caso dominados pelo termo do LO.

O termo de IF ou de batimento define o tipo de receptor a ser empregue. Se $f_{IF} = 0$, o sistema é homódino e heteródino quando $f_{IF} \neq 0$. Se os campos elétricos do sinal e do LO forem próximos em frequências, a sua diferença ω_{IF} pode ser muito menor que as frequências separadamente de maneira a proporcionar a conversão para baixo das frequências ópticas. Fazendo o LO mais forte que o sinal recebido e filtrando a componente DC, obtêm-se:

$$i = \frac{2e\eta}{hf}P_s^{1/2}P_L^{1/2}\cos[\omega_{IF}t+\theta] \tag{3.10}$$

A frequência angular ω_L do LO é escolhida de modo a diferir da frequência ω_s de tal maneira que a IF (ω_{IF}) fique na faixa de microonda (MO) ($1\ GHz \leq f_{IF} \leq 100\ GHz$). No caso do sinal recebido ser modulado, quando $\omega_s \neq \omega_L$, a recepção é feita em dois estágios; a frequência da portadora é primeiramente convertida em frequência intermediária f_{IF} (tipicamente 0.1 - 5 GHz) antes que o sinal seja demodulado para a banda base. Nem sempre é necessário o uso da IF.

Pode-se tornar a corrente do sinal arbitrariamente alta usando um sinal LO de alta potência. Esta é a forma como o sistema heteródino obtêm o seu ganho. A penalidade a ser paga com isso, é da corrente DC tornar-se também arbitrariamente alta:

$$I_{DC} \propto \frac{e\eta}{hf}P_L \tag{3.11}$$

aumentando o ruído balístico ("shot").

No caso do sistema homódino, $f_{IF} = 0$ e a corrente de saída do fotodetetor na deteção homódina é dada por:

$$i = \frac{2e\eta}{hf}(P_L + P_s^{1/2}P_L^{1/2}\cos\varphi_s) \tag{3.12}$$

A corrente de saída do fotodetetor, eq.(3.9), possui uma forte componente na frequência (IF) de

batimento ($\omega_s - \omega_L$), eq.(3.10), que depende do casamento entre os estados de polarização dos dois campos elétricos (E_s, E_L).

A necessidade de coincidência dos estados de polarização, "state of polarization" (SOP), é uma das mais importantes diferenças entre os receptores coerentes ópticos e a deteção RF convencional. Ela constitui um problema de engenharia na recepção coerente, já que o sinal recebido possui um imprevisível SOP que deve ser de alguma maneira compensado. Porém, já existem sistemas com fibras ópticas que mantêm a polarização do campo elétrico do sinal, proporcionando o casamento das polarizações.

A não linearidade do fotodetetor é usada para misturar as frequência do sinal e a do LO, como foi visto anteriormente. Os dispositivos reais que podem ser usados como detetor são: fotodiodos (PD) e foto-transistores. Dentre estes, o fotodiodo (PIN) e o fotodiodo de avalanche (APD) são geralmente usados nos sistemas práticos devido a sua rápida resposta, alta sensibilidade, e pequeno tamanho. Os materiais semicondutores usados nos PIN e APD são Si (silício) para $\lambda \leq 1\mu m$, e Ge (germânio), InGaAs (arsenato de gálio índio) ou InGaAsP (fosfeto de arsenato de gálio índio) para $\lambda \geq 1\mu m$. Os fotodetetores são sensíveis à potência óptica do sinal e insensíveis à fase óptica para o caso da deteção direta de sinais.

Usando as potências médias, e assumindo haver coincidência de SOP, a corrente de saída do PD, considerando que $I = RP$, é dada pela expressão [6]:

$$i = R\left[\underbrace{P_s + P_L}_{\text{Termos DC}} + \underbrace{2P_s^{1/2}P_L^{1/2}\cos\left(\omega_{IF}t + \theta\right)}_{\text{Termo de IF}}\right] \tag{3.13}$$

onde o parâmetro R é chamada de *responsividade do fotodetetor*, obtida da seguinte equação:

$$R = \frac{\eta e}{hf} \approx \frac{\eta\lambda}{1.24} = 0.805\eta\lambda \ \ [A/W] \tag{3.14}$$

onde $\lambda = c/f$ é o comprimento de onda [μm], $c = 3.10^8$ é a velocidade da luz [m/s].

Uma vantagem importante do uso das técnicas de deteção heteródina e técnicas coerentes é que a amplitude e as flutuações da fase do sinal óptico recebido podem ser detetadas e medidas. Esta característica possibilita o envio da informação modulando a amplitude, fase ou frequência da portadora óptica. Para o caso dos sistemas de comunicação digital, têm-se três formatos de modulação: chaveamento por deslocamento de amplitude "amplitude shift keying" (ASK), chaveamento por deslocamento de fase "phase-shift keying" (PSK), chaveamento por deslocamento de frequência "frequency-shift keying" (FSK).

3.2 Amplificador Óptico Semicondutor (SOA)

3.2.1 Conceitos Gerais

Os amplificadores ópticos amplificam a luz incidente através da emissão estimulada, o mesmo mecanismo usado pelos lasers. De fato, o amplificador óptico é nada mais que um laser sem realimentação [8]. Seu componente constituinte, principal, é o ganho óptico obtido quando o amplificador é bombeado (óptica ou eletricamente) para conseguir-se a inversão de população. Em geral, o ganho óptico depende da frequência (ou comprimento de onda) do sinal incidente em qualquer ponto no interior do amplificador. Detalhes da dependência do ganho em relação à frequência e intensidade depende do meio amplificador. Para ilustrar o conceito geral, supõe-se o caso em que o meio de ganho é modelado como um sistema de dois níveis limitado de forma homogênea. O coeficiente de ganho de tal sistema é expresso por [9]:

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + P/P_s} \tag{3.15}$$

onde g_0 é o valor de pico do coeficiente de ganho, determinado pelo nível de bombeamento do amplificador, $\omega = 2\pi f$ é a frequência óptica angular do sinal incidente [rad/seg], ω_0 é a frequência angular dos atómos [rad/seg], P é a potência óptica do sinal a ser amplificado [W]. A potência de saturação P_s depende dos parâmetros do meio de ganho tais como T_1, o tempo de vida da população atómica da seção de transição transversal, que varia entre 100 ps e 10 ms dependendo do meio de ganho usado no amplificador, e o parâmetro T_2, que é o tempo de vida da população atómica no estado excitado (0,1 - 1 ps).

Quando $P/P_s \ll 1$ ao longo do amplificador, o ganho mantem-se não saturado durante a amplificação.

3.2.2 Espectro do ganho e largura de banda

Negligenciando P/P_s na eq.(3.15), o ganho do SOA é dado por:

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \tag{3.16}$$

Esta equação mostra que o ganho é máximo quando a frequência incidente ω coincide com ω_0. A redução do ganho para $\omega \neq \omega_0$ é definida pelo perfil de Lorentz, que é o perfil caraterístico de um sistema de dois níveis limitado de forma homogênea. O espectro do ganho dos amplificadores reais desviam-se consideravelmente do formato de Lorentz. *A largura de banda do ganho* é definida como a largura de banda para o qual o espectro de ganho $g(\omega)$ cai para a metade do seu valor máximo "full

width, half maximum", FWHM. Para o espectro de Lorentz a largura de banda do ganho é dada por:

$$\Delta f_g = \frac{\Delta\omega_g}{2\pi} = \frac{1}{\pi T_2} \tag{3.17}$$

Por exemplo, $\Delta f_g \cong 3\ THz$ para amplificadores ópticos semicondutores para os quais $T_2 \cong 0,1\ ps$. Amplificadores com largura de banda relativamente ampla são preferidos nos sistemas de comunicações ópticas, desde que o ganho seja quase constante na largura de banda de interesse, principalmente em se tratando de transmissão multicanal. É usado o conceito de largura de banda do amplificador ao invés de largura de banda do ganho. A diferença torna-se clara quando se considera o *ganho do amplificador* G, também conhecido por *fator de amplificação* e definido como:

$$G = P_{out}/P_{in} \tag{3.18}$$

onde P_{out} e P_{in} são as potências de saída e entrada, respectivamente, do sinal a ser amplificado. Pode-se obter a expressão de G usando [9]:

$$\frac{dP(z)}{dz} = g(\omega)P(z) \tag{3.19}$$

onde P(z) é a potência óptica na distância z desde a entrada. A integração com a condição inical $P(0) = P_{in}$ mostra que a potência do sinal cresce exponencialmente:

$$P(z) = P_{in} \exp\left[g(\omega)\ z\right] \tag{3.20}$$

Notando que $P(L) = P_{out}$ e usando a eq.(3.18), o fator de amplificação para um amplificador de comprimento L é dado por:

$$G(\omega) = \exp[g(\omega)\ L] \tag{3.21}$$

onde é explicitamente mostrada a dependência em frequência de G e g. O *ganho do amplificador* $G(\omega)$ e o *coeficiente de ganho* $g(\omega)$ são máximos quando $\omega = \omega_0$ e decrescem com $\omega - \omega_0$. No entanto, $G(\omega)$ decresce mais rapidamente que $g(\omega)$ por causa de sua dependência exponencial. A largura de banda do amplificador Δf_A é definida como a FWHM do $G(\omega)$ e está relacionada a largura de banda de ganho Δf_g como:

$$\Delta f_A = \Delta f_g \left(\frac{\ln 2}{g_0 L - \ln 2}\right) \tag{3.22}$$

A largura de banda do amplificador é menor que a largura de banda do ganho e a diferença depende do próprio valor de pico do coeficiente de ganho do amplificador.

3.2.3 Ganho de saturação

A origem do ganho de saturação reside na dependência do coeficiente de ganho em relação a potência óptica, como mostrado na eq.(3.15). Quando $P << P_s$, $g(\omega)$ reduz-se para a eq.(3.16) e é referido como *ganho de pequenos sinais*, desde que a potência do sinal incidente seja pequena e mantenha-se pequena durante a amplificação. A partir do momento em que P se tornar comparável a Ps, o coeficiente de ganho é reduzido do seu valor de pequeno sinal, levando o fator de amplificação a decrescer.

Considerando o caso em que a frequência do sinal incidente é exatamente sintonizada na frequência atômica de transição ω_0, para maximizar o ganho de pequeno sinal, os efeitos de falta de sintonia incorporam-se substituindo $g(\omega)$ da eq.(3.15) na eq.(3.19). Daí obtemos a expressão:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{g_0 P}{1 + P/P_s} \tag{3.23}$$

Esta equação é facilmente integrada sobre o comprimento do amplificador. Usando as condições iniciais $P(0) = P_{in}$, $P(L) = P_{out} = GP_{in}$, obtêm-se a implícita relação para o ganho do amplificador em caso de grande sinais:

$$\frac{1 + P/P_s}{P} dP = g_0 dz;$$

$$\frac{1 + P/P_s}{P} dP = g_0 dz \; ; \; \int_{P_{in}}^{P_{out}} \left(\frac{1}{P} + \frac{1}{P_s}\right) dP = \int_0^L g_0 dz \; ; \; \ln P \,|_{P_{in}}^{P_{out}} + \frac{P}{P_s} \,|_{P_{in}}^{P_{out}} = g_0 L \; ;$$

$$\ln \frac{P_{out}}{P_{in}} + \frac{P_{out} - P_{in}}{P_s} = g_0 L \; ; \; P_{out} - P_{in} = P_{out}\left(1 - \frac{1}{G}\right) = P_{out}\left(\frac{G-1}{G}\right) \; ;$$

$$\ln G = g_0 L - \left(\frac{G-1}{G}\right)\frac{P_{out}}{P_s} \; ; \; G_0 = \exp(g_0 L) \; ;$$

$$G = G_0 \exp(-\frac{G-1}{G}\frac{P_{out}}{P_s}) \tag{3.24}$$

onde: G_0 é o valor não saturado do fator de amplificação ($P_{out} << Ps$).

A eq.(3.24) mostra que o fator de amplificação G decresce desde o seu próprio valor não saturado G_0 quando P_{out} torna-se comparável a Ps. O valor de interesse prático é a *potência de saturação de saída* P_{out}^s, definida como a potência de saída para qual o ganho do amplificador é reduzido por um fator de 2 (ou 3 dB) do seu próprio valor não saturado G_0. Usando $G=G_0/2$ na eq.(3.24), P_{out}^s é dada por:

$$P_{out}^{s} = \frac{G_0 \ln 2}{G_0 - 2} P_s \tag{3.25}$$

P_{out}^{s} é menor que P_s em cerca de 30%. De fato, notando que $G_0 >> 2$ (G_0 =1000 para 30 dB de ganho do amplificador), $P_{out}^{s} \approx (\ln 2) P_s \approx 0,69.P_s$. Como visto pela eq.(3.25), P_{out}^{s} torna-se praticamente independente de G_0 para $G_0 > 20\ dB$.

3.2.4 Mistura de dois sinais ópticos

Os efeitos não lineares que ocorrem no SOA causam ganhos diferentes aos campos elétricos dos sinais ópticos de entrada e levam à geração de harmônicas de produtos de intermodulação na saída do SOA. Os efeitos não lineares se devem à modulação da densidade de portadores do sinal de batimento. Esta modulação da densidade de portadores do sinal de batimento resulta em polarizações não lineares do índice de refração quando estas são usadas como fontes ópticas. Por sua vez a densidade de portadores elétrons provoca variações do índice de refração do meio de ganho e consequentemente no ganho. A densidade de portadores na região ativa de um SOA é dada por [10]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{g(N)}{hf} \left\langle |E|^2 \right\rangle \tag{3.26}$$

onde N é a densidade de portadores, τ_c é o tempo médio efetivo de recombinação dos portadores, e é a carga do eletron, V é o volume da região ativa, I é a corrente injetada na região ativa, $g(N)$ coeficiente de ganho, h [J.seg] é a constante de Planck, f é a frequência de ressonância da cavidade óptica [Hz]. A não linearidade do último termo da eq.(3.26) descreve as propriedades de mistura de sinais ópticos do SOA, gerando assim os produtos de intermodulação. A medida em que a potência óptica do sinal de entrada aumenta, o número de fotons na cavidade óptica do SOA aumenta e a densidade de portadores diminui. O índice de refração é função da densidade de portadores e aumenta com a diminuição do número de portadores. A variação do índice de refração altera o comprimento óptico da cavidade deslocando o comprimento de onda. A sobreposição dos dois sinais ópticos é dada por:

$$\begin{aligned}
E^2(t) &= [(E_s(t) + E_L(t))]^2 \\
&= [E_s \cos(\omega_s t + \varphi_s) + E_L \cos(\omega_L t + \varphi_L)]^2 \\
&= \frac{1}{2}(E_s + E_L)^2 \\
&\quad + E_s E_L \cos[\omega_{IF} t + \theta] + E_s E_L \cos[(\omega_s + \omega_L) t + (\varphi_s + \varphi_L)] \\
&\quad + \frac{1}{2} E_s^2 \cos(2\omega_s t + 2\varphi_s) + \frac{1}{2} E_L^2 \cos(2\omega_L t + 2\varphi_L)
\end{aligned}$$

onde $\theta = \varphi_s - \varphi_L$ e $\omega_{IF} = \omega_s - \omega_L$ é o sinal de batimento.

Uma solução aproximada da eq.(3.26) é dada por:

$$N = \overline{N} + [\Delta N \left(\exp\left(i\omega_{IF}t\right) + \exp\left(-i\omega_{IF}t\right)\right)] \tag{3.27}$$

onde $\overline{N}$ é o valor médio da densidade de portadores. Os termos dc e ac da densidade de portadores N, são dadas pelas expressões [11]:

$$\overline{N} = \frac{\frac{I}{I_0} + P_s + P_L}{1 + P_s + P_L} N_0 \tag{3.28}$$

onde $I_0 = \frac{eVN_0}{\tau_c}$ é a corrente necessária para a transparência da região ativa, P_s e P_L são as potências dos sinais óptico e LO, respetivamente, N_0 é a densidade de portadores na qual a região ativa se torna transparente (início da inversão de população).

$$\Delta N = \frac{\frac{(N-N_0)E_sE_L}{P_{sat}}}{1 + P_s + P_L + i\omega_{IF}\tau_c} \tag{3.29}$$

onde E_s e E_L são as intensidades do sinal óptico e LO, respetivamente, P_{sat} potência de saturação.

Na eq.(3.26), $g(N)$ é assumido variar de forma linear com a densidade de portadores, de maneira que:

$$g(N) = \Gamma a(N - N_0)$$

onde Γ é o fator de confinamento, $a \cong 2 - 3.10^{-16}$ $[cm^2]$ é o coeficiente de ganho, $N_0 \cong 1 - 2.10^{18}$ $[cm^{-3}]$.

3.2.5 Ruído do amplificador

Todos os amplificadores degradam a *razão sinal ruído* (SNR) do sinal amplificado devido à emissão espontânea que é acrescida ao sinal durante a sua amplificação. A degradação da SNR é quantificada através do parâmetro F_n, chamado de *figura de ruído do amplificador* em analogia aos amplificadores eletrônicos, e definida como:

$$F_n = \frac{(SNR)_{in}}{(SNR)_{out}} \tag{3.30}$$

onde: SNR é a relação sinal ruído. Em geral, F_n dependerá de diversos parâmetros do fotodetetor, os quais determinam os ruídos balístico "shot" e térmico a ele associados. Pode-se obter a expressão de F_n considerando um detetor ideal cujo desempenho é limitado unicamente pelo ruído balístico "shot".

Considerando um amplificador com fator de amplificação G, tal que a potência de saída seja relacionada a potência de entrada por $P_{out} = GP_{in}$. A SNR do sinal de entrada é dada por [9]:

$$(SNR)_{in} = \frac{\langle I \rangle^2}{\sigma_s^2} = \frac{(RP_{in})^2}{2e\,(RP_{in})\,\Delta f} = \frac{P_{in}}{2hf\Delta f} \tag{3.31}$$

onde: $\langle I \rangle = RP_{in}$ é a corrente média do fotodetetor, $R = \frac{e}{hf}$ é a responsividade do fotodetetor ideal com eficiência quântica unitária,

$$\sigma_s^2 = 2e\,(RP_{in})\,\Delta f \tag{3.32}$$

onde: σ_s^2 é o ruído balístico [dB] e Δf é a largura de banda do fotodetetor [Hz].

Para avaliar a SNR do sinal amplificado, deve-se adicionar a contribuição da emissão espontânea ao ruído do receptor.

A densidade espectral do ruído de emissão espontânea induzida é praticamente constante (ruído branco) e é expressa por [9]:

$$S_{sp}(f) = (G-1)n_{sp}hf \tag{3.33}$$

onde: f é a frequência óptica [Hz]. O parâmetro n_{sp} é chamado de *fator de emissão espontânea* ou fator de inversão da população. Seu valor é de 1 para amplificadores com completa inversão da população (todos os átomos no estado excitado), mas torna-se >1 quando a inversão da população é incompleta. Para o sistema de dois níveis limitado de forma homogénea, $n_{sp} = N_2/(N_2 - N_1)$, onde N_1 e N_2 são as populações atómicas para os estados base e excitado respetivamente. O efeito da emissão espontânea é a de adicionar flutuações à potência amplificada, que são convertidas em flutuações de corrente pelo fotodetetor.

Desta forma o fator dominante no ruído do receptor advém do batimento da emissão espontânea com o próprio sinal. Este fenômeno de batimento é similar à deteção heteródina no sentido que a emissão espontânea mistura-se, de forma coerente no fotodetetor, com o sinal amplificado e produz a componente heteródina da corrente do fotodetetor.

A variança da corrente do fotodetetor pode ser expressa por [9]:

$$\sigma^2 = 2e\,(RGP_{in})\,\Delta f + 4\,(RGP_{in})\,(RS_{sp})\Delta f \tag{3.34}$$

onde o primeiro termo é devido ao ruído balístico e o segundo termo resulta do batimento entre o sinal e a emissão espontânea. Por simplicidade negligenciaram-se outras contribuições ao ruído do receptor. A SNR do sinal amplificado é assim dada por:

$$(SNR)_{out} = \frac{\langle I \rangle^2}{\sigma^2} = \frac{(RGP_{in})^2}{\sigma^2} \approx \frac{GP_{in}}{4S_{sp}\Delta f} \tag{3.35}$$

onde a última relação foi obtida negligenciando o primeiro termo na eq.(3.34) e é valida para G>>1.

A figura de ruído do amplificador é agora obtida substituindo as eq.(3.31) e eq.(3.35) na eq.(3.30).

Usando-se a eq.(3.33) para S_{sp}, obtêm-se:

$$F_n = 2n_{sp}(G-1)/G \approx 2n_{sp} \tag{3.36}$$

Esta equação mostra que a SNR do sinal amplificado é degradada por um fator de 2 (ou 3 dB) mesmo para o amplificador ideal para o qual $n_{sp} = 1$. Para muitos dos amplificadores práticos, $\mathbf{F_n}$ excede 3 dB e pode atingir 6 a 8 dB. Para sua aplicação em sistemas de comunicações ópticas, o amplificador óptico deve possuir F_n o mais mais baixo possível.

3.3 Moduladores Mach-Zehnder (MZ)

Este tipo de dispositivo usa a configuração do interferômetro de Mach-Zehnder (MZ) para modular sinais ópticos a ele acoplados [12]. O princípio básico de operação consiste em variar o comprimento óptico de um dos braços do interferômetro, através da aplicação de uma tensão a eletrodos colocados neste braço, de forma a alterar os padrões de interferência na saída do dispositivo.

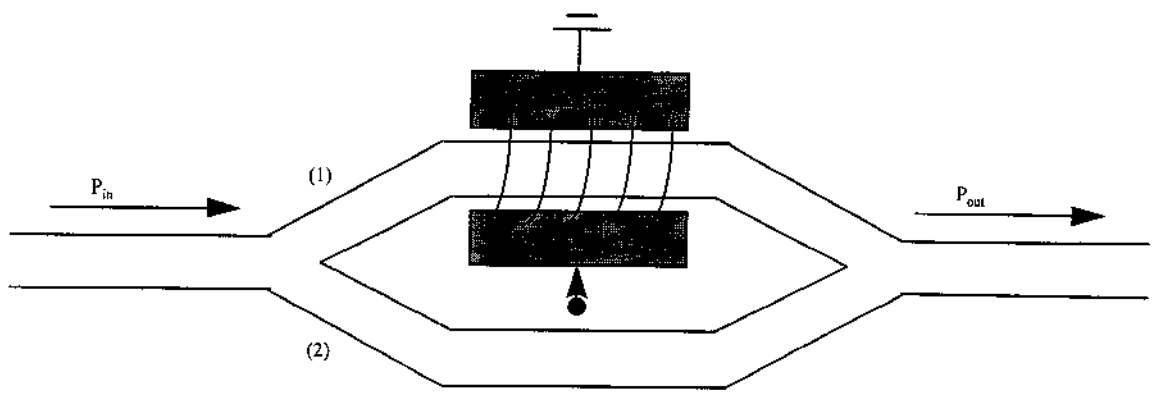

Fig. 3-2: Princípio de funcionamento do modulador Mach-Zehnder

A entrada do dispositivo é dividida em dois guias ópticos de igual comprimento, um dos quais passa entre dois eletrodos de ouro, fig.(3-2). O campo elétrico resultante do potencial aplicado aos eletrodos faz variar a constante de propagação do guia que os atravessa. Se o feixe de entrada for dividido igualmente entre os guias (1) e (2), e se a tensão aplicada for tal que a diferença de fase entre as saídas dos dois guias seja múltiplo ímpar de π radianos, as saídas se cancelam mutuamente (interferência destrutiva). No caso de múltiplos par de π, as saídas se somam (interferência construtiva).

Para que a informação seja imposta sobre a portadora do laser, o feixe deve ser modulado de alguma maneira. Um esquema particular envolvendo o interferômetro Mach-Zehnder faz uso da natureza coerente da luz [13].

O material do substrato é eletro-óptico, permitindo que a velocidade da luz no meio, equivalente-

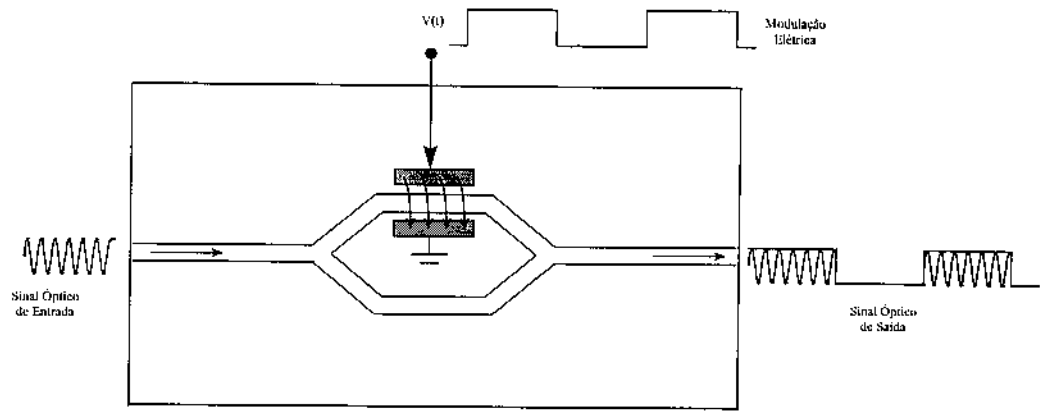

Fig. 3-3: Príncipio de modulação do sinal do modulador MZ

mente, seu comprimento de onda, seja modificada em função do campo elétrico aplicado. O esquema da fig.(3-3) pode ser usado para impôr o sinal modulado na portadora do laser. O interferômetro também é usado na conversão analógico-digital de alta velocidade, no deslocamento da fase óptica e na medição de parâmetros como temperatura, pressão e campo magnético.

Nos moduladores $LiNbO_3$ (niobato de lítio) a modulação ocorre por meio da mistura da portadora óptica com o sinal de informação [14]. Para tal, os moduladores MZ tem recebido bastante atenção, embora o seu potêncial na mistura e conversão de sinais requeira mais pesquisa.

3.3.1 Dependência da tensão de meia onda (V_π) com a frequência

A tensão de meia onda é normalmente definida como uma grandeza DC. Da equação [15]:

$$P_0 = \frac{T_D P_{in}}{2} \left(1 + \cos\left[\phi_0 + 2\Delta\phi_{co}\left(f, t_0\right)\right]\right) \tag{3.37}$$

onde ϕ_0 é a fase do sinal [rad], T_D representa as perdas de acoplamento e transmissão do enlace com modulador polarizado em máxima transmissão [dB], $\Delta\phi_{co}\left(f, t_0\right)$ é o deslocamento de fase eletro-óptico total (dependente da frequência) dos sinais incidentes no instante de tempo $t = t_0$, f é a frequência [Hz]. Para polarização em quadratura ($\phi_0 = 90^0$) e em operação com pequeno sinal, a eq.(3.37) torna-se:

$$P_0 = \frac{T_D P_{in}}{2} \left(1 - 2\Delta\phi_{co}\left(f, t_0\right)\right) \tag{3.38}$$

Do acima referido, a componente ac da potência de saída $P_0(f)$ numa dada frequência é dada por:

$$P_0(f) = -T_D P_{in} \Delta\phi_{co}\left(f, t_0\right) \tag{3.39}$$

A amplitude da resposta normalizada em frequência $M_{co}(f)$ do modulador é dada por:

$$M_{co}(f) = \frac{P_0(f)}{P_0(0)} = \frac{|\Delta\phi_{co}(f,t_0)|}{|\Delta\phi_{co}(0,t_0)|} \tag{3.40}$$

e

$$\theta_{co}(f) = \tan^{-1}\frac{X_{co}}{Y_{co}} \tag{3.41}$$

onde $\theta_{co}(f)$ é o atraso do sinal modulado (resposta de fase), X_{co} e Y_{co} são as dimensões da cavidade do modulador.

A amplitude do sinal óptico (OR_{co}) é:

$$OR_{co}(f) = 20.\log M_{co}(f) \tag{3.42}$$

Assumindo a resposta do modulador, em baixas frequências, igual ao nível de referência, tal informação representa as perdas do eletrodo e descasamento da velocidade óptica. O descasamento de impedância, induzido no dispositivo, pela perda de acoplamento é considerado para a resposta normalizada em frequência igual a zero, $\Delta\phi_{co}(0,t_0) = \Delta\phi_{DC}$ para Γ (coeficiente de reflexão da cavidade) $\rightarrow 0$ quando $f \rightarrow 0$. Portanto da eq.(3.37) em $f = 0$, pode-se escrever:

$$2\Delta\phi_{co}(0,t_0) = 2\Delta\phi_{DC} = \frac{\pi V_0}{V_\pi(DC)} \tag{3.43}$$

onde V_0 é a amplitude máxima da tensão do modulador (tensão para um deslocamento de fase de 0°), V_π por definição é a tensão de meia onda, ou seja, tensão necessária para um deslocamento de fase de 180°. Definindo-se a tensão de meia onda (V_π) dependente da frequência, $V_\pi(f)$, generaliza-se a eq.(3.43) para

$$2\,|\Delta\phi_{co}(f,t_0)| = \frac{\pi V_0}{V_\pi(f)} \tag{3.44}$$

onde retira-se a fase de $\Delta\phi_{co}(f,t_0)$. Usando as eq.(3.43), eq.(3.44), eq.(3.40), e eq.(3.42) obtêm-se:

$$V_\pi(f) = V_\pi(DC)10^{-OR_{co}(f)/20} \tag{3.45}$$

Naturalmente $V_\pi(f)$ depende da resposta óptica e inclui todos os efeitos de descasamento de impedância, perda, e descasamento de velocidade. A tensão $V_\pi(f)$ é um parâmetro útil na comparação do desempenho de diferentes moduladores banda larga [14].

3.3.2 Desempenho do modulador

A questão central de operação banda larga do modulador eletro-óptico basea-se em dois fatores. O primeiro é o casamento da velocidade de microonda (MO) e a propagação dos modos no guia de onda óptico. Nos moduladores $LiNbO_3$ de onda caminhante (TW), os sinais de microonda e óptico tipicamente viajam em diferentes velocidades, portanto limitam a largura de banda do dispositivo [14]. Para tal, a velocidade do sinal óptico é fixa e a velocidade de microonda pode ser projetada para se casar a do sinal óptico empregando eletrodos compacto-coplanares [16].

O parâmetro fundamental, que reflete a eficiência da mistura no dispositivo, é a perda de conversão de RF. Pode-se demonstrar [15], que a tensão de meia onda ($V_\pi(f)$) em RF do modulador, sendo proporcional à perda de conversão, caracteriza, de forma adquada, a eficiência de mistura do modulador.

3.3.3 Modulador polarizado em quadratura

Quando o sinal de polarização do modulador MZ em quadratura, ($\phi_0 = 90^0$), é modulado, é gerado um sinal óptico profundamente modulado na frequência do sinal, com as harmônicas pares suprimidas. Neste caso, o sinal IF desejado é o próprio sinal de modulação RF. Neste modo de operação, o sinal de saída varia linearmente com o sinal na entrada, quando a amplitude do sinal na entrada for pequeno em relação a V_π. No entanto, quando a amplitude do sinal RF na entrada tornar-se comparável a V_π, então a compressão é estabelecida, e quando estiver em presença de mais de um sinal de entrada, torna-se importante a distorção de intermodulação (IMD).

Sendo (P_{in}) a potência óptica de entrada no modulador MZ, a potência de saída do fotodetetor (P_0), pode ser representada pela eq.(3.37). Para um sinal de entrada senoidal, o deslocamento de fase, $\Delta\phi$, é dada por [14]:

$$\Delta\phi = \frac{\pi V}{V_\pi} M(\omega) \sin[\omega t + \theta(\omega)] \tag{3.46}$$

onde V é a amplitude do sinal ac de entrada, $M(\omega)$ é a amplitude normalizada da resposta em frequência do modulador, $\theta(\omega)$ é a resposta de fase e representa o atraso do sinal modulado devido ao descasamento da velocidade de microonda (MO), ω é a frequência angular do sinal de entrada. Já que a queda de $\Delta\phi$ com a frequência de modulação tende a aumentar a tensão de meia onda do modulador, fixa-se a tensão de meia onda para uma frequência, e obtêm-se:

$$\Delta\phi = \frac{\pi V}{V_\pi(\omega)} \sin[\omega t + \theta(\omega)] \tag{3.47}$$

onde $V_\pi(\omega)$ é a tensão de meia onda do modulador na frequência angular ω.

Quando o modulador é polarizado em quadratura ($\phi_0 = 90^0$), tem-se:

$$P_0 = \frac{T_D P_{in}}{2}\left(1 - \sin\left[\frac{\pi V}{V_\pi(\omega)} \sin(\omega t + \theta(\omega))\right]\right) \tag{3.48}$$

Para tal a eq.(3.48) corresponde a um sinal de entrada. Para dois sinais de entrada com amplitudes V_1 e V_2 e frequências angulares ω_1 e ω_2, tem-se:

$$P_0 = \frac{T_D P_{in}}{2}\left(1 - \sin\left[\frac{\pi V_1}{V_\pi(\omega_1)}\sin\left(\omega_1 t + \theta(\omega_1)\right) + \frac{\pi V_2}{V_\pi(\omega_2)}\sin\left(\omega_2 t + \theta(\omega_2)\right)\right]\right) \tag{3.49}$$

Expandindo esta equação em termos das funções de Bessel, retirando os termos de terceira e ordens superiores, obtêm-se:

$$P_0 = \frac{T_D P_{in}}{2}\begin{pmatrix} 1 - 2J_0\left(X_2\right)J_1\left(X_1\right)\sin\left[\omega_1 t + \theta(\omega_1)\right] \\ -2J_0\left(X_1\right)J_1\left(X_2\right)\sin\left[\left(\omega_2 t + \theta(\omega_2)\right)\right] \\ -2J_1\left(X_1\right)J_2\left(X_2\right)\sin\left[\left(\omega_1 - 2\omega_2\right)t + \theta(\omega_1) - 2\theta(\omega_2)\right] \\ -2J_1\left(X_1\right)J_2\left(X_2\right)\sin\left[\left(\omega_1 + 2\omega_2\right)t + \theta(\omega_1) + 2\theta(\omega_2)\right] \\ -2J_2\left(X_1\right)J_1\left(X_2\right)\sin\left[\left(\omega_2 - 2\omega_1\right)t + \theta(\omega_2) - 2\theta(\omega_1)\right] \\ -2J_2\left(X_1\right)J_1\left(X_2\right)\sin\left[\left(\omega_2 + 2\omega_1\right)t + \theta(\omega_2) + 2\theta(\omega_1)\right] \end{pmatrix} \tag{3.50}$$

onde J_n é a função de Bessel de ordem n, $X_1 = \frac{\pi V_1}{V_\pi(\omega_1)}$ e $X_2 = \frac{\pi V_2}{V_\pi(\omega_2)}$.

Na eq.(3.50) a contribuição do termo DC (P_{DC}) na potência óptica do fotodetetor é dada por $P_{DC} = \frac{T_D P_{in}}{2}$. Se R for a responsividade do fotodetetor, então a corrente DC detectada será $I_{DC} = \frac{RT_D P_{in}}{2}$. Da eq.(3.50) pode-se ver que em adição aos termos fundamentais do sinal nas frequências ω_1 e ω_2, também existe potência nos termos de terceira ordem ($2\omega_1 - \omega_2$ e $2\omega_2 - \omega_1$) que estão na mesma banda passante RF.

As potências elétricas dos sinais, para uma carga de 50 Ω, associados a estes termos são dados por:

$$P(\omega_1) = L(\omega_1)\frac{I_{DC}^2}{2}\left(2J_0\left(X_2\right)J_1\left(X_1\right)\right)^2.50 \tag{3.51}$$

$$P(\omega_2) = L(\omega_2)\frac{I_{DC}^2}{2}\left(2J_0\left(X_1\right)J_1\left(X_2\right)\right)^2.50 \tag{3.52}$$

$$P(2\omega_1 - \omega_2) = L(2\omega_1 - \omega_2)\frac{I_{DC}^2}{2}\left(2J_2\left(X_1\right)J_1\left(X_2\right)\right)^2.50 \tag{3.53}$$

$$P(2\omega_2 - \omega_2) = L(2\omega_2 - \omega_1)\frac{I_{DC}^2}{2}\left(2J_1\left(X_1\right)J_2\left(X_2\right)\right)^2.50 \tag{3.54}$$

onde $L(\omega)$ representa a resposta em frequência do fotodetetor e cabos ópticos, que limitam o desempenho do enlace de fibra óptica. Em frequência suficientemente alta, $L(\omega)$ pode tornar-se significativa e portanto, deve ser levada em consideração na avaliação do desempenho do enlace.

Da eq.(3.54) nota-se que as potências do sinal em diferentes frequências são diretamente proporcionais aos argumentos (X_1) e (X_2) da função de Bessel e daí inversamente proporcionais a $V_\pi(\omega)$. Assim, mantendo-se invariáveis as outras condições, menor $V_\pi(\omega)$ significa maior profundidade do sinal modulado.

A perda de conversão RF do enlace é definida como:

$$\boxed{\text{Perda de conversão RF (dB)} = \text{P}_{\text{IF}} \text{ detetada (dBm) - potência RF de entrada (dBm)}} \quad (3.55)$$

Esta perda pode ser melhorada aumentando a potência do laser e usando um fotodetetor de melhor responsividade. No entanto, estes fatores são externos ao modulador.

3.3.4 Par de moduladores em cascata polarizados em quadratura

A conversão para baixo ou para cima é realizada aplicando-se um sinal RF a um modulador (MZ1), fig.(3-4), que depois é misturado com o sinal do LO aplicado a MZ2. Para uma eficiente conversão dessas duas frequências para desejada frequência IF, ambos sinais ópticos (RF, LO) devem ser modulados. Para prevenir vazamento da potência para outras frequências indesejadas, ambos moduladores devem ser polarizados em quadratura [14]. Nesta configuração em particular, fig.(3-4), a intenção da aplicação de dois moduladores em cascata é para antena remota "antenna remoting". Neste caso um modulador é usado para transmitir o sinal RF de baixa potência de uma locação remota via fibra óptica. Este sinal sofre, no receptor, uma conversão para baixo, depois da deteção, devido a mistura com o sinal LO aplicado pelo modulador (MZ2). O projeto de dois moduladores juntos também permite a multiplicação dos sinais de RF aplicados a cada modulador.

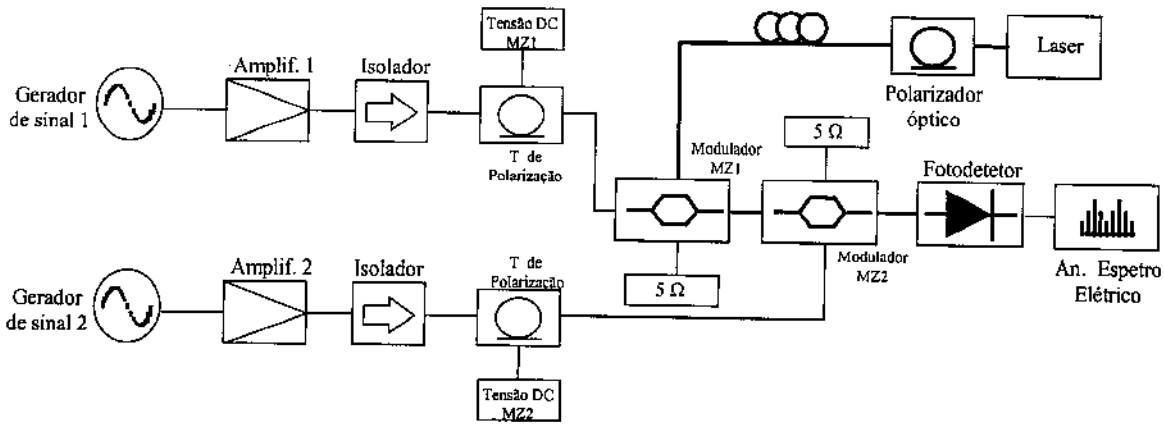

Fig. 3-4: Projeto de dois moduladores MZ em cascata

Se os sinais de entrada $V_1 \sin\omega_1 t$ e, $V_2 \sin\omega_2 t$ forem os sinais aplicados aos moduladores MZ1 e MZ2 respetivamente, a potência P_0 do par de moduladores em cascata é dada por [14]:

$$P_0 = \frac{T_D P_{in}}{4}\left(1 - \sin\left[\frac{\pi V_1}{V_{\pi 1}(\omega_1)}\sin\left(\omega_1 t + \theta(\omega_1)\right)\right]\right).\left(1 - \sin\left[\frac{\pi V_2}{V_{\pi 2}(\omega_2)}\sin\left(\omega_2 t + \theta(\omega_2)\right)\right]\right) \quad (3.56)$$

onde $V_\pi(\omega_1)$ e $V_\pi(\omega_2)$ são as tensões RF de meia onda dos moduladores MZ1 e MZ2 respetivamente.

Expandindo esta equação em termos das funções de Bessel, retirando os termos de terceira e ordens superiores, obtêm-se:

$$P_0 = \frac{T_D P_{in}}{4} \begin{pmatrix} 1 - 2J_1(X_1)\sin[(\omega_1 t + \theta(\omega_1))] \\ -2J_1(X_2)\sin[(\omega_2 t + \theta(\omega_2))] \\ -2J_1(X_1)J_1(X_2)\sin[(\omega_2 - \omega_1)t + \theta(\omega_2) - \theta(\omega_1)] \\ -2J_1(X_1)J_1(X_2)\sin[(\omega_1 + \omega_2)t + \theta(\omega_1) + \theta(\omega_2)] \end{pmatrix} \tag{3.57}$$

Nas frequências angulares ω_1, ω_2, $\omega_1 - \omega_2$ e $\omega_2 + \omega_1$ as potências elétricas transmitidas a carga de 50Ω é calculada usando as seguintes expressões:

$$P(\omega_1 - \omega_2) = L(\omega_1 - \omega_2)\frac{I_{DC}^2}{2}\left(2J_1(X_1)J_1(X_2)\right)^2 .50 \tag{3.58}$$

$$P(\omega_1) = L(\omega_1)\frac{I_{DC}^2}{2}\left(2J_1(X_1)\right)^2 .50 \tag{3.59}$$

$$P(\omega_2) = L(\omega_2)\frac{I_{DC}^2}{2}\left(2J_1(X_2)\right)^2 .50 \tag{3.60}$$

3.3.5 Modulador polarizado para máxima transmissão

As funções de transferência dos moduladores polarizados tanto para máxima ($\phi_0 = 0^0$) ou mínima ($\phi_0 = 180^0$) transmissão são análogas no fato de que as harmônicas ímpares são suprimidas. O modulador polarizado para mínima transmissão oferece a vantagem de ruído do laser mais baixo e menores reflexões ópticas [14]. Para a polarização de máxima transmissão, quase toda potência óptica, mais tarde detetada, vem do próprio modo óptico guiado. Para a polarização de transmissão mínima, a componente DC da potência no modo óptico guiado é bastante pequena e outras fontes podem proporcionar porção significativa para a potência óptica detetada. O modulador polarizado para máxima transmissão é usado para conversão para baixo, misturando a portadora óptica de baixa potência com um forte sinal óptico do LO [17], como visto na seção anterior. Para o caso de dois sinais de entrada no modulador polarizado em quadratura ($\phi_0 = 90^0$), o sinal óptico de saída contêm as duas frequências.

Quando dois sinais de amplitudes V_1 e V_2, nas frequências angulares ω_1 e ω_2, são aplicados ao modulador polarizado em máxima transmissão, tem-se:

$$P_0 = \frac{T_D P_{in}}{2}\left(1 + \cos\left[\frac{\pi V_1}{V_\pi(\omega_1)}\sin(\omega_1 t + \theta(\omega_1)) + \frac{\pi V_2}{V_\pi(\omega_2)}\sin(\omega_2 t + \theta(\omega_2))\right]\right) \tag{3.61}$$

Expandindo esta equação em termos das funções de Bessel, retirando os termos de quarta e ordens superiores, obtêm-se:

$$P_0 = \frac{T_D P_{in}}{2} \left(\begin{array}{c} 1 + J_0(X_1) J_0(X_2) \\ +2J_2(X_1) J_0(X_2) \cos[(2\omega_1 t + 2\theta(\omega_1))] \\ +2J_0(X_1) J_2(X_2) \cos[(2\omega_2 t + 2\theta(\omega_2))] \\ -2J_1(X_1) J_1(X_2) \cos[(\omega_1 - \omega_2) t + \theta(\omega_1) - \theta(\omega_2)] \\ +2J_1(X_1) J_1(X_2) \cos[(\omega_1 + \omega_2) t + \theta(\omega_1) + \theta(\omega_2)] \end{array} \right) \tag{3.62}$$

Da eq.(3.62), se R for a responsividade do fotodetetor, a corrente DC detetada é dada por:

$$I_{DC} = \frac{R T_D P_{in}}{2} (1 + J_0(X_1) J_0(X_2)) \tag{3.63}$$

Nas frequências angulares $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 - \omega_2$ e $\omega_2 + \omega_1$ as potências elétricas transmitidas a carga de 50Ω são calculadas usando as seguintes expressões:

$$P(\omega_1 - \omega_2) = L(\omega_1 - \omega_2) \frac{I_{DC}^2}{2} \left(\frac{2J_1(X_1) J_1(X_2)}{1 + J_0(X_1) J_0(X_2)} \right)^2 .50 \tag{3.64}$$

$$P(2\omega_1) = L(2\omega_1) \frac{I_{DC}^2}{2} \left(\frac{2J_2(X_1) J_0(X_2)}{1 + J_0(X_1) J_0(X_2)} \right)^2 .50 \tag{3.65}$$

$$P(2\omega_2) = L(2\omega_2) \frac{I_{DC}^2}{2} \left(\frac{2J_0(X_1) J_2(X_2)}{1 + J_0(X_1) J_0(X_2)} \right)^2 .50 \tag{3.66}$$

3.4 Comparação dos dispositivos

Nos fotodetetores PIN a ausência de ganho torna o produto ganho-largura de banda igual à própria largura de banda. A largura de banda é limitada pela constante $\tau = RC$ [s], onde R é a resistência, C é a capacitância do dispositivo. A principal fonte de ruído é o ruído balistíco ("shot") na região de polarização reversa da junção p-n. O ruído balístico é muito menor que o ruído de Johnson associado a resistência da junção.

No modulador MZ existe o descasamento entre as velocidades do sinal óptico e o sinal de operação. Este descasamento cancela ou reduz o deslocamento de fase para um comprimento arbitrário do modulador ou frequência de operação arbitrária. A potência óptica de operação limite para um comprimento de onda é a principal desvantagem do modulador MZ. Se a potência óptica de entrada do modulador for aumentada acima do limiar, o $LiNbO_3$ (niobato de lítio) pode danificar-se. Para melhor desempenho dos moduladores se tem optado pela associação de dois moduladores de $LiNbO_3$ e fotodetetores de InGaAs (arsénio de gálio índio) nos enlaces de fibra óptica [18], devido ao efeito de birefrigência nos moduladores.

Os moduladores externos oferecem ampla largura de banda, que se estende até 100 GHz e permite

a optimização do sinal de alta potência e baixo ruído. No entanto a sensibilidade, em termos de tensão de meia onda V_π, é degradada nos dispositivos de alta velocidade. Estas limitações das modulações direta e externa são ultrapassadas através da heterodinagem de dois lasers 1 e 2 no fotodetetor, técnica conveniente para geração e transmissão de sinais de MO banda estreita. Este método (fotodetetor como misturador) gera sinal de MO com largura espectral relativamente ampla que é igual a soma das larguras de linha óptica individuais dos lasers usados. Para se conseguir sinal de MO com baixo ruído de fase, a coerência de fase entre os dois lasers é estabelecida através do uso de técnicas de sincronização dos lasers (PLL, etc).

Dentre as principais desvantagens do SOA estão sensibilidade à polarização, ruído de diafonia ("interchannel cross talk"), perdas de acoplamento, alto ruído de emissão espontânea e maior sensibilidade às reflexões externas para o amplificador. Tais fatores afetam o desempenho do SOA, que no modo de operação não linear (misturador), depende da resposta em frequência ao sinal de entrada, ganho de saturação por efeitos não lineares, estabilidade do ganho em relação a corrente de polarização e temperatura, sensibilidade do ganho à polarização do sinal, ruído induzido pelo amplificador, eficiência do acoplamento ao amplificador e sensibilidade às reflexões externas. Embora os SOAs possam possuir um ganho de 30 a 35 dB, na prática, devido as perdas de acoplamento na entrada e saída do mesmo, o ganho se reduz a valores entre 8 - 10 dB [9].

As características que tornam o SOA próprio para algumas aplicações são: o tamanho (compacto) a facilidade de aplicação do bombeamento elétrico (modulação) e sobretudo o alto valor do produto ganho-largura de banda. Tais características tornaram o SOA o dispositivo adequado para realização dos experimentos apresentados no capítulo 5.

Referências Bibliográficas

[1] T. Okoshi and K. Kikuchi, *Coherent Optical Fiber Communications*, Kluwer, 1988, pp. 3-5, pp.16-19, pp. 56-58.

[2] W. F. Giozza, E. Conforti, W. Hélio, *Fibras Ópticas*, McGraw-Hill Ltda, Brasil,1991, 1 ed., pp. 265.

[3] J.T. Verdeyen, *Laser Electronics*, 2 ed., Prentice-Haul, 1981, pp. 593-595.

[4] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication System*, J. Wiley & Sons, 1992, pp. 229-233.

[5] V. W. S. Chan, K. Nakagawa, and D. W. Smith, "Special issue on coherent communications", IEEE J. Lightwave Tech., 1987, vol. 5, no. 4, pp. 413-637.

[6] N. Kashima, *Optical Transmission for the subscriber Loop*, Artech House, London, 1993, pp. 90-93.

[7] P. E. Green, Jr., *Fiber Optic Networks*, Prentice Hall, 1993, pp. 307-315, pp. 205-207.

[8] P. A.Govind and N. K. Dutta, *Semiconductor laser*, Van Nostrand Reinhold, New York, 1993, 2nd edition, pp. 487-494.

[9] A. P. Govind, *Semiconductor laser*, AIP Series in Theoretical and Applied Optics, New York, 1995, pp. 243-279.

[10] I. M. I. Habbab, P. G. Agrawal, "Asymmetric channel gain and crosstalk in traveling wave optical amplifier", *IEEE J. Light. Techn.*, 1989, vol. 7, no. 9, pp. 1351-1359.

[11] P. G. Agrawal, "Four-wave mixing and phase conjugation in semiconductor laser media", *Opt. Lett.*, 1987, vol. 12, no. 4, pp. 260-262.

[12] K. Lizuka, *Engineering Optic*, 2 ed., 1983, pp. 435-436.

[13] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*, Jonh Wiley & Sons, 1986, pp. 5-6.

[14] G. K. Gopalakrishnan, W. K. Burns, C. H. Bulmer, "Microwave-optical mixing in $LiNbO_3$ Modulators", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1993, vol. 41, no. 12, pp. 2383-2391.

[15] G . K. Gopalakrishnan, W. K. Burns, R. W. McElhanon, C. H. Bulmer, A. S. Greenblatt, "Performance and modeling of broadband $LiNbO_3$ traveling wave optical intensity modulators", *IEEE J. Light. Techn.*, 1994, vol. 12, no. 10, pp. 1807-1819.

[16] M. Seino, N. Mekada, T. Yamane, Y. Kubota, and M. Doi, "20 GHz 3 dB bandwidth Ti:$LiNbO_3$ Mach-Zehnder modulator", ECOC Tech. Dig., 1990, paper ThG1-5.

[17] R. L. Jungerman, C. Johnsen, D. J. McQuate, K. Salomaa, M. P. Zurakowski, R. C. Conrad, D. Cropper, and P. Hernday, "High-speed optical modulator for application in instrumentation," *IEEE J.Lightwave Techn.*, 1990, vol. 8, no. 9, pp. 1363-1370.

[18] R. Simons, *Optical Control of Microwave Devices*, Artech House, London, 1990, 1 ed., pp.66-106.

Capítulo 4

Projeto Opto-eletrônico

4.1 Apresentação do projeto opto-eletrônico

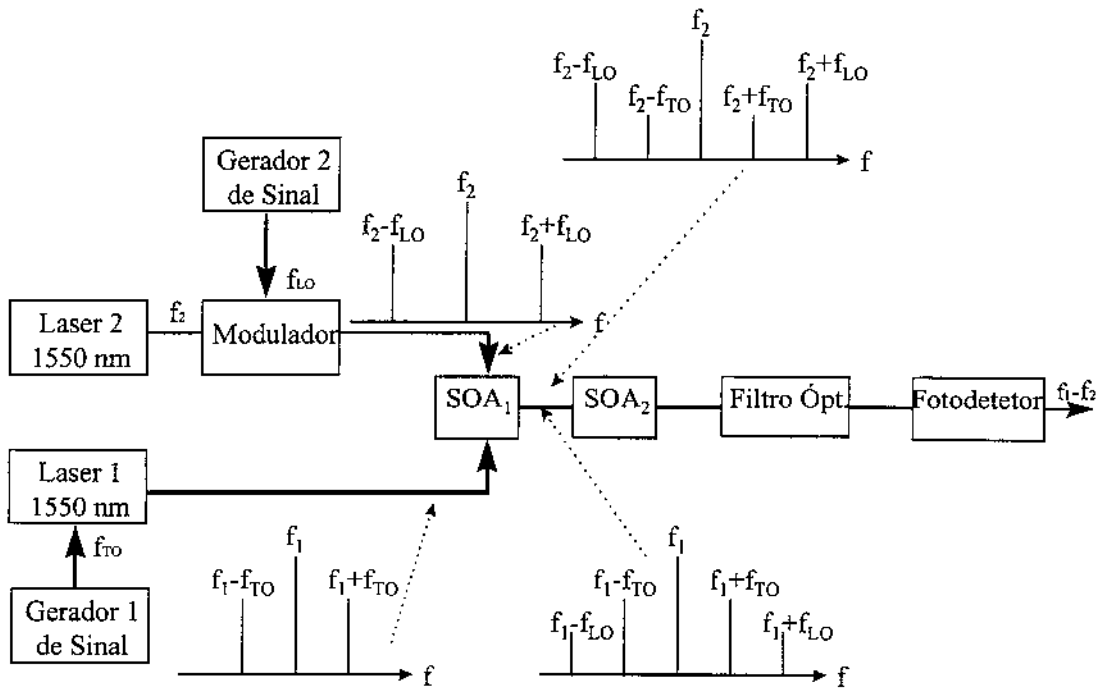

Fig. 4-1: Diagrama de bloco do projeto opto-eletrónico da tese

Como será visto no próximo capítulo, o experimento foi realizado segundo o projeto apresentado na fig(4-1). A figura ilustra o mecanismo de mistura das portadoras ópticas moduladas em amplitude. Dois sinais chegam ao SOA, um gerado pelo laser 2, de cavidade externa sintonizável cuja frequência óptica é f_2, considerado como oscilador local (LO) e modulado com uma freqüência f_{LO} e um outro proviniente do transmissor óptico (TO), laser 1 de cavidade externa não sintonizável cuja frequência óptica é f_1, e modulado com uma freqüência f_{TO}. O princípio de funcionamento do laser de cavidade externa é apresentado na seção seguinte deste capítulo. Normalmente, no enlace de campo, a potência

óptica do sinal LO é maior que àquela do TO. Se a potência de pelo menos um dos sinais ópticos for suficiente para saturar o amplificador óptico semicondutor, o coeficiente de ganho do SOA, g(t), e portanto, o ganho do amplificador G(t), é simultaneamente modulado nas freqüências fundamentais (portadoras) e harmônicas (devido a modulação) dos dois sinais ópticos. Desta forma, as flutuações na população de portadores (eletrons) devido a variação da potência óptica dos dois sinais acoplados ao SOA passa a ser indistinguível para o amplificador e para o processo de amplificação, ou seja, o SOA não consegue separar e manter a modulação do LO apenas com o LO e a modulação do TO apenas com o TO. Assim, na saída do amplificador, tanto o sinal operando na freqüência da portadora do LO quanto o sinal operando na freqüência da portadora do TO passam a ser modulados por f_{LO} e f_{TO} simultaneamente. O sinal misturado na saída do SOA1 é acoplado ao SOA2 para um novo processo de amplificação e mistura. Esse efeito é chamado de saturação cruzada de ganho e é o mecanismo que rege o efeito de misturador do amplificador óptico semicondutor saturado. Portanto, se o sinal do LO for filtrado por um filtro óptico colocado após o SOA e o sinal resultante, TO, for acoplado a um fotodetetor, o efeito quadrático deste dispositivo irá produzir um sinal com harmônicas nas freqüências $(f_{LO} + f_{TO})$ e $(f_{LO} - f_{TO})$. Se f_{LO} e f_{TO} forem convenientemente escolhidas, tanto o sinal convertido para cima $(f_{LO} + f_{TO})$ quanto o sinal convertido para baixo $(f_{LO} - f_{TO})$ podem resultar em sinais de microonda. A utilização do SOA como misturador juntamente com um laser de oscilador local pode garantir a saturação do ganho óptico, e portanto, o efeito de saturação cruzada de ganho, mais rapidamente que por meio da modulação da corrente do SOA.

Dois tipos de modulação (externa e direta) foram aplicadas às fontes ópticas 1 e 2, respetivamente. Na modulação externa foi usado o modulador externo de tipo MZ (Mach Zehnder), discutido no capítulo 3. A modulação da fonte óptica 1 é feita de forma direta, através da injeção direta do sinal do gerador 1 de sinal. A principal desvantagem da modulação direta reside na aparição de emissões multimodais do laser ou ruído de gorjeio ("laser chirping"). A potência de operação por unidade de largura de banda é uma das principais características do modulador. Assim, o modulador requer baixa potência de operação. A modulação externa possui perdas de inserção relativamente altas. Comparada à modulação direta, a modulação externa possui perdas de inserção adicionais, entre a fibra óptica e o modulador, e requer uma potência elétrica de operação do modulador.

4.2 Laser semicondutor de cavidade externa sintonizável

A estrutura mais geral usa um chip de laser normal e uma cavidade externa, que possui a seletividade do comprimento de onda como indicado na fig(4-2 a).

A aplicação de uma camada anti-refletora (AR) na face de um laser Fabry-Perot e a inclusão de um seletor de frequência óptica sintonizável entre a região ativa do laser e um espelho refletor proporciona um aumento no comprimento da cavidade do laser [1]. O elemento seletor pode também funcionar

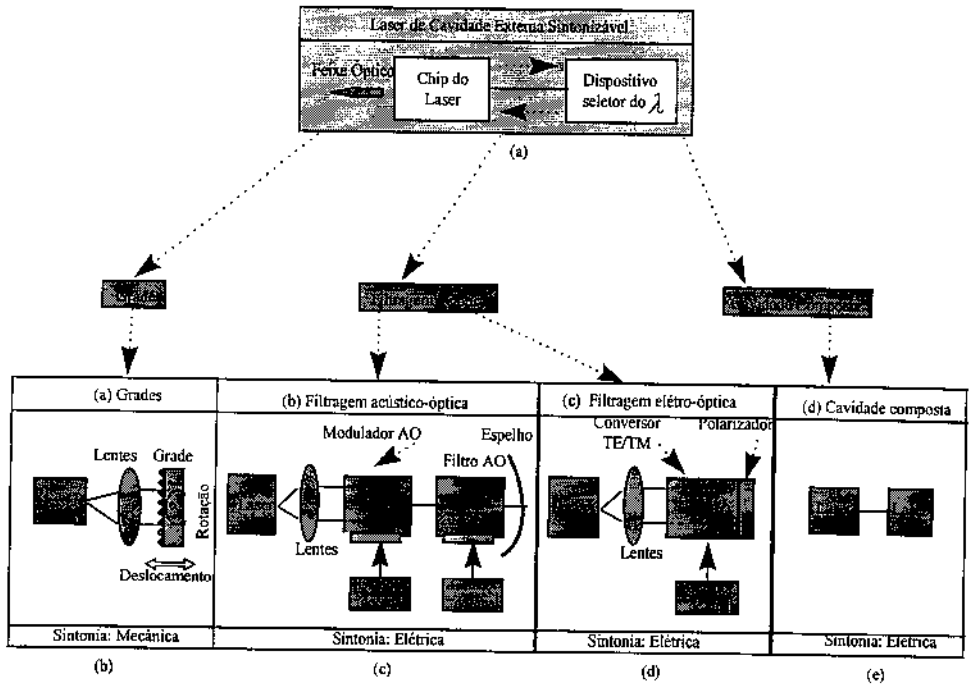

Fig. 4-2: Tipos de lasers de cavidade externa sintonizável

como elemento refletor, simplificando o projeto do sistema. Esta técnica é referida como laser em cavidade externa. Se o laser for do tipo Fabry-Perot (sem estrutura interna seletiva), o elemento seletor deve possuir alta capacidade seletiva, pois os modos de Fabry-Perot estão pouco espaçados para proporcionar a extinção dos modos laterais e prevenir a deriva modal "mode hopping".

Outra razão para adição de um elemento seletor é a redução da largura de linha do laser, ou seja, este tipo de laser possui duas grandes vantagens sobre os outros lasers: larga faixa de sintonização e estreita largura de linha.

Geralmente, o elemento seletor, fixo ou sintonizável, é usado separadamente. A substituição de uma das faces por um elemento seletor reduz a largura de linha por fator considerável. O efeito da variação da cavidade do laser atua com o quadrado de L_t/L, onde L_t é o comprimento efetivo total da cavidade, L é o comprimento da região ativa [2]. A largura de linha é dada por:

$$\Delta f = \frac{v_g^2 h f n_{sp} g \alpha_m}{8\pi P_0} \ [Hz] \tag{4.1}$$

onde: v_g é a velocidade de grupo na cavidade [m/s], $h = 6.63 \times 10^{-34}$ [J.s] é a constante de Plank , f é a frequência de emissão dos fotons [Hz], P_0 é a potência [W], n_{sp} é o fator de emissão espontânea, $\alpha_m = \frac{1}{2L_t} \ln \frac{1}{R}$ é a perda equivalente do espelho, R é a refletividade do espelho, g é o ganho por unidade de comprimento do material. Larguras de linha de alguns kHz têm sido obtidas usando grades de difração.

Os lasers de cavidade externa sintonizável possuem problemas de velocidade de sintonia, em parte devido ao fato de ser necessário que o sinal percorra diversos caminhos de propagação para que a

região ativa do laser seja sintonizada a novos parâmetros do filtro.

A faixa de ganho dos lasers de cavidade simples é ampla (400 nm) e a faixa de sintonia pode ser igual a esta faixa de ganho para os lasers de cavidade externa sintonizável. A estreita largura de linha é obtida através do longo comprimento da cavidade devido a cavidade externa. Apesar da aparente sintonia contínua a seleção do comprimento de onda de operação é feita entre modos de operação discretos pouco espaçados. Um dos problemas de estabilidade da cavidade é o mode hopping (deriva modal), que geralmente ocorre no processo de seleção do comprimento de onda de operação. O laser de cavidade externa sintonizável subdivide-se em três grupos segundo os princípios de seleção do comprimento de onda. Os grupos são: grades de difração, filtragem e cavidade composta.

Nos lasers onde o elemento seletor é a grade de difração, a sintonia é feita mecanicamente, através da rotação da grade em torno de um eixo, fig(4-2 b). A mais ampla faixa de sintonia (242 nm), utilizando lasers de estrutura múltiplo poço quântico MQW "multiple-quantum well" [3] e larguras de linha muito estreitas (10 kHz) [4] foram obtidos com este tipo de configuração da cavidade externa.

Para os lasers usando filtragem acústico-optica, fig(4-2 c), a sintonia é feita através de frequência acústica f_a operada por uma frequência elétrica [5]. O uso de dois dispositivos acóstico-opticos (AO) como elementos seletivos permite uma rápida ($t \leq 10\ \mu s$) e exata seleção da frequência de emissão do laser variando somente a frequência de operação dos dois dispositivos. O comprimento de onda de pico do espectro filtrado (λ_p) é função da frequência da onda acústica no interior do dispositivo, e varia segundo a fórmula [6]:

$$\lambda_p = \frac{\Delta n_f v_f}{f_a} \tag{4.2}$$

onde v_f é a velocidade acústica no filtro, Δn_f é a anisotropia do material do filtro, f_a é a frequência acústica. Devido a filtragem, o sinal óptico é deslocado pela frequência f_a. Se o sinal óptico de saída estiver no tempo de volta, a polarização inicial é restaurada na entrada do dispositivo, porém o deslocamento de frequência continua na mesma direção. Assim o uso de um filtro AO sintonizável no interior da cavidade do laser resulta em repetido deslocamento de frequência a cada passagem do sinal óptico através do filtro. Para contornar a aparição do sinal de corrente constante "constant wave - CW" é colocado no interior da cavidade um segundo dispositivo (modulador AO) com deslocamento de frequência igual e oposta ao do filtro AO sintonizável. Com a colocação do modulador AO o sinal óptico retorna a sua frequência inicial no percurso através da cavidade do laser, tornando possível o modo de operação singular. O segundo dispositivo AO permite também flexibilidade adicional já que a fase dos sinais elétricos de operação aplicados aos dispositivos AO podem ser variados para sobrepor os modos de Fabry-Perot da cavidade externa.

No caso do laser usando filtragem eletro-óptica, fig(4-2 d), a sintonia é feita pela voltagem imposta no conversor TE-TM. Neste tipo de lasers é obtida faixa máxima de sintonia de 7 nm [7]. Na conversão eletro-óptica o filtro passa-banda sintonizável é composto de um conversor de polarização TE-TM

sintonizável e filtro de polarização passivo fabricado de $LiNbO_3$. A máxima conversão modal pode ser electro-opticamente sintonizada através da periódica sintonia intercalada dos electrodos induzindo a birefrigência do $LiNbO_3$. O conversor modal TE-TM atua continuamente como filtro de comprimento de onda sintonizável quando é usado o sinal óptico TM (TE) de entrada linearmente polarizado e o sinal óptico de saída do conversor modal é alimentado através do polarizador TE (TM). O conversor modal TE-TM com o filtro de polarização e o ganho do chip do laser atuam continuamente como um filtro banda-estreita sintonizável.

No laser de cavidade composta, fig(4-2 e), a emissão ocorre quando os comprimentos de onda de ressonância das duas cavidades coincidem. Uma pequena variação no comprimento de onda do modo de uma das cavidades resulta em larga variação do comprimento de onda emitido. A faixa de sintonia atinge os 30 nm [8].

4.3 Circuito de Estabilização de temperatura

As mudanças térmicas da cavidade externa do laser causam variação na frequência dos modos. Para minimizar este efeito, necessita-se de um controle de temperatura da cavidade do laser.

Nesta seção é apresentado o circuito de estabilização de temperatura (CET) do laser (CWNL-1550). O circuito fig(4-3) foi montado com componentes precisos e operou de maneira que a corrente do dispositivo resfriador termoelétrico semicondutor "peltier" varie linearmente com a diferença entre as temperaturas ambiente e a desejada para a cavidade externa.

Para efetivo controle da temperatura foi construido o laço de realimentação fig(4-4), cujos componentes básicos são: CET, "peltier", termistor, base de montagem do laser e bloco dissipador.

O termistor semicondutor é um dispositivo eletrônico cuja resistência elétrica varia com a temperatura, que o torna um resistor térmico. O "peltier" mantém a temperatura do laser, no valor estabelecido. O princípio de funcionamento do "peltier" reside em transferir, sobre ação da corrente elétrica, o calor dissipado pelo laser na sua base de montagem para o bloco dissipador, em taxa proporconal à corrente elétrica que o atravessa (efeito peltier) [6]. O funcionamento do "peltier" depende do sentido da corrente que o atravessa, podendo esquentar ou esfriar o laser. Na fig(4-4) o "peltier" atua no sentido de refrigerar o laser e mantê-lo, através do CET, na temperatura de operação desejada (18-20°C).

A desvantagem na operação do esquema da fig(4-4), no modo proporcional, é de o "peltier" possuir resposta lenta às variações de temperatura. Pode-se solucionar o problema incluindo um circuito de alimentação que opere no modo proporcional apenas para uma pequena faixa de temperatura ambiente próxima da temperatura desejada. Caso a temperatura ambiente se desvie dessa faixa, o circuito reverte para o modo chaveado e passa maior corrente pelo "peltier", aumentando a velocidade de resposta e mantendo a estabilidade.

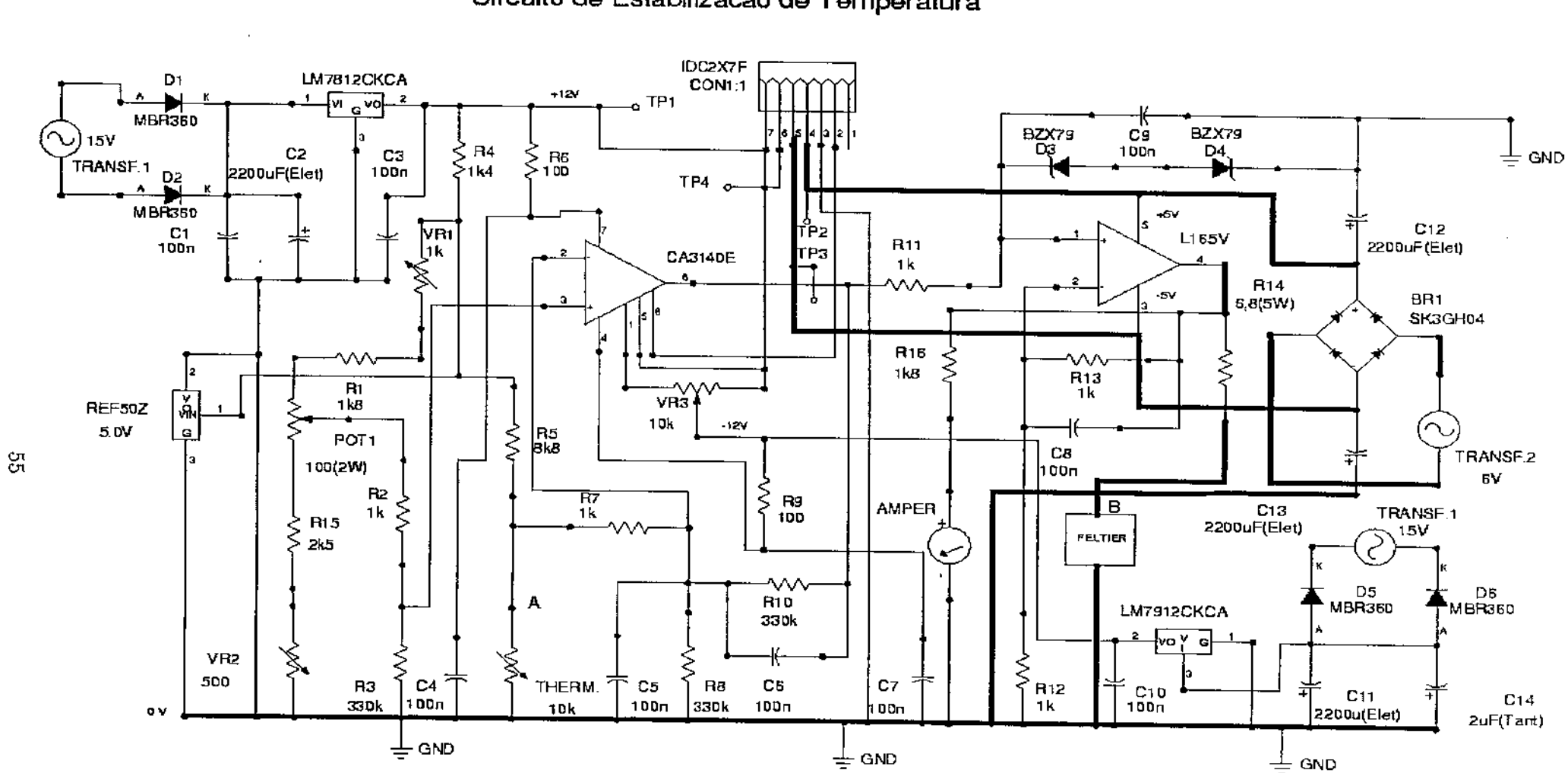

Fig. 4-3: Esquema do circuito de estabilização do laser CWNL-1550

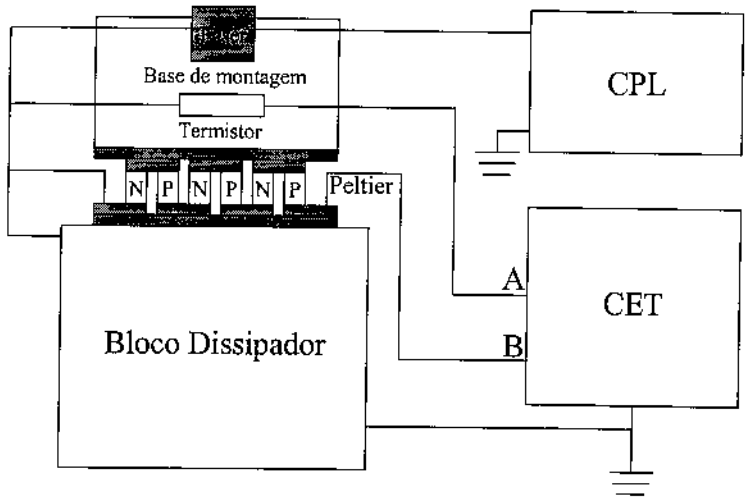

Fig. 4-4: Diagrama de bloco de estabilização da temperatura do laser CWNL-1550

4.4 Circuito de Polarização do Laser

Da mesma forma que a temperatura, a variação da corrente de polarização do laser causa mudanças na frequência de operação do dispositivo.

A fig.(4-5) apresenta o esquema do circuito de polariação do laser CWNL-1550. Para efetivação do regime de operação do laser o circuito é constituido fundamentalmente pelo amplificador de potência LM759CP [5], e um grupo de três relés de ligação da corrente de polarização do laser e sinalização de controle. O amplificador operacional LM759CP proporciona uma corrente máxima de polarização do laser de $I_p \approx 125$ mA, que através dos diodos limitadores de corrente D2, D3, D4, chega ao laser quando os relés de ligação RE1, RE2, estiverem alimentados para conetar a corrente ao laser. Isto é sinalizado pelos LDs "laser diode" LASERON e LASEROFF no painel de controle. A tensão de alimentação do amplificador operacional de potência LM759CP é dado pelo circuito regulador de tensão fig.(4-6). O dispositivo principal deste circuito é o regulador variável de tensão LM337TB [5], alimentado pelo transformador de 15V.

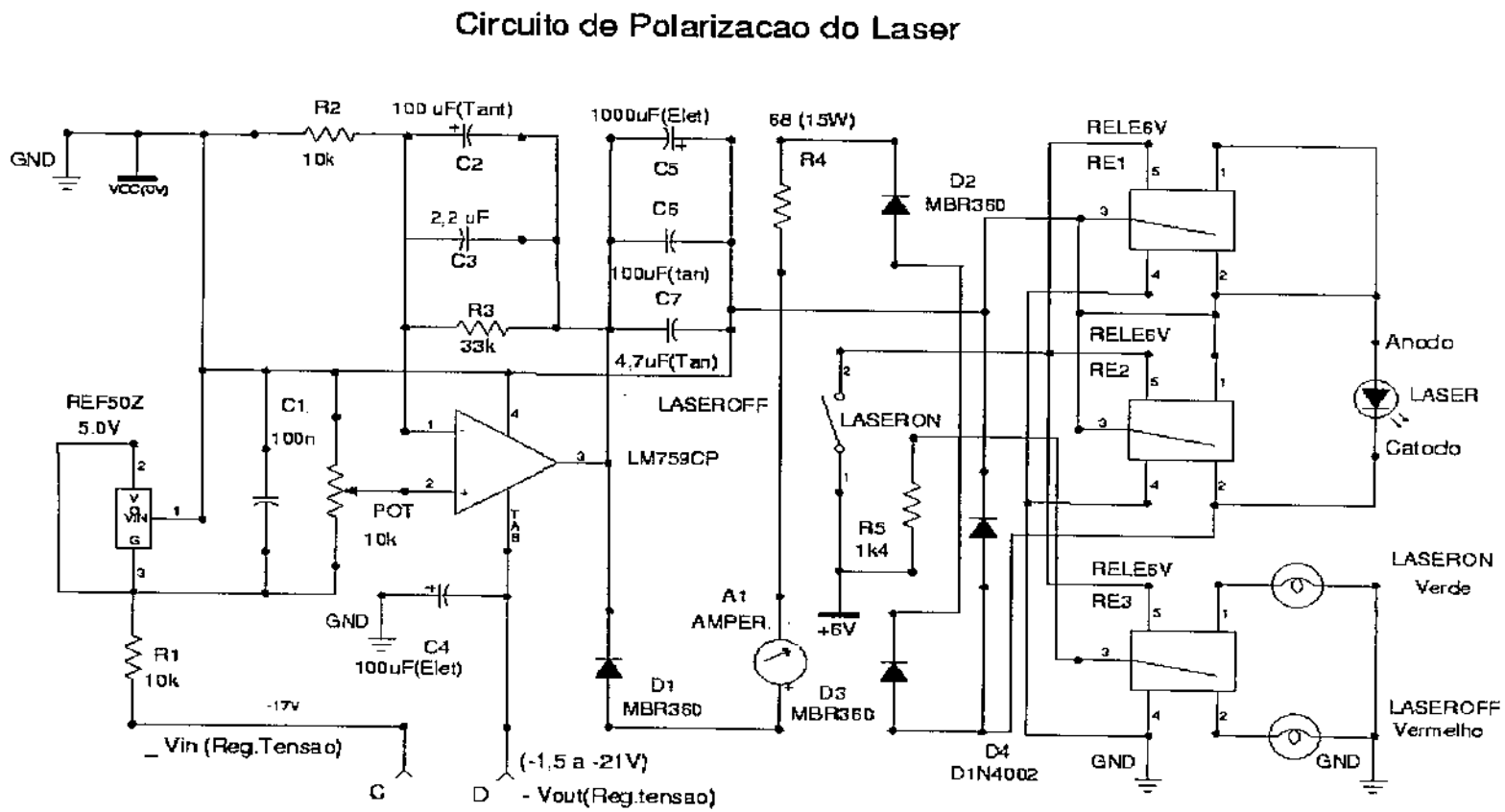

Fig. 4-5: Esquema do circuito de polarização do laser CWNL-1550

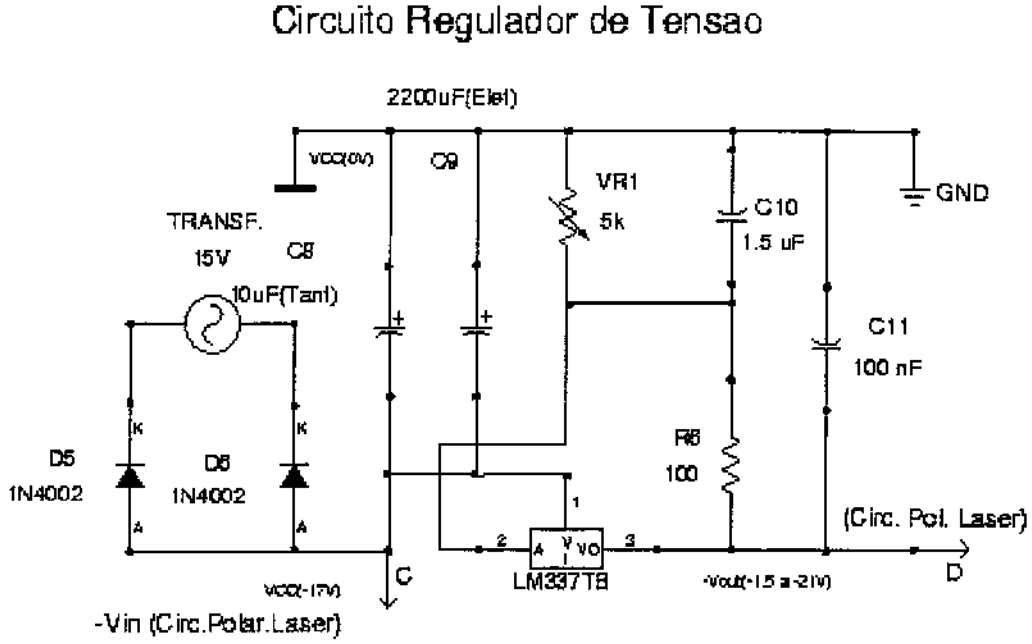

Fig. 4-6: Esquema do circuito regulador de tensão

Referências Bibliográficas

[1] P. E. Green, Jr., *Fiber Optic Networks*, Prentice Hall, pp. 205-207.

[2] C. H. Henry, "Phase noise in semiconductor laser", *IEEE/OSA Jour. Lightwave Tech., 1986,* vol.4, no 3, pp. 298-311.

[3] R.Wyatt, and W. J. Devlin, "10 kHz linewidth 1.5 μm InGaAsP external cavity laser Width 55 nm tuning range" *Electron. Lett.*, 1983, vol. 19, pp. 110.

[4] M. Bagley, R. Wyatt, D. J. Wickes, P. C. Spurdens, C. P. Seltzer, D. M. Cooper, and J. Devlin, "242 nm continuous tuning from a GRIN-SC-MQW-BH InGaAsP laser in an extended cavity", *Electron. Lett.*, 1990, vol. 26, pp. 267.

[5] G. Coguin, K. W. Cheung, and M. M. Choy, "Single and multiple-wavelenght operation of accousto-optically tuned semicondutor lasers at 1.3 μm", *IEEE* Journ. Quantum Electron., 1989, vol. 25, no 6, pp. 1575-1579.

[6] G.Coguin, K. W. Cheung, "Electrically tunable external-cavity Semicondutor Lasers" Electron. Lett., 1988, vol. 24, no 10, pp. 599-600

[7] F.Heismann, R. C. Alferness, L. L. Buhl, G. Eisenstein, S. K. Korotky, J. J. Veselka, L. W. Stulz, and C. A. Burrus, "Narrow-linewidth electro-optically tunable InGaAsP-Ti: $LiNbO_3$ extended cavity laser", *Appl. Phys. Lett.*, 1987, vol. 51, pp. 164

[8] W. T.Tang, N. A. Olsson, R. A. Linke, and R. A. Logan, "1.5 μm wavelength GaInAsP C^3 lasers: single-frequency operation and wideband frequency tuning", *Electron. Lett.*, 1983, vol. 19, pp. 415.

[9] RS Data Library, Nota Técnica, peltier Effect Heat Pumps.

[10] National Semiconductor - Databook, General Purpose Linear Devices, 1989, pp. 1-106, pp. 3-567, pp. 3-582-84.

Capítulo 5

Montagens experimentais

5.1 Sistema de heterodinagem óptica

Como primeira parte do procedimento experimental, realizou-se a mistura de dois sinais ópticos no fotodetetor e observou-se o sinal de batimento entre os mesmos sinais.

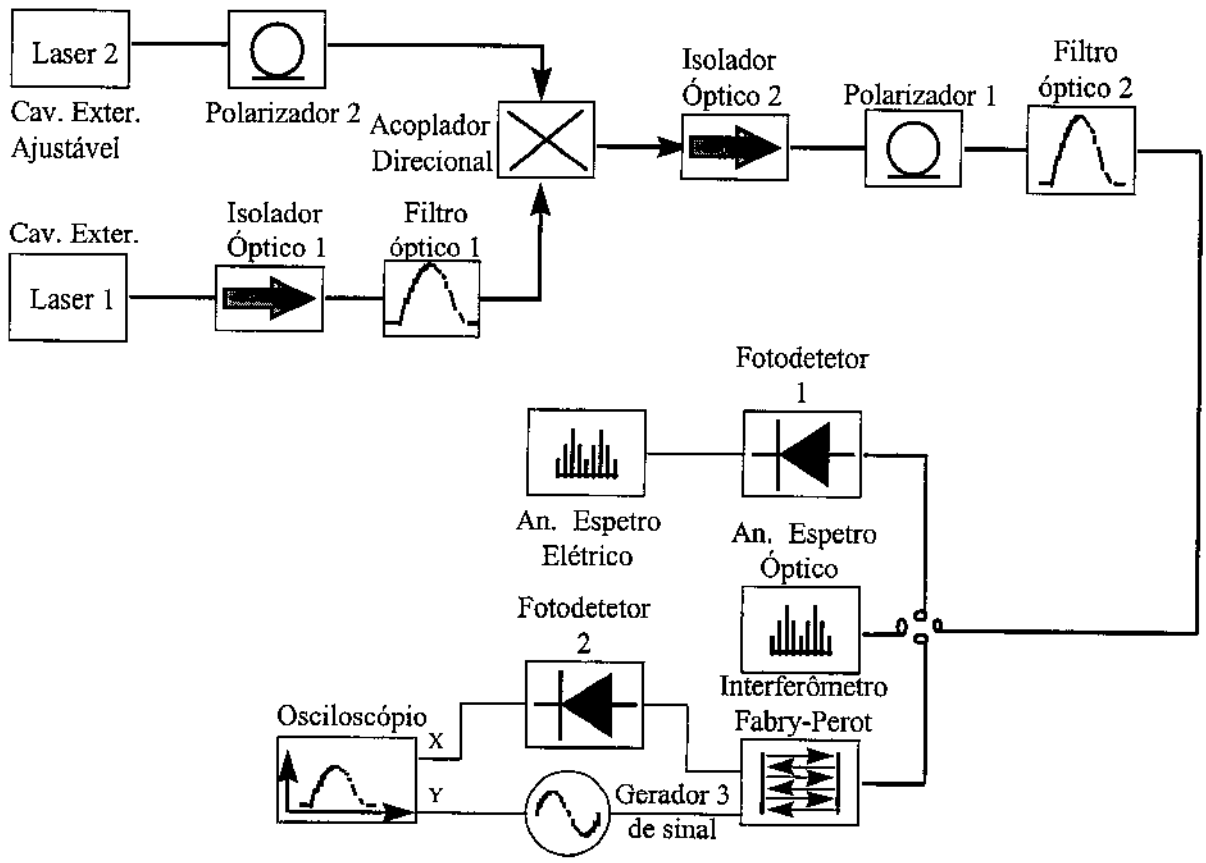

Fig. 5-1: Diagrama bloco do sistema óptico de heterodinagem

O diagrama de bloco do sistema experimental de obtenção do batimento entre dois sinais ópticos

é mostrado na fig.(5-1). O sistema é composto de: laser 2 (Photonetics, modelo 3645 HE 15), fonte de sinal óptico que gera o sinal óptico do oscilador local (LO), laser 1 (Narrow linewidth laser source CWNL - 1550) fonte de sinal do transmissor óptico (TO), polarizadores 1 e 2 (Photonetics - LEFEVRE'S LOOPS), isoladores ópticos 1 e 2 (PIFI 22AS44333), acoplador direcional (HP 11890A), filtro óptico 1 (TB 2500), filtro óptico 2 ajustável (TB 2500), fotodetetor 1 (HP 83411A), analisador de espectro elétrico (HP 8590B), analisador de espectro óptico (Anritsu MS96A), interferômetro Fabry-Perot (Burleigh RC-44), gerador de sinal 3 (Burleigh Programmable Ramp Generator RC-44), osciloscópio (Tektronix 2247A), fotodetetor 2 (HP 83440B).

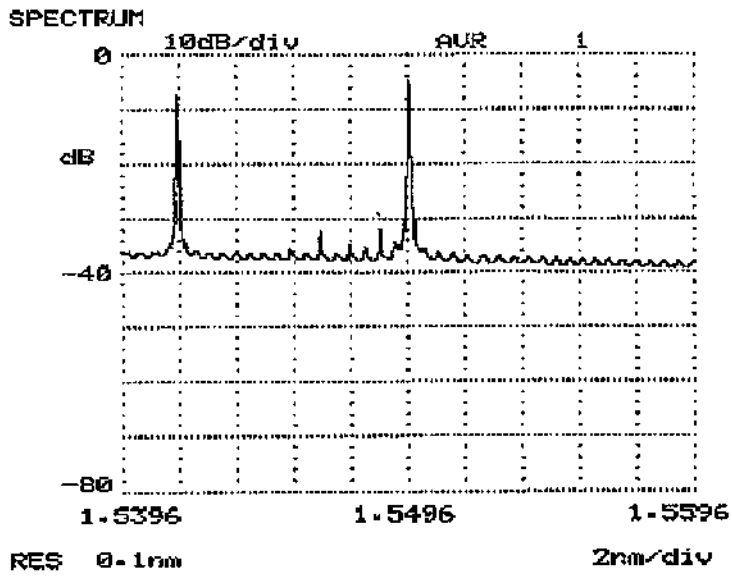

Fig. 5-2: Espectro óptico dos laser 2 (1,5416 μm) e laser 1 (1,5496 μm) sem filtragem

A fig(5-2) mostra o espectro óptico dos sinais do oscilador local (LO) e transmissor óptico (TO) sem filtragem, antes do fotodetetor. O comprimento de onda do LO foi sintonizado de maneira a ficar a cerca de 8 nm distante do sinal do TO. A fig.(5-3) mostra o espectro óptico do laser 1 ($\lambda_1 = 1,5496\ \mu m$) filtrado pelo filtro óptico 1 de maneira a diminuir as várias frequências dos modos da cavidade externa. A fonte óptica de baixo ruído de fase foi obtida operando o laser 2 no regime monomodal. Estes mesmos sinais ópticos, fig(5-2), serão usados no próximo experimento para obtenção do sinal de batimento a partir de sinais ópticos modulados (seção 5.2) misturados no SOA. Em todo o experimento a temperatura da sala foi mantida constante em $\approx 21^0$C. O comprimento de onda do laser 2 foi controlado através da temperatura de sua cavidade externa.

Assim, variando a temperatura da cavidade externa do laser 2, foi-se capaz de ajustar o seu comprimento de onda, resultando na diferença de comprimentos de ondas dos lasers 1 e 2 ($\Delta\lambda = 8$ nm). Os dois sinais ópticos foram obtidos nas correntes de polarização dos lasers 1 e 2 estabelecidas em 40 e 125 mA, as potências dos sinais ópticos na entrada do fotodetetor 1 foram -12,2 dBm e -5,6 dBm respetivamente. Neste experimento, de batimento de dois sinais ópticos, o sinal óptico do

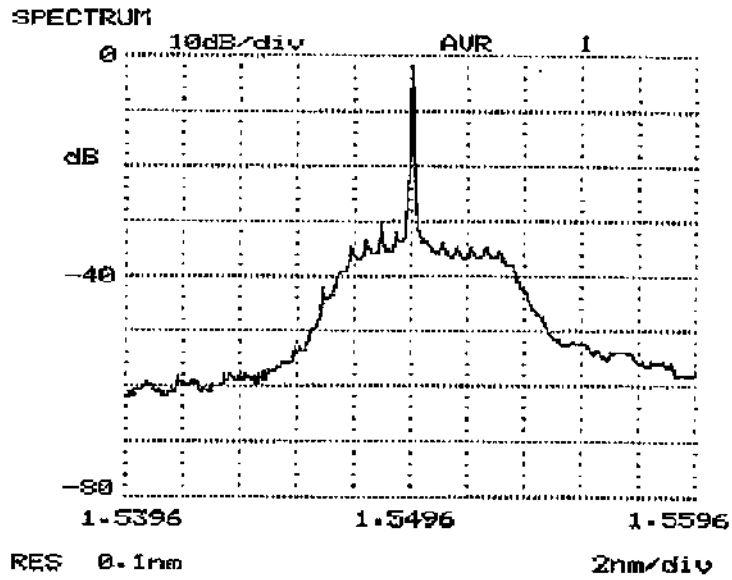

Fig. 5-3: Espectro óptico do laser 1 (1,5496 μm) depois de passar pelo filtro óptico 1

LO, fig(5-2), foi ajustado de maneira que seu comprimento de onda se aproxime de $\lambda_2 = 1,5416\ \mu m$ (laser 2). O sinal de TO foi filtrado pelo filtro 1 da fig.(5-1) e misturado com o sinal óptico do LO no fotodetetor 1 (largura de banda entre 300 kHz - 6 GHz). A potência óptica medida na saída do acoplador direcional foi de -5,6 dBm e -12,3 dBm para λ_1 e λ_2, respetivamente. Isoladores ópticos foram usados para evitar realimentação óptica indesejada por reflexões. A polarização dos sinais dos lasers 1 e 2, fig.(5-2), foi ajustada (polarizadores 1 e 2), de maneira a obter-se máxima amplitude do sinal durante o experimento.

Para o procedimento de aproximação das frequências de emissão, medidas através dos espectros dos sinais ópticos, do LO e TO, foram utilizados o analizador de espectro óptico e o interferômetro de Fabry-Perot. A aproximação dos espectros dos sinais foi realizada a partir do ajuste do ângulo da grade de difração do laser LO, que trouxe o comprimento de onda λ_1 para próximo de λ_2. Os espectros ópticos dos lasers são monitorados no analisador de espectro óptico. Contudo, quando a resolução do AEO não foi suficiente para a visualização da aproximação dos dois sinais passou-se a utilizar o interferômetro de Fabry Perot (IFP). Na cavidade do IFP o sinal óptico passa por várias reflexões, devido ao coeficiente de reflexão da cavidade, as quais selecionam, por interferência, uma determinada frequência de ressonância. Caso a distância entre os espelhos do interferômetro for um múltiplo do comprimento de onda do sinal óptico, uma energia considerável é armazenada na cavidade (interferência construtiva). Consequentemente, a fração do sinal óptico é muito maior que aquela correspondente aos comprimentos de onda que não são sub-múltiplos da distância entre os espelhos (interferência destrutiva) [1]. A aproximação dos sinais ópticos através do interferômetro baseia-se, fundamentalmente, na variação da frequência óptica do sinal por uma variação na distância entre os espelhos. Isto permite realizar uma varredura do espectro do sinal, uma vez que somente na

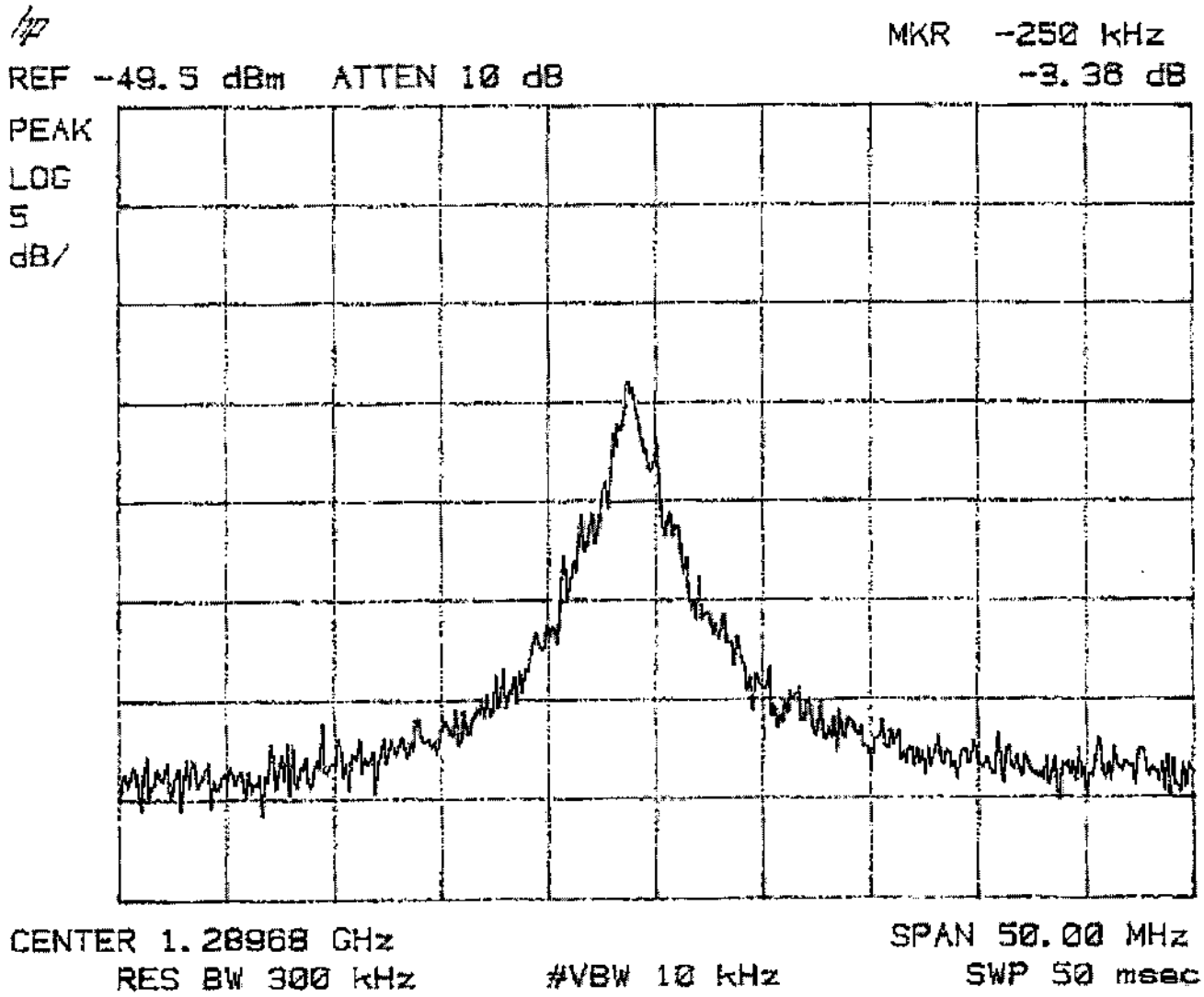

Fig. 5-4: Sinal de batimento, entre os sinais dos lasers 1 e 2, na saída do fotodetetor 1

frequência de ressonância, o sinal óptico é transmitido pelo interferômetro com máxima energia. Ao variarmos o comprimento entre os espelhos da cavidade de FP fazemos coincidi-la com os múltiplos da frequência que correspondem aos vários modos na cavidade. Para determinar as frequências múltiplas realiza-se uma varredura espectral cuja largura em frequência seja menor que a largura espectral livre "free spectral range", $\Delta f_{FSR} = \frac{c}{2nL}$, onde c é a velocidade da luz [m/seg], n é o índice de refração entre os espelhos, L é a distância entre os espelhos. A FSR (largura espectral livre) do IFP é ajustada, sendo monitorada através do osciloscópio. Conhecendo a distância (L) através da escala do osciloscópio sabemos com certa precisão em que valor variamos a frequência do sinal óptico, pela expressão $\Delta f = -\frac{c}{\lambda^2}|\Delta\lambda|$, onde, para este experimento, $\Delta\lambda = 8nm$. De modo que, conhecendo-se a distância (L) é possível conhecer a frequência dos diferentes modos e consequentemente calibrar-se o IFP. Realizando o procedimento acima descrito para o sinal óptico do LO foi possível aproximá-lo ao sinal do TO ($f_2 \approx f_1$).

O sinal de batimento foi obtido com frequência ($f_2 - f_1 \approx 1,28\ GHz$, faixa de MO) igual a

diferença entre os dois sinais ópticos, fig.(5-4). Devido ao fato de que os ruídos de fase dos dois lasers não são correlacionados, o sinal de batimento apresenta uma largura de linha de cerca de 5 MHz. Este valor pode não mostrar o verdadeiro valor da largura de linha devido as flutuações de temperatura e corrente de polarização dos lasers.

A fig(5-5) mostra o sinal de batimento (saída do fotodetor 1) quando é aplicado um SOA entre o isolador óptico 1 e o filtro óptico 1. O sinal de batimento entre os dois lasers, fig.(5-5), possui flutuações de fase e frequência. Para suficiente ganho do SOA, as flutuações devido aos ruídos balístico e térmico são desprezíveis comparadas às flutuações associadas ao ruído de emissão espontânea. Por outro lado, a estabilização das frequências dos lasers apresentou-se difícil, daí a diferença das frequências de batimento mostrada nas figs.(5-4 e 5-5), ≈1,29 GHz e 1,27 GHz respetivam

ente.

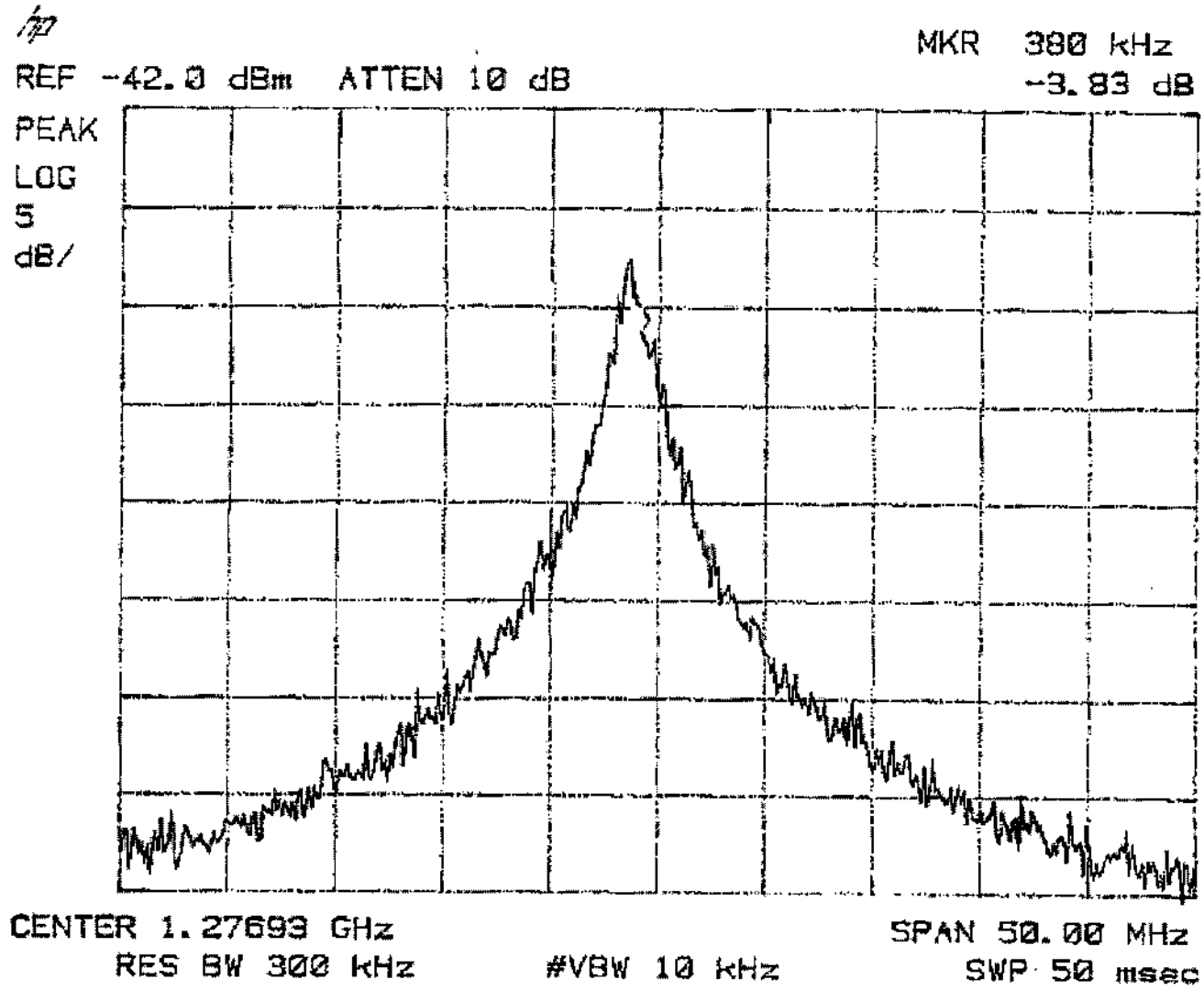

Fig. 5-5: Sinal de batimento, entre os sinais dos lasers 1 e 2, na saída do fotodetetor 1, com SOA aplicado

5.2 Sistema de heterodinagem elétrica (conversão para baixo)

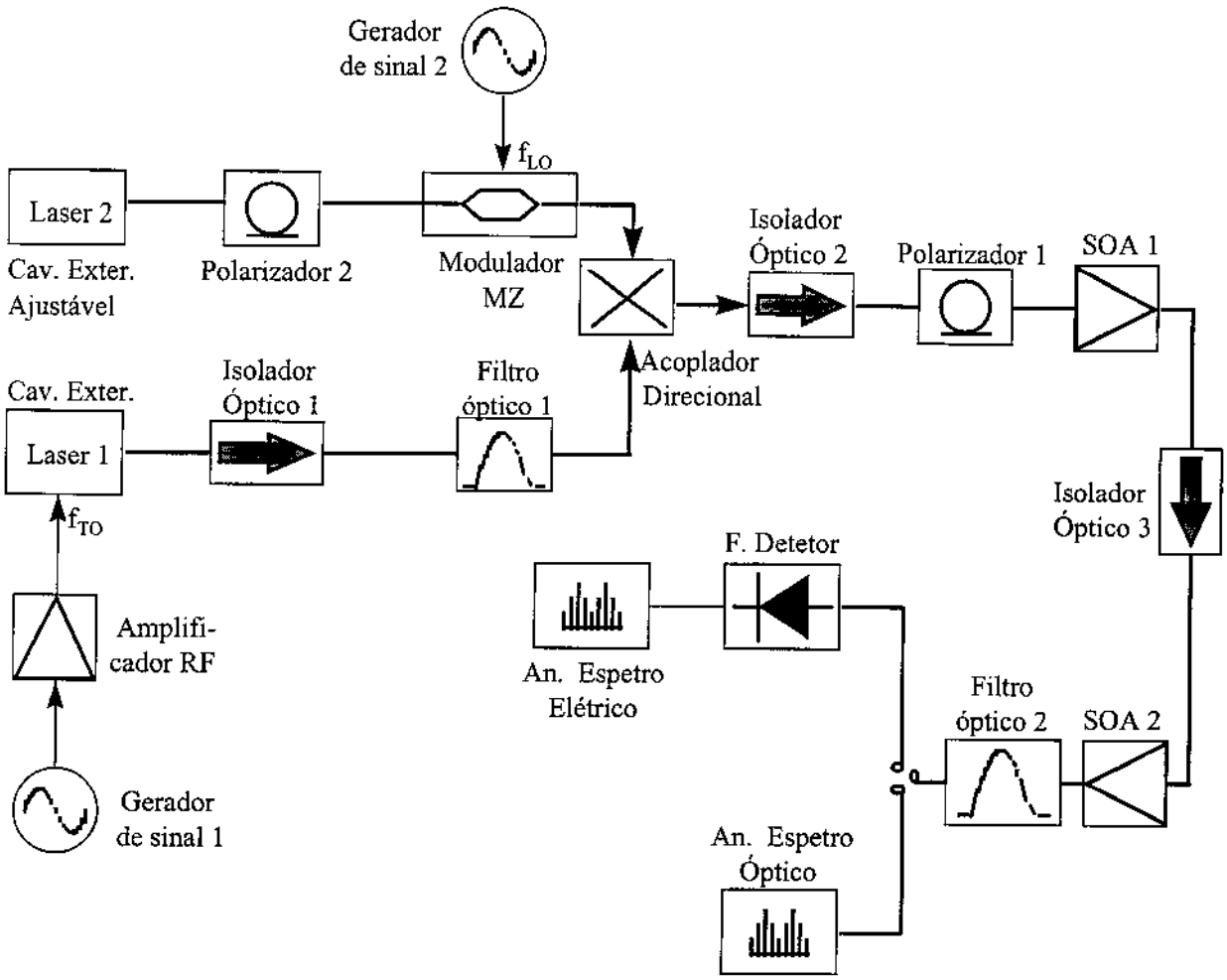

Fig. 5-6: Diagrama bloco do sistema óptico de conversão para baixo

Neste experimento é realizada a mistura de dois sinais ópticos modulados por sinais de RF, para se observar as propriedades de mistura do SOA. A fig. (5-6) mostra o diagrama de bloco da montagem experimental do sistema óptico, de conversão para baixo, testado. O sistema é composto de: dois amplificadores ópticos semicondutores (E-Tek-HSOA 200014333), gerador de sinal 2 (HP 8090B), modulador MZ (UTP UTP Sumitomo Inc.), gerador de sinal 1 (HP 8657A), fotodetetor (HP 83411A), amplificador RF (HP 8347A), SOAs 1 e 2, e os demais componentes da fig.(5-1). O fotodetetor (HP 8657A) usado é de tipo InGaAs com responsividade $\approx$ 0.5 A/W.

Para realização deste experimento são usados os sinais ópticos do experimento anterior, fig(5-2). Na fig. (5-6) o sinal do laser do transmissor óptico (TO) é modulado diretamente na freqüência TO, $f_{TO} = 250\ MHz$, através de sua corrente de polarização. Este sinal passa por um acoplador óptico direcional e é injetado na região ativa do SOA1. Já o sinal do laser LO é modulado externamente na freqüência LO, $f_{LO} = 400\ MHz$, e também é injetado na cavidade do SOA1, após passar pelo mesmo acoplador direcional. A fig.(5-7) mostra os sinais obtidos no analizador de espectro elétrico para os sinais ópticos modulados após percorrem o sistema e serem detetados.

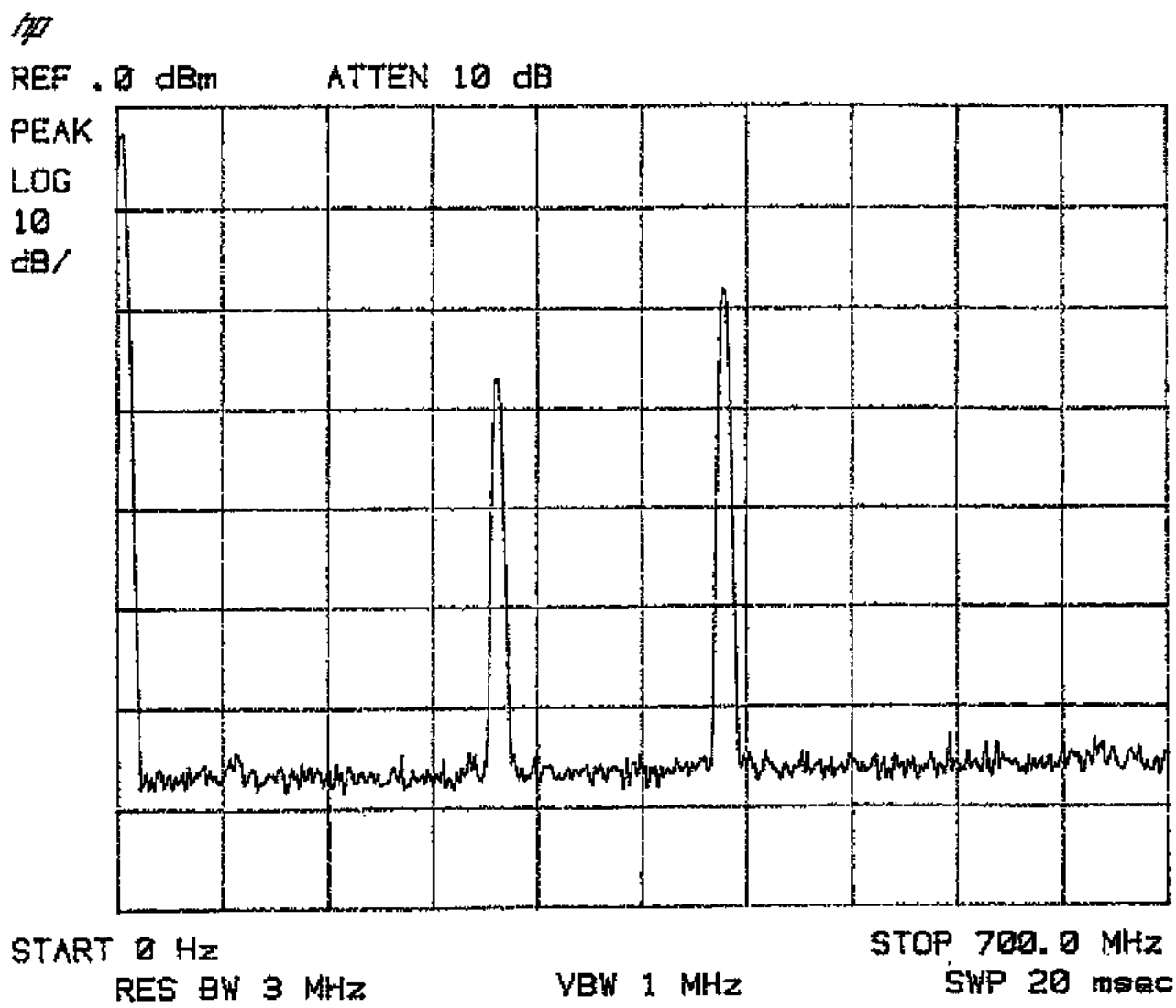

Fig. 5-7: Espectro dos sinais de modulação, 250 MHz e 400 MHz, depois do fotodetetor

O sinal misturado, na saída do SOA1, é acoplado ao SOA2 para um novo processo de amplificação. A saída do SOA2 passa pelo filtro óptico 2, centrado no comprimento de onda da portadora do TO, e é detetada. O sinal do fotodetetor é então observado em um analizador de espectro. Os controles de polarização são utilizados para maximizar os efeitos de amplificação e mistura nos SOAs e, indiretamente, para garantir um casamento dos estados de polarização das duas frentes de onda após o acoplador direcional. Os isoladores são colocados para evitar o acoplamento de retro-reflexões nos lasers, bem como acoplamento óptico entre os SOAs. A modulação direta do laser do TO e a inclusão do SOA2 diferem do tratamento original de [8]. No caso, procurou-se, entre outras coisas, investigar se a modulação direta de TO poderia causar algum problema ao efeito de mistura. Já a adição de mais um amplificador óptico visava, entre outros, observar e comparar o efeito de uma amplificação extra sobre os sinais ($f_{LO} + f_{TO} = 650\ MHz$) e ($f_{LO} - f_{TO} = 150\ MHz$) em relação aos próprios sinais nas freqüências f_{LO} e f_{TO}. O laser 1 foi polarizado com 125 mA, e a potência óptica na saída da fibra foi de, aproximadamente, -5 dBm. A corrente do laser foi modulada diretamente, num primeiro

experimento, com um sinal de $f_{TO} = 250\ MHz$. A fonte LO é um laser semicondutor em cavidade externa sintonizável (de tipo Photonetics, model 3645 HE 15), operando em $\lambda_2 = 1{,}5416\ \mu m$. Da mesma forma que para a fonte TO, a cavidade de LO é encapsulada, com saída através de uma fibra monomodo. Sua corrente de polarização foi de 40 mA, produzindo por volta de -9,5 dBm de potência óptica na saída da fibra. O sinal TO foi modulado por um modulador externo (UTP Sumitomo Inc.) com uma freqüência de $f_{LO} = 400\ MHz$. Os SOAs utilizados foram polarizados com cerca de 120 mA. O fotodetetor HP 83411A possui largura de banda de DC a 6 GHz.

De forma a poder comparar as vantagens e desvantagens da utilização de dois amplificadores no sistema, o experimento foi primeiramente realizado apenas com o SOA1. Tanto com um ou dois SOAs os sinais de TO e LO foram modulados com $f_{TO} = 250\ MHz$ e $f_{LO} = 400\ MHz$, respectivamente.

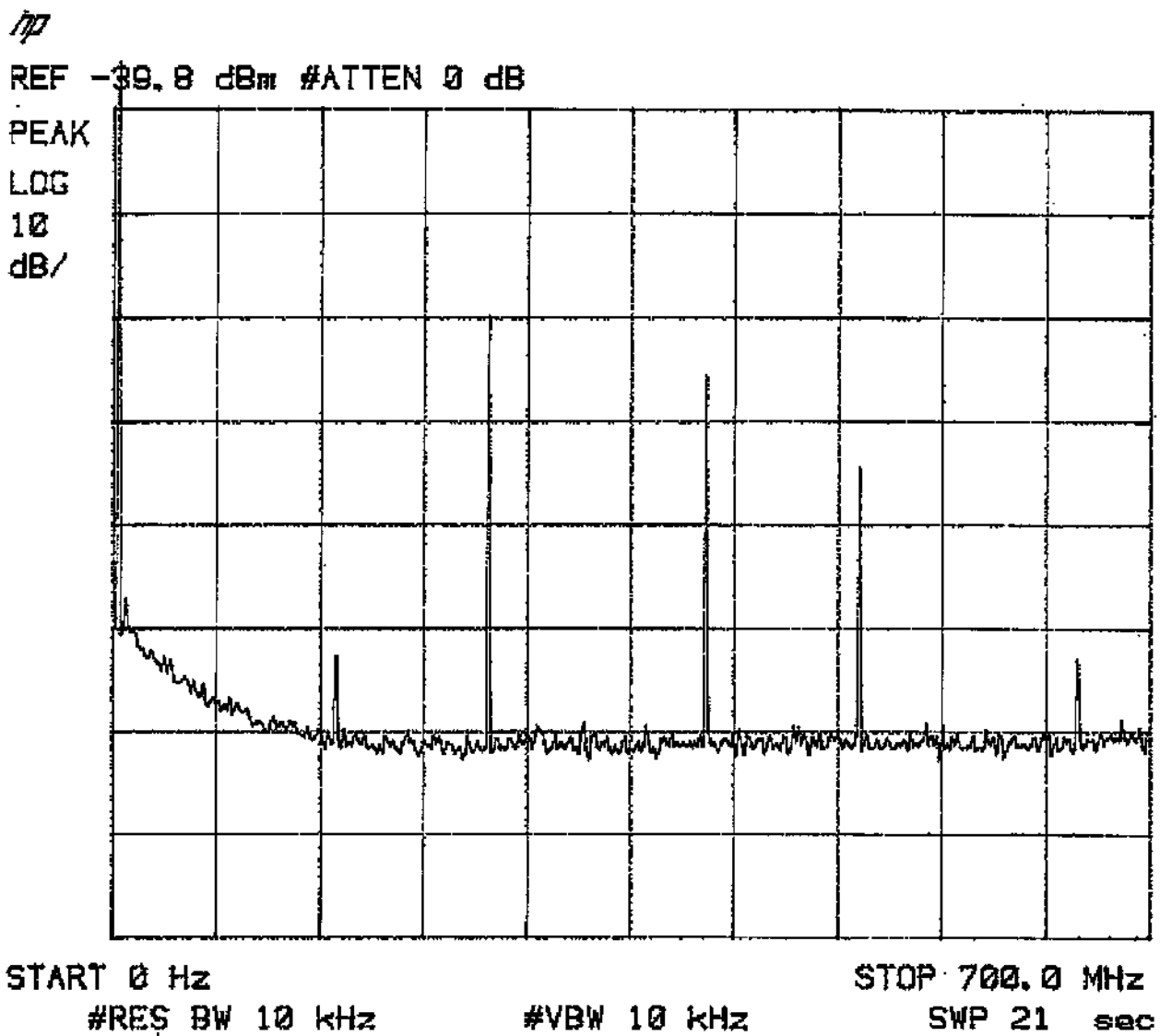

Fig. 5-8: Componentes do espectro do sinal na saída do fotodetetor, (150 MHz, 250 MHz, 400 MHz, 500 MHz, 650 MHz), com o SOA1

A fig.(5-8) mostra o espectro do sinal na saída do fotodetetor. Cinco componentes em diferentes freqüências podem ser identificadas. As frequências que compõem o sinal de saída do fotodetetor (

$f_{LO} = 400\ MHz$, $f_{TO} = 250\ MHz$, $f_{IF} = f_{LO} - f_{TO} = 150\ MHz$, $f_s = f_{LO} + f_{TO} = 650\ MHz$, $f_5 = f_s - f_{IF} = 500\ MHz$), fig(5-8), foram determinadas não só pelas frequências de modulação ($f_{TO} = 250\ MHz$ e $f_{LO} = 400\ MHz$) dos sinais ópticos, mas também pelas características não lineares do SOA, fundamentalmente, e dos filtros em particular. As harmônicas de maior potência correspondem as freqüências de modulação de TO e LO (-60 dBm e -65 dBm, respectivamente) em f_{TO} e f_{LO}. Uma segunda harmônica do sinal de modulação de TO aparece em $f_5 = f_s - f_{IF} = 500\ MHz$ (-75 dBm), devido a: primeiro, baixa qualidade da fonte de modulação e, segundo, a própria modulação direta de TO. As componentes nas freqüências convertida para baixo, em $f_{IF} = f_{LO} - f_{TO} = 150\ MHz$, e convertida para cima, em $f_s = f_{LO} + f_{TO} = 650\ MHz$, possuem valores de potência consideravelmente menores (aproximadamente -92 dBm para ambas as componentes) quando comparadas com os valores em f_{LO} e f_{TO}, ou seja, cerca de 30 dB a menos. A razão principal para isto é baixa potência óptica na entrada do SOA, que impede que o dispositivo sature em níveis que permitam que as portadoras ópticas se misturem propriamente. O efeito de mistura no SOA pode ser comprovado através da remoção do SOA1.

Neste caso, os sinais na saída do acoplador óptico são filtrados diretamente. Dessa forma, o espectro apresentou apenas a componente na frequência de modulação de TO, provando que apenas a portadora óptica de TO e suas bandas laterais de modulação $f_1 \pm f_{TO}$, onde $f_1 = c/\lambda_1$ e c é a velocidade da luz, passaram pelo filtro.

Na saída do SOA1 o sinal amplificado e o ruído estão associados à emissão espontânea. Os filtros levam a uma degradação do sinal. A colocação do filtro óptico 2 antes do fotodetetor rejeita as emissões espontâneas do SOA, ao mesmo tempo que relaciona a largura de banda óptica à largura de banda das emissões espontâneas do SOA1 [2].

Na segunda etapa do experimento, o SOA2 foi introduzido entre o SOA1 e o filtro óptico. A fig.(5-9) mostra as componentes do novo espectro do sinal na saída do fotodetetor. A adição de mais um SOA melhora o efeito de mistura e amplificação em relação ao conseguido anteriormente, pois agora, a potência óptica já amplificada pelo SOA1 é acoplada ao SOA2, garantindo-lhe melhores condições para sua saturação. Desta forma, o segundo amplificador atua mais dinâmicamente nas freqüências laterais de modulação, ou seja, nas componentes ópticas $f_1 \pm f_{TO}$ e $f_2 \pm f_{LO}$, onde $f_2 = c/\lambda_2$. Como essas bandas laterais são menos intensas que as portadoras ópticas, o modulador tende a amplificar mais nestas freqüências do que nas freqüências das portadoras devido a saturação. Observa-se na fig.(5-9) que os níveis de potência das componentes do sinal na saída do fotodetetor nas freqüências fundamentais e convertidas para cima e para baixo, em comparação com os resultados apresentados na fig(5-8), aumentaram. Porém, como previsto, enquanto que o ganho para as componentes fundamentais foi aproximadamente menor que 20 dB, o ganho para as componentes $(f_{LO} + f_{TO})$ e $(f_{LO} - f_{TO})$ foi ligeiramente maior que 25 dB. Desta forma, a inclusão de mais um amplificador tende a aumentar mais significativamente a potência dos sinais convertidos para baixo e para cima, com destaque para

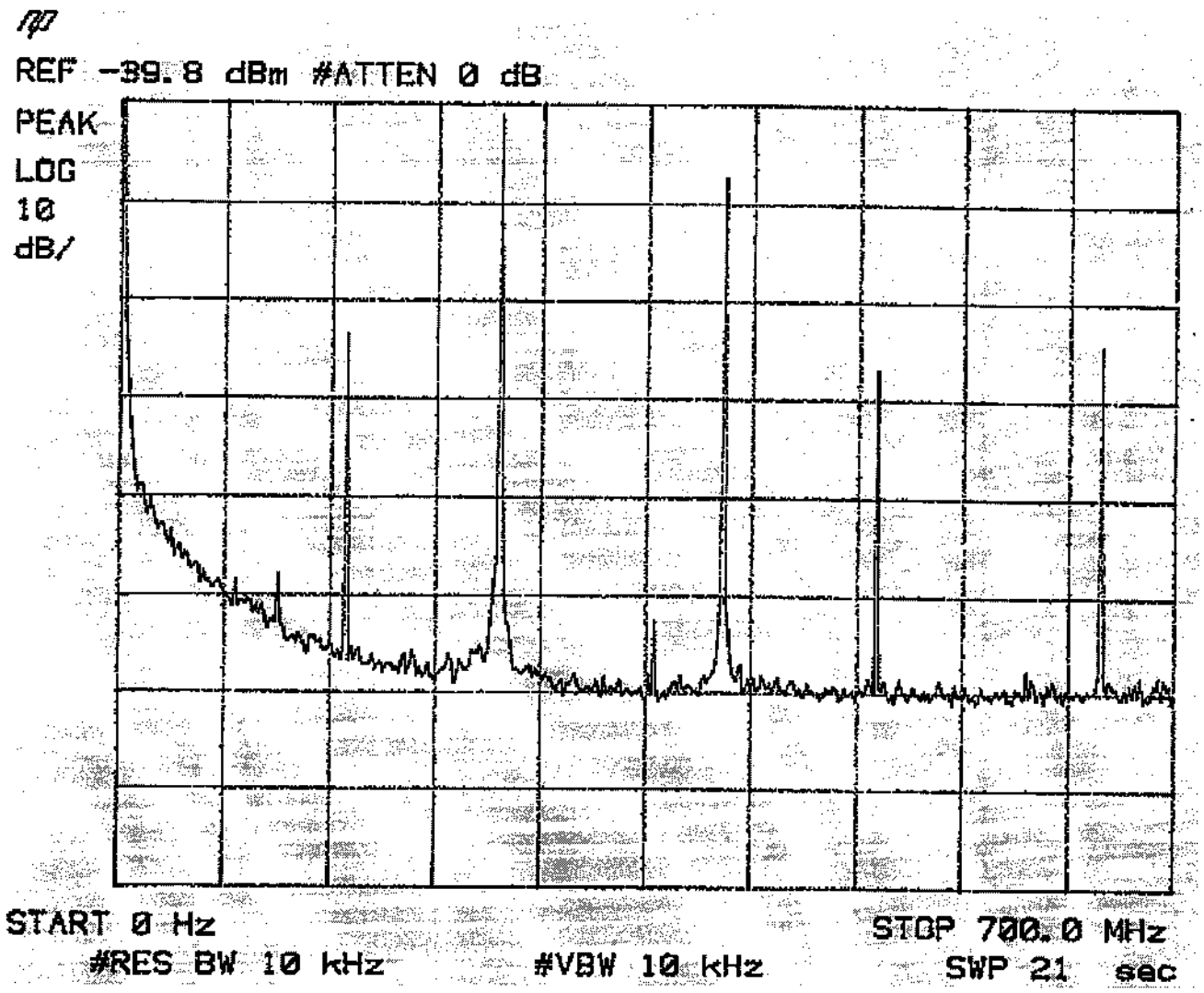

Fig. 5-9: Componentes do espectro do sinal na saída do fotodetetor, (150 MHz, 250 MHz, 400 MHz, 500 MHz, 650 MHz), com os SOA1 e SOA2

o sinal convertido para cima, que é de maior interesse nas aplicações visando a geração de sinais de microonda.

Para geração de sinais de microonda, as freqüências de modulação de TO e LO foram ajustadas em novos valores, $f_{LO} = 1\ GHz$ e $f_{TO} = 700MHz$. Conseqüentemente, têm-se $(f_{LO} + f_{TO} = 1,7\ GHz)$ e $(f_{LO} - f_{TO} = 300\ MHz)$, demonstrando a eficácia do método em produzir uma componente (na freqüência convertida para cima) cuja frequência se encontra mais no interior da faixa de microonda que um dos sinais de modulação que a gerou. A fig.(5-10) mostra as frequências que compõem o sinal de saída do fotodetetor ($f_{LO} = 1\ GHz$, $f_{TO} = 700\ MHz$, $f_{IF} = f_{LO} - f_{TO} = 300\ MHz$, $f_s = f_{LO} + f_{TO} = 1,7\ GHz$, $f_5 = f_s - f_{IF} = 1,4\ GHz$), e os níveis de potência das componentes do sinal na saída do fotodetetor, nas freqüências fundamentais e convertidas para cima e para baixo.

Nota-se pela escala que, estes valores, -63 dBm para f_{TO}, -57 dBm para f_{LO} e -78 dBm para as componentes convertidas, são inferiores àqueles da fig.(5-9). A explicação para isto vem do fato de que o laser em cavidade externa do TO foi modulado acima de sua freqüência máxima de corte, ocasionando

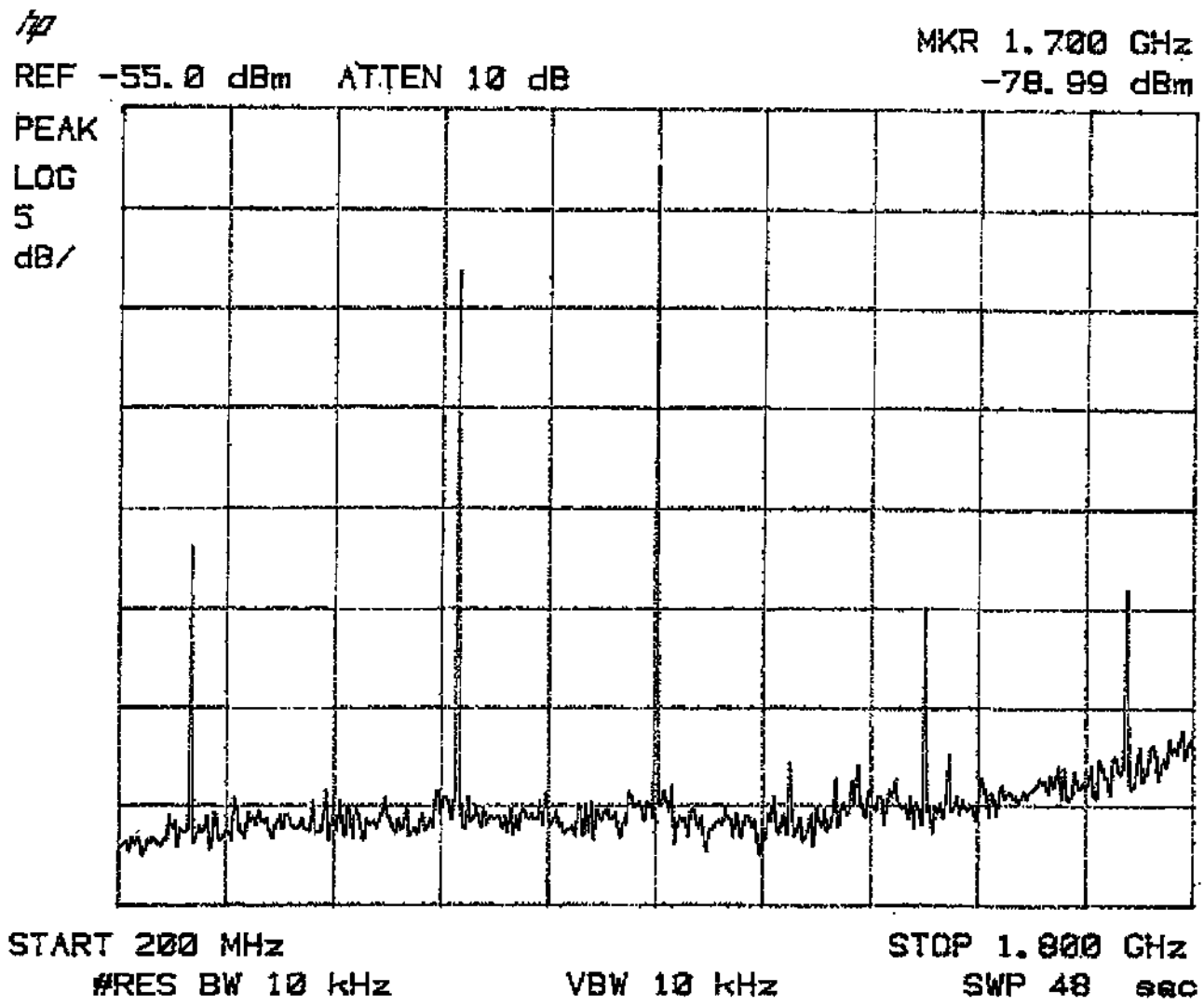

Fig. 5-10: Componentes do espectro do sinal na saída do fotodetetor, (300 MHz; 700 MHz; 1 GHz; 1,4 GHz; 1,7 GHz), com os SOA1 e SOA2

uma queda bastante acentuada do nível da componente na freqüência f_{TO} e, conseqüentemente de $(f_{LO}+f_{TO})$ e $(f_{LO}-f_{TO})$. A solução para este problema requer a utilização de um segundo modulador óptico em vez da modulação direta da corrente do laser. Devido as suas caraterísticas de banda larga, a modulação direta, aplicada ao laser (laser 1), é muito usada na transmissão de complexos sinais de MO. A modulação direta atinge frequências de $\approx$ 70 GHz e é bastante ruídosa devido ao ruído de intensidade do laser e a quantidade de harmônicas originadas pela não linearidade da resposta de modulação do laser [3]. A filtragem adequada de $(f_{LO} + f_{TO})$ e posterior amplificação podem proporcionar um sinal livre de freqüências laterais espúrias e com níveis de potência aceitáveis para sua utilização em sistemas de microonda.

Constatou-se também que a associação em série dos amplificadores proporcionou um ganho óptico de aproximadamente 10 dB (6 dB para o SOA1 e 4 dB para o SOA2). O filtro óptico na entrada do fotodetetor tem como função eliminar o sinal do LO do sistema de maneira a evitar qualquer contribuição indesejada na geração dos sinais após fotodeteção.

Referências Bibliográficas

[1] W. F. Giozza, E. Conforti, H. Waldman, *Fibras Ópticas*, McGraw-Hill Ltda, 1991, pp. 631-634

[2] A. P. Govind, *Semiconductor lasers*, AIP Series in Theoretical and Applied Optics, 1995, pp. 255-256.

[3] L. Goldberg, R. D. Esman, and K. J. Williams, "Generation and control of microwave signals by optical techniques", *IEE Proc.-J.*, 1992, vol.139, no.4, pp.288-295.

[4] R. T. Logan, Jr. and E. Gertel, "Millimeter-wave photonic downconvertors: Theory and demonstrations", *SPIE*, 1995, vol. 2560, pp. 58-69.

[5] *National Semiconductor - Databook*, General purpose linear devices, 1989, pp. 1-106, pp. 3-567, pp. 3-582-84.

[6] *RS Data Library*, Nota técnica, peltier Effect Heat Pumps.

[7] G. P. Barwood et al., "A rubidium stabilized laser diode for interferometry", *NPL report MOM 85*, London, Nov 87.

[8] W. Shieh, S. X. Yao, G. Lutes, L. Maleki, and J. Propulsion, "An all-optical microwave mixer with gain", *OFC'97 Tecnical Digest*, 1997, Fev., pp. 263 - 264.

[9] A. C. Bordonalli, A. D. Neto, C. R. Lima, E. Conforti, "Geração de sinais de microonda utilizando efeitos não-lineares de amplificadores ópticos semicondutores para mistura de portadoras ópticas moduladas", *VIII Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica,* S. Catarina - Brasil, 1998.

Capítulo 6

Conclusões

Nesta tese, uma técnica simples de geração de portadoras de microonda, utiliza amplificadores ópticos semicondutores (semiconductor optical amplifier, SOA) como misturadores (mixers) ópticos antes da fotodeteção. Ficou demonstrado, experimentalmente, que as não linearidades dos dispositivos permitem a mistura de duas portadoras óptica moduladas em freqüências distintas e espaçadas de 8 nm.

Os experimentos desta tese demonstraram que é possível melhorar os resultados da mistura de freqüências de modulação de duas portadoras ópticas em um único amplificador óptico semicondutor através da inclusão, no sistema, de outro amplificador óptico semicondutor em cascata. Foi comprovado que apenas um amplificador adicional pode melhorar o nível das componentes do sinal detetado nas freqüências convertidas para cima e para baixo em cerca de 25 dB. Demonstrou-se também que, apesar do problema com a resposta em freqüência do laser TO, foi possível a geração de sinais convertidos para baixo e para cima em $f_{LO} - f_{TO} = 300\ MHz$ e $f_{LO} + f_{TO} = 1,7\ GHz$, respectivamente.

A maioria dos métodos de geração de sinais de MO através da fotodeteção envolve uma complexidade considerável na elaboração de seus sistemas, que vão desde a sua montagem óptica até os projetos eletrônicos e utilizam técnicas de controle das fontes ópticas como, enlaces de travamento de fase óptica (optical phase-lock loops) [1] - [3], travamento por injeção (injection locking) [4] e travamento de modos (mode-locking) [5]. A técnica de geração de portadoras de microonda apresentada nesta tese usando dois SOAs, em série, mostrou-se simples e estável sem necessidade do recurso aos métodos de controle das fontes ópticas, como PLL.

Da análise dos resultados apresentados conclui-se que, num sistema onde a distância entre o TO e o SOA for muito grande, pode-se esperar que o sinal na saída do fotodetetor possua um efeito de mistura consideravelmente pobre, já que a atenuação da fibra se encarrega de degradar a potência óptica do sinal TO. A menos que a potência óptica de LO seja bem alta, a saturação profunda do dispositivo só pode ser alcançada com o cascateamento de amplificadores. Um dos incovenientes desta última opção é o atual preço dos dispositivos. Um outro atenuante é o fato de o próprio SOA não

poder receber potências ópticas muito altas sob pena de ter a camada anti-refletora de sua face de entrada deteriorada. O barateamento dos dispositivos e o aperfeiçoamento de camadas anti-refletoras que possam aceitar, sem degradação, potências ópticas mais altas são soluções de longo prazo. Desta forma, apesar da simplicidade do sistema, a técnica de geração de sinais de microonda pelo efeito de mistura do SOA requer um projeto cuidadoso de maneira a obter um máximo valor de potência para $(f_{LO} + f_{TO})$ e $(f_{LO} - f_{TO})$ com um menor custo e uma maior eficiência, sem por em risco o funcionamento de seus componentes.

O SOA, além das frequentes aplicações em sistemas de comunicações ópticas, pode ser empregue com eficiência na mistura de sinais ópticos nos sistemas ópticos coerentes, proporcionando a conversão para baixo. Conclui-se que, para os sistemas ópticos coerentes o SOA, como misturador, se torna uma alternativa interessante na recepção de sinais ópticos.

6.1 Proposta para futuros trabalhos

Como sequência, para futuros trabalhos é proposto o estudo comparativo entre uma análise teórica da geração de sinais de MO utilizando efeitos não-lineares de amplificadores ópticos semicondutores em cascata para mistura de portadoras ópticas, e os resultados experimentais obtidos nesta tese.

O estudo dos efeitos de ruído de emissão espontânea do SOA na geração de sinais de MO.

O estudo da viabilidade de aplicação da mistura de sinais ópticos em SOAs nos sistemas WDM "wavelength-division multiplexing".

Referências Bibliográficas

[1] R. T. Ramos, and A. J. Seeds: "Fast heterodyne optical phase-lock loop using double quantum well laser diodes", *Electron. Lett.*, 1992, vol. 28, no. 1, pp. 82-83.

[2] U. Gliese, N. T. Nielsen, M. Bruun, E. L. Christensen, K. E. Stubkjaer, S. Lindgren, and B. Broberg: "A wideband heterodyne optical phase-locked loop for generation of 3-18 GHz microwave carriers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1992, vol. 4, no. 8, pp. 936-938.

[3] C. Walton, A. C. Bordonalli, and A. J. Seeds, "High performance heterodyne optical injection phase-lock loop using wide linewidth semiconductor lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 3, pp. 427-429, 1998.

[4] L. Goldberg, H. F. Taylor, and J. F. Weller: "FM sideband injection locking of diode lasers", *Electron. Lett.*, 1982, vol. 18, no. 23, pp. 1019-1020.

[5] A. C. Bordonalli, B. Cai, A. J. Seeds, and P. J. Williams: "Generation of microwave signals by active mode locking in a gain bandwidth restricted laser structure", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1996, vol. 8, no. 1, pp. 151-153.