


UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
PRÓ-REITORIA PARA ASSUNTOS DO INTERIOR
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

**DESEMPENHO DE RECEPTORES ÓPTICOS COERENTES
USANDO MODULAÇÃO PSK**

POR

ZIANY NEIVA BRANDÃO

CAMPINA GRANDE, JANEIRO DE 1994.



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
PRÓ-REITORIA PARA ASSUNTOS DO INTERIOR
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

**DESEMPENHO DE RECEPTORES ÓPTICOS COERENTES USANDO
MODULAÇÃO PSK**

por

ZIANY NEIVA BRANDÃO

Dissertação de mestrado, apresentada à Coordenação de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro de Ciências e Tecnologia da Pró-Reitoria para assuntos do Interior da Universidade Federal da Paraíba, como parte do cumprimento às exigências para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientador

Prof. José Ewerton P. de Farias

Co-orientador

Prof. Benedito G. Aguiar Neto

Campina Grande, Janeiro 1994.

PR-H-EL HCC



B819d

Brandao, Ziany Neiva

Desempenho de receptores opticos coerentes usando modulacao PSK / Ziany Neiva Brandao. - Campina Grande, 1994.

84 f. : il.

Dissertacao (Mestrado em Engenharia Eletrica) - Universidade Federal da Paraiba, Centro de Ciencias e Tecnologia.

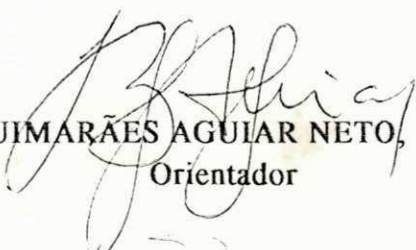
1. Sistemas de Telecomunicacoes 2. Comunicacoes Opticas
3. Transmissao Optica Coerente 4. Dissertacao I. Farias,
Jose Ewerton Pombo de, M.Sc. II. Aguiar Neto, Benedito
Guimaraes, Dr. III. Universidade Federal da Paraiba -
Campina Grande (PB) IV. Titulo

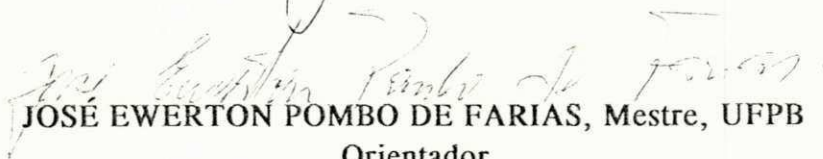
CDU 621.313(043)


DESEMPENHO DE RECEPTORES ÓTICOS COERENTES
USANDO MODULAÇÃO BSK

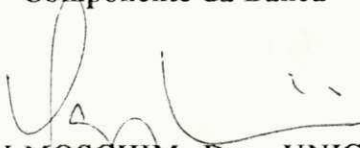
ZIANY NEIVA BRANDÃO

Dissertação Aprovada em 31.01.1994


BENEDITO GUIMARÃES AGUIAR NETO, Dr.-Ing., UFPB
Orientador


JOSÉ EWERTON POMBO DE FARIAS, Mestre, UFPB
Orientador


CRESO SANTOS DA ROCHA, Ph.D., UFPB
Componente da Banca


EDSON MOSCHIM, Dr., UNICAMP
Componente da Banca

CAMPINA GRANDE - PB

Janeiro - 1994

AGRADECIMENTOS

- . Ao Professor JOSÉ EWERTON P. DE FARIAS pelo grande apoio, incentivo e valiosas discussões, sugestões e críticas, sem as quais este trabalho perderia muito do seu valor.
- . Ao Prof. John R. Barry do Georgia Institute of Technology pela gentileza em apresentar-nos ao Prof. Alan Kamas da University of California at Berkeley, atual gerente do projeto Ptolemy.
- . À Rinaldo Santos Jr. e Gustavo C. Gibson, administradores dos serviços computacionais do LAPS-DEE-UEPB (Laboratório de Automação e Processamento de Sinais do DEE-UEPB) pelo indispensável apoio com relação à instalação e manutenção do ambiente de simulação utilizado no trabalho aqui relatado.
- . Ao Professor Edson Moschim pelas críticas e valiosas sugestões à primeira versão deste trabalho, bem como pelo seu desprendimento em fazer-se presente na banca de examinadores.
- . Aos Professores Benedito G. A. Neto e Creso S. da Rocha por suas contribuições na depuração da versão inicial desta Dissertação.
- . Ao desenhista Raimundo Serafim(Gráfica da UEPB), por seu esmero e enorme paciência.
- . À Professora Maria de Fátima Q. Turnell, por seu indispensável apoio enquanto Coordenadora do LAPS-DEE.
- . Em especial agradeço a Izabel e Tereza pela inestimável ajuda e compreensão.

APRESENTAÇÃO

Vivemos numa era onde informação tem se tornando parte fundamental do dia a dia de nossas vidas. Os avanços recentes na tecnologia de comunicações ópticas vêm revolucionando a infra-estrutura das telecomunicações em diversos países. Processo semelhante poderá vir a ocorrer no Brasil ao longo desta e das próximas décadas. Capacidades de transmissão cada vez mais elevadas têm possibilitado a implantação de redes de comunicações que viabilizam a integração de diferentes tipos de tráfego, a sofisticação dos serviços disponíveis, a interconexão de redes remotas, etc. Os progressos na tecnologia de processadores rápidos para comunicações, importantes para a implementação de protocolos de acesso múltiplo ao canal óptico, vêm aos poucos abrindo novas possibilidades para a exploração do enorme potencial para transporte de informação inerente às fibras ópticas monomodo.

A presente Dissertação é um dos resultados de um esforço de pesquisa em comunicações ópticas, com ênfase nos receptores usados em transmissão óptica coerente. Aqui são apresentados resultados teóricos e experimentais obtidos recentemente por dezenas de pesquisadores em vários centros de pesquisa e Universidades, e resultados de simulações aqui realizadas. Em particular, foram estudados os seguintes aspectos de um enlace de comunicações ópticas coerentes:

- 1) Os parâmetros do sistema, como a largura espectral do laser e a frequência natural do PLL, são obtidos levando-se em consideração principalmente as necessidades do travamento de fase ao invés da taxa de erro de bit (BER), como é mais usual encontrar-se na literatura, tornando o sistema mais realista;
- 2) Uma relação clara entre a taxa de transmissão (R_b) e o restante dos parâmetros do sistema, como a máxima largura espectral permitida, $\Delta\nu$, o desvio padrão do erro de fase e a frequência natural do PLL;

- 3) Uma comparação entre os sistemas BPSK (homódinos e heteródinos), e QPSK.
- 4) Estratégias de simulação digital para os esquemas do item 3).

O Capítulo 1 contém um resumo histórico do progresso das tecnologias destinadas à implementação de sistemas de comunicações usando fibras ópticas. No Capítulo 2 faz-se uma breve revisão da teoria de receptores ópticos usando detecção direta. Os resultados teóricos apresentados neste Capítulo servem como referência para efeito de comparação com aqueles obtidos para detecção coerente nos Capítulos seguintes. Uma introdução à teoria de receptores ópticos coerentes usando detecção homódina e heteródina é apresentada no Capítulo 3. O Capítulo 4 traz um estudo sobre receptores coerentes usando modulação BPSK com detecção homódina. Os efeitos do ruído balístico e do ruído de fase no desempenho do receptor são analisados e discutidos. Um estudo análogo ao do Capítulo anterior é feito no Capítulo 5, para o caso heteródino. No Capítulo 6 são analisados e discutidos três tipos de malhas para recuperação de portadora óptica para BPSK e QPSK. Resultados teóricos, experimentais e de simulação para o desempenho de tais subsistemas de sincronização de portadora são também incluídos e discutidos. Alguns comentários sobre as principais conclusões decorrentes do presente estudo, bem como sugestões para trabalhos futuros, são apresentados no Capítulo 7.

ÍNDICE

LISTA DE SÍMBOLOS	i
LISTA DE FIGURAS	v
LISTA DE TABELAS	ix
LISTA DE SIGLAS	x
CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO ÀS COMUNICAÇÕES ÓPTICAS	1
Referências Bibliográficas	6
CAPÍTULO 2: RECEPTORES ÓPTICOS USANDO DETECÇÃO DIRETA	9
2.1. Introdução	9
2.2. O Receptor IM/DD	9
2.2.1 A Natureza Fotônica da Luz	10
2.2.2 O Limite Quântico	12
2.3 A Corrente do Fotodiodo e o Ruído Balístico	14
2.4 Estatística do Ruído de um Fotodiodo	16
2.4.1 Distribuição do Ruído Balístico	21
2.5 Taxa de Erro de Bit (BER) para um Sistema IM/DD	22
2.6 Receptores IM/DD usados na Prática	25
Referências Bibliográficas	32

CAPÍTULO 3: RECEPTORES PARA COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

COERENTES	36
3.1 Introdução	36
3.2 Princípios de Receptores Coerentes	38
3.2.1 Processamento do Sinal	42
Referências Bibliográficas	45

CAPÍTULO 4: RECEPTOR ÓPTICO COERENTE USANDO BPSK

HOMÓDINO	50
4.1 Sistemas com Detecção Síncrona	50
4.2 Receptor PSK Homódino Baseado em um DDL	51
4.3 Ruídos no Receptor e suas Propriedades	55
4.3.1 O Ruído de Fase	55
4.3.2 O Ruído Balístico no Ramo I, $n_1(t)$	57
4.3.3 O Ruído Balístico no Ramo Q, $n_2(t)$	57
4.4 Efeito dos Ruídos de Fase e Balístico no PLL	58
4.5 Degradação da Variância do Erro de Fase devido ao Atraso de Propagação do <i>Loop</i>	62
4.6 Largura Espectral Necessária para a Otimização do Filtro do <i>Loop</i>	65
4.7 Projeto de um Sistema Ideal (Sem Atraso)	67
4.8 Sistema com Atraso de Propagação	68
4.9 Conclusões	70
Referências Bibliográficas	71

CAPÍTULO 5: RECEPTORES ÓPTICOS COERENTES USANDO BPSK

HETERÓDINO	76
5.1 Introdução	76
5.2 Receptor BPSK Baseado em um DDL	77
5.3 Os Ruídos no Receptor	82
5.3.1 O Ruído de Fase	82
5.3.2 Os Ruídos Balísticos nos Ramos 1 e 2	83
5.4 Modelo Linearizado do PLL	84
5.5 Efeito do Ruído Balístico no Desempenho do PLL	86
5.5.1 A Largura de Faixa do Ruído Balístico do PLL	88
5.6 Efeito do Ruído de Fase no PLL	89
5.7 Variância Total do Erro de Fase	91
5.8 Otimização da Largura de Faixa	93
5.9 Largura Espectral Necessária para o Heterodinamento	95
5.10 Conclusões	98
Referências Bibliográficas	99

CAPÍTULO 6: TÉCNICAS PARA SINCRONIZAÇÃO DE PORTADORA COM DETECÇÃO HOMÓDINA E HETERÓDINA USANDO BPSK E QPSK: ANÁLISE E SIMULAÇÃO

	103
6.1 Introdução	103
6.2 Modelo Linearizado Comum para o PLL	104
6.3 Otimização do <i>Loop</i>	106
6.3.1 Para o Receptor BPSK Homódino	107

6.3.1.1 Quando o Atraso é nulo, $\tau = 0$	109
6.3.1.2 Atrasos Significantes, $\tau > 0$	110
6.3.1.3 Atrasos Muito Grandes, $\tau \gg T$	112
6.3.2 Otimização para Receptor BPSK Heteródino	114
6.3.2.1 Quando o Atraso é Nulo, $\tau = 0$	116
6.3.2.2 Atrasos Significantes, $\tau > 0$	117
6.3.2.3 Atrasos Muito Grandes, $\tau \gg T$	118
6.4 Resultados da análise	118
6.5 Resultados da Simulação	124
6.5.1 O <i>Loop</i> Quadrático	124
6.5.2 O <i>Loop</i> de Quarta Potência	127
6.5.2.1 O Modelo Complexo	129
6.6 Simulação dos <i>Loops</i> Quadrático e de 4ª Potência	131
6.6.1 O Gerador de Sinal	133
6.6.2 O Gerador de Dados	134
6.6.3 O Estimador de Fase	135
6.6.4 O Gerador de Ruído Balístico	136
6.6.5 O Filtro do <i>Loop</i>	136
6.6.6 O Oscilador Controlado por Tensão (VCO)	138
6.6.7 A Variância	140
6.7 Comentários Finais sobre a Simulação	141
Referências Bibliográficas	154
CAPÍTULO 7: CONCLUSÕES	158
7.1 Sugestões para Trabalhos Futuros	159
Referência Bibliográfica	160

APÊNDICE A	161
APÊNDICE B	164

LISTA DE SÍMBOLOS

S	Sinal Óptico
$ S^2 = P_s$	Potência média de um sinal óptico(joules/segundo)
$\omega_0 = 2\pi\nu$	Frequência angular de um sinal luminoso
ν	Frequência cíclica da luz (4×10^{14} a 7×10^{14} Hz).
h	Constante de Planck ($=6,626 \times 10^{-34}$ j.s).
$h\nu$	Energia do fóton incidente (Joules)
q	Carga do elétron (Coloumbs)
j	Operador complexo
s	Unidade de tempo(segundo)
J	Joule (unidade de Energia)
λ_f	Número de fótons emitidos por segundo
$\text{Pr}(A)$	Probabilidade de ocorrência do evento A
T	Duração de um símbolo
N	Número de <i>fótons</i> recebidos em um intervalo de bit com duração T .
\bar{N}	Valor médio da variável Aleatória N
η	Eficiência quântica de um fotodiodo
$n_e(t)$	Processo de contagem de Poisson
λ	Parâmetro da distribuição de Poisson
$h(t)$	Corrente devido a um único elétron movendo-se em uma direção.
$\{t_k\}$	Seqüência de instantes de geração dos pares transportados.

$\lambda \equiv \eta\lambda_i$	Taxa média de geração dos pares elétron-lacuna .
$E[n_e(t)] = \lambda t$	Média do processo de geração de portadores $n_e(t)$.
$I(t)$	Corrente de saída de um fotodetector
$\delta(t-t_k)$	Trem de impulsos ocorrendo nos instantes $t_k, k = 0, 1, \dots$
$E\{X\}$	Valor médio da variável aleatória X
$R_I(t_1, t_2)$	Função de autocorrelação do Processo Aleatório $I(t)$
$H(\omega)$	Transformada de Fourier da função $h(t)$
T_d	Tempo de resposta de um fotodiodo
R	Responsividade de um fotodiodo
A	Ampère
W	Watt ou Joules/segundo
d	Dígito binário
I_{dk}	Corrente de escuro de um fotodiodo.
μm	10^{-6} metros.
$Q(x)$	Função complementar da função distribuição Gaussiana padrão.
M	Número médio de fótons, detectados durante o intervalo de um bit um .
R	<i>Responsividade</i> do fotodiodo, dada em A/watt.
$n_{sh}(t)$ ou $n(t)$	Ruído balístico.
$n_0(t)$	Representa outros ruídos, incluindo a <i>corrente de escuro</i> e o <i>ruído térmico</i> .
I_{dk}	<i>Corrente de escuro</i> do fotodiodo.
N_{th}	PSD da corrente de ruído de entrada devido aos ruídos térmicos.
E_s	Amplitude complexa do sinal óptico.

E_{LO}	Amplitude complexa do sinal óptico do oscilador local.
$\omega_s (=2\pi f_s)$	Frequência angular do sinal.
$\omega_{LO} (=2\pi f_{LO})$	Frequência angular do oscilador local.
ϕ_s e ϕ_{LO}	São as fases do sinal e do LO, respectivamente.
P_s	Potência do sinal óptico recebido.
P_{LO}	Potência do oscilador local à laser.
ω_{IF}	Frequência intermediária.
k	Razão de divisão de potência de um híbrido óptico.
$S(f)$	Densidade espectral de potência do sinal $s(t)$.
r	Impedância do filtro passa-altas.
$n_1(t)$ e $n_2(t)$	Representam os ruídos balísticos nos ramos 1 e 2, respectivamente.
$\phi_{NT}(t)$	Ruído de fase do laser transmissor.
$\phi_c(t)$	Fase controlada pela tensão de entrada do VCO
$V_c(t)$	Tensão de entrada do VCO
$\phi_{NLO}(t)$	Ruído de fase do laser LO.
$\phi_n(t)$	Ruído de fase total.
G_{PD}	Ganho do detector de fase.
$\Delta\nu$	Largura espectral do laser (usando o critério da meia potência - FWHM).
$S_{SN}(f)$	PSD unilateral do ruído balístico $n_2(t)$.
$S_{PN}(f)$	PSD unilateral do ruído de fase $\phi_n(t)$.
$H(f)$	Função de transferência de malha fechada do PLL.
G (Hz)	Ganho total do loop.

σ_{SN}^2	Variância do erro de fase devido ao ruído balístico.
σ_{PN}^2	Variância do erro de fase devido ao ruído de fase.
B_n	Largura de faixa de ruído do PLL.
$F(s)$	Função de transferência do filtro.
τ_1 e τ_2	Constantes de tempo de um filtro ativo padrão, passa-baixas, de 1ª ordem.
ω_n	Frequência natural do <i>loop</i> .
η	Coefficiente de amortecimento.
α	Atraso normalizado.
R_b	Taxa de transmissão.
$V_A(t)$	Tensão de saída do amplificador.
G_A	Ganho do amplificador.
G_M	Ganho do multiplicador.
P_n	Potência normalizada.
$\Gamma_{PN}(\omega_n \tau)$	Fator de expansão da largura de faixa devido ao ruído de fase.
$\Gamma_{SN}(\omega_n \tau)$	Fator de expansão da largura de faixa devido ao ruído balístico.
$\Gamma(n)$	Função Gama.
ξ	Fator de ruído do <i>loop</i> .
β_0	Frequência natural otimizada do <i>loop</i> , para um atraso nulo.
α_0	Largura espectral otimizada do laser, para um atraso nulo.
β_1	Frequência natural otimizada do <i>loop</i> , para um atraso muito grande.
α_1	Largura espectral otimizada do laser, para um atraso muito grande.

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO 1

Fig. 1.1 Atenuação das Fibras Ópticas em Função do Comprimento de Onda

Fig. 1.2 Espectro de Oscilação de Laser Semicondutor.

CAPÍTULO 2

Fig. 2.1 Diagrama de Blocos de um Sistema de Transmissão Digital

Fig. 2.2 Receptor Óptico OOK ideal com contador fotônico também ideal

Fig. 2.3 Um fotodiodo PIN ideal: (a) Representação, (b) Modelo Estatístico

Fig. 2.4 Funções Resposta do Fotodetector

Fig. 2.5 Receptor IM/DD ideal para pulsos OOK

Fig. 2.6 Potência de *jitter* normalizada em função da dispersão da fibra

Fig. 2.7 Receptor IM/DD prático com os ruídos térmicos e a corrente de escuro

Fig. 2.8 Variância do ruído em receptores IM/DD.

CAPÍTULO 3

Fig. 3.1 Curvas da BER para um receptor IM/DD ideal e um receptor prático

Fig. 3.2 Receptor Óptico Coerente

Fig. 3.3 Receptor ML para sinais com ruído aditivo Gaussiano branco.

CAPÍTULO 4

Fig. 4.1 Diagrama de Blocos de um receptor DDL

Fig. 4.2 Modelo Linearizado do PLL

Fig. 4.3 Ruído de Fase do Laser

Fig. 4.4 Espectro de Potência com forma Lorentziana

Fig. 4.5 Filtro Ativo de 1º ordem

Fig. 4.6 O desvio padrão do erro de fase em função da largura de faixa normalizada do *loop*

Fig. 4.7 A largura de faixa ótima do *loop* em função da largura espectral do laser

Fig. 4.8 A largura espectral máxima permitida em função da taxa de transmissão

Fig. 4.9 Desvio padrão do erro de fase em função da frequência normalizada do *loop*

Fig. 4.10 Penalidade de Potência na detecção ideal.

CAPÍTULO 5

Fig. 5.1 Receptor BPSK heteródino baseado em um DDL

Fig. 5.2 Modelo linearizado de um PLL baseado em um DDL

Fig. 5.3 Desvio padrão do erro de fase versus largura espectral normalizada

Fig. 5.4 Potência normalizada necessária versus largura espectral.

CAPÍTULO 6

Fig. 6.1 Modelo linearizado para PLLs ópticos

Fig. 6.2 Desvio padrão do erro de fase versus frequência natural para vários atrasos

Fig. 6.3 Desvio padrão do erro de fase mínimo para várias larguras espectrais versus atraso

Fig. 6.4 Frequência natural normalizada versus atraso normalizado do *loop*

Fig. 6.5 Efeito do tempo de propagação na largura espectral do laser em QPSK

Fig. 6.6 Tempo de propagação do PLL versus largura espectral do laser

Fig. 6.7 Variação da penalidade de potência com relação à largura espectral

Fig. 6.8 Modelo complexo linearizado para o *loop* quadrático

Fig. 6.9 Loop de quarta potência. (a) Caso heteródino, (b) Modelo Complexo.

Fig. 6.10 Esquemática em Banda Básica de um PLL

Fig. 6.11 Modelo para simulação do laser

Fig. 6.12 Modelo para simulação da geração de dados

Fig. 6.13 Estimador de Fase. (a) Para BPSK. (b) Para QPSK

Fig. 6.14 Modelo para simulação do Ruído Balístico

Fig. 6.15 Filtro do Loop

Fig. 6.16 Modelo para Simulação do VCO

Fig. 6.17 Fase de entrada e saída para QPSK (10 Gbit/s)

Fig. 6.18 Fase de entrada e saída para BPSK (1 Gbit/s)

Fig. 6.19 Modelo de simulação para obtenção da variância do erro de fase

Fig. 6.20 Fase de entrada e saída para QPSK (1 Gbit/s)

Fig. 6.21 Desvio padrão do erro de fase para QPSK (1 Gbit/s)

Fig. 6.22 Fase de entrada e saída para QPSK (10 Gbit/s)

Fig. 6.23 Desvio padrão do erro de fase para QPSK (10 Gbit/s)

Fig. 6.24 Desvio padrão do erro de fase para QPSK (400 Mbit/s)

Fig. 6.25 Fase de entrada e saída para QPSK (400 Mbit/s)

Fig. 6.26 Fase de entrada e saída para BPSK (10 Gbit/s)

Fig. 6.27 Desvio padrão do erro de fase para BPSK (10 Gbit/s)

Fig. 6.28 Fase de entrada e saída BPSK (400 Mbit/s)

Fig. 6.29 Desvio padrão do erro de fase para BPSK (400 Mbit/s)

Fig. 6.30 Desvio padrão do erro de fase para BPSK (1 Gbit/s)

Fig. 6.31 Erro de fase semi-gaussiano para BPSK (1 Gbit/s)

Fig. 6.32 Erro de fase semi-gaussiano para QPSK (1 Gbit/s)

Fig. 6.33 Diagrama do Olho para BPSK (1 Gbit/s)

Fig. 6.34 Diagrama do Olho para QPSK (10 Gbit/s). (a) Em fase. (b) Em quadratura.

Fig. 6.35 Constelação para BPSK (1 Gbit/s)

Fig. 6.36 Constelação para QPSK (1 Gbit/s).

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 Potência Necessária para várias Taxas de Transmissão usando a equação (4.34).

Tabela 6.1 Largura Espectral para vários atrasos, 3 casos

Tabela 6.2 Valores Teóricos para ω_n , $\Delta V_{máx}$, e σ_{min} com Larg. Espectral = 100 KHz

LISTA DE SIGLAS

IM/DD - *Intensity-Modulation/Direct-Detection*

WDM - Multiplexação por divisão em Comprimento de Onda

LO - Oscilador Local à Laser

IF - Frequência Intermediária

ASK - *Amplitude-Shift Keying*

ASK binário = OOK(*On-Off Keying*)

PSK - *Phase-Shift Keying*

PSK binário = BPSK

BER (*Bit-Error Rate*) - Taxa de Erro de Bit

PSD - Densidade Espectral de Potência

WSS(*Wide Sense Stationary*) - Estacionário em Sentido Amplo

PLL - *Phase-Locked Loop*

OPLL (ou PLL óptico) - *Optical Phase-Locked Loop*

DDL(*Decision-Driven Loop*) - Loop controlado pelo bit detectado

DPSK - Sistemas PSK com detecção diferencial.

FWHM - *Full Width-Half Maximum* (critério da meia potência).

LISTA DE SIGLAS

IM/DD - *Intensity-Modulation/Direct-Detection*

WDM - Multiplexação por divisão em Comprimento de Onda

LO - Oscilador Local à Laser

IF - Frequência Intermediária

ASK - *Amplitude-Shift Keying*

ASK binário = OOK(*On-Off Keying*)

PSK - *Phase-Shift Keying*

PSK binário = BPSK

BER (*Bit-Error Rate*) - Taxa de Erro de Bit

PSD - Densidade Espectral de Potência

WSS(*Wide Sense Stationary*) - Estacionário em Sentido Amplo

PLL - *Phase-Locked Loop*

OPLL (ou PLL óptico) - *Optical Phase-Locked Loop*

DDL(*Decision-Driven Loop*) - Loop controlado pelo bit detectado

DPSK - Sistemas PSK com detecção diferencial.

FWHM - *Full Width-Half Maximum* (critério da meia potência).

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO ÀS COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

Desde a invenção do laser em 1958 [1] e sua primeira realização prática nos EUA em 1960 [2], a pesquisa e desenvolvimento em comunicações ópticas tiveram um grande avanço. Há duas décadas as fibras ópticas tornaram-se o meio preferido para comunicações digitais devido às suas enormes vantagens sobre os sistemas de comunicação em rádio frequência. Estas vantagens constituem-se basicamente em: grande largura de faixa, baixa atenuação, imunidade à interferência eletromagnética e pequenas dimensões.

Existem quatro gerações distintas das comunicações via fibra, que já operam comercialmente e uma quinta geração que vem sendo pesquisada desde o final da década de 70. A primeira geração de sistemas comerciais, desenvolvida a partir de 1970, quando Kapron, Keck e Maurer da *Corning Glass Works* nos EUA, anunciaram a fabricação de fibras com atenuação inferior à 20dB/km [3], usava fibras multimodo operando na região de 850nm. Os sistemas desenvolvidos nesta geração possuem duas limitações: grande atenuação e dispersão modal [3]-[5]. A atenuação das fibras, que limita a distância entre o transmissor e o receptor, tem atualmente, valor aproximado de 2dB/km para comprimentos de onda próximos a 850nm, como mostra a figura 1.1(curva I_{80}). Já a dispersão da fibra limita a velocidade de transmissão dos dados. A dispersão cromática ou intramodal é o espalhamento do pulso que ocorre em uma fibra monomodo, e resulta da dependência da velocidade de grupo¹ com relação ao comprimento de onda. Seu efeito na distorção do sinal aumenta com a largura espectral da fonte óptica e é normalmente caracterizada pelo valor *rms* da largura espectral da fonte [4].

¹ É a velocidade para a qual a *energia luminosa* viaja em um modo em particular, ao longo da fibra.

Analogamente, a dispersão modal, multimodo ou intermodal, surge devido aos diferentes valores de atrasos de grupo para cada modo numa fibra multimodo. Ou seja, diferentes modos podem se propagar com velocidades diferentes numa fibra multimodo, provocando um alargamento do pulso.

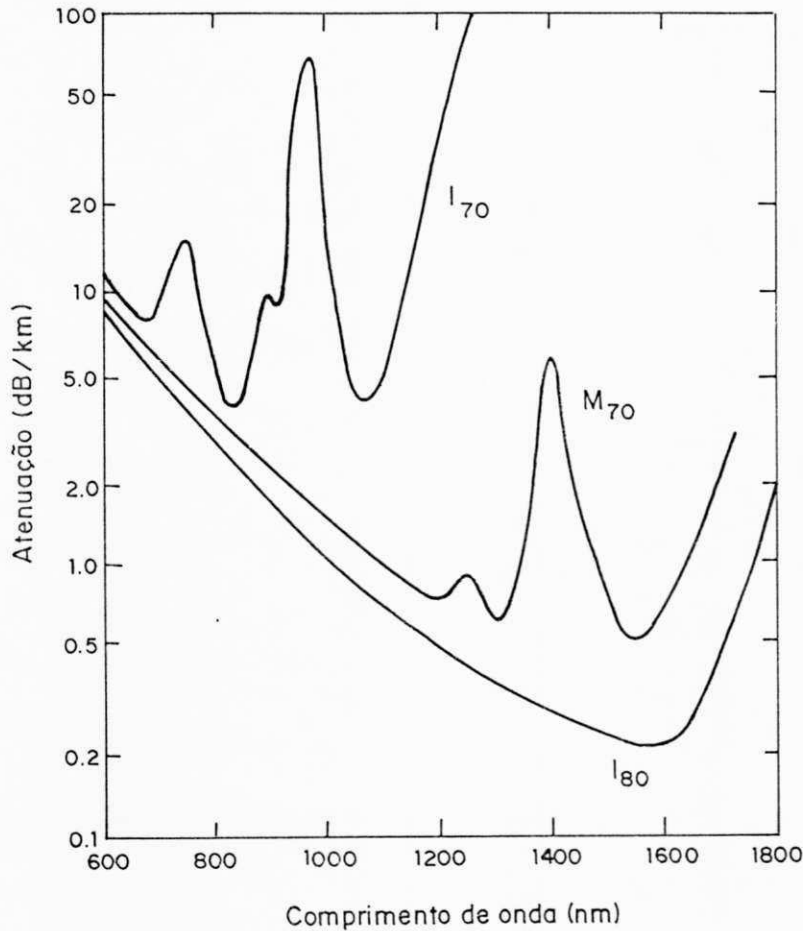


Fig. 1.1 - Atenuação das fibras ópticas em função do Comp. de onda, λ . As curvas l_{70} , indicam as fibras possíveis de obter-se no início da década de 70. M_{70} as fibras que eram fabricadas em meados da década de 70 e l_{80} no início da década de 80.

A segunda geração dos sistemas de comunicações ópticas comerciais, introduzida em 1980, evita a dispersão cromática operando na região de 1300nm, onde os ingleses Payne e Gambling conseguiram uma janela de dispersão mínima para fibras de sílica [32]. Apesar das fibras fabricadas para operar nesta região possuírem baixa atenuação, apenas 0,5dB/km, como mostra a figura 1.1, elas são do tipo multimodo sofrendo assim, os efeitos da dispersão modal.

A terceira geração surgiu na metade da década de 80, operando também em 1300nm, onde a atenuação é de apenas 0,5dB/km, mas usando fibra monomodo. O raio do núcleo destas fibras era escolhido de tal forma que um único modo pudesse se propagar, evitando assim a dispersão modal.

As fibras monomodo com características de dispersão mínimas na região de 1500nm, também chamadas de fibras de dispersão deslocadas, ficaram disponíveis comercialmente em 1985, e a partir daí os sistemas de quarta geração foram desenvolvidos [33]. Estes sistemas, operando na região de 1500nm (entre 1450 e 1650nm), possuem atenuação mínima, situada em torno de 0,2dB/km, como pode ser mostrado na figura 1.1. Eles surgiram para explorar a imensa largura de faixa das fibras - de mais que 25.000 GHz - com baixíssima atenuação, entretanto, existe uma quantidade significativa de dispersão cromática nesta região, permitindo somente o uso de fontes ópticas 'puras' espectralmente, como por exemplo os *lasers* com único modo longitudinal e com frequência única.

Os *lasers* semicondutores são geralmente utilizados em comunicações devido ao seu baixo custo, pequeno tamanho, excelente desempenho e grande confiabilidade [4]. Muitas pesquisas em *lasers* semicondutores são dirigidas para o desenvolvimento de *lasers* de frequência única. O espectro de um laser do tipo Fabry-Perot convencional, consiste de uma série de linhas espaçadas de aproximadamente 50GHz, onde cada uma delas corresponde a um modo longitudinal diferente, como mostra a figura 1.2, [4],[9]-[11]. Como cada um destes *lasers* é susceptível de maneira particular à dispersão cromática, pois a distância entre modos e a quantidade deles é determinada pelas características físicas de cada um dos *lasers*, estes não são apropriados para o uso em 1500nm. A operação em frequência única é obtida com estruturas semicondutoras corrugadas na região de "bombeamento" dos *lasers* [4]. *Lasers* assim projetados são chamados de *lasers* com retroalimentação distribuída (*Distributed Feedback Lasers* - DFB), [4], [7], [9], [27]-[31].

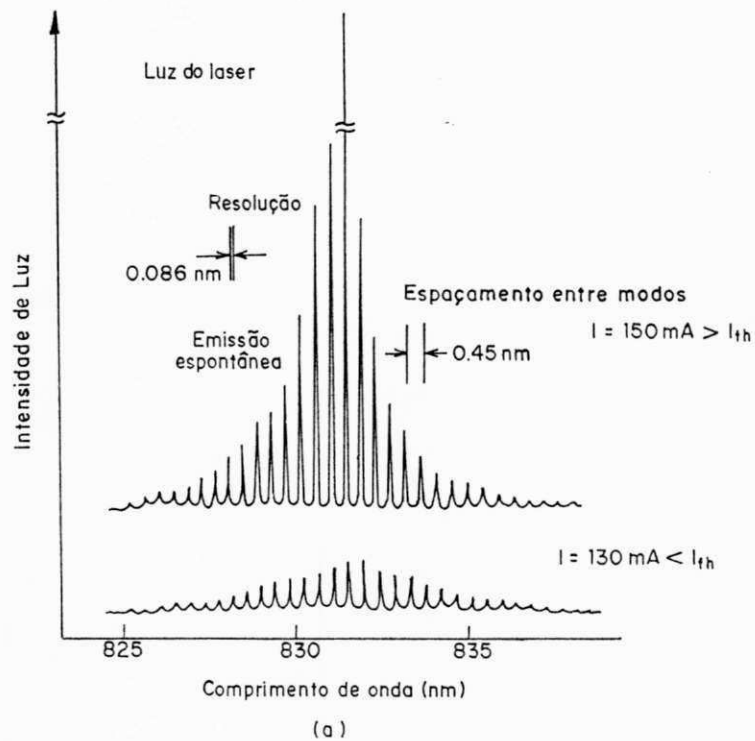


Fig. 1.2 - Espectro de Oscilação de laser semi-conductor de dupla-heterojunção com geometria de faixa.

Os sistemas de modulação/demodulação usados até a quarta geração são chamados de *Intensity-Modulation/Direct-Detection* (IM/DD). *Intensity Modulation* significa que a informação é transportada somente pela 'intensidade' da luz transmitida ou potência luminosa, e não por sua fase ou frequência. O termo *Direct-Detection* refere-se à configuração do receptor, onde o sinal recebido é guiado diretamente para um fotodetector. Uma medida importante do desempenho de receptores ópticos é a sensibilidade, que fornece a quantidade mínima de fótons detectados por bit necessários para se atingir uma determinada taxa de erro de bit (*Bit-Error Rate* - BER), que em geral é medida para 10^{-9} [25]. Sistemas IM/DD comerciais, embora fáceis de implementar, têm uma sensibilidade muito baixa, em geral na faixa de 400 a 5000 fótons/bit.

Para se obter um melhor desempenho dos receptores ópticos, uma quinta geração de sistemas está surgindo dos recentes avanços da pesquisa na área de sistemas de transmissão coerente por fibras ópticas [12]-[22]. Existem duas vantagens fundamentais de receptores ópticos coerentes sobre os receptores que usam detecção direta: Primeiro, eles são mais sensíveis, capazes de manter uma BER de 10^{-9} com menos de 50 fótons por bit [12]-[17], [21]-[22]. Este aumento na sensibilidade permite, por exemplo, um aumento na distância entre repetidores. Segundo, os receptores coerentes são mais seletivos. Eles podem selecionar um canal de um sinal multiplexado em divisão de frequência (WDM) [16]-[18], pois a seleção de canal é feita no domínio elétrico usando filtros em microondas, diferentemente dos receptores de detecção direta que são forçados a usar filtros ópticos. A seletividade prometida pelos receptores coerentes é a chave para explorar a imensa largura de faixa das fibras ópticas.

Na detecção coerente, o sinal óptico recebido é somado ao sinal de um laser Oscilador Local (LO), e a luz combinada é direcionada a um fotodetector. A corrente produzida será então centrada numa frequência intermediária (IF) igual a diferença entre as frequências do Oscilador Local e da portadora. Esta frequência intermediária situa-se normalmente na faixa de microondas [GHz] para o caso heteródino, onde as técnicas de processamento de sinal já bem conhecidas, podem ser utilizadas, ou próximo de zero (banda-básica), para o caso homódino [16], [21]. Conseqüentemente, um sinal IF em um receptor coerente, nada mais é do que uma réplica, transladada em frequência, do sinal óptico original, possibilitando o uso de esquemas de modulação mais sofisticados como modulação da frequência e de fase.

Para um entendimento mais completo das vantagens da detecção coerente sobre a detecção direta, faremos um estudo completo das limitações dos sistemas IM/DD no capítulo 2 e em seguida um estudo inicial sobre detecção coerente no capítulo 3.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] A. L. Shawlow e C. H. Townes, "Infrared and Optical Masers", *Phys. Rev.*, vol. 12, pp. 1940-1948, Dezembro 1958.
- [2] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature*, nº 187, pp. 493-494, Agosto 1960.
- [3] F. P. Kapron, D. B. Keck e R. D. Maurer, "Radiation Losses in Glass Optical Waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, nº 17, pp. 423-425, Novembro 1970.
- [4] Z. N. Brandão, "Fontes Ópticas", Relatório Técnico, nº 1, DEE - UFPB, COPELE, Dezembro 1991.
- [5] Z. N. Brandão, "Simulação de Enlaces Digitais para Comunicações Ópticas", Relatório Técnico, nº 2, DEE - UFPB, COPELE, Março 1992.
- [6] E. E. Bert Basch, *Optical-Fiber Transmission*, Howard W. Sams & Co., Indianapolis 1987.
- [7] W. F. Giozza, E. Conforti e H. Waldman, *Fibras Ópticas*, McGraw-Hill, Rio de Janeiro 1991.
- [8] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, 1984.
- [9] J. Wilson e J. F. B. Hawkes, *Optoelectronics: An Introduction*, 2º Ed., Prentice-Hall, Hertfordshire, 1989.
- [10] Y. Suematsu e K. Iga, *Introduction to Optical Fiber Communications*, John Wiley & Sons, New York 1982.
- [11] T. E. Bell, "Single-frequency Semiconductor Lasers", *IEEE Spectrum*, pp. 38-45, Dez. 1983.
- [12] T. Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, pp. 414-428, Abril 1987.
- [13] Y. Yamamoto e T. Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission Systems", *IEEE J. Quantum Electronics.*, vol. 17, nº 6, pp. 919-935, Junho 1981.

- [14] E.E.Basch e T.G.Brown, "Introduction to Coherent Optical Fiber Transmission", IEEE Comm. Mag., vol. 23, pp. 23-30, Maio 1985.
- [15] R.A.Linke, "Optical Heterodyne Communications Systems", IEEE Com. Mag., vol. 27, nº 10, pp. 36-41, Outubro 1989.
- [16] J.Salz, "Coherent Lightwave Communications", AT&T Technical Journal, vol. 64, nº 10, pp. 2153-2209, Dezembro 1985.
- [17] T Okoshi, K. Emura K Kikuchi e R. Th. Kersten, "Computation of Bit-Error Rate of varios Heterodyne and Coherent-Type Optical Communication Schemes", J. Optical Commun., vol. 2, nº 3, pp. 89-96, 1981.
- [18] J.Salz, "Modulation and Detection for Coherent Lightwave Communications", IEEE Commun. Mag., vol. 24, pp. 38-49, Junho 1986.
- [19] R. E. Wagner, N. K. Cheung e P. Keiser, "Coherent Lightwave Systems for Interoffice and Loop-Feeder Applications", IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-5, pp. 429-438, Abril 1987.
- [20] P. S. Henry, "High-Capacity Lighthwave Local Area Networks", IEEE Commun. Mag., pp. 20-26, Outubro 1989.
- [21] K.Nosu, "Advanced Coherent Lightwave Technologies", IEEE Comm. Mag., vol. 26, pp. 15-21, Fevereiro 1988.
- [22] Z.N.Brandão, "Ruído de Fase e Largura Espectral do Laser para um Sistema óptico Coerente com Detecção Síncrona", 11º SBT - Natal, RN, vol. 1, pp. 230-235, Setembro 1993.
- [23] R.A.Linke e A.H.Gnauck, "High-Capacity Coherent Lightwave Systems", J. Lightwave Technol., vol.6, nº 11, pp. 1750-1769, Novembro 1988.
- [24] J.R.Barry e E.A.Lee, "Performance of Coherent Optical Receivers", Proceedings of the IEEE, vol. 78, nº 8, Agosto 1990.
- [25] K.Kikuchi, T.Okoshi, M.Nagamatsu e N.Henmi, "Degradation of Bit-Error Rate in Coherent Optical Communications due to Spectral Spread of the Transmitter and

- Local Oscillator", IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-2, pp. 1024-1033, Fevereiro 1984.
- [26] Z.N.Brandão e J.E.P. de Farias, "Um Estudo sobre a Simulação de Enlaces Ópticos com Detecção Direta", 2º lugar no prêmio TELEXPO'93, Abril 1993.
- [27] K.Emura et. al., "Novel Optical FSK Heterodyne Single Filter Detection Systems using a Directly Modulated DFB Laser Source", Electron. Lett., vol. 20, pp. 1022- 1023, 1984.
- [28] R.W.Tkach *et al.*, "Phase Noise and Linewidth in an InGaAsP DFB Laser", J. Lightwave Technol., vol.4, nº 11, pp. 1711-1716, Novembro 1986.
- [29] D.A.Blair e G.D.Cormack, "Optimal Source Linewidth in a Coherence Multiplexed Optical Fiber Communication System", J. Lightwave Technol., vol. 10, nº 6, pp. 804-810, Junho 1992.
- [30] S.Saito e Y.Yamamoto, "Direct Observation at Lorentzian Lineshape of Semiconductor Laser and Linewidth Reduction with External Grating Feedback", Electronics Lett., vol. 17, pp. 325-327, Abril 1981.
- [31] I.D.Henning *et. al.*, "Measurements of the Linewidth of Ridge-Guide DFB Lasers", Electronics Lett., vol. 20, nº 21, pp. 885-887, Outubro 1984.
- [32] D. N. Payne e W. A. Gambling, "Zero Material Dispersion in Optical Fibers", Electron. Lett., vol. 11, nº 8, pp. 176-178, Abril 1975.
- [33] B. J. Ainslie *et. al.*, "The Design and Fabrication of Monomode Optical Fiber", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, pp. 514-523, 1982.
- [34] A. F. Elrefaie *et al.*, "Chromatic Dispersion Limitations in Coherent Optical Fiber Transmission Systems", Electron. Lett., vol. 23, pp. 756-758, Julho 1987.

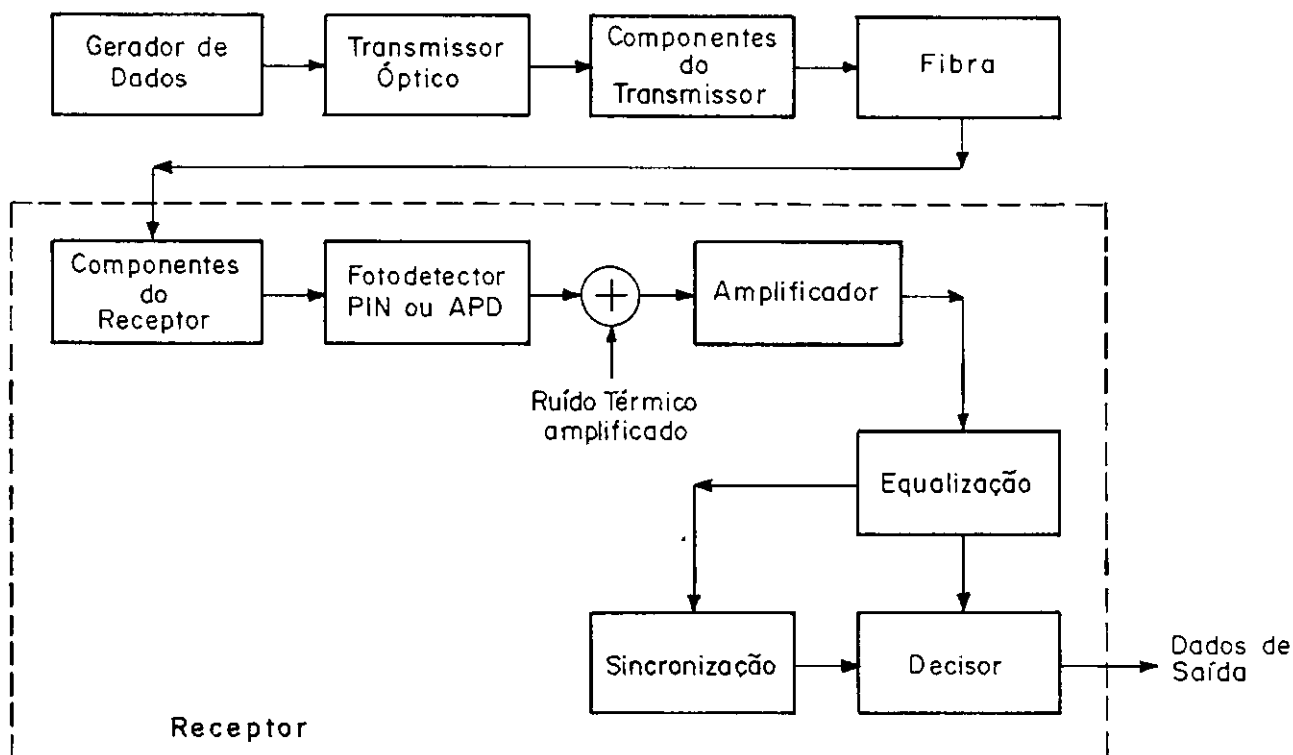


Fig. 2.1 - Diagrama de Bloco de um sistema de transmissão digital.

de luz do tipo *on-off*, enquanto que o meio de transmissão é a fibra óptica. No receptor o feixe óptico é detectado e convertido em sinais elétricos. Após passar pelo processo de amplificação e decisão, os dados serão extraídos do sinal elétrico. O bloco que abrange desde a detecção até a saída será chamado de receptor e é a ele que nos deteremos daqui por diante.

2.2.1 A NATUREZA FOTÔNICA DA LUZ

A luz é uma forma de radiação eletromagnética que pode ser representada através do seu campo elétrico ou magnético. A potência de uma onda é proporcional ao produto

dos campos elétrico e magnético [1], o que implica que as amplitudes são proporcionais a raiz quadrada da potência. Assim, nós representaremos a luz monocromática como:

$$S = \sqrt{P_s} e^{j\omega_0 t} \quad (2.1)$$

onde $|S^2| = P_s$ é a potência média (joules/segundo) da luz e $\omega_0 = 2\pi\nu$ é a frequência angular. A frequência cíclica da luz ν situa-se na faixa de 4×10^{14} a 7×10^{14} Hz. Em frequências tão altas, os efeitos da mecânica quântica tornam-se importantes, e a natureza discreta da luz não pode ser ignorada.

Para entender a natureza discreta da luz, suponha que um átomo foi levado do seu estado normal (menor estado de energia) para um nível excitado por um elétron incidente¹. A vida média de um estado excitado vai de 10^{-7} a 10^{-10} s; isto quer dizer que o átomo volta ao seu estado anterior após este intervalo de tempo. Nesta transição, o átomo deve perder uma quantidade de energia igual à diferença de energia entre os dois estados que ocupou (o normal e o excitado). Esta energia aparece em forma de radiação e é emitida em forma de um *fóton* de luz [2]-[3]. O termo *fóton* define a quantidade de energia radiante dada pelo produto da constante h , que é a constante de Planck ($=6,626 \times 10^{-34}$ j.s), pela frequência cíclica da luz. Assim a emissão de luz por um átomo é um processo discreto, isto é, o átomo irradia somente durante a transição de um nível de energia para um nível de energia mais baixo. Nesta transição, o átomo emite uma quantidade definida de energia que é representada por $h\nu$ (joules).

Considere uma fonte de luz cuja saída é dada por (2.1). Uma vez que a potência média P_s , é emitida a cada segundo, e cada fóton possui uma energia $h\nu$ em joules, o número médio de *fótons* emitidos por segundo é [2], [4]:

¹Elétron incidente é um elétron que recebe energia suficiente para acelerá-lo e fazê-lo colidir com um átomo. Se o elétron incidente possuir uma quantidade de energia no mínimo igual ao potencial de ionização do meio, pode transferir esta energia para um elétron e removê-lo do átomo.

$$\lambda_f \equiv \frac{P_s}{h\nu} \quad (2.2)$$

O tempo exato de emissão de um fóton da fonte de luz não pode ser determinado, pois este período da fotogeração é distribuído aleatoriamente de acordo com um processo de Poisson [4], [5].

2.2.2 O LIMITE QUÂNTICO

Considere agora um sistema de transmissão OOK ideal, como mostra a figura 2.2, em um canal ideal (i.e., sem perdas, distorção ou ruído). O transmissor envia um pulso de luz para um bit *um* e deixa de emitir para um bit *zero*. O receptor conta o número de fótons recebidos, N , em um intervalo de bit com duração T segundos e decide por *um* se um ou mais fótons forem detectados, e *zero* quando não receber nenhum fóton. Na figura 2.2, este sistema ideal é visto para um pulso de luz isolado, onde d é uma variável aleatória binária que pode assumir os valores '0' ou '1' de acordo com a seqüência de informação.

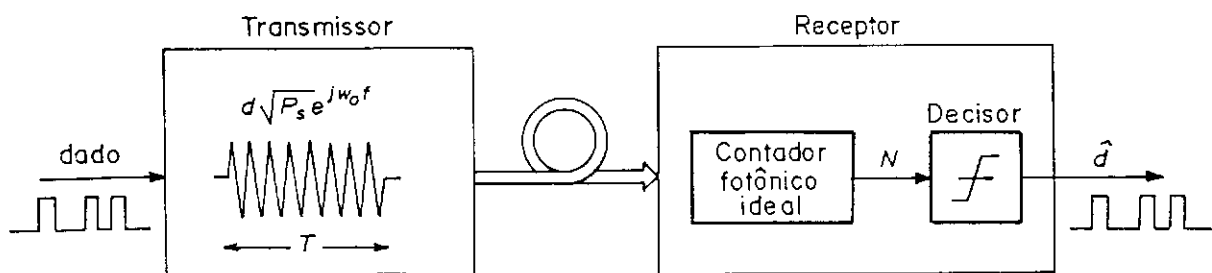


Fig. 2.2 - Receptor óptico OOK ideal com contador fótonico também ideal

Se um *zero* for transmitido, então a probabilidade de se receber qualquer fóton é nula, e N é igual a zero. Se um *um* for transmitido os fótons são recebidos de acordo com um processo de Poisson com média λ_f . Ou seja, para um *um*, a probabilidade de se receber N fótons em T segundos é dada pela distribuição de Poisson[4], [8], [16]:

$$P_r[N \text{ fótons}|um] = \frac{(\lambda_f T)^N e^{-\lambda_f T}}{N!} \quad (2.3)$$

Conseqüentemente, é possível que nenhum fóton seja recebido quando um *um* for transmitido. Assim, existe uma probabilidade de Erro de Bit, referenciada neste trabalho apenas como BER (*Bit-Error Rate*), dada por:

$$BER = \frac{1}{2} \Pr[0 \text{ fótons}|um] = \frac{1}{2} e^{-\lambda_f T} \quad (2.4)$$

Se considerarmos que o valor esperado do número de fótons recebidos para o bit *um*, é [6]-[12]:

$$\bar{N} \equiv E\{N|um\} = \lambda_f T = \frac{P_s T}{h\nu} \quad (2.5)$$

e substituirmos este valor na equação (2.4), temos [12]-[13]:

$$BER = \frac{1}{2} e^{-\frac{P_s T}{h\nu}} = \frac{1}{2} e^{-\bar{N}} \quad (2.6)$$

Este é o limite fundamental da taxa de erro de bit e é chamado de *limite quântico* [8]-[9]. Ele determina a potência mínima necessária para se obter uma determinada BER. Por exemplo, para se obter uma taxa de erro de bit de 10^{-9} , o contador fotônico ideal precisa

de menos que 10 fótons/bit para a potência média, ou 20 fótons para o bit *um* (potência de pico). A equação (2.6) é usada como um valor de referência quando se mede a sensibilidade de outros tipos de receptores.

2.3 A CORRENTE DO FOTODIODO E O RUÍDO BALÍSTICO

Um contador fotônico ideal infelizmente não é realizável. Os receptores existentes usam um fotodetector que introduz ruído. O fotodiodo é o detector mais usado em comunicações, devido às suas características de sensibilidade para os mesmos comprimentos de onda das fibras fabricadas atualmente, ruído interno, tamanho e potencial para integração[14].

Os tipos de fotodiodos usados são o PIN e o fotodiodo avalanche(APD), o qual fornece um ganho[14]-[15], [41]-[42]. Ambos operam de acordo com o mesmo princípio básico.

Um diodo PIN é representado esquematicamente na figura 2.3. O diodo é polarizado reversamente. Os fótons incidentes são absorvidos na região de carga espacial [2], criando um par elétron-lacuna. A quantidade dos fótons incidentes que em média gera um par elétron-lacuna é chamada a *eficiência quântica* do fotodiodo, e é representada por η^2 . Sob a influência do campo elétrico da corrente, o par elétron-lacuna tende a separar-se, deslocando-se um em direção oposta ao outro, de forma a produzir uma corrente com uma carga equivalente a q , que é a carga de um elétron [2]. A corrente elétrica em um APD é maior do que em um diodo PIN, e só quando os elétrons e lacunas separam-se e a corrente

² Valores típicos para a eficiência quântica são, por exemplo: a) Em $\lambda = 850$ nm, $\eta = 0,5$ para um APD de silício, 0,3 para um APD de Ge e 0,9 para um PIN de silício; b) Em $\lambda = 1550$ nm, $\eta = 0,5$ para um APD de Ge e para um fotodiodo do tipo GaInAsP pode chegar a 0,7.

*drift*² inicia-se é que eles são acelerados por energia cinética gerando novos portadores. Este processo é conhecido como multiplicação por avalanche.

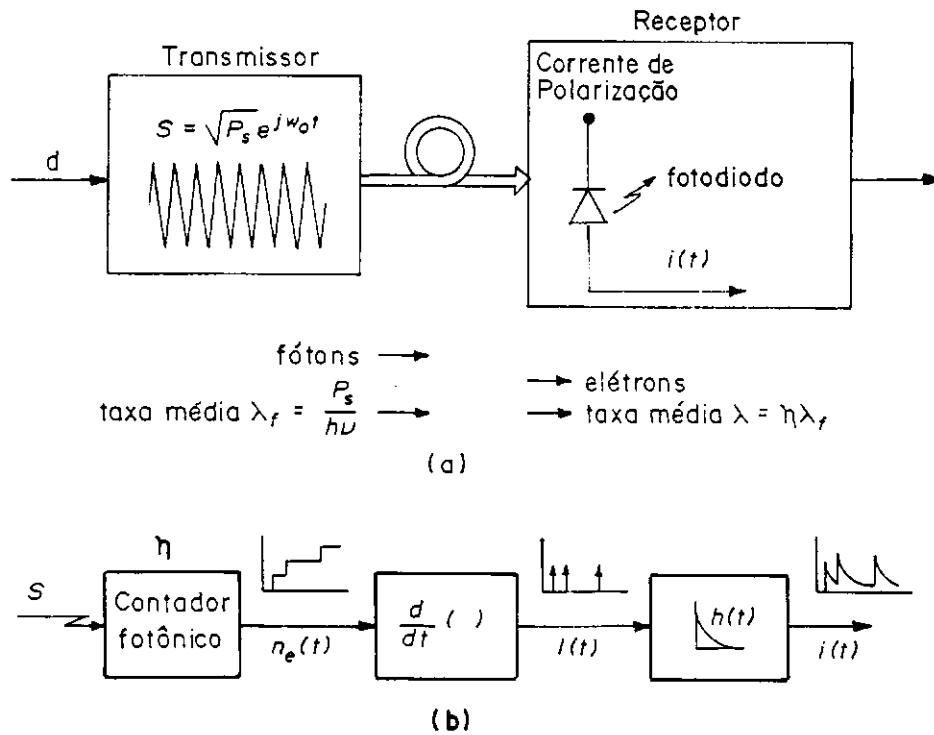


Fig. 2.3 - Um fotodiodo PIN ideal que converte fótons para pares elétrons-lacuna com eficiência η . (a) Representação. (b) Modelo estatístico equivalente.

A corrente resultante de um APD é maior do que a de um diodo PIN, pois o processo de multiplicação por avalanche provoca um ganho, G . Este ganho, por sua vez pode variar estatisticamente por depender de fatores como a temperatura, e ao mesmo tempo aumenta o nível de ruído por um fator de G^2 . Apesar disso, os APDs são vantajosos em sistemas IM/DD, pois a potência da luz recebida é geralmente pequena e o ganho multiplicativo aumenta a corrente, embora eleve também o ruído. Nós veremos adiante que as técnicas de recepção coerente amplificam a luz antes do fotodetector, tornando o ganho

² Corrente no sentido da corrente de difusão [3]-[4].

'ruidoso' produzido por um APD, desnecessário [30]. A luz incidente em um sistema coerente é geralmente forte o bastante para que um diodo PIN, que é mais eficiente e menos ruidoso, possa ser utilizado. As propriedades estatísticas do diodo PIN serão examinadas agora.

2.4 ESTATÍSTICA DO RUÍDO DE UM FOTODIODO PIN

Em comunicações ópticas, uma forma-de-onda é gerada no fotodetector através da geração de impulsos em intervalos de tempo correspondentes aos tempos de chegada dos fótons, que são aleatórios, e então estes impulsos são filtrados. Este efeito pode ser visto na figura 2.3(b) e é conhecido como um *Processo de Poisson Filtrado* ou um *Processo de Ruído Balístico*, que nós estudaremos nesta seção.

Suponha que a luz incidente em um fotodiodo é dada pela equação (2.1). Vamos definir $n_e(t)$ como sendo um processo de contagem de Poisson [16]-[17], [44], que para um dado intervalo de tempo t , representa o número de pares elétron-lacuna gerados no intervalo de 0 a t . Os pares serão gerados a uma taxa média de $\lambda \equiv \eta\lambda_f$. Chamemos agora a seqüência de instantes de geração dos pares transportados de $\{t_k\}$. Cada par produzirá um pequeno pulso de deslocamento da corrente $h(t - t_k)$. Uma vez que $h(t)$ é a corrente devido a um único elétron movendo-se em uma direção, ela não pode ser negativa e sua área tem que ser igual à carga de um elétron [44]. Desta forma $h(t)$ é uma função não negativa e integrável, cuja integral deve ser igual à carga de um elétron, q , ou seja:

$$q = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) dt \quad (2.7)$$

Como o tempo de transição de cada elétron é finito, a função $h(t)$ deve estar limitada a um intervalo de tempo, τ_h . Ou seja, $h(t) = 0$ para $t < 0$ e $t > \tau_h$ como mostra a

figura 2.4(a). Este tempo de transição é inversamente proporcional à largura de faixa do fotodetector, e é relativamente pequeno (em torno de 10^{-7} - 10^{-9} segundos). Para um detector com largura de faixa infinita, $\tau_h \rightarrow 0$ e a função do elétron pode ser comparada a função delta de área q , como mostra a figura 2.4(b). A corrente total no fotodiodo será a soma destes pulsos individuais. Se supusermos $h(t)$ simplificado como uma função degrau no intervalo $(0, \tau_h)$, como mostra a figura 2.4(c), então cada função do elétron que ocorreu nos τ_h instantes anteriores contribui como uma constante q/τ_h para a soma do ruído balístico.

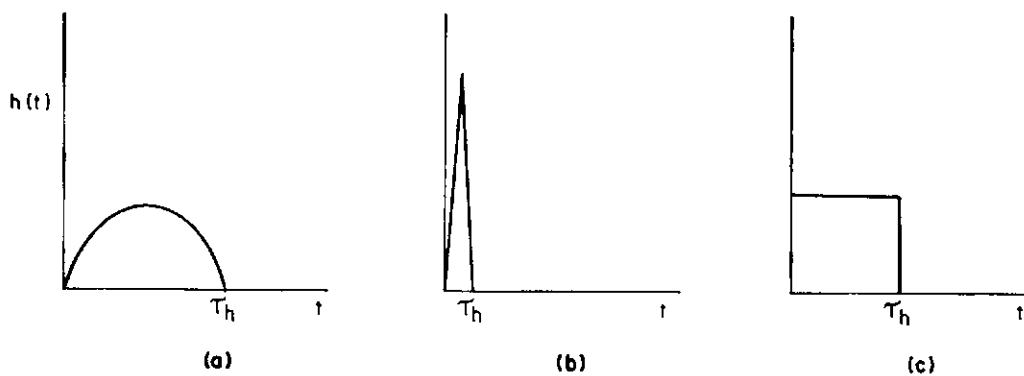


Fig.2.4 - Funções de Resposta do Fotodetector

A corrente de saída pode então ser modelada como um Processo de Poisson Filtrado, $I(t)$ [16 - pág. 117]-[44 - seção 2.3], assim:

$$I(t) = \sum_k \delta(t - t_k) \quad (2.8)$$

onde t_k é o instante de ocorrência do pulso e $\delta(t - t_k)$ é um trem de impulsos para todos os tempos $\{t_k\}$. Este trem de impulsos pode ser modelado como a derivada do tempo de um

Processo de Contagem de Poisson, $n_e(t)$. Um diagrama desta representação é mostrado na figura 2.3(b).

A média do processo de geração de portadores $n_e(t)$ é:

$$E[n_e(t)] = \lambda t \quad (2.9)$$

onde $\lambda = \eta\lambda_f$. Assim sua função autocorrelação é [17], [44-seção 9.6]:

$$R_e(t_1, t_2) = \lambda^2 t_1 t_2 + \lambda_{\min}(t_1, t_2) \quad (2.10)$$

Como $I(t)$ é a derivada de $n_e(t)$, temos:

$$E[I(t)] = E\left[\frac{\partial}{\partial t} n_e(t)\right] = \frac{\partial}{\partial t} E[n_e(t)] = \lambda \quad (2.11)$$

A função autocorrelação de $I(t)$ é dada por:

$$\begin{aligned} R_I(t_1, t_2) &= \frac{\partial^2}{\partial t_1 \partial t_2} R_e(t_1, t_2) = \frac{\partial^2}{\partial t_1 \partial t_2} (\lambda^2 t_1 t_2 + \lambda_{\min}(t_1, t_2)) \\ &= \frac{\partial}{\partial t_1} (\lambda^2 t_1 + \lambda u(t_1 - t_2)) \end{aligned} \quad (2.12)$$

onde $u(t)$ é a função degrau unitário. Por ser $I(t)$ Estacionário em Sentido Amplo (*Wide Sense Stationary* (WSS)³), então podemos substituir $\tau = t_1 - t_2$, e então teremos:

³ Um processo aleatório é estacionário em sentido amplo (WSS) se sua média e autocorrelação são independentes dos tempos indexados. Em outras palavras, t_k é constante e $R_e(t_1, t_2)$ é uma função da diferença nos tempos $t_1 - t_2$. Para uma análise mais detalhada, veja a referência [16] página 42, ou [44].

$$R_I(\tau) = \lambda^2 + \lambda \delta(\tau) \quad (2.13)$$

A transformada de Fourier de sua função autocorrelação nos fornece a densidade espectral de potência (PSD) de $I(t)$:

$$S_I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R_I(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad \Leftrightarrow \quad S_I(\omega) = 2\pi\lambda^2 \delta(\omega) + \lambda \quad (2.14)$$

Para determinar a estatística de segunda ordem de $i(t)$, nós usaremos um resultado básico para o processo aleatório de Poisson filtrado, $i(t)$: a convolução de $h(t)$ com $I(t)$, que é WSS, e sua PSD é [16]-[17]:

$$\begin{aligned} S_i(\omega) &= |H(\omega)|^2 S_I(\omega) = |H(\omega)|^2 (2\pi\lambda^2 \delta(\omega) + \lambda) \\ &= 2\pi\lambda^2 |H(0)|^2 \delta(\omega) + \lambda |H(\omega)|^2 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Onde $H(\omega)$ é a transformada de Fourier de $h(t)$. O primeiro termo na última linha de (2.15) corresponde a uma corrente média ou dc, dada por:

$$E[i(t)] = \lambda |H(0)| = \lambda q \quad (2.16)$$

enquanto que o segundo termo corresponde ao *ruído balístico*. Podemos então reescrever a expressão da corrente do fotodiodo em termos de sua média e desvio padrão[5], logo:

$$i(t) = q\lambda + n(t) \quad (2.17)$$

onde $q\lambda$ é a corrente dc e $n(t)$ é o ruído balístico com PSD dada na equação (2.15) por:

$$S_n(\omega) = \lambda |H(\omega)|^2 \quad (2.18)$$

O espectro de $h(t)$ diminui para frequências acima de $1/T_d$, onde T_d é o tempo de resposta do fotodiodo [18]. T_d representa o tempo de transição dos portadores durante a travessia da camada da região ativa ou região de depleção [2]-[3], assim ela é a constante de tempo de $h(t)$. Quando T_d for bastante pequeno, de tal forma que a largura de faixa de interesse seja menor que $1/T_d$, $H(\omega)$ pode ser aproximado por $H(0)$. Assim, da equação (2.18) nós temos que o ruído balístico é aproximadamente branco, com PSD dada por:

$$S_n(\omega) \approx \lambda |H(0)|^2 = q^2 \lambda \quad (2.19)$$

Da equação (2.2) nós temos que a taxa de geração dos pares elétron-lacuna é dada pelo produto da eficiência quântica pelo número médio de fótons emitidos por segundo, ou seja:

$$\lambda \equiv \eta \left(\frac{P_s}{h\nu} \right) \quad (2.20)$$

A corrente do fotodiodo pode então ser escrita como:

$$i(t) = q\lambda + n(t) = P_s \left(\frac{q\eta}{h\nu} \right) + n(t) = RP_s + n(t) \quad (2.21)$$

onde:

$$R \equiv \left(\frac{q\eta}{h\nu} \right) \quad (2.22)$$

é a *responsividade* do fotodiodo [4], dada em A/watt, e o ruído balístico $n(t)$ é um processo de ruído branco com média zero e PSD dada por:

$$S_n(\omega) \equiv \lambda q^2 = qRP_s \quad (2.23)$$

Em geral, usando-se a notação complexa dada na equação (2.1) um sinal luminoso S produzirá uma corrente $R|S|^2$ adicionada a um ruído balístico com PSD dada por: $qR|S|^2$.

2.4.1 DISTRIBUIÇÃO DO RUÍDO BALÍSTICO

Na prática, ruídos estranhos, como a *corrente de escuro* e o *ruído térmico* impõem uma potência óptica P_s , grande, como será mostrado na análise do receptor IM/DD feita na próxima seção. Quando P_s é grande o bastante para que o tempo médio entre a geração de portadores ($1/\lambda$), seja muito menor do que a constante de tempo T_d , a corrente será dada pela soma de um grande número de impulsos $h(t)$, ou seja:

$$i(t_0) = \sum_k h(t_0 - t_k) \quad (2.24)$$

onde os $\{t_k\}$ são independentes. Desta forma, $i(t_0)$ é a soma de um grande número de variáveis aleatórias independentes, e assim, pelo teorema do limite central, ela possuirá uma distribuição de probabilidade aproximadamente gaussiana [16]-[21]. Para uma prova mais rigorosa de que um ruído balístico de alta intensidade é um processo Gaussiano veja a referência [16] página 65.

Ou seja, o ruído balístico de um fotodiodo será gaussiano-branco quando:

$$A \text{ largura de faixa} \ll \frac{1}{T_d} \ll \frac{\eta P_s}{h\nu} \quad (2.25)$$

onde T_d é o tempo de resposta do fotodiodo. Como um fotodiodo é sempre escolhido de tal forma que sua largura de faixa esteja na faixa de frequência de interesse, a primeira condição que determina que o ruído seja branco, será satisfeita. A segunda condição determina que o ruído é gaussiano.

Um bom fotodiodo tem um tempo de resposta na faixa de 50ps [22], que para comprimentos de onda próximos da região de 1500nm nos dá um ruído balístico Gaussiano, quando a potência incidente P_s for maior que -56dBm. Em sistemas de detecção direta não podemos aproximar o ruído balístico por um processo gaussiano pois a potência recebida é muito baixa (embora com uma taxa de transmissão também pequena). Como será visto no Capítulo 3, um receptor coerente adiciona luz ao sinal recebido antes do fotodiodo [30]. Neste caso a potência da luz adicionada é muito grande (geralmente em torno de 0 dBm), e assim a condição para o processo ser gaussiano na equação (2.25) é satisfeita.

2.5 TAXA DE ERRO DE BIT (BER) PARA UM SISTEMA IM/DD

Nesta seção nós calcularemos a BER de um receptor OOK usando detecção direta, que opera com um diodo PIN ideal, incorporando o modelo gaussiano para a corrente obtida na seção anterior.

O receptor IM/DD ideal, que usa um contador fotônico, é mostrado na figura 2.5, com um fotodiodo e um integrador (que efetua a média das correntes de todos os portadores), como dado na equação (2.24).

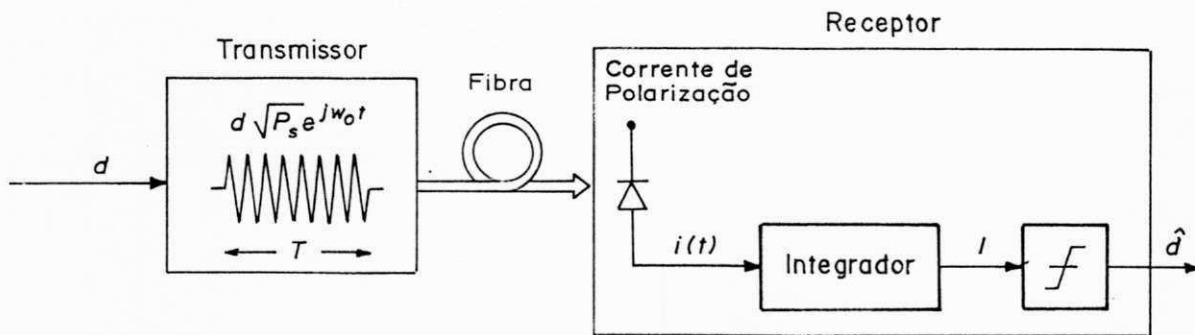


Fig. 25 - Receptor IM/DD ideal para um pulso OOK. O integrador efetua a soma e faz a média da corrente de entrada.

Usando a equação (2.21), a corrente produzida pelo fotodiodo na figura 2.5 é:

$$i(t) = dRP_s + n(t) \quad (2.26)$$

onde $d \in \{0, 1\}$, representa o dado transmitido e $n(t)$ é aproximado como um Processo de Ruído Gaussiano Branco com média zero e PSD dada por:

$$S_n(\omega) = dqRP_s \quad (2.27)$$

Se definirmos M como sendo o número médio de fótons que são detectados durante o intervalo de um bit um , ou seja:

$$M \equiv \eta \bar{N} = \frac{\eta P_s T}{h\nu} = \frac{RP_s T}{q} \quad (2.28)$$

podemos escrever $i(t)$ como sendo:

$$i(t) = dRP_s + n(t) = \frac{dqM}{T} + n(t) \quad (2.29)$$

Logo, na saída do integrador a corrente será:

$$I = \frac{1}{q} \int_0^T i(t) dt = \frac{1}{q} \int_0^T \left[\frac{dqM}{T} + n(t) \right] dt = dM + N \quad (2.30)$$

onde:

$$N = \frac{1}{q} \int_0^T n(t) dt \quad (2.31)$$

representa a variável aleatória Gaussiana com média zero e variância que depende dos dados, ou seja:

$$E[N^2] = dM \quad (2.32)$$

Portanto, para um *um* a média e a variância de I são iguais, que é uma característica de um processo aleatório de Poisson. A função densidade de probabilidade para a corrente I condicionada a um *zero* é exatamente zero, já que nós consideraremos apenas o ruído balístico. Se o circuito decisor nos fornece um bit *um* quando $I > 0$ e *zero* quando $I \leq 0$, teremos uma BER dada por:

$$\begin{aligned} BER &= \frac{1}{2} \Pr[I > 0 | zero] + \frac{1}{2} \Pr[I \leq 0 | um] \\ &= \frac{1}{2} (0) + \frac{1}{2} Q\left(\frac{M}{\sqrt{M}}\right) = \frac{1}{2} Q(\sqrt{M}) \end{aligned} \quad (2.33)$$

onde $Q(x)$ é a função complementar da função distribuição Gaussiana padrão, que possui média zero e variância unitária [16], [19]-[21], [23]. $Q(x)$ é definida como:

$$Q(x) = \Pr[X > x] = 1 - F_X(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{\infty} e^{-\beta^2/2} d\beta \quad (2.34)$$

Para comparar o desempenho deste receptor com o limite quântico dado na equação (2.6) podemos fazer:

$$M = [Q^{-1}(BER)]^2 \quad (2.35)$$

que é o número de fótons detectados por bit um , necessário para se obter uma dada BER. Por exemplo, 35 fótons/bit são necessários para se obter uma BER = 10^{-9} . Ou seja, este receptor, quando comparado ao limite quântico, é 2,4dB pior, para esta BER. Esta diferença na sensibilidade se deve totalmente à aproximação do ruído balístico por um processo Gaussiano.

Se for dado um tratamento rigoroso para o ruído balístico, neste exemplo idealizado, o limite quântico será novamente atingido, uma vez que a corrente I nunca poderá ser negativa, levando à igualdade a segunda parte da equação, ou seja: $\Pr[I = 0 | um]$.

2.6 RECEPTORES IM/DD USADOS NA PRÁTICA

Devido à presença de interferência intersimbólica e de fontes de ruído não-gaussianas, a avaliação de desempenho de enlaces de comunicações ópticas digitais torna-se difícil. Algumas técnicas são usadas com este propósito [24]-[26], [37]. Estas técnicas podem ser divididas em três grupos: as técnicas baseadas em cálculos analíticos, as baseadas

em simulações no domínio do tempo usando o método de Monte Carlo e as aproximações híbridas (uma combinação de simulações e cálculos analíticos) [13], [15], [24]-[28]. Em [15], J.E De Farias e Z. N. Brandão simularam um enlace óptico ponto-a ponto onde foi feito o modelamento da fibra e do receptor com a aplicação da teoria estatística de ruído, numa aproximação híbrida. Os detectores PIN e APD foram simulados usando modelos no domínio do tempo.

Em um sistema óptico, a eletrônica que acompanha o fotodetector primeiro amplifica e filtra o sinal de entrada, e em seguida envia-o ao circuito de decisão. O sinal é também perturbado por uma componente do ruído térmico gerado internamente no pré-amplificador, pós-amplificador e nos circuitos de sincronização. A informação do sincronismo é extraída do sinal que entra e é usada para comandar o circuito de decisão. O *jitter* (tremor) de fase pode contribuir significativamente para piorar o desempenho, particularmente para receptores em série [31]. A figura 2.6 mostra os resultados da simulação da potência de *jitter* em função da dispersão da fibra(D), usando o código Manchester[31].

Além do ruído balístico, as fontes de ruído em receptores IM/DD práticos incluem a corrente de escuro e o ruído térmico. Os fotodiodos produzem a corrente de escuro devido a formação espontânea de pares elétron-lacuna na presença ou ausência de fótons incidentes [2], [13]-[14]. Ou seja, a corrente de escuro do fotodiodo é a corrente que continua a 'fluir', apesar de nenhuma luz incidir no fotodiodo. Por ser a corrente produzida pelo fotodiodo relativamente pequena, em receptores práticos, após a fotodetecção, a corrente é amplificada (normalmente um amplificador FET) e o ruído térmico deste amplificador é considerável, especialmente para larguras de faixa grandes. Em [4], [12]-[13] são apresentadas análises para estes ruídos.

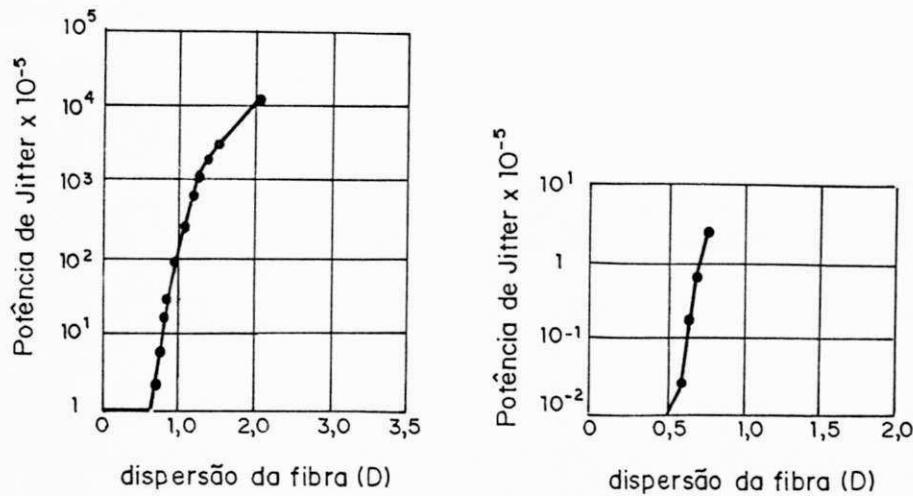


Fig. 2.6 - Potência de Jitter normalizada em função da dispersão da fibra

Se considerarmos um estágio de amplificação no receptor idealizado na figura 2.5, tornando-o mais aproximado dos receptores utilizados na prática, como mostra a figura 2.7, poderemos modelar o amplificador como uma fonte de ruído.

A corrente após a saída do amplificador será:

$$i_a(t) = dRP_s + n_{sh}(t) + n_0(t) \quad (2.36)$$

onde $n_{sh}(t)$ representa o ruído balístico, e $n_0(t)$ representa os outros ruídos, incluindo a *corrente de escuro* e o *ruído térmico*. Eles são modelados como um processo aleatório gaussiano branco com média zero, para quaisquer frequências, com PSD bilateral dada por [13], [29]:

$$S_{sh}(\omega) = dqRP_s, \quad \text{para o ruído balístico} \quad (2.37)$$

e,

$$S_o(\omega) = qI_{dk} + N_{th}, \quad \text{para outros ruídos} \quad (2.38)$$

onde I_{dk} é a *corrente de escuro* do fotodiodo e N_{th} é a PSD da corrente de ruído de entrada, devido aos ruídos térmicos nos diversos estágios do receptor.

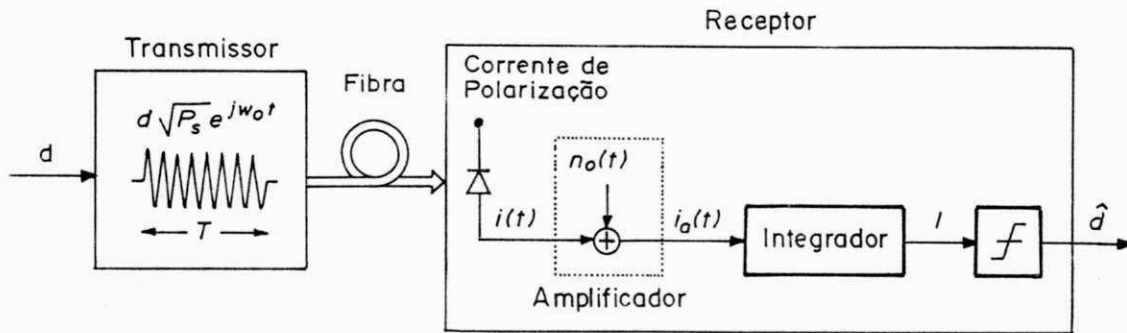


Fig. 2.7 - Receptor IM/DD prático com os ruídos térmicos e a corrente de escuro adicionados no amplificador.

A corrente I , após o integrador, será:

$$I = \frac{1}{q} \int_0^T i_a(t) dt \quad (2.39)$$

A saída do circuito de decisão nos fornece as médias:

$$m_0 \equiv E[I|zero] = 0 \quad e \quad m_1 \equiv E[I|um] = M \quad (2.40)$$

e variâncias dadas por:

$$\sigma_0^2 \equiv \text{var}[I|\text{zero}] = \frac{I_{dk}}{(q/T)} + \frac{N_{th}}{(q^2/T)} \quad (2.41)$$

e,

$$\sigma_1^2 \equiv \text{var}[I|um] = \sigma_0^2 + M \quad (2.42)$$

As funções densidade de probabilidade de I , condicionadas a um bit *um* ou a um bit *zero* são mostradas na figura 2.8 [4], [12]-[13]. Quando *uns* e *zeros* são equiprováveis, o receptor, que minimiza a BER, faz sua decisão de tal forma que maximize a função verossimilhança.

As duas funções de probabilidade mostradas na figura 2.8 têm interseções em dois lugares diferentes. Uma interseção mais a esquerda do gráfico, que é negativa, e uma à direita, positiva. Entretanto a probabilidade de se observar um valor mais à esquerda é desprezível para sistemas práticos, e portanto nós não vamos considerá-la aqui. Definiremos a interseção positiva como o limiar τ .

Como já foi dito, as variâncias das duas densidades não são iguais, e assim o valor deste limiar não é obtido diretamente. Uma aproximação comumente utilizada, feita por Kikuchi *et. al.*[7] é fazer com que τ se aproxime de um outro limiar τ_1 que cria uma probabilidade de um falso alarme (no caso de confusão de um *zero* com um *um*) ser igual a um erro (troca de um *um* com um *zero*), ou seja:

$$\Pr[I > \tau_1|\text{zero}] = \Pr[I < \tau_1|um] \quad (2.43)$$

logo,

$$Q\left(\frac{\tau_1 - m_0}{\sigma_0}\right) = Q\left(\frac{m_1 - \tau_1}{\sigma_1}\right) \Leftrightarrow \frac{\tau_1 - m_0}{\sigma_0} = \frac{m_1 - \tau_1}{\sigma_1} \quad (2.44)$$

efetuando as operações temos:

$$\tau_1 = \frac{m_0\sigma_1 + m_1\sigma_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (2.45)$$

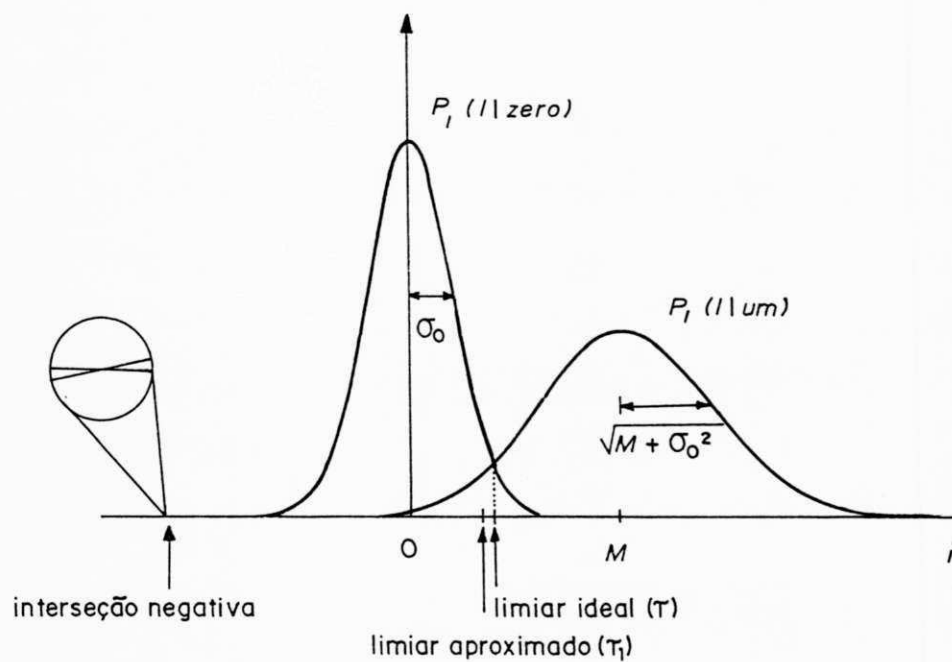


Fig. 2.8 - Variância do ruído em receptores IM/DD que depende do bit transmitido

Com o limiar τ_1 a BER dada pela equação (2.45) torna-se:

$$BER = Q\left(\frac{m_1 - m_0}{\sigma_0 + \sigma_1}\right) \quad (2.46)$$

substituindo (2.40) e (2.41) teremos:

$$BER = Q\left(\frac{M}{\sqrt{\sigma_0^2} + \sqrt{\sigma_0^2 + M}}\right) = Q\left(\frac{M/\sigma_0}{1 + \sqrt{1 + (M/\sigma_0^2)}}\right) \quad (2.47)$$

onde M é o número médio de fótons detectados por bit.

Se considerarmos um receptor IM/DD comercial, cuja Corrente de Escuro = 10nA e Corrente de Ruído Térmico = 50nA, usando um fotodiodo PIN, e substituímos estes valores nas equações (2.41) e (2.47), veremos que o desempenho deste receptor é muito inferior ao contador fotônico ideal. São necessários mais de 25dBm de potência para manter uma mesma BER nos dois casos, ou seja, aproximadamente 8000 fótons por bit *um* para manter uma BER de 10^{-9} . Embora existam meios para se melhorar o desempenho destes receptores, como por exemplo, usando um APD para dar um ganho de corrente, os receptores IM/DD práticos não podem atingir o nível de desempenho do limite quântico, e assim nós utilizaremos as técnicas de recepção coerente para nos aproximarmos dele [8].

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] S.Ramo, J. Whinnery e T. Van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, Wiley - New York, 1984.
- [2] Z. N. Brandão, "Fontes Ópticas", Relatório Técnico, nº 1, DEE - UFPB, COPELE, Dezembro 1991.
- [3] J. Millman e C. C. Halkias, *Eletrônica - vol. I*, McGraw-Hill, São Paulo, 1981.
- [4] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, 1984.
- [5] J.R.Barry e E.A.Lee, "Performance of Coherent Optical Receivers", *Proceedings of the IEEE*, vol. 78, nº 8, Agosto 1990.
- [6] Y. Yamamoto, "Receiver Performance Evaluation of Various Digital Optical Modulation-Demodulation Systems in 0.5 - 1.0 μm Wavelength Region", *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. QE-16, nº 11, pp. 1251-1259, 1980.
- [7] T. Okoshi, K. Emura, K. Kikuchi e R. T. Kersten, "Computation of Bit-Error Rate of Various Heterodyne and Coherent-Type Optical Communications Schemes", *J. Optical Communic.*, vol. 2, nº 3, pp. 89-96, 1981.
- [8] J.Salz, "Coherent Lightwave Communications", *AT&T Technical Journal*, vol. 64, nº 10, pp. 2153-2209, Dezembro 1985.
- [9] E. E. Bert Basch, *Optical-Fiber Transmission*, Howard W. Sams & Co., Indianapolis 1987.
- [10] P. S. Henry, R. A. Linke e A. H. Gnauck, *Optical Fiber Telecommunications II*, S. E. Miller e I. P. Kaminov, Eds. New York-Academic, 1988.
- [11] R. A. Linke e A. H. Gnauck, "High-Capacity Coherent Lightwave Systems", *J. Lightwave Technol.*, vol.6, nº 11, pp. 1750-1769, Novembro 1988.
- [12] S. D. Personick, *Optimal Fiber Transmission Systems*. Plenum Press, New York, 1981.

- [13] S. Personick, "Receiver Design for Digital Fiber Optic Communication Systems, I and II", BSTJ, vol 52, pp. 843-886, Julho-Agosto, 1973.
- [14] J. Wilson e J. F. B.Hawkes, Optoelectronics: An Introduction, 2º Ed., Prentice-Hall, Hertfordshire, 1989.
- [15] Z. N. Brandão e J. E. P. de Farias, "Simulação de Enlaces Ópticos com Detecção Direta", 3º Congresso Internacional de Telecomunicações e Informática. 2º Lugar no Prêmio TELEXPO'93. São Paulo. Maio, 1993.
- [16] E. A. Lee e D. G. Messerschmitt, Digital Communication, Kluwer Academic, Dordrecht, 1988.
- [17] A. Papoulis, Probability, Random Variables, and Stochastic Processes, McGraw-Hill, New York, 1984.
- [18] C. H. Henry, "Phase Noise in Semiconductor Lasers", J. Lightwave Technol., vol. LT-14, Março 1986.
- [19] J. G. Proakis, Digital Communications, McGraw-Hill, 2ª Ed., New York, 1989.
- [20] B.P.Lathi, Modern Digital and Analog Communication Systems, Holt, Rinehart & Winston, New York, 1983.
- [21] A. B. Carlson, Communication Systems. McGraw-Hill, New York, 1986.
- [22] T. Okoshi e K.Kikuchi, Coherent Optical Fiber Communications. KTW Scientific e Kluwer Academic, Tokyo, 1988.
- [23] S. Haykin, Digital Communications. McGraw-Hill, New York, 1986.
- [24] R. Y. Rubinstein, Simulation and the Monte Carlo Method, Wiley, 1981.
- [25] K. S. Shanmugam e P. Balaban, "A modified Monte Carlo Technique for Estimating Error Probabilities", IEEE Trans. on Commun., vol. COM-28, Novembro 1980.
- [26] M. Jeruchim, "Techniques for Estimating Bit Error Rate in the Simulation of Digital Communication Systems", IEEE J. Selected Areas Commun., vol. SAC-2, pp. 153-170, Janeiro 1984.

- [27] S. Personick, P. Balaban, J. Bobsin, e P. Kumar, "A Detailed Comparison of Four Approaches to the Calculation of Sensitivity of Optical Fiber System Receivers", IEEE Trans. Commun., vol. COM-25, pp. 541-548, Maio 1977.
- [28] T. Muoi, "Receiver design for high speed optical fiber systems", IEEE J. Light. Tech., vol.2, pp. 243-267, Jun.84.
- [29] R. E. Wagner, N. K. Cheung e P. Kaiser, "Coherent lightwave Systems for Interoffice and Loop-Feeder Applications", J. Lightwave Technol., vol. LT-5, pp. 429-438, Abril 1987.
- [30] Z.N.Brandão, "Ruído de Fase e Largura Espectral do Laser para um Sistema óptico Coerente com Detecção Síncrona", 11º SBT - Natal, RN, vol. 1, pp. 230-235, Setembro 1993.
- [31] W. F. Giazza, J. E. P. de Farias e E. Medeiros, "Jitter Evaluation in an Optical Fiber Transmission System with Manchester Signaling", IEEE Global Telecommunications Conference, pp. 708-711, vol. 2, New Orleans, Dez 1985.
- [32] P. Balaban et al., "The probability distribution of gains in avalanche photodiodes", IEEE Trans. Electron. Devices, vol. ED- 23, pp. 1189-1190, Outubro 1976.
- [33] E.E.Basch e T.G.Brown, "Introduction to Coherent Optical Fiber Transmission", IEEE Comm. Mag., vol. 23, pp. 23-30, Maio 1985.
- [34] J.Salz, "Modulation and Detection for Coherent Lightwave Communications", IEEE Comm. Mag., vol. 24, pp. 38-49, Junho 1986.
- [35] R.A.Linke, "Optical Heterodyne Communications Systems", IEEE Com. Mag., vol. 27, nº 10, pp. 36-41, Outubro 1989.
- [36] W. F. Giazza, E. Conforti e H. Waldman, *Fibras Ópticas*, McGraw-Hill, Rio de Janeiro 1991.
- [37] D.G.Duff, "Computer-Aided Design of Digital Lightwave Systems", J. Select. Areas on Commun., vol.2, pp. 171-185, Janeiro 1984.

- [38] J. K. Townsend e K. S. Shanmugam, "On improving the computational efficiency of digital lightwave link simulation", IEEE Trans. on Commun., vol. COM-38, no. 11, Novembro 1990.
- [39] R. J. McEliece, Finite Fields for Computer Scientists and Engineers, Cap. 10, Kluwer Academic, 1987.
- [40] J. Gimlett e N. Cheung, "Dispersion Penalty Analysis for LED/Single-mode Fiber Transmission Systems", IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-4, pp. 1381-1392, Setembro 1986.
- [41] R. McIntyre, "The Distribution of Gains in Uniformly Multiplying Avalanche Photodiodes: Theory", IEEE Trans. on Electron Devices, vol. ED-19, pp. 703-713, Junho 1972.
- [42] S. Personick, "Statistics of a General Class of Avalanche Detectors with Applications to Optical Communications, Bell Syst. Tech. J., vol 50, pp. 3075-3095, Dezembro 1971.
- [43] M Stern, M. B. Romeiser, et al., "Bidirectional LED transmission on single-mode fiber in 1300 and 1500 nm wavelength regions", Electron. Lett., vol. 21, pp. 928-929, Setembro 1985.
- [44] R. M. Gagliardi, Optical Communications. Wiley, New York, 1976.

CAPÍTULO 3

RECEPTORES PARA COMUNICAÇÕES ÓPTICAS COERENTES

3.1. INTRODUÇÃO

Um enlace de comunicações ópticas usando recepção por detecção direta (*IM/DD*), sofre os efeitos da corrente de escuro e do ruído térmico [1]-[6], quando usando um fotodetector sem ganho. Estes efeitos provocam uma perda na sensibilidade da ordem de 25dBm em relação ao limite quântico. A figura 3.1 mostra um receptor *IM/DD* ideal e um receptor usado comercialmente. Os parâmetros do receptor comercial são: $G = 1$, fotodiodo PIN, Corrente do ruído térmico = $1\text{pA}^2/\text{Hz}$ e Corrente de escuro = 10 nA .

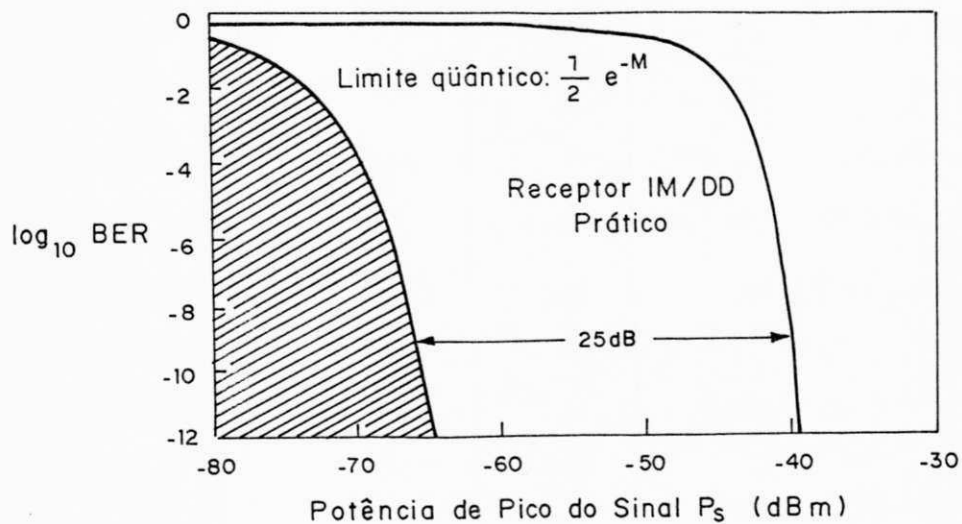


Fig.3.1 - Curvas da BER para um receptor *IM/DD* ideal e um receptor prático. A taxa de bit é 100 Mb/s e $\lambda = 1,5\ \mu\text{m}$.

Para combater o ruído térmico, receptores do tipo *IM/DD* usam, em geral, um APD (fotodiodo por efeito de avalanche). O ganho interno de um APD [7] reduz os efeitos do ruído térmico pré-amplificado. Em compensação há uma redução na eficiência devido a flutuações aleatórias do ganho do APD, que levam a uma amplificação do ruído balístico [7]-[10]. Apesar disto, um APD melhora a sensibilidade de um sistema *IM/DD* numa faixa de 10-15dBm. Isto significa que o desempenho deste sistema continuaria de 10-15dBm a menos que o limite quântico, para o caso apresentado na figura 3.1, cujo comprimento de onda é $\lambda = 1,5\mu\text{m}$ [45]-[46], [11]-[12].

Se o sinal óptico recebido pudesse ser amplificado antes do fotodetector, então um diodo PIN poderia ser usado, pois sua corrente seria suficientemente grande para superar o efeito do ruído térmico, evitando assim o "ganho aleatório" do APD. Para se conseguir um sinal óptico com alta potência, existem apenas duas possibilidades:

- a) Utilizar-se um pré-amplificador óptico de semicondutores (até 200Mbit/seg. são usados os de Si, e acima desta velocidade são usados os de GaAs), que apresentam como desvantagem o aparecimento de correntes de fuga da ordem de nA na entrada, que se somam à corrente de escuro [13], [54].
- b) Adicionar o sinal de um oscilador local (LO) a laser, ao sinal recebido.

Neste último caso, fazendo-se com que a potência do LO seja grande garante-se o efeito de amplificação [14]. Este processo é denominado em comunicações ópticas como detecção **coerente**, e será utilizado neste trabalho, não devendo portanto ser confundido com a demodulação coerente usada em sistemas na faixa de rádio frequência.

Uma das vantagens da detecção coerente é o potencial que esta possui para aproximar os valores práticos das sensibilidades, dos valores teóricos. Para um sistema de transmissão digital binário, os valores das sensibilidades estão na faixa de 9 até 80 fótons

por bit [3]-[6], [11]-[12], [14]-[20] para se obter uma taxa de erro de bit da ordem de 10^{-9} , dependendo das técnicas de modulação e detecção usadas.

Quando comparados ao valor teórico do limite quântico para a sensibilidade na detecção direta, que é de 20 fótons por bit *um*, esta última parece ser a melhor opção. Entretanto, as sensibilidades obtidas para a faixa de grande interesse em comunicações ópticas (1,3 - 1,5 μm), são limitadas pelo ruído do detector e amplificador por um fator de no mínimo 40 vezes mais que os valores teóricos [15]. Por outro lado já foi demonstrado que nos sistemas de detecção coerente práticos as sensibilidades estão em torno de 2 vezes o valor teórico [20].

A seção 3.2 apresenta alguns princípios de receptores ópticos coerentes, dando ênfase ao caso limitado pelo ruído balístico.

3.2. PRÍNCÍPIOS DE RECEPTORES COERENTES

O diagrama de bloco de um receptor óptico coerente é mostrado na figura 3.2. O sinal recebido e o sinal do Oscilador Local são combinados em um híbrido óptico [17], [21], que também alinha espacialmente os estados de polarização das duas ondas ópticas.

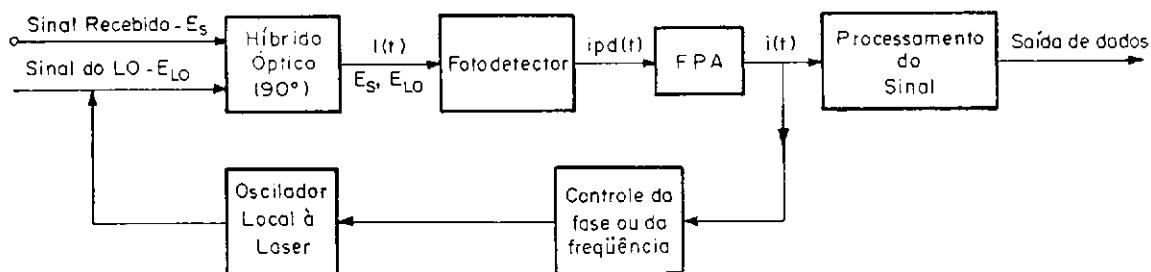


Fig. 3.2 - Receptor Óptico Coerente

Considere a amplitude complexa do sinal óptico recebido como sendo,

$$E_s \equiv \sqrt{P_s} e^{j(\omega_s t + \phi_s)} \quad (3.1)$$

e o sinal do oscilador local:

$$E_{LO} \equiv \sqrt{P_{LO}} e^{j(\omega_{LO} t + \phi_{LO})} \quad (3.2)$$

A potência da soma para $t \in [0, T]$, onde T é o tempo de bit, é:

$$\begin{aligned} |I(t)|^2 &= \left| \sqrt{P_s} e^{j(\omega_s t + \phi_s)} + \sqrt{P_{LO}} e^{j(\omega_{LO} t + \phi_{LO})} \right|^2 \\ &= P_s + P_{LO} + 2\sqrt{P_s P_{LO}} \cos[(\omega_s - \omega_{LO})t + (\phi_s - \phi_{LO})] \end{aligned} \quad (3.3)$$

onde: P_s é a potência do sinal recebido, P_{LO} é a potência do oscilador local, $\omega_s (=2\pi f_s)$ é a frequência angular do sinal, $\omega_{LO} (=2\pi f_{LO})$ é a frequência angular do oscilador local e ϕ_s e ϕ_{LO} são as fases do sinal e do LO, respectivamente.

Da figura 3.2, a corrente produzida pelo fotodetector para $t \in [0, T]$ é dada por:

$$\begin{aligned} i_{pd}(t) &= R|I(t)|^2 + n(t) + n_o(t) \\ &= R(P_s + P_{LO} + 2\sqrt{P_s P_{LO}} \cos[(\omega_s - \omega_{LO})t + (\phi_s - \phi_{LO})]) + n(t) + n_o(t) \end{aligned} \quad (3.4)$$

onde: R é a responsividade do fotodiodo[2], definida na equação (2.22) como: $R = (\eta q)/(h\nu)$, sendo, η a eficiência quântica do fotodetector, $h\nu$ a energia do fóton incidente

(Joules), h é a constante de Planck, ν é a frequência cíclica da luz (de 4×10^{14} até 7×10^{14} Hz) e q é a carga do elétron (Coulombs), $n(t)$ representa o ruído balístico e $n_o(t)$ representa todos os ruídos estranhos (como ruído térmico, corrente de escuro, etc.).

O ruído balístico $n(t)$ é modelado como um processo Gaussiano, de média zero, com densidade espectral de potência (PSD) dada por:

$$S_n(\omega) = 2qR|I(t)|^2 \quad (3.5)$$

Para enlace de grandes distâncias, a potência média do LO é geralmente muito maior do que a potência do sinal, ou seja, $P_{LO} \gg P_s^1$. Assim $|I(t)|^2 \rightarrow P_{LO}$, independentemente do bit transmitido de tal forma que (3.5) torna-se:

$$S_n(\omega) \cong 2qRP_{LO} \quad (3.6)$$

O ruído $n_o(t)$ é modelado como um processo aleatório de média zero para quaisquer ruídos estranhos (como ruído térmico, corrente de escuro, etc.), que podem não ser brancos. A corrente resultante do fotodetector passa através de um filtro passa-altas, cuja função é eliminar as componentes dc. Assim, após o filtro (ver figura 3.2), a corrente $i(t)$ para $t \in [0, T]$ é:

$$i(t) = 2R\sqrt{P_s P_{LO}} \cos[(\omega_{IF})t + (\phi_s - \phi_{LO})] + n(t) + n_o(t) \quad (3.7)$$

onde: $\omega_{IF} = |\omega_s - \omega_{LO}|$ é a frequência intermediária.

Em um receptor homódino $\omega_{LO} = \omega_s$, de tal forma que $\omega_{IF} = 0$, ou seja, a informação aparece diretamente em banda-básica (ou próximo de zero). Deste ponto de vista, a

¹ Valores Típicos são: $P_{LO} \approx 0\text{dBm}$ e $P_s \approx -20\text{dBm}$.

detecção homódina é semelhante à detecção direta convencional, a qual não usa um laser LO e o sinal óptico recebido é convertido diretamente em corrente elétrica pelo fotodetector. Entretanto, no homodinamento o sinal está amplificado pelo Oscilador Local à Laser, que conseqüentemente amplifica o sinal antes do fotodetector. Em um receptor heteródino a frequência do oscilador local, ω_{LO} , é escolhida de tal forma que $\omega_{IF} \gg 0$, em geral na faixa de alguns gigahertz, tornando possível a utilização de receptores utilizados para microondas.

Considerando novamente a expressão (7), podemos notar que a amplitude do sinal "desejado" (ou seja, sinal recebido sem os ruídos), é proporcional à potência do oscilador local, P_{LO} , que por sua vez é muito maior do que a potência do sinal. Conseqüentemente, a detecção coerente fornece meios para superar os ruídos térmico e de corrente de escuro, que atingem a detecção direta. Em compensação, o ruído quântico (ou balístico), também aumenta linearmente com o aumento da potência do LO [8]-[9], [18], [22]. Assim, aumentando-se P_{LO} obtêm-se o aumento do sinal e do ruído simultaneamente. Entretanto, os outros ruídos, representados por $n_o(t)$, são independentes de P_{LO} (com exceção do ruído interno do LO, que será desprezado temporariamente nesta análise[23]), e são inibidos por este aumento. Se considerarmos a situação limite quando P_{LO} tende a infinito, os efeitos dos ruídos representados por $n_o(t)$ podem ser desprezados. A corrente em (3.7) torna-se:

$$i(t) = 2R\sqrt{P_S P_{LO}} \cos[(\omega_{IF})t + (\phi_s - \phi_{LO})] + n(t) \quad (3.8)$$

Esta situação é conhecida por - **Processo Limitado pelo Ruído Balístico** - [32]. Consideraremos um sistema homódino ideal, onde foi usada a modulação PSK (*Phase Shift Keying*) a nível de portadora e o ruído de fase foi desprezado. As fases ϕ_s e ϕ_{LO} serão modeladas pelo ruído de fase, o qual será tratado na seção 4.3. Para o PSK binário (BPSK), $\phi_s = 0$ ou π , e para que haja uma demodulação perfeita faz-se necessário que o LO tenha "fase alinhada" (ou travada) com o sinal recebido, de tal forma que $\omega_{LO} = \omega_s$ e $\phi_{LO} = n\pi$.

3.2.1 PROCESSAMENTO DO SINAL

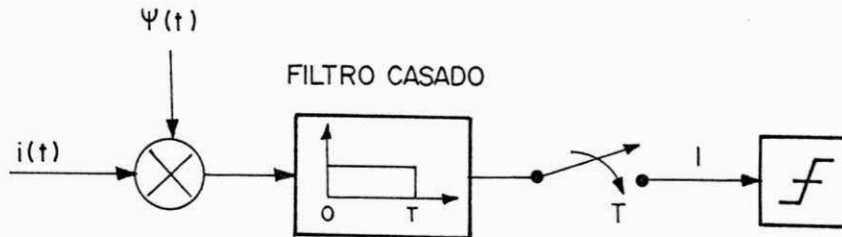


Fig. 3.3 - Receptor ML para sinais com ruído aditivo Gaussiano branco. O Sinal $\Psi(t) = 1/\sqrt{T}$ para o caso homódino, e $\Psi(t) = (\sqrt{2}/T) \cos(\omega_{IF}t)$ para heteródino.

Uma estrutura simples para um receptor consiste de um filtro passa-baixas, seguido por um amostrador e um quantizador (comparador) [24]-[25]. Este receptor ótimo (Máxima Verossimilhança ou ML) pode ser implementado como um correlator seguido de um teste de limiar, como apresentado na figura 3.3.

Para o exemplo do PSK homódino, onde $\omega_{LO} = \omega_s$, fazendo com que $\omega_{IF} = 0$, o receptor ML nos dá:

$$I = \frac{1}{\sqrt{T}} \int_0^T i(t) dt \quad (3.9)$$

que é uma variável aleatória Gaussiana com média $\mu = d2R\sqrt{P_s P_{LO}}$ e variância $\sigma^2 = qRP_{LO}$, onde $d \in \{-1, +1\}$ representa o dado. A constelação do sinal PSK de dois níveis (BPSK) é chamada de sinalização antípoda binária.

A taxa de erro de bit (BER) para a detecção BPSK homódina ou heteródina é afetada somente pelo ruído balístico [3]-[4] e a probabilidade de erro de bit foi obtida por Rhodes [26]. Para a detecção BPSK homódina, temos:

$$\begin{aligned}
 BER &= \Pr[I > 0 | zero] = \Pr[I < 0 | um] = (1/2) \operatorname{erfc}(2\eta\bar{N})^{1/2} \\
 &= Q\left(\frac{2R\sqrt{P_s P_{LO} T}}{\sqrt{qRP_{LO}}}\right) = Q\left(2\sqrt{\frac{RP_s}{R_b q}}\right) = Q(2\sqrt{M})
 \end{aligned}
 \tag{3.10}$$

onde a função Gaussiana Q é definida por [24]-[25]:

$$Q(x) = \Pr[X > x] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^\infty e^{-\beta^2/2} d\beta
 \tag{3.11}$$

e se relaciona com a função erro complementar ($\operatorname{erfc}(x)$), através da expressão:

$$Q(x) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{2}}\right)
 \tag{3.12}$$

O número médio de fótons por bit é $\bar{N} \equiv P_s T / h\nu$, e $T = 1/R_b$ é o instante de bit (ou símbolo). Assim, sob condições limitadas pelo ruído balístico, podemos verificar que o desempenho de um receptor PSK homódino é melhor em torno de 3,5 dBm do que o limite quântico para IM/DD, cuja BER é dada por [1]-[4]:

$$BER_{IM/DD} = \frac{1}{2} Q\left(\sqrt{\frac{P_s R}{qR_b}}\right)
 \tag{3.13}$$

A equação (3.10) nos indica que para obtermos uma BER de 10^{-9} , um receptor PSK homódino necessita apenas de 9 fótons/ bit. Para o PSK heteródino, cuja BER é dada por:

$$BER = Q\left(\sqrt{2\frac{RP_s}{qR_b}}\right) = Q(\sqrt{2M}), \quad (3.14)$$

precisamos de 18 fótons/bit para a mesma BER [17], enquanto que em detecção direta são necessários 20 fótons/bit para se obter a mesma BER. Este resultado ilustra o aumento na sensibilidade do receptor prometida pelos sistemas coerentes, embora a análise acima tenha desprezado alguns fatores importantes de degradação, como por exemplo o ruído de fase do laser, que será analisado nos próximos capítulos para receptores coerentes homódinos e heteródinos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] R. M. Gagliardi e S. Karp, *Optical Communications*. Wiley, New York, 1976.
- [2] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, 1984.
- [3] J.Salz, "Coherent Lightwave Communications", *AT&T Technical Journal*, vol. 64, nº 10, pp. 2153-2209, Dezembro 1985.
- [4] J.R.Barry e E.A.Lee, "Performance of Coherent Optical Receivers", *Proceedings of the IEEE*, vol. 78, nº 8, Agosto 1990.
- [5] Z. N. Brandão e J. E. P. de Farias, "Simulação de Enlaces Ópticos com Detecção Direta", 3º Congresso Internacional de Telecomunicações e Informática. 2º Lugar no Prêmio TELEXPO'93. São Paulo. Maio, 1993.
- [6] E.E.Basch e T.G.Brown, "Introduction to Coherent Optical Fiber Transmission", *IEEE Comm. Mag.*, vol. 23, pp. 23-30, Maio 1985.
- [7] J.Wilson e J.F.B.Hawkes. *Optoelectronics: An Introduction*, 2º Ed., Prentice-Hall, Hertfordshire, 1989.
- [8] S.D.Personick, *Optical Fiber Transmission Systems*. Plenum Press, New York, 1981.
- [9] S.D.Personick, "Receiver Design for Digital Fiber Optic Communication Systems, I and II", *BSTJ*, vol 52, pp. 843-886, Julho-Agosto, 1973.
- [10] S.D.Personick, "Statistics of a General Class of Avalanche Detectors with Applications to Optical Communications", *Bell System Tech. J.*, vol. 50, pp. 3075-3095, Dezembro 1971.
- [11] R.A.Linke e A.H.Gnauck, "High-Capacity Coherent Lightwave Systems", *J. Lightwave Technol.*, vol.6, nº 11, pp. 1750-1769, Novembro 1988.
- [12] J.Salz, "Modulation and Detection for Coherent Lightwave Communications", *IEEE Comm. Mag.*, vol. 24, pp. 38-49, Junho 1986.

- [13] C.E.Zah et. al., "Fabrication and Performance of 1.5 μm GaInAsP Travelling-Wave Laser Amplifiers with Angled Facets", *Elect. Letters*, vol. 23, pp. 990-992, Setembro 1987.
- [14] Z.N.Brandão, "Ruído de Fase e Largura Espectral do Laser para um Sistema óptico Coerente com Detecção Síncrona", 11^o SBT - Natal, RN, vol. 1, pp. 230-235, Setembro 1993.
- [15] I.Garrett e G.Jacobsen, "Theoretical Analysis of Heterodyne Optical Receivers for Transmission Systems Using (Semiconductor) Lasers with Nonnegligible Linewidth", *J. Lightwave Technol.*, vol.4, n^o 3, pp. 323-334, Março 1990.
- [16] L.G.Kazovsky, "ASK Multiport Optical Homodyne Receivers", *J. Lightwave Technol.*, vol.5, pp. 770-791, Junho 1987.
- [17] D.J.Malyon *et al.*, "PSK Homodyne Receiver Sensitivity Measurement at 1500 nm", *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 144-146, 1983.
- [18] K.Emura et. al., "Novel Optical FSK Heterodyne Single Filter Detection Systems using a Directly Modulated DFB Laser Source", *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 1022- 1023, 1984.
- [19] K.Nosu, "Advanced Coherent Lightwave Technologies", *IEEE Comm. Mag.*, vol. 26, pp. 15-21, Fevereiro 1988.
- [20] R.A.Linke, "Optical Heterodyne Communications Systems", *IEEE Com. Mag.*, vol. 27, n^o 10, pp. 36-41, Outubro 1989.
- [21] L.G.Kazovsky, "Phase- and Polarization- Diversity Coherent Techniques", *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, n^o 2, pp. 279-292, Fevereiro 1989.
- [22] G.J.Foschini, L.J.Greenstein, e G.Vannucci, "Noncoherent Detection of Coherent Lightwave Signals Corrupted by Phase Noise", *IEEE Trans. on Communications*, vol.36, pp. 306-314, Março 1988.

- [23] S.Saito, Y.Yamamoto e T.Kimura, "S/N and Error Rate Evaluation for an Optical FSK-Heterodyne Detection System using Semiconductor Lasers", IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-19, pp. 180-193, Fevereiro 1983.
- [24] E. A. Lee e D. G. Messerschmitt, Digital Communication, Kluwer Academic, Dordrecht, 1988.
- [25] J. G. Proakis, Digital Communications, McGraw-Hill, 2ª Ed., New York, 1989.
- [26] S. A. Rhodes, "Effect of Noise Phase Reference on Coherent Detection of Offset-QPSK Signals", IEEE Trans. on Communication., vol.22, nº 8, pp. 1046-1055, Agosto 1974.
- [27] L.G.Kazovsky, "Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements for Optical PSK Heterodyne Communications Systems," J. Lightwave Technol., vol 4, pp. 415-425, Abril 1986.
- [28] L.G.Kazovsky, "Decision-Driven Phase-Locked Loop for Optical Homodyne Receivers: Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements", J. Lightwave Technol., vol. LT-3, nº 6, pp. 1238-1247, Dez. 1985.
- [29] L.G.Kazovsky, "Balanced Phase-Locked Loops for Optical Homodyne Receivers: Performance Analysis, Design Considerations, and Laser Linewidth Requirements", J. Lightwave Technol., vol.4, nº 2, pp. 182-195, Fevereiro 1986.
- [30] M.A.Grant, W.C.Michie e M J Fletcher, "The Performance of Optical Phase-Locked Loops in the Presence of Nonnegligible Loop Propagation Delay", J. Lightwave Technol., vol. LT-5, nº 4, pp. 592-597, Abril 1987.
- [31] S.Norimatsu e K.Iwashita, "PLL Propagation Delay-Time Influence on Linewidth Requirements of Optical PSK Homodyne Detection", J. Lightwave Technol., vol. 9, nº 10, pp. 1367-1375, Outubro 1991.
- [32] J. J. Spilker Jr., Digital Communications by Satellite, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1977.

- [33] H. K. Philipp, A. L. Scholtz, E. Bonek e W. R. Leeb, "Costas Loop Experiments for a 10.6 μm Communications Receiver", IEEE Trans. on Commuc., vol. COM-31, n° 8, pp. 1000-1002, Agosto 1983.
- [34] F. M. Gardner, Phaselock Techniques, 2ª ed., Wiley, New York, 1979.
- [35] G. J. Foschini, L. J. Greenstein e G. Vannucci, "Noncoherent Detection of Coherent Lightwave Signals Corrupted by Phase Noise", IEEE Trans. on Communication., vol. COM-36, pp. 306-314, Março 1988.
- [36] Y. Yamamoto e T. Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission Systems," IEEE J. Quantum Electronics., vol. 17, n° 6, pp. 919-935, Junho 1981.
- [37] K. Kikuchi, "Effect of $1/f$ Type FM Noise on Semiconductor Laser Linewidth Residual in High-Power Limit", IEEE J. Quantum Electronics., vol. 25, n° 4, pp. 684-688, Abril 1989.
- [38] S. Saito e Y. Yamamoto, "Direct Observation at Lorentzian Lineshape of Semiconductor Laser and Linewidth Reduction with External Grating Feedback", Electronics Lett., vol. 17, pp. 325-327, Abril 1981.
- [39] K. Kikuchi e T. Okoshi, "Dependence of Semiconductor Laser Linewidth on Measurement Time: Evidence of Predominance of $1/f$ noise", Electronics Lett., vol. 21, n° 22, pp. 1011-1012, Outubro 1985.
- [40] K. Kikuchi, "Impact of $1/f$ -Type FM Noise on Coherent Optical Communication", Electronics Lett., vol. 23, n° 17, pp. 885-887, Agosto 1987.
- [41] P. B. Gallion e G. Debarge, "Quantum Phase Noise and Field Correlation in Single Frequency Semiconductor Laser Systems", J. Quantum Electronics, vol. 20, n° 4, pp. 343-349, Abril 1984.
- [42] I. D. Henning et. al., "Measurements of the Linewidth of Ridge-Guide DFB Lasers", Electronics Lett., vol. 20, n° 21, pp. 885-887, Outubro 1984.
- [43] B. Glance, "Performance of Homodyne Detection of Binary PSK Optical Signals", J. Lightwave Technol., vol. 4, n° 2, pp. 228-235, Fevereiro 1986.

- [44] R.Wyatt e W.J.Devlin, "10 KHz Linewidth 1.5 μ m InGaAsP External Cavity Laser with 55 nm Turning Range", *Elect. Lett.*, vol. 19, n^o 3, pp. 110-112, Fevereiro 1983.
- [45] I.Garrett e G.Jacobsen, "The Effect of Laser Linewidth on Coherent Optical Receivers with Nonsynchronous Demodulation", *J. Lightwave Technol.*, vol.5, n^o 4, pp. 551-560, Abril 1987.
- [46] K.Kikuchi, T.Okoshi, M.Nagamatsu e N.Henmi, "Bit-Error Rate of PSK Heterodyne Optical Communication System and Its Degradation due to Spectral Spread of Transmitter and Local Oscillator", *Electron. Lett.*, vol. 19, pp.417-418, 1983.
- [47] K.Kikuchi, T.Okoshi, M.Nagamatsu e N.Henmi, "Degradation of Bit-Error Rate in Coherent Optical Communications due to Spectral Spread of the Transmitter and Local Oscillator", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol.2, pp. 1024-1033, Fevereiro 1984.
- [48] L.G.Kazovsky, "Impact of Laser Phase Noise on Optical Heterodyne Communication Systems", *J. Optical Communication*, vol. 7, pp. 66-78, 1986.
- [49] G.Jacobsen e I.Garrett, "Error Rate Floor in Optical ASK Heterodyne Systems Caused By Nonzero (Semiconductor) Linewidth", *Electron. Lett.*, vol. 21, Março 1985.
- [50] R.W.Tkach *et al.*, "Phase Noise and Linewidth in an InGaAsP DFB Laser", *J. Lightwave Technol.*, vol.4, n^o 11, pp. 1711-1716, Novembro 1986.
- [51] D.A.Blair e G.D.Cornack, "Optimal Source Linewidth in a Coherence Multiplexed Optical Fiber Communication System", *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, n^o 6, pp. 804-810, Junho 1992.
- [52] B.P.Lathi, *Modern Digital and Analog Communication Systems*, Holt, Rinehart & Winston, New York, 1983.
- [53] A.W.Davis, M.J.Pettit, J.P.King e S.Wright, "Phase Diversity Techniques for Coherent Optical Receivers", *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, n^o 4, pp. 561-572, Abril 1987.
- [54] W. F. Giozza, E. Conforti e H. Waldman, *Fibras Ópticas*, McGraw-Hill, Rio de Janeiro, 1991.

CAPÍTULO 4

RECEPTOR ÓPTICO COERENTE USANDO BPSK HOMÓDINO

RESUMO

Este capítulo apresenta um estudo sobre receptores ópticos coerentes usando detecção homódina para um sistema com modulação da portadora BPSK. Os efeitos do ruído balístico e do ruído de fase no desempenho do receptor são analisados e discutidos. A largura de faixa de ruído da malha de recuperação de portadora (PLL) é otimizada com a finalidade de minimizar esses efeitos. É derivada a largura espectral do laser para dois casos específicos: (i) Desprezando o atraso de propagação no PLL e (ii) Considerando este atraso.

4.1 SISTEMAS COM DETECÇÃO SÍNCRONA

A detecção homódina com modulação BPSK oferece a melhor sensibilidade dentre todas as técnicas de modulação, como foi visto anteriormente. Tanto o BPSK homódino como heteródino síncrono possuem sensibilidades ainda melhores do que os sistemas com detecção diferencial (DPSK), que são sistemas "aproximadamente" síncronos, ou do que os sistemas que usam técnicas de diversidade de fase e polarização [21]. Entretanto, em sistemas ópticos coerentes síncronos, a fotocorrente é proporcional a $\cos \phi$ ($\phi = \phi_s + \phi_{LO}$), como visto na equação (3.8). Caso se admita ϕ aleatório, quando $\phi = 90^\circ$ a corrente do

sistema será nula! Se ϕ for mantido pequeno através do travamento de fase, então se consegue a melhor sensibilidade do receptor.

Nesta seção faz-se a análise de um receptor síncrono BPSK para o caso homódino, analisando-se o efeito do ruído balístico no PLL, desprezando-se o efeito de atraso do loop (caso clássico), e na seção seguinte será comparado aos casos em que se considera o atraso do loop incluindo a obtenção de resultados de laboratório [30]-[31]. A maior parte dos resultados clássicos foram obtidos baseados nos trabalhos de Kazovsky [27]-[28] e são usados como referência para os resultados obtidos em laboratório.

4.2 RECEPTOR PSK HOMÓDINO BASEADO EM UM DDL

Um diagrama de receptor homódino óptico baseado em um Loop controlado pelo bit detectado (*Decision-Driven Loop* (DDL)) é apresentado na figura 4.1.

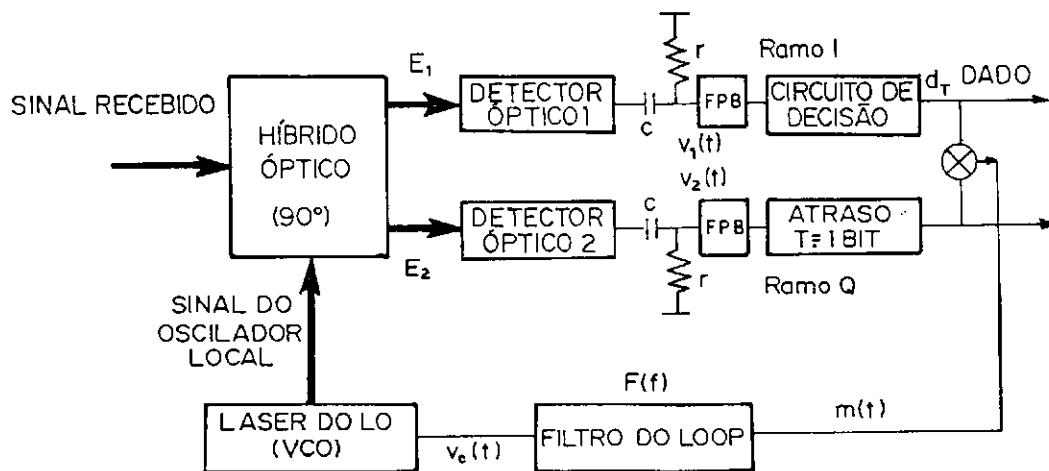


Fig. 4.1 - Diagrama de bloco de um receptor DDL.

Este detector homódino pode ser construído com um receptor de detecção direta convencional, adicionado a um circuito de travamento de fase [32]. O circuito de travamento de fase é baseado em um PLL óptico (ou OPLL), que será analisado.

Da definição de PSK homódino, E_s e E_{LO} são dados pelas expressões (3.1) e (3.2). Estes sinais são processados em um mixer na entrada do receptor chamado de **híbrido óptico de 90°**, veja apêndice A, cujas amplitudes complexas da saída são combinações lineares de suas entradas. Logo:

$$E_1 = (E_s + E_{LO})\sqrt{1-k} \quad \text{e} \quad E_2 = [E_s + E_{LO}e^{-j\pi/2}]\sqrt{k} \quad (4.1)$$

onde $k \in [0, 1]$ e é a razão de divisão de potência do híbrido. Os sinais E_1 e E_2 são detectados por dois fotodetectores distintos, produzindo as correntes i_1 no ramo I (em fase) e i_2 no ramo Q (em quadratura), que são semelhantes àquelas na equação (3.8). Como foi mostrado anteriormente, as componentes dc destas correntes devem ser eliminadas [33], o que é conseguido através dos filtros rC, cujas voltagens de saída são:

$$\text{No ramo I: } V_1(t) = 2rR(1-k)\sqrt{P_s P_{LO}} \cos[\phi_{LO}(t) - \phi_s(t)] + n_1(t) \quad (4.2)$$

$$\text{No ramo Q: } V_2(t) = 2rRk\sqrt{P_s P_{LO}} \text{sen}[\phi_{LO}(t) - \phi_s(t)] + n_2(t) \quad (4.3)$$

onde: P_s é a potência do sinal recebido, P_{LO} é a potência do oscilador local, ϕ_s e ϕ_{LO} são as fases do sinal e do LO, respectivamente, R é a responsividade do fotodiodo, definida na equação (2.22), r é a impedância do filtro passa-altas, e $n_1(t)$ e $n_2(t)$ representam os ruídos balísticos nos ramos 1 e 2, respectivamente.

A fase do sinal recebido é dada por: $\phi_s(t) = \phi_d(t) + \phi_{NT}(t)$, onde $\phi_{NT}(t)$ é o ruído de fase do laser transmissor e $\phi_d(t)$ depende do dado que está sendo transmitido, ou seja, $d = +1$ ou $d = -1$ com $\phi_d(t) = [0, \pi]$. A expressão para a fase do laser LO é:

$$\phi_{LO}(t) = \phi_c(t) + \phi_{NLO}(t) \quad (4.4)$$

e,

$$\phi_c(t) = G_{VCO} \int_{-\infty}^{\infty} V_c(t') dt' \quad (4.5)$$

onde $\phi_c(t)$, é a fase controlada pela tensão de entrada do VCO ($V_c(t)$), e $\phi_{NLO}(t)$ é o ruído de fase do laser LO.

Assim, o ruído de fase total é:

$$\phi_n(t) \equiv \phi_{NLO}(t) - \phi_{NT}(t) \quad (4.6)$$

Ao substituírmos as expressões (4.4), (4.5), (4.6) em (4.2) e (4.3), teremos:

$$V_1(t) = 2rR(1-k)d\sqrt{P_s P_{LO}} \cos[\phi_c(t) + \phi_n(t)] + n_1(t) \quad (4.7)$$

e,

$$V_2(t) = 2rRkd\sqrt{P_s P_{LO}} \text{sen}[\phi_c(t) + \phi_n(t)] + n_2(t) \quad (4.8)$$

Como $\phi_c(t)$ é controlado, o desempenho do receptor é afetado por três ruídos:

- a) O de fase, $\phi_n(t)$
- b) O ruído balístico no ramo I, $n_1(t)$, e
- c) O ruído balístico no ramo Q, $n_2(t)$.

O sinal de saída do detector de dados d_T , é aproximadamente d atrasado pela duração de 1 bit. Para compensar este atraso, é utilizada uma linha de atraso no ramo Q (do PLL), tendo que ser igual ao tempo de duração do bit, T . Assim, $d_T = d$ com probabilidade muito próxima de um. O sinal de saída do multiplicador torna-se então:

$$\begin{aligned}
 m(t) &= V_2(t-T)d_T \\
 &= G_{PD} \text{sen}[\phi_c(t-T) + \phi_n(t-T)] + n_2(t-T)
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

onde G_{PD} é o ganho do detector de fase e é definido como:

$$G_{PD} \equiv 2rkR\sqrt{P_s P_{LO}} \quad (\text{V/rad}) \tag{4.10}$$

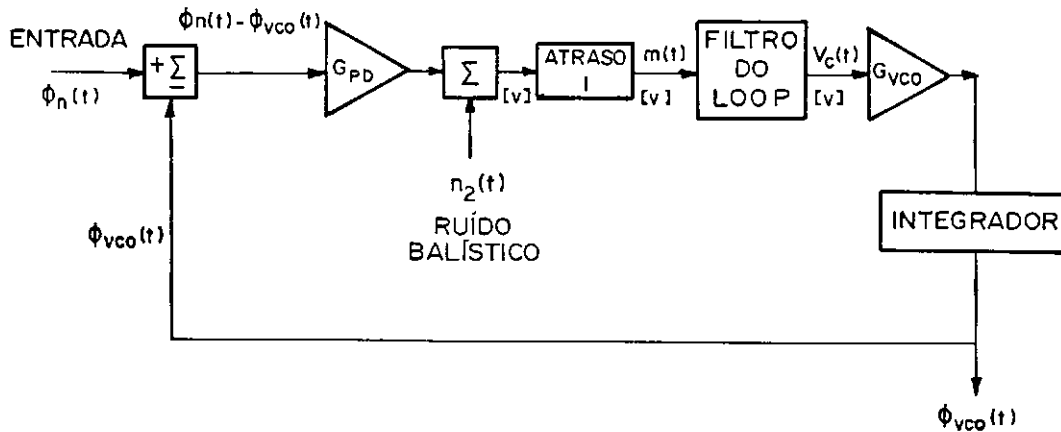


Fig. 4.2 - Modelo linearizado do PLL.

Na equação (4.3) foi usado o fato de que $d_T^2 = d^2 = 1$. O sinal $m(t)$ é processado pelo filtro do loop, e então é usado para controlar o laser VCO. Desta forma, analisaremos o impacto do erro de fase (dado pelo ruído de fase $\phi_n(t)$) e do ruído balístico no PLL. Para simplificar a análise vamos considerar que o erro de fase é pequeno, ou seja: $\phi_n(t) + \phi_c(t) \ll 1$. E podemos notar que para cada d_T (+1 ou -1) a potência do processo aleatório $n_2(t-T)d_T$ é a mesma que $n_2(t-T)$.

Desta forma a equação (4.9) torna-se:

$$m(t) = G_{PD} [\phi_c(t-T) + \phi_n(t-T)] + n_2(t-T) \quad (4.11)$$

Observe que, $V_c(f) = M(f) \cdot F(f)$, onde $F(f)$ é a função de transferência do filtro e $V_c(f)$ e $M(f)$ são as transformadas de Fourier da tensão de controle do VCO ($V_c(t)$), e do sinal de saída do multiplicador $m(t)$, respectivamente. Juntas estas equações caracterizam o modelo do PLL da figura 4.2.

4.3 RUÍDOS NO RECEPTOR E SUAS PROPRIEDADES

Na seção anterior vimos que o receptor é afetado por três ruídos: O ruído de fase $\phi_n(t)$ e os ruídos balísticos no ramo I, $n_1(t)$, e no ramo Q, $n_2(t)$.

4.3.1 O RUÍDO DE FASE

O ruído de fase total $\phi_n(t)$ provoca um erro de fase entre o sinal recebido e o sinal do oscilador local. Ele é causado pela emissão espontânea de portadores no laser transmissor e ocorre de forma aleatória. O processo de ruído de fase do laser é comumente caracterizado como um processo de Wiener, com média zero [16], [24]-[25], [29], [35], de tal forma que sua densidade espectral de potência (PSD) pode ser aproximada por [28], [31], [36]-[37]:

$$S_{PN}(f) = 2 \cdot [\Delta\nu / \pi f^2] \quad \text{para, } 0 < f < \infty \quad (4.12)$$

onde $S_{PN}(f)$ [rad²/Hz] é a PSD unilateral do ruído de fase $\phi_n(t)$, e $\Delta\nu$ é a largura espectral do laser (usando o critério da meia potência - FWHM).

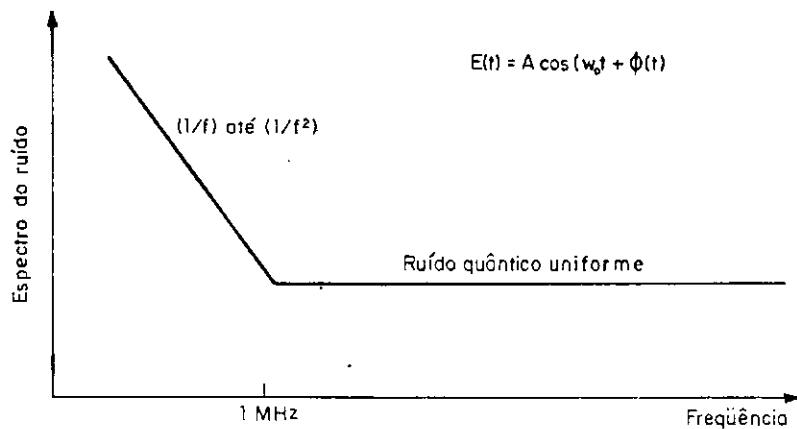


Fig. 4.3 - Ruído de fase do laser.

Tem sido observado que a densidade espectral deste ruído varia com a frequência segundo uma expressão entre $1/f$ e $1/f^2$ para frequências abaixo de 1MHz e é uniforme para frequências acima deste valor, como mostra a figura 4.3.

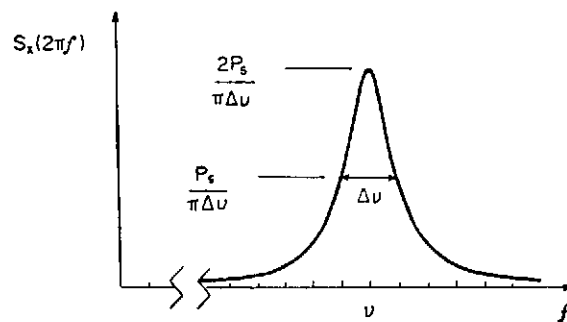


Fig. 4.4 - Espectro de Potência com forma Lorentziana.

O fator dois na equação (4.12) vem do fato de que $\phi_n(t)$ é gerado por dois ruídos de fase independentes (do transmissor e do oscilador local). Um esboço do comportamento deste espectro pode ser visto na figura 4.4 e é chamado de forma *Lorentziana* do laser, tendo sido observada experimentalmente em alguns trabalhos [37]-[41].

4.3.2 O RÚIDO BALÍSTICO NO RAMO I, $n_1(t)$

O ruído balístico no ramo I, $n_1(t)$, surge da natureza estatística da produção de fotoelétrons quando um sinal incide no fotodetector. Esta natureza estatística pode ser modelada como um processo de Poisson, [22], [24], [26]. Este ruído é adicionado diretamente ao sinal de dados e provoca erros na saída dos dados. O impacto do ruído $n_1(t)$ no desempenho do receptor é estudado classicamente e sabe-se que ele é o responsável pela taxa de erro de bit dada na equação (3.10), com uma pequena modificação para o nosso caso, ou seja:

$$BER = Q\left(2\sqrt{\frac{P_s R(1-k)}{qR_b}}\right) \quad (4.13)$$

onde k ($0 < k < 1$) é o fator de divisão da Potência na saída do híbrido, e os outros parâmetros já foram definidos.

4.3.3 O RÚIDO BALÍSTICO NO RAMO Q, $n_2(t)$

O ruído balístico $n_2(t)$ provoca um erro de fase adicional, uma vez que afeta a operação do PLL. A PSD de $n_2(t)$ é dada pela seguinte expressão[31]:

$$S_{SN}(f) = 2qRP_{LO} \cdot kr^2 \quad \text{para, } 0 < f < \infty \quad (4.14)$$

onde $S_{SN}(f)$ [V^2/Hz] é a PSD unilateral do ruído balístico $n_2(t)$.

4.4 EFEITO DOS RUÍDOS DE FASE E BALÍSTICO NO PLL

O modelo do PLL apresentado na figura 4.2 é linear, tornando os processos de ruído de fase e de ruído balístico independentes um do outro. Assim, o desempenho do PLL é caracterizado pela variância do erro de fase, definida por [27]-[28]:

$$\sigma^2 \equiv E\{\phi_e^2(t)\} \equiv \{[\phi_n(t) + \phi_c(t)]^2\} \equiv \sigma_{PN}^2 + \sigma_{SN}^2 \quad (4.15)$$

onde $\phi_e(t)$ representa o erro de fase e é definido por: $\phi_e(t) = \phi_n(t) + \phi_c(t)$. σ_{PN}^2 e σ_{SN}^2 , são as variâncias da fase e do ruído balístico, respectivamente. $E\{ \}$ representa o operador valor esperado.

Fazendo $\phi_n(t) = 0$, analisaremos o efeito do ruído balístico no PLL, cuja variância é dada por: $\sigma_{SN}^2 = E\{\phi_c^2(t)\}$. Pode-se mostrar, usando técnicas de análise de sistemas lineares, que a densidade espectral de potência de $\phi_c(t)$, é:

$$S_{\phi_c}(f) = |H(f)|^2 S_{SN}(f) / G_{PD}^2 \quad 0 < f < \infty \quad (4.16)$$

onde a função de transferência de malha fechada do PLL é definida por [34]:

$$H(f) = \frac{\phi_c(f)}{\phi_n(f)} = \frac{G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{-j2\pi f T}}{1 - G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{-j2\pi f T}} \quad (4.17)$$

onde G (Hz) é o ganho total do loop e é dado por:

$$G \equiv G_{PD} \cdot G_{VCO} = 2G_{VCO} Rrk \sqrt{P_{LO} P_s} \quad (4.18)$$

A variância do erro de fase torna-se:

$$\sigma_{SN}^2 = \int_0^{\infty} S_{\phi_e}(f) df = \frac{S_{SN}(f)}{G_{PD}^2} \left[\int_0^{\infty} |H(f)|^2 df \right] = \frac{S_{SN}(f)}{G_{PD}^2} \cdot B_n \quad (4.19)$$

onde a largura de faixa do ruído balístico do PLL é:

$$B_n \equiv \int_0^{\infty} |H(f)|^2 df \quad (4.20)$$

Substituindo (4.9) e (4.14) em (4.19), temos:

$$\sigma_{SN}^2 = \frac{2qRP_{LO}kr^2}{4r^2R^2k^2P_sP_{LO}} \cdot B_n = \frac{qB_n}{2RkP_s} \quad (4.21)$$

Aqui a variância do erro de fase é diretamente proporcional à largura de faixa do loop. Desta forma se consegue o melhor desempenho quando a largura de faixa for mínima, ou seja, $B_n \rightarrow 0$.

O valor da largura de faixa de ruído B_n , depende da estrutura do filtro escolhido. Escolhendo-se um filtro ativo padrão de primeira ordem [34], mostrado na figura 4.5, cuja função de transferência é:

$$F(s) = -\frac{sCr_2 + 1}{sCr_1} \quad (4.22)$$

Com s sendo a variável de Laplace ($=j2\pi f$), esta expressão torna-se:

$$F(f) = -\frac{1}{j2\pi f \tau_1} - \frac{r_2}{r_1} \quad (4.23)$$

onde: $\tau_1 = r_1 C$ e $\tau_2 = r_2 C$.

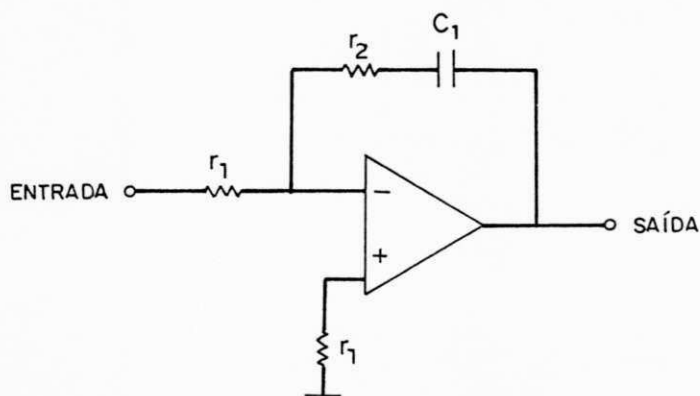


Fig. 4.5 - Filtro ativo de 1.ª ordem.

A função de transferência, $F(s)$ do loop pode ser reescrita através da frequência natural do loop, ω_n , e do coeficiente de amortecimento, η , que foram dados em [34] como: $\omega_n = (G / \tau_1)^{1/2}$, e, $\eta = \tau_2 \omega_n / 2$. Sabendo-se que $\omega_n = 2\pi f_n$ e fazendo as substituições,

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \left(\sqrt{\frac{G}{\tau_1}} \right) \quad (4.24)$$

e,

$$\eta = \pi f_n \tau_2 \quad (4.25)$$

Substituindo as equações (4.24) e (4.25) em (4.23) e o resultado aplicado à (4.20), teremos:

$$B_n = f_n \int_0^{\infty} \frac{1 + (2\eta x)^2}{(1 - x^2 \cos \alpha x)^2 + (2\eta x - x^2 \sin^2 \alpha x)^2} dx \quad (4.26)$$

onde α é o tempo de atraso normalizado dado por [28], [30]: $\alpha = \omega_n \tau = 2\pi T f_n$, com $T = \tau$.

Agora, para analisarmos o efeito do ruído de fase $\phi_n(t)$ no receptor, vamos considerar $n_2(t) = 0$. Admitindo que a PSD do ruído de fase é dada pela equação (4.12), então a variância do erro de fase devido ao ruído de fase é [39 - pg.101]:

$$\begin{aligned} \sigma_{PN}^2 &= \int_0^{\infty} S_{PN}(f) |1 - H(f)|^2 df = \frac{2\Delta v}{\pi} \int_0^{\infty} |1 - H(f)|^2 \frac{1}{f^2} df \\ &= \frac{2\Delta v}{\pi} \int_0^{\infty} \left| 1 - \frac{G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{-j(2\pi T)}}{1 - G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{-j(2\pi T)}} \right|^2 \cdot \frac{1}{f^2} df \quad (4.27) \\ &= \frac{2\Delta v}{\pi} \int_0^{\infty} \{f^2 |1 - G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{-j(2\pi T)}|^2\}^{-1} df \end{aligned}$$

A largura de faixa (de ruído) devido ao ruído de fase B_{PN} , é definida por [30] como a integral que compõe a variância do erro de fase.

4.5 DEGRADAÇÃO DA VARIÂNCIA DO ERRO DE FASE DEVIDO AO ATRASO DE PROPAGAÇÃO DO LOOP.

A expressão (4.26) nos dá a largura de faixa de ruído para qualquer atraso do loop. Sendo a variância de erro de fase (4.21) diretamente proporcional à B_n , obteremos o melhor desempenho do sistema quando $B_n = 0$ (B_{n0}). Em outras palavras, B_{n0} é a largura de faixa do ruído do PLL quando o atraso for zero ($\tau = 0$), ou seja, $\alpha = 0$. Nestas condições (4.26) torna-se:

$$B_{n0} = \frac{\omega_n}{2} \left(\eta + \frac{1}{4\eta} \right) = \pi \cdot f_n \left(\frac{1 + 4\eta^2}{4\eta} \right) \quad (4.28)$$

Esta expressão é uma aproximação da forma mais completa da expressão para a largura de faixa, dada na equação (4.26), e possui uma imprecisão dada por: $\delta \equiv |B_n - B_{n0}|/B_n$. É demonstrado [28]-[29], [31] que para valores de α até 3% (valores práticos) é possível utilizar-se a expressão (4.28), ao invés da sua forma geral dada na equação (4.26) com imprecisão $\delta < 4\%$.

A expressão (4.27) para a variância de erro de fase devido ao ruído de fase é geral, válida para um filtro de ordem qualquer e para qualquer atraso. Desta forma para obtermos maiores informações sobre a operação do loop, vamos admitir que nosso filtro é ativo de primeira ordem com as características já discutidas na seção anterior, e que $\eta = 1/(2)^{1/2} = 0,707$. Admita $T \ll \tau_1$ (isto é, o tempo de duração do bit é muito menor do que a constante do filtro), o que equivale a supor que $\alpha \ll 1$. Logo, substituindo a expressão da função de transferência do loop, (4.23), em (4.27), teremos:

$$\sigma_{PN}^2 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \cdot \frac{\Delta v}{B_n} \quad (4.29)$$

Logo,

$$\sigma_{PN}^2 \cong \frac{2,36\Delta v}{B_n} \quad \text{para, } \eta = 1/\sqrt{2} \quad (4.30)$$

A análise desta expressão mostra que a variância do erro de fase devido ao ruído de fase é inversamente proporcional a largura de faixa de ruído do loop. Neste caso, observamos que não é possível diminuir a variância do ruído balístico a zero ($B_n = 0$), pois a variância do ruído de fase tenderia a infinito. Em outras palavras σ_{PN}^2 e σ_{SN}^2 devem proporcionar um efeito mínimo no receptor para uma largura de faixa otimizada.

A variância de erro total é obtida de [28], [30]-[34] como sendo a soma das variâncias com relação ao ruído de fase e ao ruído balístico como explicado na seção 4.4. O ruído quanto ao tremor (*flicker*) é dado por Spilker [37 - pg. 353] e sua variância é:

$$\sigma_{FN}^2 = 8,71 \cdot k_a / B_n^2, \quad (4.31)$$

onde o máximo valor permitido para k_a , se $\sigma_{FN} = (0,05)rad = (2,46^\circ)$, é:
 $k_a = \sigma_{FN}^2 B_n^2 / 8,71 = 2,9 \cdot 10^{-4}$. Assim, a variância de erro total é dada por:

$$\sigma^2 = \sigma_{SV}^2 + \sigma_{PN}^2 + \sigma_{FN}^2 = \frac{q}{2RkP_s} \cdot B_n + 2,36 \cdot \left(\frac{\Delta v}{B_n} \right) + \frac{8,71k_a}{B_n^2} \quad (4.32)$$

Para um σ_{FN}^2 bem pequeno temos:

$$\sigma^2 = \frac{q}{2R} \frac{B_n}{kP_s} + \left[\frac{\pi}{2} \frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right] \frac{\Delta\nu}{B_n} \quad (4.33)$$

A figura 4.6 mostra o desvio padrão do erro de fase σ (rad) com relação à razão largura de faixa por largura espectral do laser ($B_n/\Delta\nu$) para vários valores fixos da relação potência do sinal por largura espectral do laser (PLR = $kP_s/\Delta\nu$).

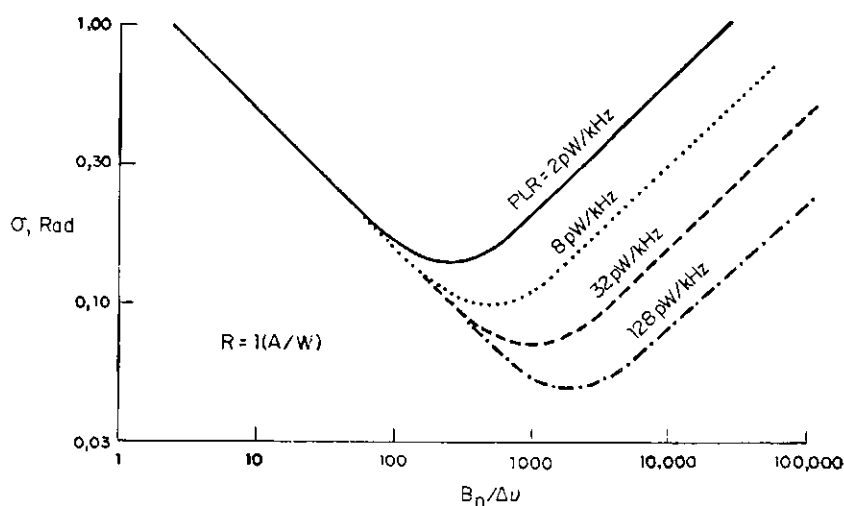


Fig. 4.6 - O desvio padrão do erro de fase, σ , em função da largura-de-faixa normalizada do loop, $B_n/\Delta\nu$ para vários valores de $PLR \equiv kP_s/\Delta\nu$, ($\mu\text{W}/\text{kHz}$).

Uma análise da figura 4.6 mostra que independentemente da potência do sinal, para pequenas larguras de faixa (B_n), o desvio padrão é grande. Isto se deve à predominância do ruído de fase na variância do erro total. Esta figura foi obtida a partir da equação (4.33), e mostra que para B_n grande, σ é dominado pelo ruído ruído balístico. Podemos assim observar que um travamento de fase ($\sigma \leq 10^\circ$) é possível somente se $PLR > 0,8\mu\text{W}/\text{kHz}$. Isto é: para PLL's com $R = 1 \text{ A/W}$, $\eta = 0,7$ e $\sigma = 10^\circ$, são necessárias no mínimo $0,8 \mu\text{W}$

da potência do sinal por cada KHz da largura espectral do laser para que haja o travamento de fase, sem que esta potência retorne para a recepção dos dados (ramo I).

4.6 LARGURA ESPECTRAL NECESSÁRIA PARA A OTIMIZAÇÃO DO FILTRO DO LOOP

A largura de faixa ótima do ruído (B_{not}) é dada por [28]:

$$B_{not.} = \sqrt{4,72\Delta\nu R k P_s / q} \quad (4.34)$$

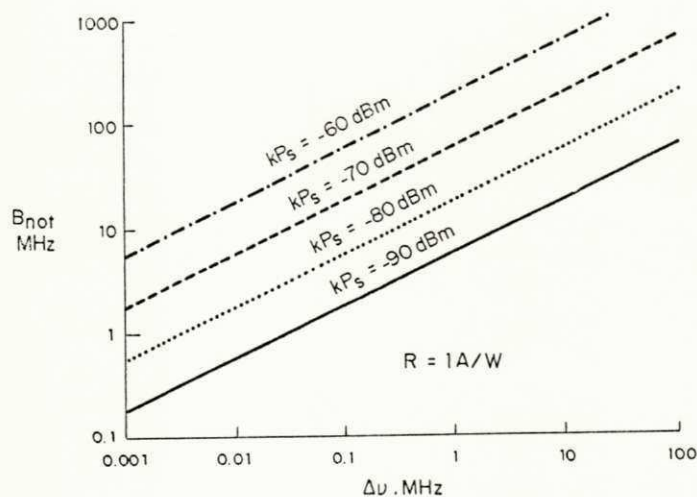


Fig. 4.7 - A largura de faixa ótima do loop, B_{not} , em função da largura espectral do laser, $\Delta\nu$, para vários valores fixados de kP_s .

A figura 4.7 mostra a $B_{not.}$ com relação à $\Delta\nu$ para alguns valores fixos de kP_s . Através desta figura observa-se que as larguras de faixa exigidas são muito maiores: $B_{not.} \cong 5,4$ MHz para uma $\Delta\nu = 10$ kHz e $kP_s = -70$ dBm. Substituindo (4.28) em (4.33), temos:

$$\sigma_{\min}^2 = 2,17\sqrt{q\Delta\nu/RkP_s} \quad (4.35)$$

que é a variância de erro mínima para o PLL aqui usado. Da equação (4.34) pode-se tirar uma expressão para o cálculo da potência necessária, usando $\sigma = 10^\circ$, e um PLL de segunda ordem. Alguns resultados que podem ser conseguidos são vistos na tabela 4.1.

Potência (kP _s)	Taxa de Bit (R _b)	Larg.Espec.(Δν)
≅ - 46 dBm	10 Gb/seg	≅ 50 MHz
≅ - 56 dBm	1 Gb/seg	≅ 5 MHz
≅ - 66 dBm	100 Mb/seg	≅ 0,5 MHz

Tabela 4.1 - Potência necessária(em dB) para várias taxas de transmissão usando a equação (4.34).

Para se obter a largura espectral do laser, considere a equação (4.13), então temos:

$$P_s = \frac{qR_b}{4R(1-k)} [Q^{-1}(BER)]^2 \quad (4.36)$$

Se considerarmos alguma degradação a mais, como por exemplo 1dB de penalidade em relação ao ruído balístico ideal[27] (no limite quântico), a expressão (4.36) se torna:

$$P_s = 1,26 \frac{qR_b}{4R(1-k)} [Q^{-1}(BER)]^2 \quad (4.37)$$

Substituindo (4.37) em (4.35) e encontrando Δν, obteremos:

$$\Delta\nu = 0,0666\sigma_{nec}^4 \left(\frac{k}{1-k} \right) [Q^{-1}(BER)]^2 R_b \quad (4.38)$$

onde $\Delta\nu$ a largura espectral do laser para um PLL de segunda ordem e σ_{nec}^4 é a variância do erro de fase correspondente.

4.7 PROJETO DE UM SISTEMA IDEAL (SEM ATRASO)

Admitindo-se um sistema sem atraso do loop, com as seguintes características: BER= 10^{-10} , perda de potência = 1 dB. Para um erro de fase finito, $\sigma_{nec} = 10^\circ$ com penalidade de potência = 0,5 dB e fazendo-se $k=0,10875$, a largura espectral necessária será:

$$\Delta\nu = 3,1 \cdot 10^{-4} R_b \quad (4.39)$$

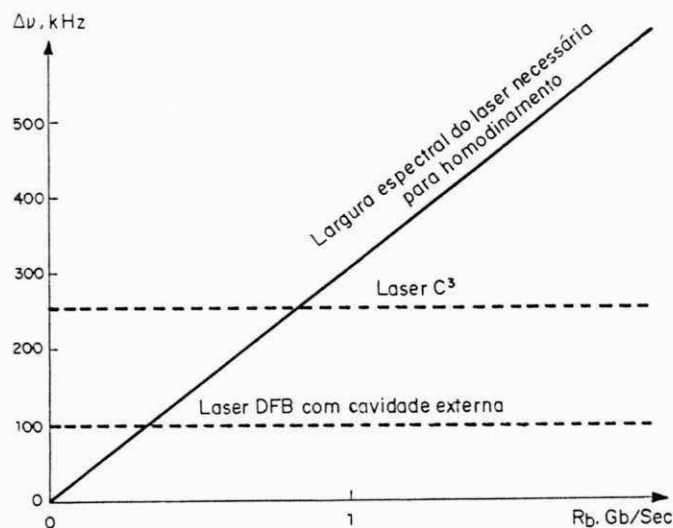


Fig. 4.8 - A largura espectral máxima permitida, $\Delta\nu$, em função da taxa de bit do sistema R_b em sistemas homódinos. BER = 10^{-10} , $\sigma = 10^\circ$, perda de 0,5dB para o travamento de fase, e $\gamma = 0$.

A figura 4.8 apresenta a máxima largura espectral do laser para a taxa de bit do sistema (R_b), calculada usando-se (4.39).

Pode-se perceber que só é possível executar o projeto descrito para recepção homódina se $R_b \geq 323\text{Mbit/s}$, com uma largura espectral $\Delta\nu = 100\text{kHz}$ (com alguns lasers experimentais, como por exemplo lasers semicondutores com cavidade externa DFB do tipo descrito em [42]). Uma $\Delta\nu = 10\text{ kHz}$ já foi obtida em laboratório [44] para lasers com cavidade externa, o que torna possível o homodina em velocidades tão baixas quanto 33Mbit/s .

4.8 SISTEMA COM ATRASO DE PROPAGAÇÃO

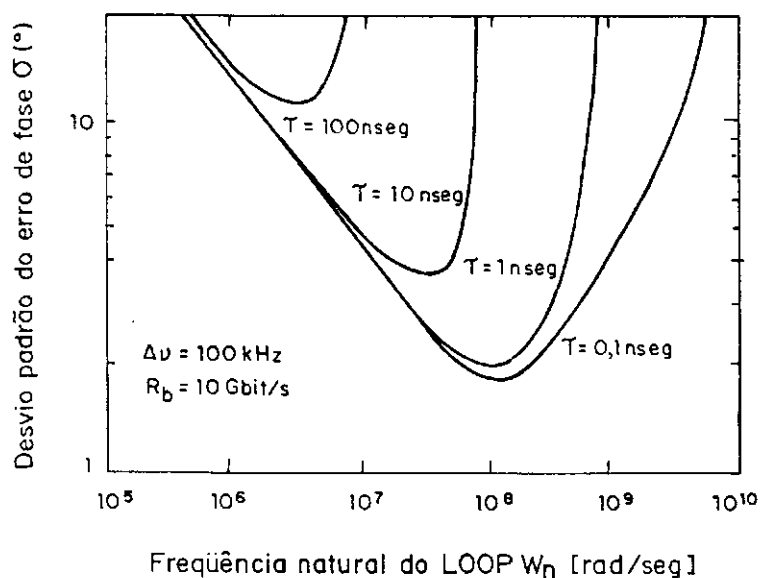


Fig. 4.9 - Desvio padrão do erro-de-fase σ , em função da frequência natural do LOOP, w_n , para vários atrasos τ .

Considerando-se o atraso de propagação do loop, a variância do erro de fase sofre degradação que pode ser analisada com a equação geral para a variância do erro total σ^2 , dada pela soma das equações (4.19) e (4.27). Em [30] Grant mostra que, desprezando-se o atraso do filtro, para sistemas com larguras de faixa grandes, não se pode garantir a estabilidade do sistema. Este fato pode ser averiguado admitindo-se que se queira fazer o travamento de fase com fontes de larguras espectrais maiores que 500kHz. A resolução da equação geral para a variância do erro de fase total foi obtida através do método de aproximação de Padé em [31]. Norimatsu mostra que este método pode ser muito bom obtendo-se um erro de apenas 4% se for considerado o caso ideal (sem atraso).

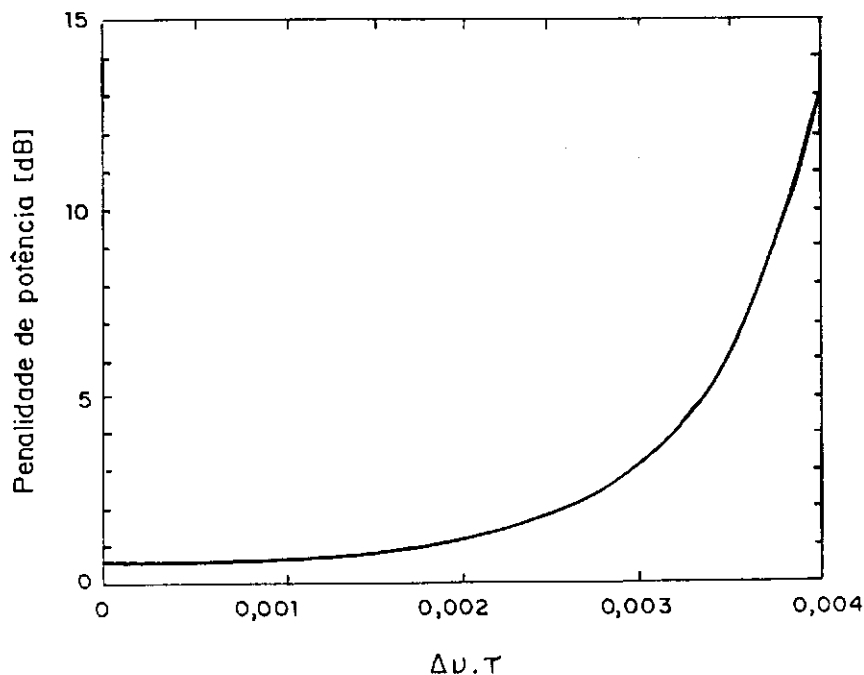


Fig. 4.10 - Penalidade de Potência da detecção ideal devido ao $\Delta\nu \cdot \tau$ sob influência do atraso τ .

O desvio padrão do erro de fase σ , em função da frequência natural do loop, ω_n , para vários valores de τ é apresentado na figura 4.9, onde ω_n e $\Delta\nu$ são agora limitados por: $\omega_n < 0,34/\tau$ e $\Delta\nu < 2,04 \times 10^{-3}/\tau$, considerando-se uma perda total de potência como sendo de 1 dB. Este resultado é mostrado na figura 4.10.

4.9 CONCLUSÕES

Uma análise do desempenho de um receptor óptico coerente usando modulação BPSK, e uma malha para rastreamento de fase (OPLL) da portadora óptica é apresentada. Os efeitos do ruído de fase do laser e do ruído balístico no fotodetector são descritos em detalhes. A largura de faixa otimizada do OPLL foi obtida, desprezando-se o atraso de propagação do filtro(caso ideal). Demonstra-se que uma largura espectral mínima, da ordem de $3,1 \times 10^{-4} R_b$, onde R_b é a taxa de transmissão, é viável apenas com alguns lasers DFB com cavidade externa, ainda em fase experimental. Mostra-se portanto, que para se obter o homodinamento é necessário uma taxa de transmissão mínima em torno de 323Mbit/s, no caso ideal, para uma largura espectral de aproximadamente 100kHz. Em uma situação prática, para esta mesma largura espectral, resultados experimentais indicam uma $R_b > 1\text{Gbits/seg}$. No próximo capítulo será analisado um receptor heteródino, também baseado em um DDL, e comparado ao receptor homódino visto acima.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] R. M. Gagliardi e S. Karp, *Optical Communications*. Wiley, New York, 1976.
- [2] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, 1984.
- [3] J.Salz, "Coherent Lightwave Communications", *AT&T Technical Journal*, vol. 64, n° 10, pp. 2153-2209, Dezembro 1985.
- [4] J.R.Barry e E.A.Lee, "Performance of Coherent Optical Receivers", *Proceedings of the IEEE*, vol. 78, n° 8, Agosto 1990.
- [5] Z. N. Brandão e J. E. P. de Farias, "Simulação de Enlaces Ópticos com Detecção Direta", 3º Congresso Internacional de Telecomunicações e Informática. 2º Lugar no Prêmio TELEXPO'93, São Paulo, Maio 1993.
- [6] E.E.Basch e T.G.Brown, "Introduction to Coherent Optical Fiber Transmission", *IEEE Comm. Mag.*, vol. 23, pp. 23-30, Maio 1985.
- [7] J.Wilson e J.F.B.Hawkes, *Optoelectronics: An Introduction*, 2º Ed., Prentice-Hall, Hertfordshire, 1989.
- [8] S.D.Personick, *Optical Fiber Transmission Systems*. Plenum Press, New York, 1981.
- [9] S.D.Personick, "Receiver Design for Digital Fiber Optic Communication Systems, I and II", *BSTJ*, vol 52, pp. 843-886, Julho-Agosto, 1973.
- [10] S.D.Personick, "Statistics of a General Class of Avalanche Detectors with Applications to Optical Communications", *Bell System Tech. J.*, vol. 50, pp. 3075-3095, Dezembro 1971.
- [11] R.A.Linke e A.H.Gnauck, "High-Capacity Coherent Lightwave Systems", *J. Lightwave Technol.*, vol.6, n° 11, pp. 1750-1769, Novembro 1988.
- [12] J.Salz, "Modulation and Detection for Coherent Lightwave Communications", *IEEE Comm. Mag.*, vol. 24, pp. 38-49, Junho 1986.

- [13] C.E.Zah *et al.*, "Fabrication and Performance of 1.5 μm GaInAsP Travelling-Wave Laser Amplifiers with Angled Facets", *Elect. Letters*, vol. 23, pp. 990-992, Setembro 1987.
- [14] Z.N.Brandão, "Ruído de Fase e Largura Espectral do Laser para um Sistema Óptico Coerente com Detecção Síncrona", 11º SBT - Natal, RN, vol. 1, pp. 230-235, Setembro 1993.
- [15] I.Garrett e G.Jacobsen, "Theoretical Analysis of Heterodyne Optical Receivers for Transmission Systems Using (Semiconductor) Lasers with Nonnegligible Linewidth", *J. Lightwave Technol.*, vol.4, nº 3, pp. 323-334, Março 1990.
- [16] L.G.Kazovsky, "ASK Multipoint Optical Homodyne Receivers", *J. Lightwave Technol.*, vol.5, pp. 770-791, Junho 1987.
- [17] D.J.Malyon *et al.*, "PSK Homodyne Receiver Sensitivity Measurement at 1500 nm", *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 144-146, 1983.
- [18] K.Emura *et al.*, "Novel Optical FSK Heterodyne Single Filter Detection Systems using a Directly Modulated DFB Laser Source", *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 1022-1023, 1984.
- [19] K.Nosu, "Advanced Coherent Lightwave Technologies", *IEEE Comm. Mag.*, vol. 26, pp. 15-21, Fevereiro 1988.
- [20] R.A.Linke, "Optical Heterodyne Communications Systems", *IEEE Com. Mag.*, vol. 27, nº 10, pp. 36-41, Outubro 1989.
- [21] L.G.Kazovsky, "Phase- and Polarization- Diversity Coherent Techniques", *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, nº 2, pp. 279-292, Fevereiro 1989.
- [22] G.J.Foschini, L.J.Greenstein, e G.Vannucci, "Noncoherent Detection of Coherent Lightwave Signals Corrupted by Phase Noise", *IEEE Trans. on Communications*, vol.36, pp. 306-314, Março 1988.

- [23] S.Saito, Y.Yamamoto e T.Kimura, "S/N and Error Rate Evaluation for an Optical FSK-Heterodyne Detection System using Semiconductor Lasers", IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-19, pp. 180-193, Fevereiro 1983.
- [24] E. A. Lee e D. G. Messerschmitt, Digital Communication, Kluwer Academic, Dordrecht, 1988.
- [25] J. G. Proakis, Digital Communications, McGraw-Hill, 2ª Ed., New York, 1989.
- [26] S. A. Rhodes, "Effect of Noise Phase Reference on Coherent Detection of Offset-QPSK Signals", IEEE Trans. on Communication., vol.22, nº 8, pp. 1046-1055, Agosto 1974.
- [27] L.G.Kazovsky, "Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements for Optical PSK Heterodyne Communications Systems," J. Lightwave Technol., vol 4, pp. 415-425, Abril 1986.
- [28] L.G.Kazovsky, "Decision-Driven Phase-Locked Loop for Optical Homodyne Receivers: Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements", J. Lightwave Technol., vol. LT-3, nº 6, pp. 1238-1247, Dez. 1985.
- [29] L.G.Kazovsky, "Balanced Phase-Locked Loops for Optical Homodyne Receivers: Performance Analysis, Design Considerations, and Laser Linewidth Requirements", J. Lightwave Technol., vol.4, nº 2, pp. 182-195, Fevereiro 1986.
- [30] M.A.Grant, W.C.Michie e M J Fletcher, "The Performance of Optical Phase-Locked Loops in the Presence of Nonnegligible Loop Propagation Delay", J. Lightwave Technol., vol. LT-5, nº 4, pp. 592-597, Abril 1987.
- [31] S.Norimatsu e K.Iwashita, "PLL Propagation Delay-Time Influence on Linewidth Requirements of Optical PSK Homodyne Detection", J. Lightwave Technol., vol. 9, nº 10, pp. 1367-1375, Outubro 1991.
- [32] J. J. Spilker Jr., Digital Communications by Satellite, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1977.

- [33] H. K. Philipp, A. L. Scholtz, E. Bonek e W. R. Leeb, "Costas Loop Experiments for a 10.6 μm Communications Receiver", IEEE Trans. on Commuc., vol. COM-31, n° 8, pp. 1000-1002, Agosto 1983.
- [34] F. M. Gardner, Phaselock Techniques, 2ª ed., Wiley, New York, 1979.
- [35] G. J. Foschini, L. J. Greenstein e G. Vannucci, "Noncoherent Detection of Coherent Lightwave Signals Corrupted by Phase Noise", IEEE Trans. on Communication., vol. COM-36, pp. 306-314, Março 1988.
- [36] Y. Yamamoto e T. Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission Systems," IEEE J. Quantum Electronics., vol. 17, n° 6, pp. 919-935, Junho 1981.
- [37] K. Kikuchi, "Effect of $1/f$ Type FM Noise on Semiconductor Laser Linewidth Residual in High-Power Limit", IEEE J. Quantum Electronics., vol. 25, n° 4, pp. 684-688, Abril 1989.
- [38] S. Saito e Y. Yamamoto, "Direct Observation at Lorentzian Lineshape of Semiconductor Laser and Linewidth Reduction with External Grating Feedback", Electronics Lett., vol. 17, pp. 325-327, Abril 1981.
- [39] K. Kikuchi e T. Okoshi, "Dependence of Semiconductor Laser Linewidth on Measurement Time: Evidence of Predominance of $1/f$ noise", Electronics Lett., vol. 21, n° 22, pp. 1011-1012, Outubro 1985.
- [40] K. Kikuchi, "Impact of $1/f$ -Type FM Noise on Coherent Optical Communication", Electronics Lett., vol. 23, n° 17, pp. 885-87, Agosto 1987.
- [41] P. B. Gallion e G. Debarge, "Quantum Phase Noise and Field Correlation in Single Frequency Semiconductor Laser Systems", J. Quantum Electronics, vol. 20, n° 4, pp. 343-349, Abril 1984.
- [42] I. D. Henning et. al., "Measurements of the Linewidth of Ridge-Guide DFB Lasers", Electronics Lett., vol. 20, n° 21, pp. 885-887, Outubro 1984.
- [43] B. Glance, "Performance of Homodyne Detection of Binary PSK Optical Signals", J. Lightwave Technol., vol. 4, n° 2, pp. 228-235, Fevereiro 1986.

- [44] R.Wyatt e W.J.Devlin, "10 KHz Linewidth 1.5 μ m InGaAsP External Cavity Laser with 55 nm Turning Range", *Electronics Lett.*, vol. 19, n^o 3, pp. 110-112, Fevereiro 1983.
- [45] I.Garrett e G.Jacobsen, "The Effect of Laser Linewidth on Coherent Optical Receivers with Nonsynchronous Demodulation", *J. Lightwave Technol.*, vol.5, n^o 4, pp. 551-560, Abril 1987.
- [46] K.Kikuchi, T.Okoshi, M.Nagamatsu e N.Henmi, "Bit-Error Rate of PSK Heterodyne Optical Communication System and Its Degradation due to Spectral Spread of Transmitter and Local Oscillator", *Electron. Lett.*, vol. 19, pp.417-418, 1983.
- [47] K.Kikuchi, T.Okoshi, M.Nagamatsu e N.Henmi, "Degradation of Bit-Error Rate in Coherent Optical Communications due to Spectral Spread of the Transmitter and Local Oscillator", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. LT-2, pp. 1024-1033, Fevereiro 1984.
- [48] L.G.Kazovsky, "Impact of Laser Phase Noise on Optical Heterodyne Communication Systems", *J. Optical Communication*, vol. 7, pp. 66-78, 1986.
- [49] G.Jacobsen e I.Garrett, "Error Rate Floor in Optical ASK Heterodyne Systems Caused By Nonzero (Semiconductor) Linewidth", *Electron. Lett.*, vol. 21, Março 1985.
- [50] R.W.Tkach *et al.*, "Phase Noise and Linewidth in an InGaAsP DFB Laser", *J. Lightwave Technol.*, vol.4, n^o 11, pp. 1711-1716, Novembro 1986.
- [51] D.A.Blair e G.D.Cormack, "Optimal Source Linewidth in a Coherence Multiplexed Optical Fiber Communication System", *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, n^o 6, pp. 804-810, Junho 1992.
- [52] B.P.Lathi, *Modern Digital and Analog Communication Systems*, Holt, Rinehart & Winston, New York, 1983.
- [53] A.W.Davis, M.J.Pettit, J.P.King e S.Wright, "Phase Diversity Techniques for Coherent Optical Receivers", *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, n^o 4, pp. 561-572, Abril 1987.

CAPÍTULO 5

RECEPTORES ÓPTICOS COERENTES USANDO BPSK HETERÓDINO

RESUMO

Este capítulo apresenta um estudo de receptores ópticos coerentes com detecção heteródina, usando a modulação PSK binária. Os efeitos do ruído balístico e do ruído de fase no desempenho do receptor são analisados e discutidos. A malha de recuperação de portadora (PLL) é baseada em um *Loop* controlado pelo bit detectado (DDL - *decision-direct loop*) e seu desempenho é analisado. É derivada a largura espectral do laser necessária para o heterodinamento .

5.1 INTRODUÇÃO

Como foi visto no capítulo 4, um receptor homódino necessita de *lasers* que possuam larguras espectrais muito estreitas (da ordem de alguns kHz). Embora alguns experimentos usando detecção coerente por homodinamento ou heterodinamento tenham usado lasers com larguras espectrais na faixa de 10kHz [1] até 80kHz [2], estes valores não são fáceis de se obter. Sistemas heteródinos usam lasers com larguras espectrais maiores, e alguns deles já estão disponíveis comercialmente. Neste capítulo trataremos de um receptor BPSK heteródino. Na detecção heteródina o sinal de um oscilador local é adicionado à portadora óptica modulada recebida e o sinal combinado é então enviado ao fotodetector,

cuja corrente de saída possui espectro centrado numa frequência intermediária, chamada de IF. Esta frequência é dada pela diferença entre as frequências centrais da portadora e do oscilador local. Um PLL é utilizado para o travamento de fase e opera em IF, diferentemente dos receptores homódinos que utilizam um PLL óptico (OPLL). Vamos admitir aqui que o receptor opera sob condições limitada pelo ruído balístico, como foi visto no capítulo 3.

5.2 RECEPTOR BPSK BASEADO EM UM DDL

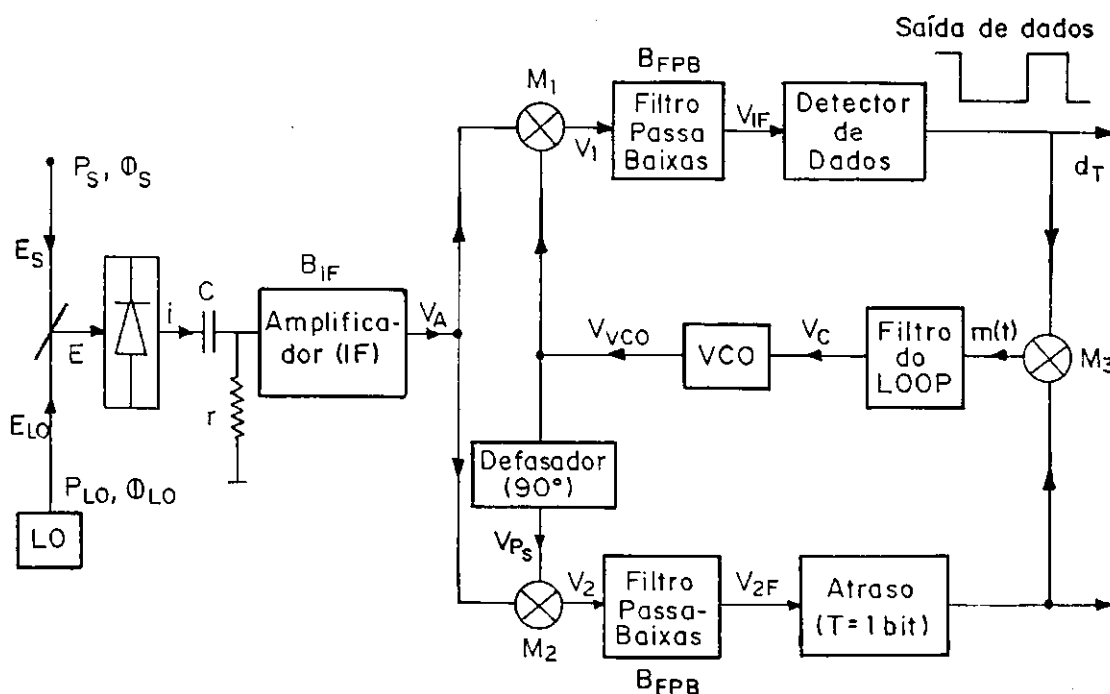


Fig. 5.1 - Receptor BPSK heteródino baseado em um DDL.

O diagrama de um receptor heteródino baseado em um *Loop* controlado pelo bit detectado (DDL) é apresentado na figura 5.1. O circuito de travamento de fase, PLL, será analisado aqui.

Analogamente ao caso homódino, os sinais da portadora e do oscilador local são processados em um *mixer* na entrada do receptor chamado de **híbrido óptico de 180°** (veja Apêndice A). Neste caso, a saída nos fornece um único sinal, que é dado pela combinação dos sinais de entrada vindos do transmissor e do oscilador local, que são dados por:

$$E_s \equiv \sqrt{2P_s} \cdot \cos(\omega_s t + \phi_s) \quad e \quad E_{LO} \equiv \sqrt{2P_{LO}} \cdot \cos(\omega_{LO} t + \phi_{LO}) \quad (5.1)$$

Assim, o sinal óptico na entrada do fotodetector é dado por:

$$E = E_s + E_{LO} \quad (5.2)$$

A corrente de saída do fotodetector, $i(t)$, possui quatro componentes:

1. A corrente dc devido a E_s .
2. A corrente dc devido a E_{LO} .
3. O ruído balístico, e
4. O ruído de fase.

A frequência intermediária, IF, é definida como o módulo da diferença entre as frequências centrais do sinal do transmissor e do oscilador local, ou seja:

$$\omega_{IF} \equiv |\omega_s - \omega_{LO}| \quad (5.3)$$

Para eliminar as componentes dc, um filtro rC é utilizado, como mostra a figura 5.1. Então, na saída do amplificador em IF teremos:

$$V_A(t) = 2G_A R r \sqrt{P_s P_{LO}} \cdot \cos(\omega_{IF} t + \phi_s - \phi_{LO}) + n(t) \quad (5.4)$$

onde G_A é o ganho do amplificador, R (A/W) é responsividade, r (Ω) é a impedância do filtro de entrada e $n(t)$ é o processo de ruído balístico amplificado. Esta equação nos fornece a tensão de entrada do DDL.

Da figura 5.1, pode-se ver que a tensão de saída do VCO é dada por:

$$V_{VCO}(t) = A_{VCO} \cdot \cos(\omega_{IF} t + \phi_{VCO}) \quad (5.5)$$

onde A_{VCO} e ϕ_{VCO} correspondem a amplitude e fase, respectivamente. A fase de $V_{VCO}(t)$ depende da tensão de controle do VCO, $V_c(t)$ [8]-[9], ou seja:

$$\phi_{VCO}(t) = G_{VCO} \cdot \int_{-\infty}^t V_c(t') dt' \quad (5.6)$$

onde o ganho do VCO, G_{VCO} , é dado em (rad/(V.seg.)). No ramo 2, a tensão de saída do defasador será dada pela tensão de saída do VCO defasada de 90° , ou seja,

$$V_{ps}(t) = -A_{VCO} \cdot \text{sen}(\omega_{IF} t + \phi_{VCO}) \quad (5.7)$$

As saídas dos multiplicadores são passadas por filtros passa-baixas para eliminar as componentes de alta frequência. Assim,

$$V_{1F}(t) = A_{s_1} \cdot \cos(\phi_s - \phi_{NLO} - \phi_{VCO}) + n_{1F}(t) \quad (5.8)$$

e,

$$V_{2F}(t) = A_{s_2} \cdot \text{sen}(\phi_s - \phi_{NLO} - \phi_{VCO}) + n_{2F}(t) \quad (5.9)$$

onde $A_s = A_{s_1} = A_{s_2}$ é a amplitude do sinal, e $n_{1F}(t)$ e $n_{2F}(t)$ são as versões filtradas de $n_1(t)$ e $n_2(t)$, respectivamente, definidas pelas seguintes expressões:

$$n_1(t) \equiv n(t) \cdot A_{VCO} \cdot G_M \cdot \cos(\omega_{IF}t + \phi_{VCO}) \quad (5.10)$$

e,

$$n_2(t) \equiv -n(t) \cdot A_{VCO} \cdot G_M \cdot \text{sen}(\omega_{IF}t + \phi_{VCO}) \quad (5.11)$$

onde os ganhos dos multiplicadores 1 e 2 são iguais e denominados G_M . A amplitude do sinal A_s é dada por:

$$A_s \equiv G_M Rr \sqrt{P_s P_{LO}} \cdot A_{VCO} \cdot G_A \quad (5.12)$$

A fase do sinal recebido é dada por: $\phi_s(t) = \phi_d(t) + \phi_{NT}(t)$, onde $\phi_{NT}(t)$ é o ruído de fase do laser transmissor e $\phi_d(t)$ depende do bit transmitido, ou seja, $d = +1$ ou $d = -1$ com $\phi_d(t) = [0, \pi]$. As expressões (5.8) e (5.9) tornam-se então,

$$V_{1F}(t) = d \cdot A_s \cdot \cos(\phi_{NT}(t) - \phi_{NLO}(t) - \phi_{VCO}(t)) + n_{1F}(t) \quad (5.13)$$

e,

$$V_{2F}(t) = d \cdot A_s \cdot \text{sen}(\phi_{NT}(t) - \phi_{NLO}(t) - \phi_{VCO}(t)) + n_{2F}(t) \quad (5.14)$$

Se considerarmos o ruído de fase total como sendo a diferença entre o ruído de fase do laser transmissor e o do oscilador local, ou seja,

$$\phi_N(t) \equiv \phi_{NT}(t) - \phi_{NLO}(t) \quad (5.15)$$

as equações (5.13) e (5.14) tornam-se,

$$V_{1F}(t) = d \cdot A_s \cdot \cos(\phi_N(t) - \phi_{VCO}(t)) + n_{1F}(t) \quad (5.16)$$

e,

$$V_{2F}(t) = d \cdot A_s \cdot \text{sen}(\phi_N(t) - \phi_{VCO}(t)) + n_{2F}(t) \quad (5.17)$$

A saída do multiplicador 3 (M_3) é dada por:

$$m(t) = d_T \cdot V_{2F}(t - T) \quad (5.18)$$

onde T é o intervalo de duração do bit.

Substituindo (5.17) em (5.18) teremos,

$$m(t) = A_s \cdot \text{sen}[\phi_N(t - T) - \phi_{VCO}(t - T)] + n_{2F}(t - T) d_T \quad (5.19)$$

onde foi usado que $d_T^2 = d^2 = 1$ e A_s é a amplitude do sinal. O sinal $m(t)$ é passado através do filtro do PLL, que gera a tensão de controle do VCO.

Das equações (5.12) a (5.19) pode-se perceber que o desempenho do sistema é afetado pelos ruídos balísticos $n_{1F}(t)$ e $n_{2F}(t)$ e pelo ruído de fase $\phi_N(t)$. Daqui por diante será analisado o desempenho da malha de recuperação de portadora com relação a estes ruídos, e determinada qual a largura espectral do laser para um enlace de comunicações BPSK heteródino. Estas análises só poderão ser feitas se as propriedades dos ruídos balístico e de fase, e suas influências, no desempenho do receptor, forem determinadas. Este é o objetivo da próxima seção.

5.3 OS RUÍDOS NO RECEPTOR

Nesta seção trataremos dos ruídos balístico nos ramos 1 e 2 do PLL, bem como do ruído de fase.

5.3.1 O RUÍDO DE FASE

O ruído de fase $\phi_N(t)$, como visto no capítulo anterior, é caracterizado como um processo de Wiener-Lévy [11]-[15], e sua densidade espectral de potência (PSD) é dada por:

$$S_{PN}(f) = 2 \left[\frac{\Delta\nu}{\pi f^2} \right] \quad 0 < f < \infty \quad (5.20)$$

onde $S_{\phi_N}(f)$ (rad²/Hz) é a PSD unilateral do ruído de fase $\phi_N(t)$ e $\Delta\nu$ é a largura espectral do laser (FWHM). O fator 2 na equação (5.20) vem do fato de que $\phi_N(t)$ é gerado por dois ruídos independentes, do transmissor e do oscilador local, como definido na equação (5.14).

5.3.2 OS RUIDOS BALÍSTICOS NOS RAMOS 1 E 2.

O ruído balístico $n(t)$ perturba o sinal de saída do amplificador de IF, $V_A(t)$. A PSD de $n(t)$ é dada pela seguinte expressão [16]-[22]:

$$S_{SN}(f) = G_A^2 \cdot q \cdot R \cdot P_{LO} \cdot r^2 \quad f_B < |f| < f_A \quad (5.21)$$

onde $S_{SN}(f)$ (V²/Hz) é a PSD bilateral do ruído balístico $n_2(t)$, q é a carga do elétron e f_B e f_A são as frequências de corte do amplificador de IF. O ruído balístico $n(t)$, que surge da natureza estatística da produção de fotoelétrons, gera dois processos de ruído balístico, $n_{1F}(t)$ e $n_{2F}(t)$. Ambos possuem a mesma densidade espectral de potência [10], [15], que é dada por:

$$S_{SN}(f) \equiv \left(\frac{1}{2}\right) \cdot q \cdot R \cdot P_{LO} \cdot r^2 \cdot G_M^2 \cdot G_A^2 \cdot A_{VCO}^2 \quad -B_{FPB} < f < B_{FPB} \quad (5.22)$$

que é a PSD bilateral dos ruídos. Os valores são válidos para a região $|f| < B_{FPB}$, onde B_{FPB} é a largura de faixa do filtro passa-baixas (ver figura 5.1).

Tanto $n_{1F}(t)$ quanto $n_{2F}(t)$ afetam o desempenho do receptor. O ruído balístico $n_{1F}(t)$ afeta a tensão de entrada do detector de dados, $V_{1F}(t)$, causando erro na decisão do bit

transmitido, enquanto que $n_{2f}(t)$ afeta a tensão de entrada do PLL, $V_{2f}(t)$, provocando erro de fase (além do próprio ruído de fase do *laser*).

A taxa de erro de bit (BER) do sistema é afetada pelo ruído $n_{1f}(t)$ que é bem definido. Esta BER é dada por [11]-[13], [18]-[24]:

$$BER = Q\left(\sqrt{\frac{2RP_s}{qR_b}}\right) = Q(\sqrt{2M}) \quad (5.23)$$

onde Q é uma função Gaussiana e se relaciona com a função erro complementar, como foi visto no capítulo 3.

O ruído de fase $\phi_N(t)$ e o ruído balístico $n_{2f}(t)$ serão analisados devido ao seu efeito no desempenho do PLL. Para a análise, será usado o fato de que os ruídos são independentes e portanto podem ser tratados separadamente. Esta análise é utilizada por Kazovsky [10], onde o atraso do *loop* é considerado nulo! Uma análise mais completa feita por Hodgkinson [24], por Norimatsu [25]-[26] e Grant [27], para quando o atraso do *loop* é considerável, será apresentada no capítulo 6.

5.4 MODELO LINEARIZADO DO PLL

Considere o modelo linearizado do PLL apresentado na figura 5.2.

Para simplificar a análise, considere que os erros de fase dados nas equações (5.16) e (5.17) são muito pequenos, ou seja: $\phi_e(t) \ll 1$, onde,

$$\phi_e(t) \equiv \phi_N(t) - \phi_{VCO}(t) \quad (5.24)$$

Assim a equação (5.18) torna-se:

$$m(t) = A_s[\phi_N(t-T) - \phi_{VCO}(t-T)] + X(t) \quad (5.25)$$

onde foi usada a aproximação $\text{sen } x \approx x$, quando $x \ll 1$, e $X(t)$ é definida como:

$$X(t) \equiv n_{2F}(t-T) \cdot d_T \quad (5.26)$$

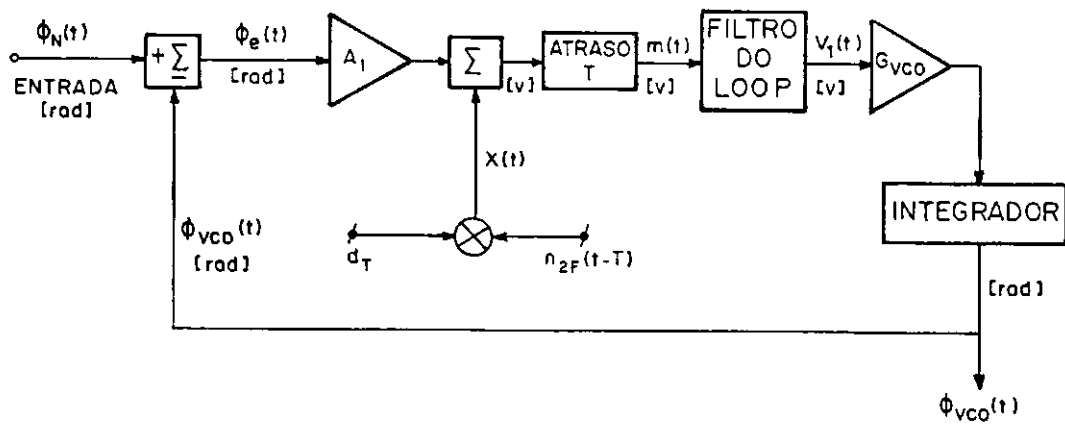


Fig. 5.2- Modelo linearizado de um PLL baseado em um DDL

Se considerarmos que a transformada de Fourier da tensão de controle do VCO é $V_c(f)$, teremos:

$$V_c(f) = M(f) \cdot F(f) \quad (5.27)$$

onde $M(f)$ é a transformada de Fourier de $m(t)$ (equação (5.25)), que expressa a tensão de saída do multiplicador 3 e $F(f)$ é a função de transferência do filtro do loop.

O desempenho do PLL pode ser caracterizado pela variância do erro de fase, definida como [25]-[27]:

$$\sigma^2 \equiv E\{\phi_e^2(t)\} = E\{[\phi_N(t) - \phi_{VCO}(t)]^2\} \quad (5.28)$$

Como o modelo da figura 5.2 é linear, pode-se analisar os efeitos dos ruídos $\phi_N(t)$ e $n_{2F}(t)$ separadamente.

5.5 EFEITO DO RÚIDO BALÍSTICO NO DESEMPENHO DO PLL

Considere novamente o modelo linearizado do PLL mostrado na figura 5.2. Suponha que $\phi_N(t) = 0$, então a variância do erro de fase, dada na equação (5.28), torna-se [29]:

$$\sigma^2 = \sigma_{SN}^2 = E\{\phi_{VCO}^2\} \quad (5.29)$$

onde σ_{SN}^2 é a variância devido ao ruído balístico. A PSD de $\phi_{VCO}(t)$ devido ao ruído balístico $n_{2F}(t)$ é:

$$S_{VCO}(f) = |H(f)|^2 \cdot \frac{S_X(f)}{A_s^2} \quad \text{para, } 0 < f < \infty \quad (5.30)$$

onde $S_{VCO}(f)$ é a PSD unilateral de $\phi_{VCO}(t)$, $S_X(f)$ é a PSD de $X(t)$, A_s é a amplitude do sinal e $H(f)$ é a função de transferência do *loop*, definida por:

$$H(f) \equiv \frac{\phi_{VCO}(f)}{\phi_N(f)} \quad \text{em } loop \text{ fechado} \quad (5.31)$$

Para o *loop* considerado, $H(f)$ é dado por [28]:

$$H(f) = \frac{G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{(-j2\pi f T)}}{1 - G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{(-j2\pi f T)}} \quad (5.32)$$

onde o ganho G é dado por:

$$G = A_S G_{VCO} = G_A G_{VCO} A_{VCO} Rr \sqrt{P_S P_{LO}} \quad (5.33)$$

A variância do erro de fase pode então ser obtida usando a densidade espectral de potência bilateral, dada pela equação (5.22), na expressão,

$$\begin{aligned} \sigma_{SN}^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} S_X(f) \cdot |H(f)|^2 df \cong \frac{1}{A_S^2} \int_{-\infty}^{\infty} S_{SN}(f) \cdot |H(f)|^2 df \\ &= \frac{qRP_{LO} r^2 A_{VCO}^2 G_M^2 G_A^2}{2} \cdot \frac{1}{A_S^2} \cdot 2 \int_0^{\infty} |H(f)|^2 df \end{aligned} \quad (5.34)$$

A integral dada na expressão acima corresponde à largura de faixa do ruído balístico que é definida por:

$$B_n \equiv \int_0^{\infty} |H(f)|^2 df \quad (5.35)$$

Substituindo (5.12) e (5.35) em (5.34), temos:

$$\sigma_{SN}^2 = \frac{qRP_{LO}}{R^2 P_S P_{LO}} \cdot B_n = \frac{qB_n}{RP_S} = \frac{B_n}{P_n} \quad (5.36)$$

onde,

$$P_n \equiv RP_S / q \quad (\text{elétrons/seg.}) \quad (5.37)$$

é a potência normalizada do sinal, e é proporcional à potência do sinal, P_s .

A variância do erro de fase relativa ao ruído balístico é diretamente proporcional à largura de faixa do *loop*, como pode ser observado na equação (5.36). Desta forma, o melhor desempenho seria obtido com a mínima largura de faixa possível, ou seja, $B_n \rightarrow 0$.

5.5.1 A LARGURA DE FAIXA DO RUÍDO BALÍSTICO DO PLL.

O valor de B_n depende do tipo de filtro que se usa no *loop*. Escolhendo-se um filtro ativo padrão de primeira ordem, como visto no capítulo anterior (veja ref. [28]), cuja função de transferência é:

$$F(f) = -\frac{1}{j2\pi f\tau_1} - \frac{r_2}{r_1} \quad (5.38)$$

onde $\tau_1 = r_1 C$ e $\tau_2 = r_2 C$, são as constantes de tempo do filtro.

Substituindo (5.38) em (5.32) e aplicando o resultado à (5.35), teremos:

$$B_n = f_n \int_0^\infty \frac{1 + (2\eta x)^2}{(1 - x^2 \cos \alpha x)^2 + (2\eta x - x^2 \sin^2 \alpha x)^2} dx \quad (5.39)$$

onde α é o atraso normalizado do PLL e é dado por:

$$\alpha \equiv 2\pi T f_n \quad (5.40)$$

f_n e η são a frequência natural do *loop* e seu coeficiente de amortecimento, respectivamente, dados por Gardner[28] como sendo:

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \left(\sqrt{\frac{G}{\tau_1}} \right) \quad e, \quad \eta = \pi f_n \tau_2 \quad (5.41)$$

A largura de faixa para um atraso nulo, ou seja, $\alpha = 0$, é obtida de (5.40) e é:

$$B_{n0} = \pi f_n \left(\frac{1 + 4\eta^2}{4\eta} \right) \quad (5.42)$$

Esta expressão é uma aproximação da equação (5.39) e possui uma imprecisão dada por [10]: $\delta \equiv |B_n - B_{n0}| / B_n$.

5.6 EFEITO DO RUÍDO DE FASE NO PLL.

Considere novamente o modelo linearizado do PLL dado na figura 5.2. Para calcularmos a variância do erro de fase devido a $\phi_N(t)$, vamos considerar que o ruído balístico é nulo (já que os dois ruídos são estatisticamente independentes). Assim, a variância devido ao erro de fase é [29]:

$$\begin{aligned} \sigma_{PN}^2 &= \int_0^\infty S_{PN}(f) |1 - H(f)|^2 df = \frac{2\Delta v}{\pi} \int_0^\infty |1 - H(f)| \frac{1}{f^2} df \\ &= \frac{2\Delta v}{\pi} \int_0^\infty 1 - \frac{G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{-j(2\pi f T)}}{1 - G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{-j(2\pi f T)}} \cdot \frac{1}{f^2} df \\ &= \frac{2\Delta v}{\pi} \int_0^\infty \left\{ f^2 \left| 1 - G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{-j(2\pi f T)} \right|^2 \right\}^{-1} df \end{aligned} \quad (5.43)$$

Esta é a forma geral da equação da variância devido ao erro de fase, para qualquer filtro, e para qualquer atraso no *loop*. Suponha agora que o intervalo de duração do bit, T , é pequeno se comparado à constante de tempo do filtro, τ_1 , (isto é equivalente a supor que $\alpha \ll 1$). considere também o mesmo filtro da seção anterior, cuja função de transferência é dada pela equação (5.38).

Substituindo a equação (5.38) em (5.43), teremos:

$$\sigma_{PN}^2 = \frac{2\Delta v}{\pi} \int_0^\infty \left\{ f^2 \left| 1 - G(j2\pi f)^{-1} \cdot \left(-\frac{1}{j2\pi f \tau_1} - \frac{r_2}{r_1} \right) \cdot e^{-j(2\pi f T)} \right|^2 \right\}^{-1} df \quad (5.44)$$

onde $e^{(-j2\pi f T)} \cong e^0 = 1$, para $\alpha \ll 1$. Assim,

$$\sigma_{PN}^2 = \frac{2\Delta v}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{f^2} \cdot \frac{(f/f_n)^4}{[1 - (f/f_n)^2]^2 + [2\eta(f/f_n)]^2} df \quad (5.45)$$

fazendo $z = (f/f_n)^2$ e substituindo, temos:

$$\begin{aligned} \sigma_{PN}^2 &= \frac{2\Delta v}{\pi} \cdot \int_0^\infty \frac{1}{zf_n^2} \cdot \frac{z^2}{[1-z]^2 + [2\eta]^2 z} \cdot \frac{f_n}{2\sqrt{z}} dz \\ &= \frac{\Delta v}{f_n \pi} \cdot \int_0^\infty \frac{\sqrt{z}}{1 + 2z(2\eta^2 - 1) + z^2} \cdot dz \end{aligned} \quad (5.46)$$

Esta integral é igual a $\pi/(2\eta)$. (usando-se a referência [30] pg. 296 - a equação 9 já fornece o resultado diretamente). Substituindo a integral por $\pi/(2\eta)$, na equação (5.46), temos:

$$\sigma_{PN}^2 = \frac{\Delta\nu}{\pi f_n} \cdot \frac{\pi}{2\eta} = \frac{\Delta\nu}{2\eta f_n} \quad (5.47)$$

Da equação (5.42) temos que,

$$f_n = \frac{B_{n0}}{\pi} \cdot \left(\frac{4\eta}{1+4\eta^2} \right) \quad (5.48)$$

Substituindo a equação (5.48) em (5.47), teremos:

$$\sigma_{PN}^2 = \frac{\Delta\nu}{2\eta} \cdot \frac{1}{\frac{B_n}{\pi} \left(\frac{4\eta}{1+4\eta^2} \right)} = \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) \cdot \frac{\pi\Delta\nu}{2B_n} \quad (5.49)$$

Esta equação mostra que a variância do erro de fase devido à $\phi_N(t)$, é diretamente proporcional à largura espectral do laser. Quando comparamos este resultado ao da equação (5.36), verificamos que quando B_n aumenta, σ_{PN}^2 diminui, enquanto que σ_{SN}^2 aumenta. Desta forma, existe uma largura de faixa ótima para a qual a variância total do erro de fase é mínima.

5.7 VARIÂNCIA TOTAL DO ERRO DE FASE.

A variância total do erro de fase é obtida pela soma das variâncias devido ao ruído balístico e ao erro de fase. Assim,

$$\sigma^2 = \sigma_{SN}^2 + \sigma_{PN}^2 = \frac{B_n}{P_n} + \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) \cdot \frac{\pi\Delta\nu}{2B_n} \quad (5.50)$$

Esta equação é válida apenas para *loops* de segunda ordem¹ quando $\tau_1 \gg T$. Para *loops* de outras ordens, as expressões gerais devem ser usadas.

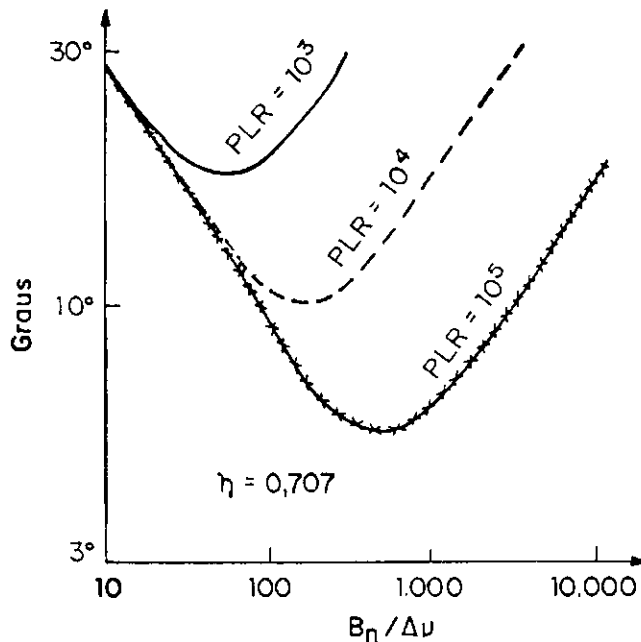


Fig. 5.3 - Desvio padrão do erro de fase, σ (em graus), versus a largura-de-faixa normalizada $B_n/\Delta\nu$, para vários valores da relação Potência por largura espectral, $PLR = P_n/\Delta\nu$.

A figura 5.3 mostra o desvio padrão do erro de fase, σ , versus $B_n/\Delta\nu$, para vários valores fixos da relação potência por largura espectral, $PLR \equiv P_n/\Delta\nu$, onde $\eta \approx 0,7071$. Desta figura pode-se notar que para larguras de faixa pequenas, o desvio padrão, σ , é grande e independente da potência do sinal, pois a variância do erro de fase se dá predominantemente devido ao erro de fase, $\phi_x(t)$. Para larguras de faixa grandes, o ruído balístico predomina e σ é também grande. Este valor ótimo de B_n , que minimiza σ^2 para dados valores de $\Delta\nu$, P_n e η , será calculado na próxima seção.

¹Um PLL de segunda ordem usa um filtro de primeira ordem[28]-[29].

5.8 OTIMIZAÇÃO DA LARGURA DE FAIXA.

Para otimizarmos a largura de faixa, o valor de B_n deve ser obtido a partir da primeira derivada da equação 5.50 para a variância, ou seja:

$$\frac{1}{P_n} - \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) \cdot \frac{\pi\Delta v}{2B_n^2} = 0 \quad (5.51)$$

Assim,

$$B_{not} = \sqrt{\left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) \cdot \frac{\pi\Delta v P_n}{2}} \quad (5.52)$$

A variância mínima para o PLL de segunda ordem em questão torna-se ,

$$\sigma_{min}^2 = \sqrt{\left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) \cdot \frac{2\pi\Delta v}{P_n}} \quad (5.53)$$

Desta equação poderíamos concluir que a melhor escolha para o coeficiente de amortecimento seria $\eta \rightarrow \infty$, onde o valor mínimo para a variância seria:

$$\sigma_{min}^2 = \sqrt{(2\pi\Delta v/P_n)} \quad (5.54)$$

Entretanto, Gardner [28] considera, além da variância do erro de fase, o tempo de aquisição e travamento do *loop*, provando que não existe um único procedimento para otimização de *loops*, e portanto, não existe um único *loop* ótimo. Tanto Gardner[28] quanto Spilker[29] consideram que um *loop* de alto ganho é obtido quando

$\eta = (1/\sqrt{2}) \cong 0,7071$ (veja [28] - pgs. 49 e 76). No capítulo 6 veremos que Norimatsu[31] considera valores maiores para o coeficiente de amortecimento e prova que a degradação do sistema não é aumentada do ponto de vista do tempo de aquisição.

Usando então o valor dado por Gardner para o coeficiente de amortecimento, temos:

$$B_{noi} = \sqrt{(0,75)\pi\Delta\nu P_n} \quad \text{para, } \eta = 1/\sqrt{2} \quad (5.55)$$

e,

$$\sigma_{\min}^2 = \sqrt{3\pi\Delta\nu/P_n} \quad \text{para, } \eta = 1/\sqrt{2} \quad (5.56)$$

Uma comparação da variância em (5.56) com a otimizada dada em (5.54) para quando $\eta \rightarrow 0$, nos dá:

$$\begin{aligned} \text{Penalidade de Potência} &= 10 \log \left[\frac{\sigma_{\min}^2 | \eta \rightarrow \infty}{\sigma_{\min}^2 | \eta = 1/\sqrt{2}} \right] \\ &= 10 \log [2/3] = -1,76dB \end{aligned} \quad (5.57)$$

Se analisarmos as potências necessárias para o travamento de fase, verificaremos que elas dependem do erro de fase permitido. Sabendo-se que para manter uma penalidade de potência de $0,5dB$ em receptores BPSK, o erro de fase deve ser, $\sigma \leq 10^\circ \approx 0,174533 \text{ rad}$ [32]. Substituindo-se este valor para σ em (5.53), encontraremos:

$$(0,174533)^2 > \left[\left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) \cdot \frac{2\pi\Delta\nu}{P_n} \right] \Rightarrow P_n > (6,771,2) \cdot \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) \Delta\nu \quad (\text{elétrons/seg}) \quad (5.58)$$

Assim, para $\eta = 0,7071$, temos:

$$P_n > (10.156,8)\Delta\nu \quad \text{para, } \eta = 1/\sqrt{2} \quad (5.59)$$

e,

$$P_n > (6.771,2)\Delta\nu \quad \text{para, } \eta \rightarrow \infty \quad (5.60)$$

As larguras de faixa, ainda supondo $\sigma \leq 10^\circ$, são dadas por:

$$B_n \geq 103,13 \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) \cdot \Delta\nu \quad (5.61)$$

para $\eta \rightarrow \infty$ temos:

$$B_n > (103,13)\Delta\nu \quad (5.62)$$

e para $\eta = 0,7071$, temos:

$$B_n > (154,5977)\Delta\nu. \quad (5.63)$$

5.9 LARGURA ESPECTRAL NECESSÁRIA PARA O HETERODINAMENTO

A potência normalizada, P_n é mostrada na figura 5.4 e é necessária para operar um *loop* de segunda-ordem. O nível de potência necessária para um bit recebido, com uma BER = 10^{-10} também é apresentado nesta figura. A interseção destes níveis de potência com as curvas de desempenho do PLL, dão uma idéia da largura espectral do laser, necessária para receptores heteródinos.

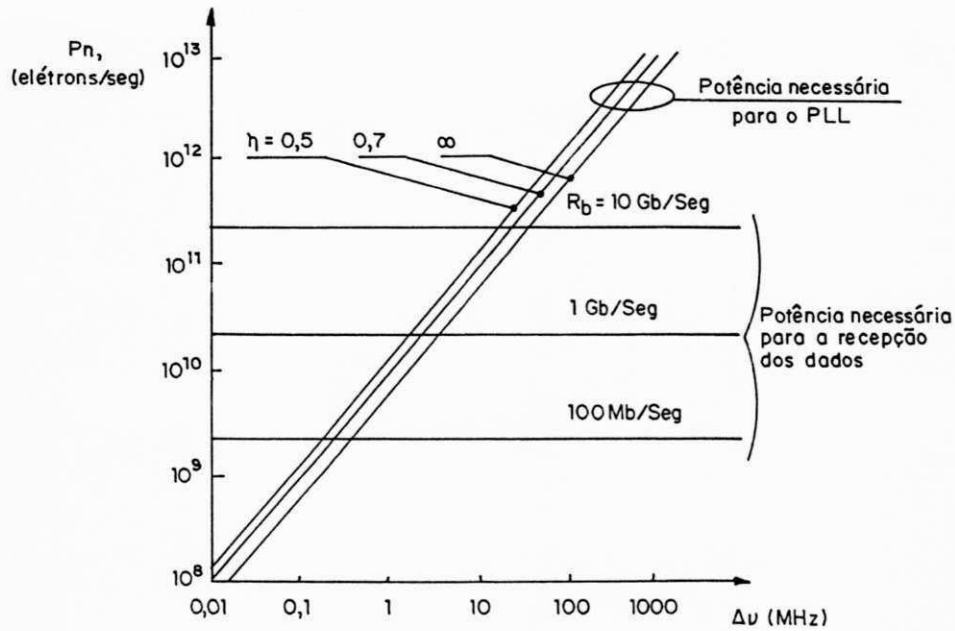


Fig. 5.4 - Potência normalizada necessária para obter-se $\sigma = 10^\circ$, pela largura espectral $\Delta\nu$, em um PLL de 2.ª ordem otimizado.

A largura espectral do laser pode ser obtida como segue. Da equação (5.23), temos:

$$BER = Q\left(\sqrt{2\frac{RP_s}{qR_b}}\right) = Q\left(\sqrt{2\frac{P_n}{R_b}}\right) \quad (5.64)$$

onde P_n é a potência normalizada do sinal, definida como:

$$P_n \equiv \frac{RP_s}{q} \quad (\text{elétrons / seg.}) \quad (5.65)$$

Assim,

$$P_n = \left(\frac{1}{2}\right)R_b[Q^{-1}(BER)]^2 \quad (5.66)$$

Esta equação fornece a degradação da potência devido ao erro de fase quando o travamento é imperfeito. Se projetarmos um receptor que opere com $\sigma \leq 10^\circ$, podemos usar 5.58 e obteremos:

$$\left(\frac{1}{2}\right)R_b [Q^{-1}(BER)]^2 \geq (6.771,2) \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2}\right) \Delta\nu \quad (5.67)$$

Logo,

$$\Delta\nu \leq (7,384 \times 10^{-5}) R_b [Q^{-1}(BER)]^2 \left(\frac{4\eta^2}{1+4\eta^2}\right) \quad (5.68)$$

Considerando ainda 0,5dB de penalidade de potência devido ao travamento de fase imperfeito, temos:

$$\Delta\nu \leq (8,285 \times 10^{-5}) R_b [Q^{-1}(BER)]^2 \left(\frac{4\eta^2}{1+4\eta^2}\right) \quad (5.69)$$

Para uma $BER = 10^{-10}$ e $\eta = 0,7071$, temos:

$$\Delta\nu \leq 2,26 \times 10^{-3} R_b \quad (5.70)$$

Para $R_b = 100\text{Mbit/s}$, por exemplo, a largura espectral mínima do laser, necessária para o heterodinamento é de 226kHz. Isto é perfeitamente possível, pois larguras espectrais bem mais estreitas já foram conseguidas em laboratório [33]-[35].

5.10 CONCLUSÕES

Receptores Ópticos Coerentes BPSK Heteródinos usando modulação de portadora do tipo BPSK foram analisados. A estrutura escolhida é baseada em um DDL. Entretanto, como afirma Hodgkinson [24], os resultados obtidos para o DDL podem ser estendidos para outras estruturas, tais como, o *Loop* de Costas e o *Loop* quadrático. O desempenho do PLL foi analisado levando em consideração tanto o ruído de fase quanto o ruído balístico. Foi mostrado que, para um erro de fase menor que 10° , *loops* heteródinos de 2ª ordem precisam de uma potência de sinal(normalizada) de pelo menos $6.771,2\Delta v$ (elétrons/s) para um coeficiente de amortecimento muito grande ($\rightarrow \infty$), e de pelo menos $10.156\Delta v$ (elétrons/s) para $\eta = 0.7071$.

Se a eficiência quântica do detector for 1 e $\lambda = 1,5\mu\text{m}$ os números nos dariam $0,9\text{pW/kHz}$ para $\eta \rightarrow \infty$ e $1,35\text{pW/kHz}$ para $\eta = 0.7071$.

A largura espectral máxima para o heterodinamento é $2,26 \times 10^{-3}R_b$, onde R_b é a taxa de transmissão do sistema. Para comparação, sistemas BPSKs homódinos são bem menos tolerantes quanto ao ruído de fase, pois eles exigem uma largura espectral máxima de $3 \times 10^{-4}R_b$, como foi visto no capítulo anterior.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] D.J.Malyon *et al.*, "PSK Homodyne Receiver Sensitivity Measurement at 1500 nm", *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 144-146, 1983.
- [2] K.Emura *et al.*, "Novel Optical FSK Heterodyne Single Filter Detection Systems using a Directly Modulated DFB Laser Source", *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 1022- 1023, 1984.
- [3] T. G. Hodgkinson, "Receiver Analysis for Synchronous Coherent Optical Fiber Transmission Systems", *J. Lightwave Technol.*, vol. 5, nº 4, pp. 573-586, Abril 1987.
- [4] D. J. Maylon, "Digital Fiber Transmission Using Optical Homodyne Detection", *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 281-283, 1984.
- [5] R.W.Tkach *et al.*, "Phase Noise and Linewidth in an InGaAsP DFB Laser", *J. Lightwave Technol.*, vol.4, nº 11, pp. 1711-1716, Novembro 1986.
- [6] I.Garrett e G.Jacobsen, "Theoretical Analysis of Heterodyne Optical Receivers for Transmission Systems Using (Semiconductor) Lasers with Nonnegligible Linewidth", *J. Lightwave Technol.*, vol.4, nº 3, pp. 323-334, Março 1986.
- [7] Z.N.Brandão, "Ruído de Fase e Largura Espectral do Laser para um Sistema óptico Coerente com Detecção Síncrona", 11º SBT - Natal, RN, vol. 1, pp. 230-235, Setembro 1993.
- [8] K.Nosu, "Advanced Coherent Lightwave Technologies", *IEEE Comm. Mag.*, vol. 26, pp. 15-21, Fevereiro 1988.
- [9] R.A.Linke, "Optical Heterodyne Communications Systems", *IEEE Com. Mag.*, vol. 27, nº 10, pp. 36-41, Outubro 1989.
- [10] L.G.Kazovsky, "Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements for Optical PSK Heterodyne Communications Systems," *J. Lightwave Technol.*, vol 4, pp. 415-425, Abril 1986.

- [11] J. Salz, "Coherent Lightwave Communications", AT&T Technical Journal, vol.64, n° 10, pp. 2153-2209, Dezembro 1985.
- [12] L. L. Jeromin e V.W. S. Chan, "Modulation Design for Heterodyne Optical Communication System", Proc. IEEE Global Commun. Conf., 1983, pp.412-415.
- [13] G J.Foschini, L.J.Greenstein e G.Vannucci, "Noncoherent Detection of Coherent Lightwave Signals Corrupted by Phase Noise", IEEE Trans. on Communication., vol. COM-36, pp. 306-314, Março 1988.
- [14] L.G.Kazovsky, "Decision-Driven Phase-Locked Loop for Optical Homodyne Receivers: Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements", J. Lightwave Technol., vol. LT-3, n° 6, pp. 1238-1247, Dezembro 1985.
- [15] A. B. Carlson, Communication Systems, New York, McGraw-Hill, 1986.
- [16] Y.Yamamoto e T.Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission Systems,"IEEE J. Quantum Electronics., vol. 17, n° 6, pp. 919-935, Junho 1981.
- [17] P.B.Gallion e G.Debarge, "Quantum Phase Noise and Field Correlation in Single Frequency Semiconductor Laser Systems", J. Quantum Electronics, vol. 20, n° 4, pp. 343-349, Abril 1984.
- [18] T. Okoshi, "Recent Progress in Heterodyne/Coherent Optical Fiber Communications", Lightwave Technol., vol. LT-2, n° 4, pp. 341-346, Agosto 1984.
- [19] R. C. Hooper *et al.*, "Progress in Monomode Transmission Techniques in the United Kingdom, Lightwave Technol., vol. LT-1, n° 4, pp. 596-611, Dezembro 1986.
- [20] T. Okoshi e K. Kikuchi, "Heterodyne Type Optical Fiber Communications", J. Opt. Commun., vol. 2, n° 3, pp. 82-88, 1981.
- [21] K.Kikuchi, T.Okoshi, M.Nagamatsu e N.Henmi, "Degradation of Bit-Error Rate in Coherent Optical Communications due to Spectral Spread of the Transmitter and Local Oscillator", IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-2, pp. 1024-1033, Fevereiro 1984.

- [22] Y. Yamamoto, "Receiver Performance Evaluation of Various Digital Optical Modulation-Demodulation Systems in the 0.5-10 μ m Wavelength Region", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-16, n^o11, pp.1251-1259, Novembro 1980.
- [23] J.R.Barry e E.A.Lee, "Performance of Coherent Optical Receivers", Proceedings of the IEEE, vol. 78, n^o 8, Agosto 1990.
- [24] S.D.Personick, Optical Fiber Transmission Systems. Plenum Press, New York, 1981.
- [25] S.Norimatsu e K.Iwashita, "PLL Propagation Delay-Time Influence on Linewidth Requirements of Optical PSK Homodyne Detection", J. Lightwave Technol., vol. 9, n^o 10, pp. 1367-1375, Outubro 1991.
- [26] S.Norimatsu e K.Iwashita, "Linewidth Requirements for Optical Synchronous Detection Systems with Nonnegligible Loop Delay Time", J. Lightwave Technol., vol. 10, n^o 3, pp. 341-349, Março 1992.
- [27] M.A.Grant, W.C.Michie e M J Fletcher, "The Performance of Optical Phase-Locked Loops in the Presence of Nonnegligible Loop Propagation Delay", J. Lightwave Technol., vol. LT-5, n^o 4, pp. 592-597, Abril 1987.
- [28] F. M. Gardner, Phaselock Techniques, 2^a ed., Wiley, New York, 1979.
- [29] J. J. Spilker Jr., Digital Communications by Satellite, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1977.
- [30] I. S. Gradshtein e I. M. Ryzhik, Table of Integrals, Series, and Products. Orlando, ACADEMIC PRESS, 1980.
- [31] S. Norimatsu e K. Iwashita, "Damping Factor Influence on Linewidth Requirements for Optical PSK Coherent Detection Systems", J. Lightwave Technol., vol. 11, n^o 7, pp. 1226-1233, Julho 1993.
- [32] V. K. Prabhu, "PSK Performance With Imperfect Carrier Phase Recovery", IEEE Trans.on Aerospace and Electron. Systems, vol. AES-12, n^o 2, pp. 275-285, Março 1976.

- [33] M. R. Matthews, K. H. Cameron, R. Waytt, e J. Devlin, "Packaged Frequency-Stable Tunable 20-kHz Linewidth 1.5- μ m InGaAsP External Cavity Laser", *Electron. Lett.*, vol. 21, n° 3, pp. 113-115, Janeiro 1985.
- [34] R. Waytt e W. J. Devlin, "10-kHz Linewidth 1.5- μ m InGaAsP External Cavity Laser With 55-nm Tuning Range", *Electron. Lett.*, vol. 19, n° 3, pp. 110-112, Fevereiro 1983.
- [35] I. D. Henning *et al.*, "Measurements of the Linewidth of Ridge-Guide DFB Lasers", *Electron. Lett.*, vol. 20, n° 21, pp. 885-887, Outubro 1984.
- [36] L.G.Kazovsky, "Impact of Laser Phase Noise on Optical Heterodyne Communications Systems", *J. Opt. Commun.*, vol. 7, n° 1, Março 1986.
- [37] R. M. Gagliardi e S. Karp, *Optical Communications*. Wiley, New York, 1976.
- [38] G.J.Foschini, L.J.Greenstein, e G.Vannucci, "Noncoherent Detection of Coherent Lightwave Signals Corrupted by Phase Noise", *IEEE Trans. on Communications*, vol.36, pp. 306-314, Março 1988.
- [39] S.Saito, Y.Yamamoto e T.Kimura, "S/N and Error Rate Evaluation for an Optical FSK-Heterodyne Detection System using Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. QE-19, pp. 180-193, Fevereiro 1983.
- [40] E.A.Lee e D.G.Messerschmitt, *Digital Communication*, Kluwer Academic, Dordrecht, 1988.
- [41] J. G. Proakis, *Digital Communications*, McGraw-Hill, 2ª Ed., New York, 1989.
- [42] K.Kikuchi, T.Okoshi, M.Nagamatsu e N.Henmi, "Bit-Error Rate of PSK Heterodyne Optical Communication System and Its Degradation due to Spectral Spread of Transmitter and Local Oscillator", *Electron. Lett.*, vol. 19, pp.417-418, 1983.
- [43] G.Jacobsen e I.Garrett, "Error Rate Floor in Optical ASK Heterodyne Systems Caused By Nonzero (Semiconductor) Linewidth", *Electron. Lett.*, vol. 21, Março 1985.

CAPÍTULO 6

TÉCNICAS PARA SINCRONIZAÇÃO DE PORTADORA COM DETECÇÃO HOMÓDINA E HETERÓDINA USANDO BPSK E QPSK: ANÁLISE E SIMULAÇÃO

RESUMO

Neste Capítulo são apresentados resultados analíticos e de simulações para três técnicas de sincronização de portadora óptica. São considerados os modelos dos receptores PSK binários homódino e heteródino vistos nos Capítulos 4 e 5. Um modelo para a técnica QPSK (*Quadrature-Phase-Shift Keying*) é também apresentado. Os resultados de simulações restringem-se aos *loops* quadrático e de quarta-potência. Tais resultados são comparados a resultados analíticos e experimentais encontrados na literatura. São otimizadas a frequência natural de cada *loop*, e especificada a largura espectral do laser necessária em cada caso. Os modelos incluem ruído balístico, ruído de fase e atraso de propagação no PLL. É descrito um método simples e preciso para a estimação da largura espectral necessária, bem como a frequência natural otimizada do *loop*, para o caso de um atraso de propagação significativo.

6.1 INTRODUÇÃO

Os receptores usando detecção coerente homódina e modulação PSK binária (BPSK) apresentam o melhor desempenho em termos de sensibilidade. Sistemas BPSK heteródinos síncronos possuem sensibilidades superiores às conseguidas com BPSK diferencial (DBPSK) [1] - [4]. Entretanto, sistemas com detecção síncrona são bastante

sensíveis a perturbações na fase do sinal. Trabalhos experimentais recentes [6] - [10], utilizando BPSK e diodos lasers de cavidade externa, demonstram que as larguras espectrais conseguidas já são suficientemente estreitas para possibilitar aplicações práticas destas tecnologias. Do ponto de vista da eficiência espectral (dada em bits/seg./Hz), as técnicas QPSK e MSK (*Minimum Shift Keying*) oferecem maiores vazões do que as técnicas BPSK. Isto pode ser muito importante quando a largura de faixa elétrica do transmissor e/ou receptor torna-se um fator limitante para certas aplicações.

As derivações dos parâmetros de desempenho das malhas de recuperação de portadora mostradas nos Capítulos anteriores, admitiam a inexistência de atraso de propagação no *loop*. Entretanto, os efeitos desse atraso no desempenho do *loop* têm sido objeto de alguns estudos [11] - [15]. Observa-se que atrasos com durações superiores ao intervalo de sinalização, T , não podem ser desprezados [16].

Nas seções seguintes nós demonstramos que, para aplicações usando elevadas taxas de transmissão, a largura espectral do laser fica condicionada ao atraso de propagação no *loop*.

6.2 MODELO LINEARIZADO COMUM PARA O PLL

Nesta seção faz-se uma analogia entre os *loops* DDL (controlado pelo bit detectado) e o quadrático. O DDL possui alguns variantes, quais sejam: analógico, discretizado e o *loop* de Costas [17]. Um modelo linearizado para todos estes PLLs é visto na Figura 6.1.

A fase de controle ψ é comparada com a fase de entrada ϕ , e então o ruído branco $\omega(t)$ com PSD

$$S_{\omega}(\omega) = \frac{T}{M} \quad (6.1)$$

é adicionado. O resultado é atrasado por τ segundos, que é o atraso total do *loop* incluindo outros atrasos presentes no circuito de retroalimentação. A saída do defasador é passada através do filtro do *loop* e integrada, gerando $\psi(t)$.

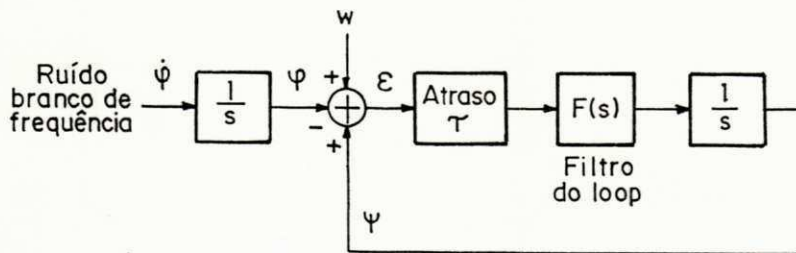


Fig.6.1 - Modelo linearizado para PLLs ópticos

Este modelo linear é idêntico aos modelos lineares vistos nas Figuras 4.2 e 5.2 para DDLs, e pode ser estendido tanto para o *loop* de Costas [13] - [15], quanto para o *loop* quadrático [17, pg. 302]. Os resultados aqui apresentados aplicam os desenvolvimentos dos Capítulos 4 e 5 para receptores PSK homódinos e heteródinos, e também para receptores usando modulação QPSK. Os DDLs e o *loop* quadrático diferem apenas pelo fator de ruído, como mostrado no Apêndice B.

O ruído de fase $\varphi(t)$ foi modelado como um processo de Wiener-Lévy [25 pp. 292, 436 e 502] com parâmetro $2\pi\Delta\nu$, onde $\Delta\nu$ é a largura espectral do laser, de tal forma que a derivada $\dot{\varphi}(t)$ é um processo aleatório Gaussiano branco com $\text{PSD} = 2\pi\Delta\nu$. Isto é mostrado na Figura 6.1, onde $\varphi(t)$ é a saída de um integrador cuja entrada, $\dot{\varphi}(t)$, é um ruído

Gaussiano branco com $\text{PSD} = 2\pi\Delta v$. Usa-se um filtro ativo de primeira ordem (Figura 4.5), com função de transferência dada por:

$$F(s) = \frac{s\tau_2 + 1}{s\tau_1} \quad (6.2)$$

Sabendo-se que a frequência natural do *loop* é dada por:

$$\omega_n = \sqrt{G/\tau_1} \quad \text{rad/secs.} \quad (6.3)$$

onde G é o ganho, e que o coeficiente de amortecimento da malha, η , é dado por:

$$\eta = \frac{\tau_2 \omega_n}{2} \quad (6.4)$$

a função de transferência pode ser reescrita assim:

$$F(s) = 2\eta\omega_n + \frac{\omega_n^2}{s} \quad (6.5)$$

O principal parâmetro para se avaliar o desempenho de uma malha de recuperação de portadora é a variância total do erro de fase em regime permanente, σ^2 . Esta variância é minimizada quando a frequência natural da malha é otimizada.

6.3 OTIMIZAÇÃO DO LOOP

Pelas equações (6.3) e (6.4) vê-se que, uma vez escolhidos η e G , o filtro do *loop* ficará completamente especificado por ω_n . Como será mostrado adiante, a variância do erro de fase em regime permanente pode ser minimizada escolhendo-se uma frequência natural

ótima para a malha. Outros parâmetros do PLL como a *pull-in range* (máximo desvio de frequência, além do qual não haverá travamento), e a *hold-in range* (máximo desvio de frequência para o qual a malha ainda será capaz de manter o travamento), não são discutidos aqui. Análises completas para diversos tipos de PLLs podem ser encontradas na literatura [17]-[18], [28]-[30].

6.3.1 PARA O RECEPTOR BPSK HOMÓDINO

A variância total do erro de fase, σ^2 , para o BPSK homódino é dada pela soma das variâncias do ruído de fase (eq. 4.19) e do ruído balístico (eq. 4.27):

$$\sigma^2 = \sigma_{PN}^2 + \sigma_{SN}^2 = \frac{\Delta\nu}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{1-H(f)}{f} \right|^2 df + \frac{q}{4RkP_s} \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 df \quad (6.6)$$

onde $H(f)$ é a função de transferência da malha, R é a responsividade do fotodetector, k é o fator de divisão do híbrido P_s é a potência do sinal óptico recebido e q é a carga do elétron.

A função de transferência é dada por:

$$H(f) = \frac{G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{(-j2\pi\tau)}}{1 + G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{(-j2\pi\tau)}} \quad (6.7)$$

Esta expressão pode ser reescrita em função dos fatores de expansão da largura de faixa, $\Gamma_{PN}(\omega_n \tau)$ e $\Gamma_{SN}(\omega_n \tau)$, que representam os aumentos nas variâncias devido ao atraso de propagação não nulo do *loop*. Estas funções são definidas por:

$$\Gamma_{PN}(\omega_n \tau) = \frac{2\eta\omega_n}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |j\omega + e^{-j\omega\tau} F(\omega)|^{-2} d\omega \quad (6.8)$$

e

$$\Gamma_{SN}(\omega_n \tau) = \frac{2\eta}{\pi(1+4\eta^2)\omega_n} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{F(\omega)}{j\omega + e^{-j\omega\tau} F(\omega)} \right|^2 d\omega \quad (6.9)$$

que são unitários para $\tau = 0$. Esta notação enfatiza o fato de que estas funções só dependem dos fatores ω_n e τ através do produto $\omega_n \tau$.

Sabendo-se que $M = \frac{RP_s T}{q}$, e substituindo (6.7) em (6.6), temos:

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & \frac{\Delta v}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| f \left[1 + G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{(-j\pi f \tau)} \right] \right|^{-2} df + \\ & + \frac{T\xi}{4kM} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{(-j\pi f \tau)}}{1 + G(j2\pi f)^{-1} F(f) e^{(-j\pi f \tau)}} \right|^2 df \end{aligned} \quad (6.10)$$

Substituindo-se (6.8) e (6.9) em (6.10), com $\omega = 2\pi f$, temos:

$$\sigma^2 = \frac{\pi\Delta v}{2\eta\omega_n} \Gamma_{PN}(\omega_n \tau) + \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta} \right) \frac{\omega_n T\xi}{2kM} \Gamma_{SN}(\omega_n \tau) \quad (6.11)$$

onde ξ é o fator de ruído para cada tipo de *loop*.

6.3.1.1 QUANDO O ATRASO É NULO, $\tau = 0$

Quando o tempo de propagação é nulo, $\Gamma_{PV}(0) = \Gamma_{SV}(0) = 1$, a frequência natural otimizada da malha reduz-se a:

$$\omega_{n,ot} \cdot T = \sqrt{\frac{4}{(1+4\eta^2)} \cdot \frac{\pi\Delta\nu kM T}{\xi}} \equiv \beta_0 \quad \text{para, BPSK homódino} \quad (6.12)$$

Esta frequência natural minimiza a variância. Logo, substituindo (6.12) em (6.11), encontra-se:

$$\sigma_{min}^2 = \sqrt{\left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2}\right) \frac{\pi\Delta\nu T \xi}{kM}} \quad (6.13)$$

A partir desta expressão podemos encontrar a largura espectral do laser. Como $\sigma^2 < \sigma_{max}^2$, temos:

$$\sigma_{max}^4 > \left[\frac{\pi \cdot \Delta\nu \cdot T \cdot \xi}{kM} \right] \cdot \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) \Leftrightarrow \Delta\nu \cdot T < \frac{\sigma_{max}^4 \cdot kM}{\pi\xi} \cdot \left(\frac{4\eta^2}{1+4\eta^2} \right) \equiv \alpha_0 \quad (6.14)$$

Os resultados obtidos por Prabhu[20], como foi admitido anteriormente na seção 4.7, serão usados para a obtenção da largura espectral mínima do laser. Para o homodinamento, uma penalidade de potência de 0,5dB é provocada por um erro de fase de 9,945°. Se considerarmos uma penalidade total de 1dB, os 0,5dB de penalidade restantes devem ser atribuídos ao fator de divisão de potência do híbrido, k. Neste caso $k = 0,10875$.

6.3.1.2 ATRASOS SIGNIFICANTES, $\tau > 0$.

Não existe nenhuma expressão para os fatores de expansão da largura de faixa Γ_{PN} e Γ_{SN} , para quando $\tau > 0$, e desta forma faz-se necessário a utilização de técnicas numéricas para o cálculo da frequência natural. Uma solução analítica aproximada pode ser conseguida através do método de aproximação de Padé [22]. Uma avaliação das expressões (6.8) e (6.9) foi feita com as aproximações de 1ª e 2ª ordens, para e^{-a} . Estas aproximações são dadas por:

$$e^{-a} \approx \frac{1 - \frac{1}{2}a}{1 + \frac{1}{2}a} \quad \text{e} \quad e^{-a} \approx \frac{12 - 6a + a^2}{12 + 6a + a^2} \quad (6.15)$$

para as aproximações de 1ª e 2ª ordem, respectivamente.

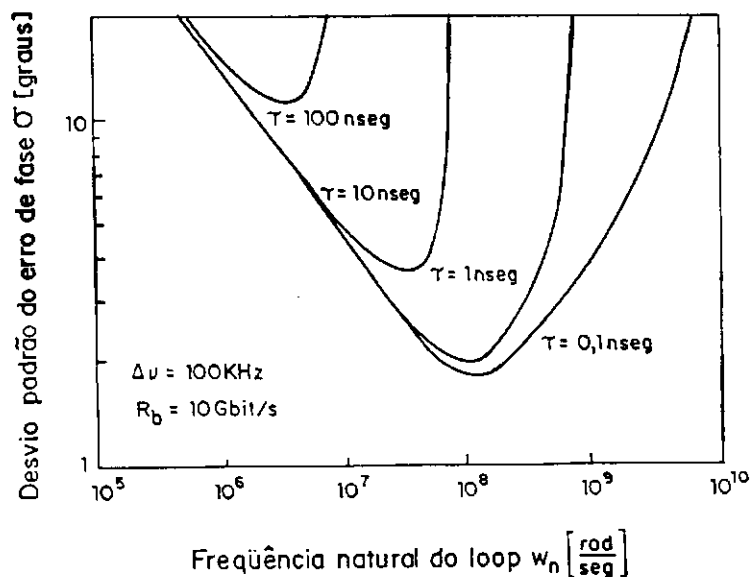


Fig. 6.2 - Desvio Padrão do Erro de Fase, σ , versus a frequência Natural do loop, w_n , para vários, τ

Substituindo estas expressões com e^{-st} , nas equações (6.8) e (6.9), teremos:

$$\sigma^2 = \frac{\pi \Delta \nu \tau_2}{2} \cdot \frac{36 + 36y - 30y^2 + 6y^3 - y^4}{36 - 72y + 6y^2 - y^4} + \frac{3\xi}{8Mk\tau_2} \cdot \frac{36 + 12y - 18y^2 + 6y^3 - y^4}{36 - 72y + 6y^2 - y^4} \quad (6.16)$$

onde y é definido como:

$$y \equiv \frac{\tau}{\tau_2} \quad (6.17)$$

Na figura 6.2 o desvio padrão do erro de fase, σ , é apresentado em função de ω_m , para vários valores de τ . Pode-se perceber que quanto menor o atraso de propagação, mais o erro de fase permitido diminui. Um tempo de propagação máximo, por exemplo, para que o desvio padrão não ultrapasse os 10° seria 100nseg.

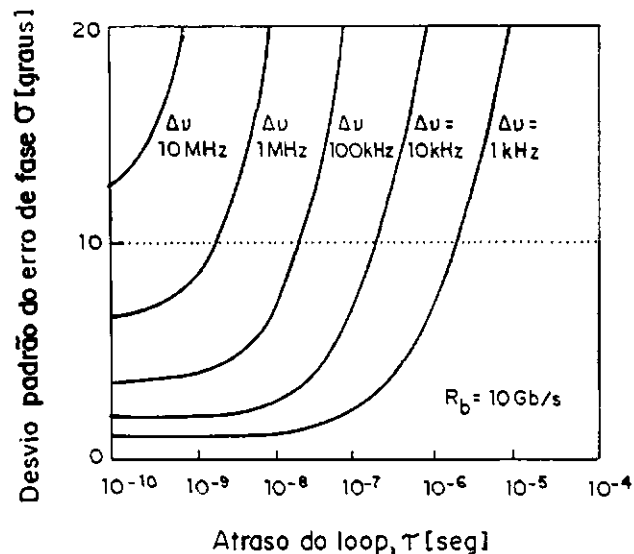


Fig. 6.3 - Desvio Padrão do Erro de Fase (minimizado), σ_{\min} , para várias $\Delta \nu$, versos τ .

O desvio padrão minimizado do erro de fase, em função do tempo de propagação, τ , é mostrado na figura 6.3 para várias larguras espectrais. Vê-se que σ aumenta gradualmente ao se aumentar o tempo de propagação, e a largura espectral do laser.

A frequência natural otimizada do *loop*, ω_n , diminui quando o tempo de propagação do *loop* aumenta. Este efeito pode ser visualizado na figura 6.4. A ω_n que minimiza o desvio padrão se aproxima de $0,34/\tau$, para grandes atrasos. Estas aproximações foram obtidas usando-se o método de Padé. A variância do erro de fase calculada através deste método, possui um erro aproximado de 0,4%, com relação à dada na equação (6.6) [13].

Ainda da observação da figura 6.3, percebe-se a importância de se considerar o tempo de propagação de *loop*, quando se está otimizando a frequência natural. Ao se desprezar o atraso pode-se superestimar a frequência natural em até 24% para uma $\Delta\nu T = 10^{-4}$.

6.3.1.3 ATRASOS MUITO GRANDES, $\tau \gg T$

O tempo de propagação para *loops* DDL é, em geral, igual ao intervalo de símbolo, T . Para sistemas com altas taxas de dados, entretanto, é provável que este intervalo de um símbolo seja desprezível, quando comparado ao tempo de processamento. Por esta razão, consideraremos agora o problema de otimização do *loop* para atrasos grandes, ou seja, $\tau \gg 1/R_b$.

Quando $\tau = 0$, o ruído balístico e o ruído de fase contribuem igualmente para a variância total do erro de fase, e assim os dois termos da equação (6.11) têm pesos iguais. Quando $\tau > 0$, entretanto, isto não é verdadeiro. Existem duas razões para isto: primeiro, a frequência natural otimizada $\omega_{n,op}$ diminui quando τ aumenta, como pode ser observado na

$$\omega_n \tau = 0,34 \equiv \beta_1 \quad (6.19)$$

Substituindo a equação (6.19) em (6.18) teremos:

$$\sigma_{\min}^2 \rightarrow \frac{\pi \cdot \Delta v \tau}{2 \eta} \cdot \frac{\Gamma_{PN}(\omega_n \tau)}{\omega_n \tau} \quad (6.20)$$

onde:

$$\Gamma_{PN}(\beta_1) \approx 2,26 \quad \text{para } \beta_1 = 0,34 \quad (6.21)$$

Como $\sigma < \sigma_{\max}$, temos:

$$\Delta v \cdot \tau < \frac{2 \eta \sigma_{\max}^2}{\pi} \cdot \frac{\beta_1}{\Gamma_{PN}(\beta_1)} \equiv \alpha_1 \quad (6.22)$$

que é a largura espectral normalizada para $\tau \gg T$. A variância máxima ocorre quando $\sigma = 9.945^\circ$ (com uma penalidade de potência de 0,5dB para a variância), e β_1 é igual a 0,34 para este caso. Assim, a largura espectral dependerá somente de τ , quando $\tau \gg T$.

6.3.2 OTIMIZAÇÃO PARA RECEPTOR BPSK HETERÓDINO

Analogamente à seção anterior, a frequência natural será otimizada de forma a minimizar a variância do erro de fase do *loop* em regime permanente, para o receptor BPSK heteródino.

A variância total do erro de fase é dada pela soma das contribuições devido aos ruídos balístico e de fase, como é mostrado na equação (5.50), ou seja:

$$\sigma^2 = \sigma_{PN}^2 + \sigma_{SN}^2 \quad (6.23)$$

Substituindo as expressões gerais para σ_{PN}^2 e σ_{SN}^2 , que são dadas por (5.34) e (5.43), temos:

$$\sigma^2 = \frac{\Delta v}{2\pi} \int_{-\tau}^{\infty} \left| \frac{1-H(f)}{f} \right|^2 df + \frac{q}{2RP_s} \int_{-\tau}^{\infty} |H(f)|^2 df \quad (6.24)$$

onde $H(f)$ é função de transferência de malha fechada. Sabendo-se que $\omega=2\pi f$ e fazendo a substituição das equações (6.7), (6.8) e (6.9) na equação (6.23), temos:

$$\sigma^2 = \frac{\pi\Delta v}{2\eta\omega_n} \cdot \Gamma_{PN}(\omega_n \tau) + \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta} \right) \frac{\omega_n T \xi}{M} \cdot \Gamma_{SN}(\omega_n \tau) \quad (6.25)$$

onde ξ é o fator de ruído que multiplica a PSD do ruído balístico e se deve ao tipo de *loop* que está sendo utilizado(veja Apêndice B), ω_n é a frequência natural do *loop*, $M \equiv RP_s T/q$, é o número de fótons detectados por símbolo, $\Gamma_{PN}(\omega_n \tau)$ e $\Gamma_{SN}(\omega_n \tau)$ são as funções gama dos ruídos de fase e balístico, e são conhecidas como os fatores de expansão da largura de faixa do *loop* (equações (6.8) e (6.9)). A função gama é uma integral definida dada por[37 - pg.337]:

$$\Gamma(n) = \int_0^{\infty} x^{n-1} e^{-x} dx = \int_0^1 \left(\log \frac{1}{x} \right)^{n-1} dx = \frac{1}{n} \prod_{m=1}^{\infty} \frac{\left(1 + \frac{1}{m} \right)^n}{1 + \frac{n}{m}} \quad \text{para } n \neq 0, -1, -2, -3, \dots \quad (6.26)$$

6.3.2.1 QUANDO O ATRASO É NULO, $\tau = 0$.

Quando o tempo de propagação do *loop* é considerado nulo, das equações (6.8) e (6.9) tem-se que $\Gamma_{PN}(0) = \Gamma_{SN}(0) = 1$, e a frequência natural otimizada do *loop* é dada pela primeira derivada da equação (6.24) quando a variância é mínima, ou seja:

$$-\frac{\pi\Delta\nu}{2\eta\omega_{n.ot.}^2} + \frac{T\xi}{M} \cdot \left(\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right) = 0 \quad (6.27)$$

$$\Rightarrow \omega_{n.ot.} T = \sqrt{\left(\frac{2}{1+4\eta^2} \right) \cdot \frac{\pi\Delta\nu TM}{\xi}} \equiv \beta_0 \quad \text{para BPSK heteródino}$$

A expressão (6.27) tanto é válida para o BPSK heteródino quanto para o QPSK, onde ξ é o fator de ruído para o tipo de *loop* utilizado. A variância mínima do erro de fase pode então ser obtida pela substituição de (6.27) em (6.25), ou seja:

$$\sigma_{\min}^2 = \sqrt{\left[\frac{1+4\eta^2}{4\eta^2} \right] \frac{2\pi\Delta\nu T\xi}{M}} \quad (6.28)$$

A largura espectral do laser, necessária para o heterodinamento pode então ser encontrada, pois $\sigma < \sigma_{\max}$,

$$\Delta\nu T < \frac{\sigma_{\max}^4 \cdot M}{2\pi\xi} \cdot \left[\frac{4\eta^2}{1+4\eta^2} \right] \equiv \alpha_0 \quad (6.29).$$

6.3.2.2 ATRASOS SIGNIFICANTES, $\tau > 0$.

Considerando-se o coeficiente de amortecimento $\eta = 1/\sqrt{2}$ as integrais em (6.24) podem ser obtidas através da aproximação de 2ª ordem de Padé[22], assim

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{1-H(f)}{f} \right|^2 df = \frac{36+36y-30y^2+6y^3-y^4}{36-72y+6y^2-y^4} \cdot \pi^2 \tau_2 \quad (6.30)$$

e,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 df = \frac{36+12y-18y^2+6y^3-y^4}{36-72y+6y^2-y^4} \cdot \frac{3}{2\tau_2} \quad (6.31)$$

onde y foi definido na equação (6.17) e τ_2 é um parâmetro do projeto do filtro e está definida na equação (6.34). Esta expressão tem precisão de 0,4% para y menor que 0,495, como observado experimentalmente por Norimatsu *et. al.*[13].

A variância do erro de fase para um tempo de propagação maior que zero seria então,

$$\sigma^2 = \frac{\pi \Delta \nu \tau_2}{2} \cdot \frac{36+36y-30y^2+6y^3-y^4}{36-72y+6y^2-y^4} + \frac{3\xi}{4M\tau_2} \cdot \frac{36+12y-18y^2+6y^3-y^4}{36-72y+6y^2-y^4} \quad (6.33)$$

Esta expressão é válida tanto para o BPSK heteródino quanto para o QPSK(homódino ou heteródino). Para um τ_2 definido como[18]:

$$\tau_2 \equiv \frac{\sqrt{2}}{\omega_n} \quad (6.34)$$

e substituindo (6.17) em (6.34) pode-se perceber que a aproximação de Padé de 2ª ordem nos fornece $\omega_n \tau \leq 0,7$, que é uma boa aproximação, pois segundo Grant[11], para a garantia da estabilidade do *loop* $\omega_n \tau < 0,736$, onde o coeficiente de amortecimento foi considerado como $\eta = 1/\sqrt{2}$.

6.3.2.3 ATRASOS MUITO GRANDES, $\tau \gg T$

Em uma condição limite, onde o atraso $\tau \gg 1/R_b$, o termo relativo ao ruído balístico em (6.25) pode ser desprezado e então,

$$\sigma_{\min}^2 \rightarrow \frac{\pi \tau \Delta v}{2 \eta} \cdot \frac{\Gamma_{PN}(\omega_n \tau)}{\omega_n \tau} \quad (6.35)$$

Fazendo $\beta_1 \equiv \omega_n \tau$, a largura espectral máxima torna-se,

$$\Delta v \cdot \tau < \frac{2 \eta \sigma_{\max}^2}{\pi} \cdot \left(\frac{\beta_1}{\Gamma_{PN}(\beta_1)} \right) \equiv \alpha_1 \quad (6.36).$$

6.4 RESULTADOS DA ANÁLISE

A taxa de erro de bit (BER) para um enlace óptico ideal, BPSK homódino, limitado pelo ruído balístico foi dada na equação (4.13), para k pequeno:

$$BER = Q[\sqrt{4M}] \quad \text{para o BPSK homódino} \quad (6.37)$$

Para um BPSK ideal, como visto na equação (5.23) é,

$$BER = Q\left[\sqrt{2M}\right] \quad \text{para o BPSK heteródino} \quad (6.38)$$

e para o QPSK, tanto homódino quanto heteródino [20] é,

$$BER = Q\left[\sqrt{M}\right] \quad \text{para o QPSK} \quad (6.39)$$

Destas equações, considerando uma BER de 10^{-9} , as seguintes sensitividades são encontradas no limite quântico:

- 1) Caso 1 (BPSK homódino) - $M = 9$ fótons/bit (ou 18 fótons/símbolo)
- 2) Caso 2 (BPSK heteródino) - $M = 18$ fótons/bit (ou 36 fótons/símbolo)
- 3) Caso 3 (QPSK) - $M = 18$ fótons/bit (ou 36 fótons/símbolo).

Se considerarmos 1dB de penalidade de potência além do limite quântico, o que nos impõe uma BER = 10^{-10} , teremos:

- 1) Caso 1 (BPSK homódino): $M \cong 11,33$ fótons/bit (ou 22,66 fótons/símbolo)
- 2) Caso 2 (BPSK heteródino): $M \cong 22,66$ fótons/bit (ou 45,32 fótons/símbolo)
- 3) Caso 3 (QPSK): $M \cong 22,66$ fótons/bit (ou 45,32 fótons/símbolo).

Assim, ao considerarmos 1dB de penalidade de potência, podemos destinar 0,5dB para o erro de fase e 0,5dB para outras falhas no sistema. Durante o projeto do PLL, deve-se considerar o desvio padrão máximo do erro de fase em regime permanente para a penalidade fixada. No Caso 1 (BPSK homódino), $\sigma < 9,945^\circ$. No Caso 2, $\sigma < 10,84^\circ$ e $\sigma <$

para o *loop* de 4ª potência é $W = 3$, que com $M = 45,32$ nos fornece $\xi = \xi(M, W) = 0,552$ (Apêndice B).

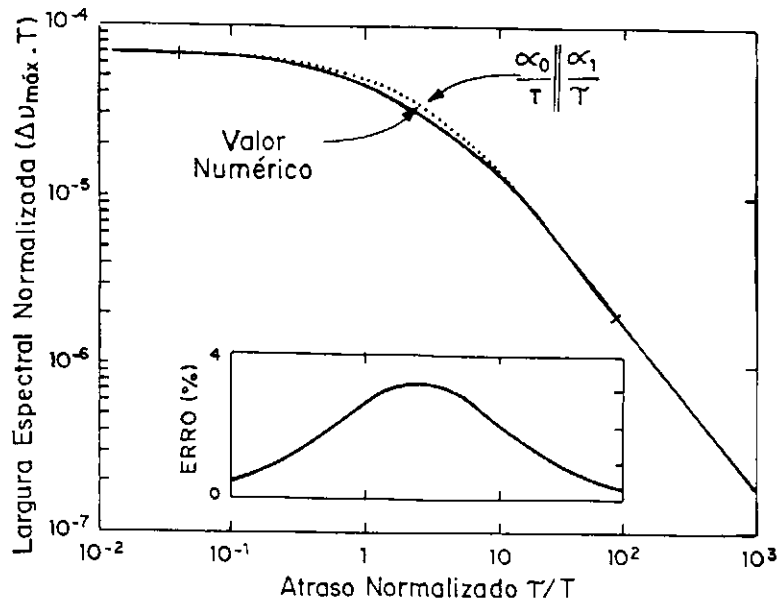


Fig. 6.5 - Efeito do tempo de propagação na largura espectral do laser ($\xi = 1/2$) em um QPSK. O quadro interno mostra o percentual de erro devido a aproximação da $\Delta\nu_{\text{máx}}$

Na figura 6.6 a largura espectral normalizada para vários atrasos de propagação do *loop* é mostrada para os vários sistemas síncronos em estudo. Uma comparação pode ser feita verificando-se que o QPSK exige lasers com larguras espectrais muitíssimo estreitas. Como foi previsto, o atraso de propagação do *loop* não pode ser desprezado para sistemas com taxas de transmissão altas. A partir da estimativa deste atraso é que a largura espectral máxima do laser pode ser encontrada e a frequência natural do *loop* obtida.

Os efeitos do aumento do tempo de propagação na largura espectral do laser são ilustrados. A máxima $\Delta\nu$ permitida versus o atraso normalizado, τ/T , é apresentada para os valores teóricos com os dados das equações (6.14) e (6.29). A frequência natural do *loop* foi otimizada para cada ponto da curva. Desta figura podemos ver ainda que a largura

espectral necessária para $\tau = 0$ é $\Delta\nu_{max} = \alpha_0/T$, como visto nas equações (6.14) e (6.29) e quando $\tau \gg 1/R_b$, a $\Delta\nu_{max} = \alpha_1/\tau$, como mostrado em (6.22) e (6.36).

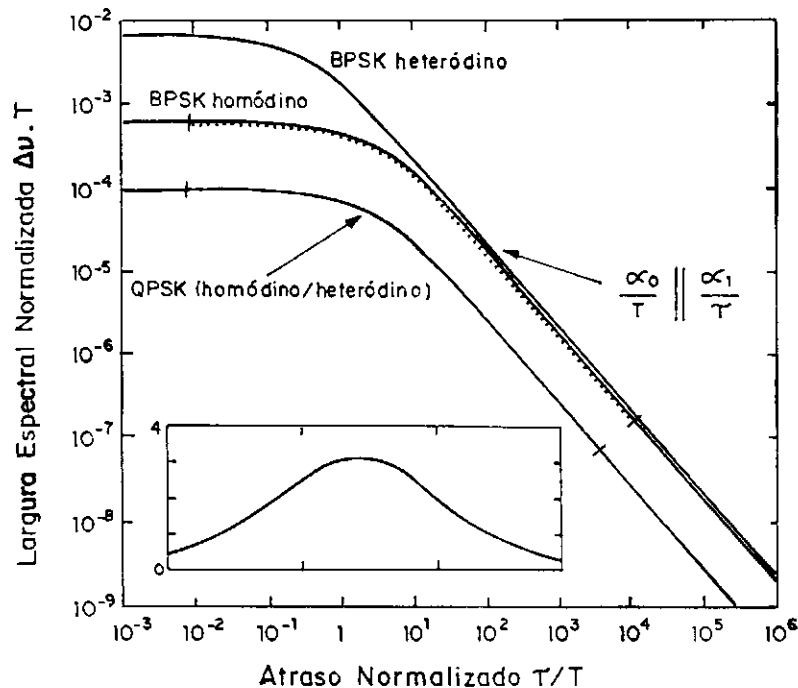


Fig. 6.6 - Tempo de Propagação do PLL pela largura espectral do laser com uma penalidade de 1.dB. O quadro interno mostra o percentual de erro devido à aproximação.

A largura espectral para quaisquer atrasos, ou seja, atrasos intermediários entre os valores máximo e mínimo, não pode ser expressa numa fórmula. Ela tem que ser obtida numericamente! Uma aproximação foi obtida por Barry *et. al.*[15] para o QPSK. Esta aproximação possui uma boa precisão, com um erro máximo de 3,2% para $\tau \approx 2,6T$, e é dada por:

$$\Delta\nu_{max} \approx \frac{\alpha_0}{T} \parallel \frac{\alpha_1}{\tau} = \frac{(\alpha_0/T) \cdot (\alpha_1/\tau)}{(\alpha_0/T) + (\alpha_1/\tau)} \quad (6.40)$$

onde,

$$a \parallel b = \frac{ab}{(a+b)} \quad \text{é uma adição paralela} \quad (6.41)$$

Esta aproximação é mostrada como uma linha pontilhada nas curvas da figura 6.5 e pode ser estendida diretamente para o caso BPSK heteródino através das expressões (6.29) e (6.36). Para o BPSK homódino foi verificado que o erro máximo fica em torno de $\tau \approx 3,5T$. Este erro percentual é ilustrado no quadro inserido nas figuras 6.5 e 6.6. Ela é assintoticamente precisa nos extremos quando $\tau \rightarrow 0$ ou $\tau \rightarrow \infty$.

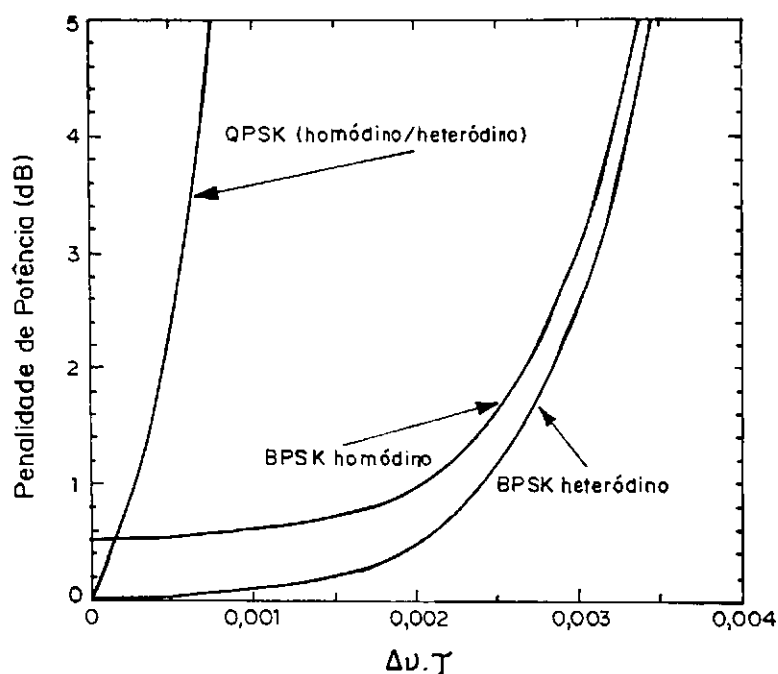


Fig. 6.7 - Variação da Penalidade de Potência com relação à largura espectral, considerando o atraso no LOOP.

Uma expressão análoga foi também obtida para a frequência natural otimizada do loop, $\omega_{n,oi}$. Quando $\tau = 0$, das equações (6.12) e (6.27) temos que $\omega_{n,oi} = \beta_0/T$ e quando τ

$\gg T$ de (6.19) temos que $\omega_{n.ot} = \beta_1/\tau$, tanto para o BPSK quanto para o QPSK. Assim a aproximação, que é válida para todos os atrasos, é dada por:

$$\omega_{n.ot} \approx \frac{\beta_0}{T} \parallel \frac{\beta_1}{\tau} = \frac{(\beta_0/T) \cdot (\beta_1/\tau)}{(\beta_0/T) + (\beta_1/\tau)} \quad (6.42)$$

Estas aproximações serão usadas nas simulações dos *loops* quadrático e de 4ª potência que serão apresentados na próxima seção. O erro se aproxima de zero quando $\tau \rightarrow 0$ ou $\tau \rightarrow \infty$, e atinge o máximo de 4,3% quando $\tau \approx 2,5T$.

Todos os valores teóricos obtidos aqui consideram uma penalidade de potência de 1dB. Variando-se a penalidade de potência, os valores de $\Delta\nu\tau$ também variam, como mostra a figura 6.7. Desta figura nós podemos obter a largura espectral necessária para outras penalidades de potência.

6.5 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO

Para testar a validade das análises e aproximações feitas neste trabalho, foram feitas simulações para os *loops* quadrático e de 4ª potência, usando o modelo linearizado para o PLL apresentado na figura 6.1.

6.5.1 O LOOP QUADRÁTICO

Um modelo linearizado para um *loop* quadrático é apresentado na figura 6.8. Este modelo é válido tanto para o BPSK homódino quanto heteródino. No caso homódino o

VCO é um oscilador local à laser. No caso heteródino o VCO é eletrônico e a diferença das frequências de entrada e do VCO é $\omega_{IF} > 0$.

Este modelo complexo simplifica tanto a análise quanto a simulação do *loop* e usa uma aproximação semelhante à usada por Spilker[17]. Todos os resultados analíticos obtidos a partir deste modelo linearizado foram vistos nas seções 6.3 e 6.4, e comparados aos resultados para outros *loops*, como o DDL e o *loop* de Costas.

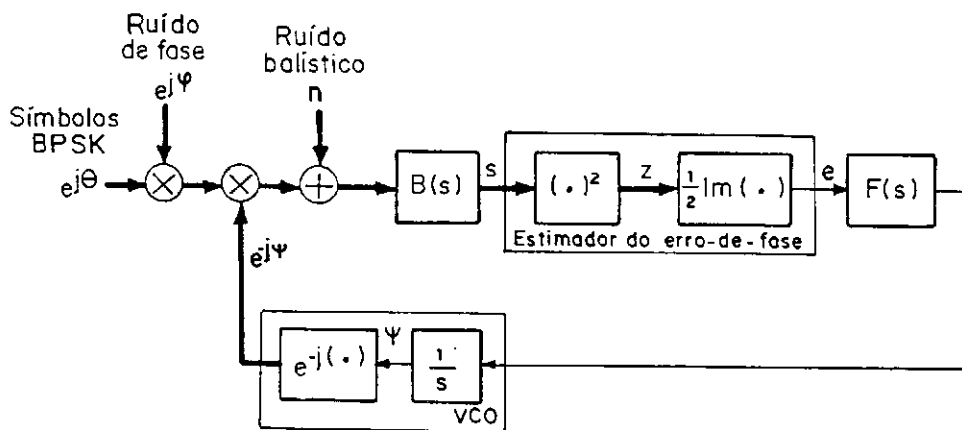


Fig. 6.8 - Modelo Complexo linearizado para o loop quadrático

Suponha que a largura de faixa do filtro passa-baixas seja grande o suficiente, de modo que o sinal com ruído de fase não sofra distorção ao passar pelo mesmo. A entrada do dispositivo de lei quadrática é então: $s(t) = x(t) + y(t)$, onde $x(t)$ é o sinal com ruído de fase sem distorção, e $y(t)$ é o ruído balístico filtrado. O sinal $x(t)$ é dado por:

$$x(t) = e^{j(\theta(t) + \epsilon(t))} \quad (6.43)$$

onde $\epsilon(t)$, o erro de fase, é dado por:

$$\varepsilon(t) = \varphi(t) - \psi(t) \quad (6.44)$$

O ruído balístico $n(t)$ é modelado como um processo Gaussiano complexo com PSD = T/M . Logo, a versão filtrada de $n(t)$, $y(t)$, é também um processo aleatório Gaussiano com PSD dada por:

$$S_y(\omega) = \frac{T}{M} |B(\omega)|^2 \quad (6.45)$$

A saída do dispositivo de lei quadrática é então:

$$z(t) = (x(t) + y(t))^2 = e^{j2\theta(t)} + m(t) \quad (6.46)$$

onde $\theta(t)$ é uma seqüência pseudo-aleatória binária que admite os valores de $\pi/2$ ou $3\pi/2$, de acordo com a seqüência de dados. Assim $e^{j2\theta(t)} = 1$ para todo t , e conseqüentemente, $x(t) = e^{j2\theta(t)}$. A distorção aditiva $m(t)$ representa todos os termos de ruído. O erro $e(t)$ é dado por:

$$e(t) = \frac{1}{2} \text{Im}\{z(t)\} \cong \varepsilon(t) + \omega(t) \quad (6.47)$$

onde $\omega(t) = \frac{1}{2} \text{Im}\{m(t)\}$ e $\text{sen}(\varepsilon) \cong \varepsilon$, para ε pequeno.

No Apêndice B é mostrado que $\omega(t)$ é modelado como um processo aleatório com média zero, aproximadamente independente de $\varepsilon(t)$, e PSD dada por $\eta T/M$, onde $M = RP_s T/2$ é o número de elétrons detectados por símbolo. Esta aproximação, obtida por Barry [15], foi validada através de simulações.

6.5.2 O LOOP DE QUARTA POTÊNCIA

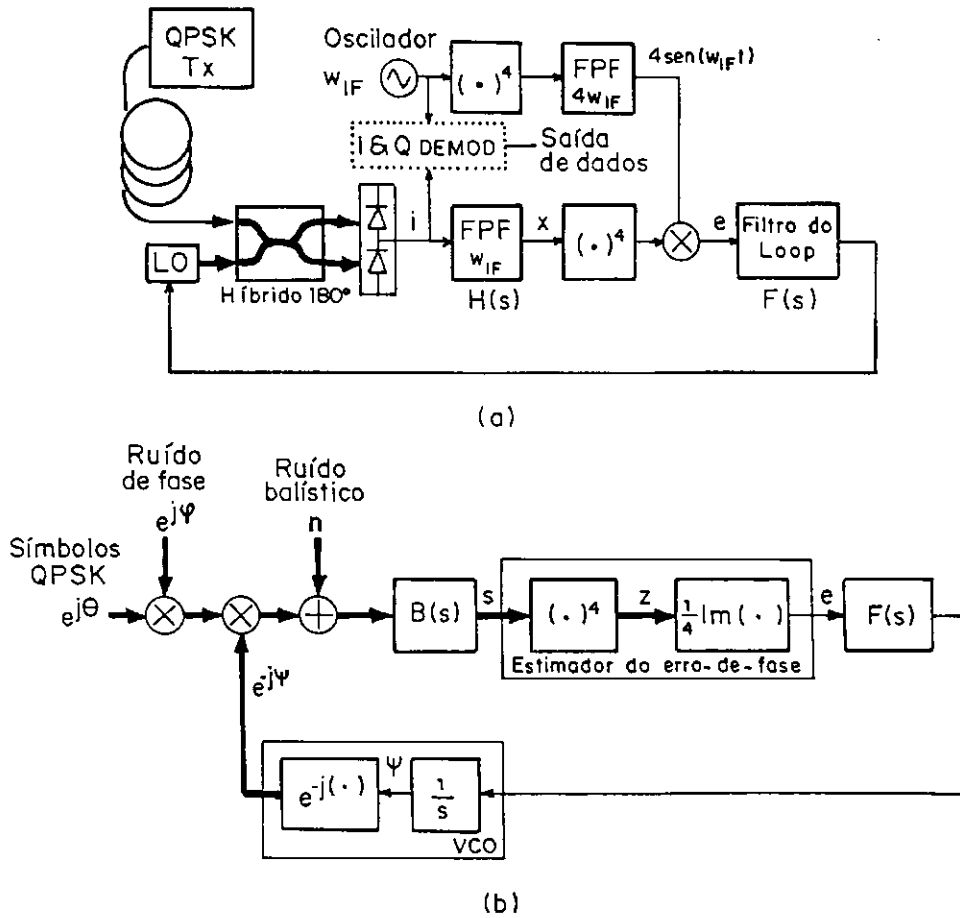


Fig. 6.9 - Loop de 4ª potência. (a) Implementação p/deteção heteródina. (b) Modelo Complexo.

Na Figura 6.9(a) está mostrado um diagrama esquemático de um PLL baseado em um *loop* quarta potência para detecção heteródina de QPSK. A corrente $i(t)$ é dada por:

$$i(t) = 2A \cos[\omega_{IF}t + \theta(t) + \varphi(t) - \psi(t)] + n(t) \quad (6.48)$$

onde $A = R\sqrt{P_s P_{LO}}$ é a amplitude do sinal em banda básica; R é a responsividade do fotodiodo; P_s é a potência do sinal óptico recebido, P_{LO} é a potência do oscilador local; $\theta(t)$ é a fase modulante: $\pi/4$, $3\pi/4$, $5\pi/4$ ou $7\pi/4$ que permanece constante durante cada intervalo de sinalização de duração T , $\varphi(t)$ é o ruído de fase, $\psi(t)$ é a fase de controle do LO, e $n(t)$ é o ruído balístico, modelado como um processo Gaussiano Branco com PSD bilateral dada por qRP_{LO} .

O sinal em IF é então passado através de um filtro passa-faixa, com resposta de frequência dada por:

$$H(\omega) = \frac{1}{A} [B(\omega - \omega_{IF}) + B(\omega + \omega_{IF})], \quad (6.49)$$

onde $B(\omega)$ é um filtro passa-baixas com ganho dc unitário. Idealmente este filtro passa o sinal com ruído sem distorção, enquanto que minimiza a intensidade do ruído balístico. A saída do filtro, $x(t)$ é elevada a 4ª potência, deixando o sinal centrado na frequência $4\omega_{IF}$. Ele entra no multiplicador juntamente com o sinal de referência do oscilador, $4\text{sen}(4\omega_{IF}t)$. A saída $e(t)$ do multiplicador é uma boa estimativa do erro de fase que é dado por:

$$\varepsilon(t) = \varphi(t) - \psi(t) \quad (6.50)$$

O sinal $x(t)$ é representado por:

$$x(t) = \text{Re}\{s(t)e^{j\omega_{IF}t}\} \quad (6.51)$$

onde $s(t) \equiv u(t) + jv(t)$ e é o envelope complexo em banda-básica de $x(t)$ [24]. Baseado no diagrama esquemático da figura 6.9(a) pode-se verificar que,

$$e(t) = u(t)v(t)(u^2(t) - v^2(t)) = \frac{1}{4} \text{Im}\{s^4(t)\} \quad (6.52)$$

Este *loop* é conhecido como o "sincronizador de portadora com baixa SNR e máxima verossimilhança" para QPSK[26].

6.5.2.1 O MODELO COMPLEXO

Na figura 6.9(b) nós apresentamos um modelo complexo em banda-básica equivalente ao sistema , que simplifica a simulação e a análise. A simulação baseada neste modelo foi implementada através do ambiente de simulação Ptolemy[23]. O ruído $n(t)$ na figura 6.9(b) é modelado novamente, como um processo aleatório Gaussiano branco com PSD igual a $1/M$. O modelo linear visto na figura 6.1 para todos os PLLs pode ser utilizado também para o *loop* de 4ª potência. Uma aproximação semelhante é feita por Spilker[17 - pg.390].

Suponha que a largura de faixa do filtro passa-faixa, $B(s)$, é larga o suficiente para passar o sinal com ruído, mas sem distorção. A entrada do bloco de quarta potência é então,

$$s(t) = x(t) + y(t) \quad (6.53)$$

onde $x(t)$ é o sinal com ruído dado por:

$$x(t) = e^{j(\alpha(t) + \epsilon(t))} \quad (6.54)$$

e $y(t)$ é o ruído balístico filtrado, que é um processo aleatório Gaussiano com PSD dada por:

$$S_y(\omega) = \frac{T}{M} |B(\omega)|^2 \quad (6.55)$$

A saída do bloco de 4ª potência é então dada por:

$$z(t) = [x(t) + y(t)]^4 = e^{j4\alpha(t)} + m(t) \quad (6.56)$$

onde $x^4(t) = e^{j4\alpha(t)}$, pois $e^{j4\alpha(t)} = 1$ para todo t . A distorção aditiva $m(t)$ em (6.56) representa todos os termos de ruído. O erro $e(t)$ é dado por:

$$e(t) = \frac{1}{4} \text{Im}\{z(t)\} \cong \varepsilon(t) + \omega(t) \quad (6.57)$$

onde $\text{sen}\varepsilon \cong \varepsilon$ e $\omega(t)$ é definido como,

$$\omega(t) \cong \frac{1}{4} \text{Im}\{m(t)\} \quad (6.58)$$

No Apêndice B é mostrado que $\omega(t)$ é modelado precisamente como um processo aleatório gaussiano branco com média-zero, aproximadamente independente de $\varepsilon(t)$, com uma PSD de $\xi \equiv \xi(M, W)$ onde W é a largura de faixa normalizada de $B(s)$ definida por Spilker[17]. Esta aproximação é validada pelos resultados analíticos e pelas simulações[13]-[17].

6.6 SIMULAÇÃO DOS *LOOPS* QUADRÁTICO E DE 4ª POTÊNCIA

Os modelos linearizados dos *loops* quadrático e de 4ª potência apresentado nas figuras 6.8 e 6.9(b) foram implementados no ambiente Ptolemy[23]. O modelo em banda-básica destes *loops*, mostrado na figura 6.1, é esquematizado na figura 6.10.

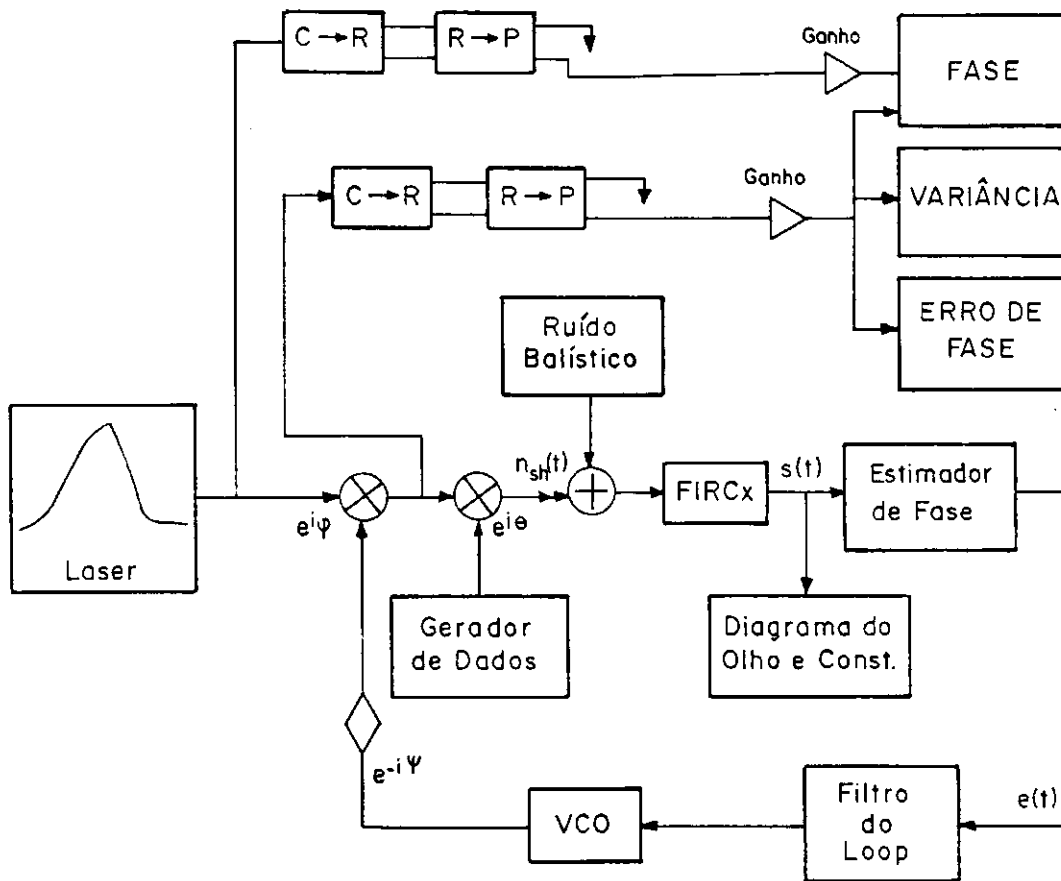


Fig. 6.10 - Esquematização em banda básica de um PLL.

Este é um modelo discreto para um sistema contínuo. A representação esquemática tanto é válida para o BPSK homódino quanto heteródino. O bloco de dados é diferenciado para os casos BPSK e QPSK. Nas próximas seções os blocos serão descritos sucintamente.

A simulação do PLL possui dois obstáculos: 1) Os sinais são contínuos; 2) Os espectros dos sinais são de natureza passa-faixa, em torno dos 200 THz. Para contornar tais problemas adota-se a seguinte abordagem: sinais passa-faixa são representados através dos seus envelopes complexos [24, Cap. 3], que são discretizados através de amostragem. Os filtros analógicos são digitalizados usando o método da invariância da resposta ao impulso [31, pg. 407]. Por este método, um filtro analógico com resposta ao impulso $h(t)$ é representado por um filtro digital com resposta ao pulso unitário $h_d = T h(lT)$, onde $l = 0, 1, 2, \dots$ e T é o intervalo entre amostras sucessivas. De forma análoga, um integrador contínuo é discretizado; um processo de ruído branco contínuo com densidade espectral de potência N_0 é representado por um processo aleatório branco discreto, com densidade espectral de potência dada por N_0/T . (Todas as implementações digitais para esses sistemas/sinais são disponíveis na biblioteca de processamento de sinais do domínio SDF(*Synchronous Data Flow*) no ambiente Ptolemy).

Como já foi dito, existem duas fontes de ruído em um PLL óptico: ruído de fase e ruído balístico. O ruído de fase é modelado como um processo Browniano, que é o resultado da filtragem de um processo Gaussiano branco por um integrador. O ruído balístico na detecção heteródina é de alta intensidade[27, pg. 65], podendo assim ser modelado através de um ruído Gaussiano branco. O sinal é elevado ao quadrado(no caso BPSK) ou a quatro(no caso QPSK). Esta operação remove a modulação e resulta em um sinal através do qual pode-se estimar a fase da portadora[27]. Este erro de fase estimado é passado através do filtro do *loop* para gerar o sinal de controle do VCO, cuja saída tentará rastrear a fase do sinal de entrada. No bloco FASE, as fases do sinal de entrada, $\varphi(t)$, e de saída, $\epsilon(t)$, são apresentadas em função do tempo.

O desvio padrão do erro de fase em regime permanente é um parâmetro de desempenho importantíssimo, e sua determinação é prioridade nesta simulação. O gráfico do desvio padrão do erro de fase versus tempo é obtido no bloco VARIÂNCIA. Para um

número suficientemente grande de iterações, nós obtivemos valores muito próximos dos relatados teoricamente.

O HISTOGRAMA estima a função densidade de probabilidade do erro de fase, que se aproxima de um processo gaussiano para um número suficientemente grande de iterações. Os diagramas de olhos comprovam, qualitativamente, a validade dos *loops* utilizados.

6.6.1 O GERADOR DE SINAL

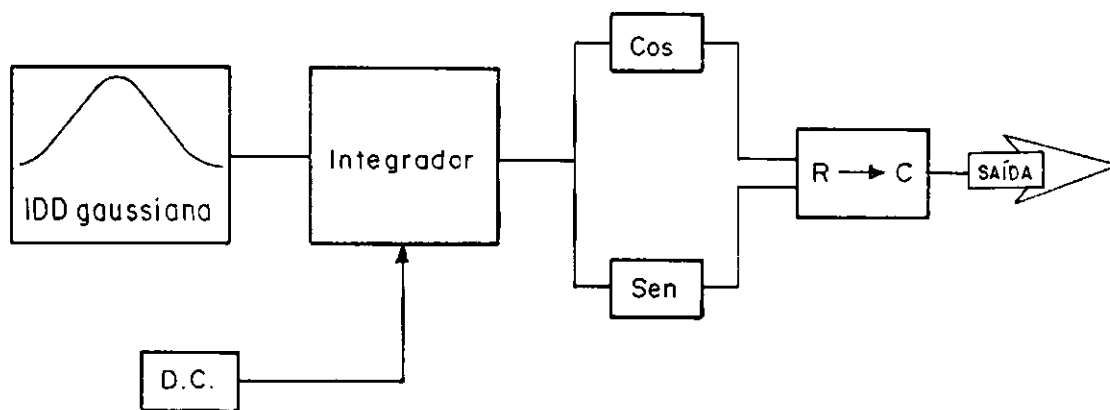


Fig. 6.11 - Laser

O bloco gerador de sinal, denominado de LASER, é apresentado na figura 6.11. O ruído de fase é modelado como um processo de ruído pseudo-aleatório gaussiano branco com média zero e variância dada pela equação (6.25). Este ruído é gerado pelo bloco IID GAUSSIANO (IID = independente e identicamente distribuída[27]). Como o ruído de fase é um processo gaussiano filtrado, o sinal é submetido a um integrador que faz o papel do filtro. O sinal é então transformado para complexo.

A variância do erro de fase para o caso discreto é dada por:

$$\sigma_{PN}^2 = (2\pi\Delta\nu T)/N \quad (6.59)$$

N é a frequência natural normalizada do *loop* e é dada por:

$$N = \omega_n / \sqrt{\Delta\nu \cdot R_b} \quad (6.60)$$

Este valor foi obtido através da aproximação dada em (6.42) como sendo 10,05 para o QPSK e BPSK heteródino e 2,5 para o BPSK homódino para um atraso de *loop* normalizado. Estes valores foram confirmados experimentalmente por Norimatsu[14].

6.6.2 O GERADOR DE DADOS

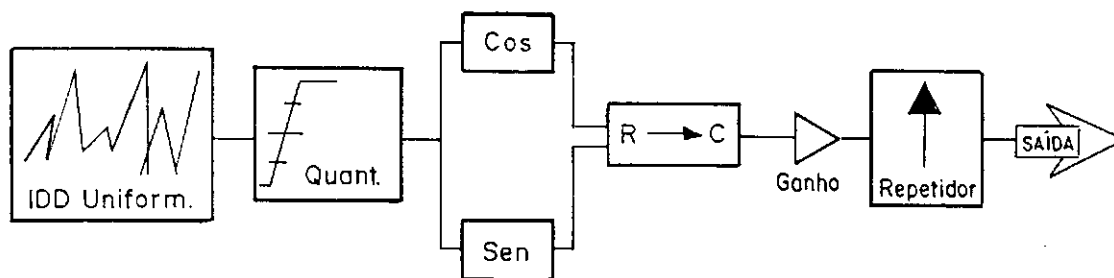


Fig. 6.12 - Gerador de Dados.

A seqüência de dados é composta por variáveis pseudo-aleatórias independentes e identicamente distribuídas (IID) [27 - pg.41]. A saída do bloco IID, na figura 6.12 são variáveis pseudo-aleatórias uniformemente distribuídas entre 0 e 1. O sinal de saída é então quantizado em $M+1$ possíveis níveis de saída para M limiares, ou seja, no caso BPSK teremos 2 saídas e 1 limiar para comparação, enquanto que no QPSK teremos 4 saídas para 3 limiares de comparação. Os níveis de saída determinam a modulação. No caso BPSK, as

faixas abaixo e acima do limiar são mapeadas em $\pi/2$ e $3\pi/2$ respectivamente. Enquanto que em QPSK, as faixas de saída são mapeadas sobre $\{\pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4\}$. Esta saída também é transformada para a forma complexa.

6.6.3 O ESTIMADOR DE FASE

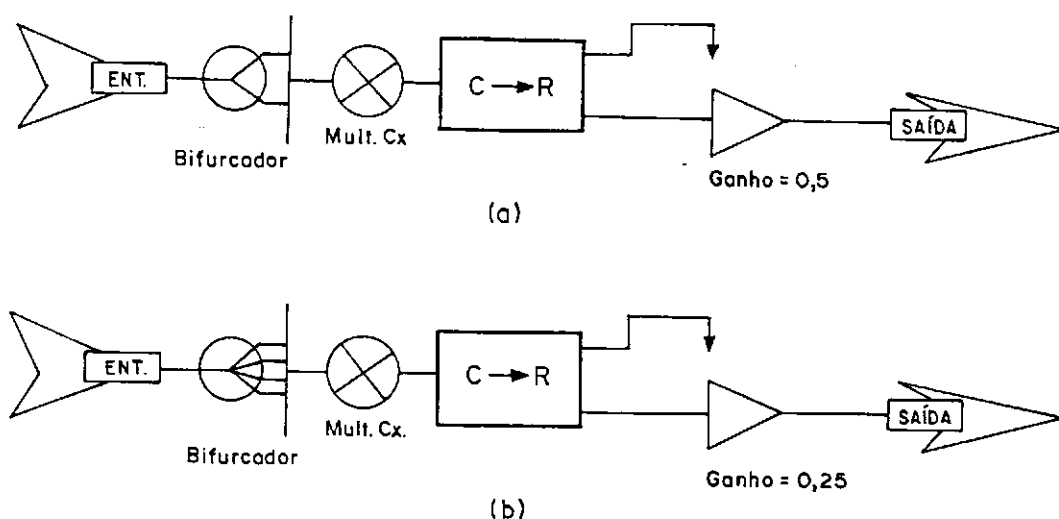


Fig. 6.13 - Estimador de Fase. (a) Para BPSK. (b) Para QPSK.

O sinal é elevado ao quadrado, no *loop* quadrático e à quarta, no *loop* de 4ª potência, como mostra a figura 6.13(a) e (b), respectivamente. Como já dito na seção 6.6, esta operação remove a modulação e resulta em um sinal através do qual pode-se estimar a fase da portadora. A saída do bloco de conversão de complexo para retangular indica que só a parte imaginária do sinal foi extraída, pois só nos interessa a fase da portadora. O valor do ganho é determinado pelas equações (6.47) para o BPSK e (6.52) para o QPSK.

Este erro de fase estimado é passado através do filtro do *loop* para gerar um sinal de controle do VCO, cuja saída tentará rastrear a fase de entrada.

6.6.4 O GERADOR DE RUÍDO BALÍSTICO

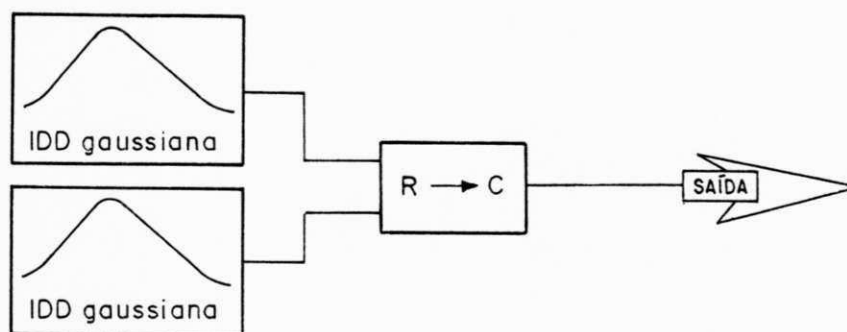


Fig. 6.14 - Ruído Balístico

O ruído balístico, modelado como um processo pseudo-aleatório gaussiano branco, é gerado por dois blocos IID GAUSSIANO. Os processos gerados são independentes, com média zero e variância dada por:

$$\sigma_{SN}^2 = N/(2M) \quad (6.61)$$

A figura 6.14 mostra uma representação esquemática deste gerador.

6.6.5 O FILTRO DO LOOP

A função de transferência do filtro dada na equação (6.5) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$F(s) = \frac{(\omega_n/2\eta) + s}{s(2\eta\omega_n)} = \frac{(\omega_n/2\eta) + s}{s} \cdot (2\eta\omega_n) \quad (6.62)$$

Então modelamos o filtro do *loop* como um Butterworth de 1ª ordem, com uma frequência de corte 0,1 vezes a frequência de amostragem.

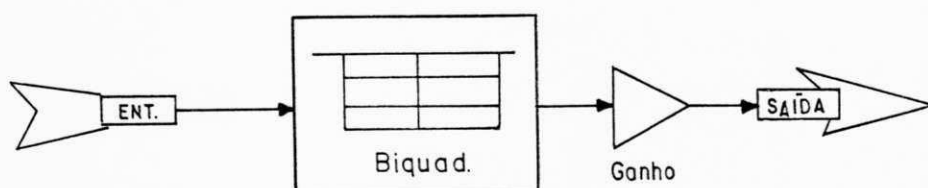


Fig. 6.15 - Filtro do Loop.

Este filtro, com um polo e um zero, que é chamado de Biquad na figura 6.15, possui função de transferência dada de (6.62), por:

$$F(s) = \frac{(\omega_n/2\eta) + s}{s} \quad (6.63)$$

Efetuada a transformação do filtro analógico para digital, a função de transferência torna-se:

$$F(z) = \frac{1 + \left[\frac{(\omega_n T/N)}{2\eta} \right] z^{-1}}{1 - z^{-1}} \quad (6.64)$$

onde

$$s = (1 - z^{-1})/T \quad (6.65)$$

que é uma aproximação válida para a transformação de filtros passa-baixa[31 - pg. 209]. O ganho mostrado na figura (6.15) é feito:

$$G = 2 \eta(\omega_n T/N) \quad (6.66)$$

Obtendo-se novamente o valor da função de transferência dada em (6.62).

6.6.6 O OSCILADOR CONTROLADO POR TENSÃO (VCO)

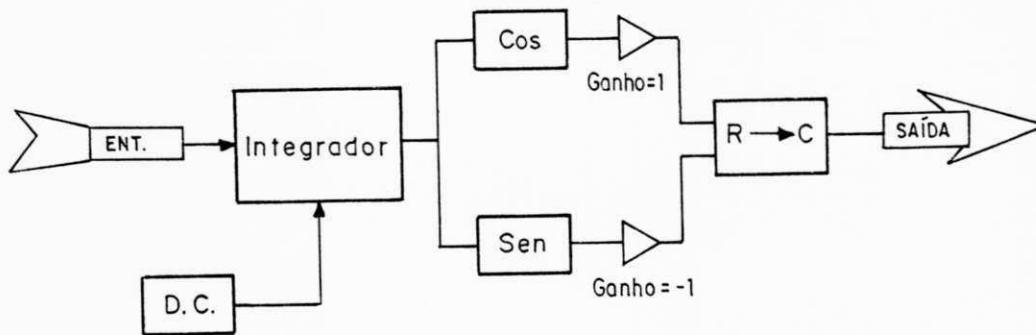


Fig. 6.16 - VCO

Como indicado nas figuras 6.8 e 6.9(b), para o BPSK e QPSK, respectivamente, o VCO é composto por um integrador e um defasador. O sinal gerado por ele é a referência

de fase à qual a fase do sinal de entrada será comparado. A figura 6.16 apresenta o esquema do VCO.

O defasamento de 90° é obtido através da multiplicação de um ganho negativo à parte imaginária do sinal. O erro de fase é dado pela diferença entre as fases do sinal e do VCO, como visto nas equações (6.44) e (6.50), e é dado por: $\varepsilon(t) = \phi(t) - \psi(t)$. O VCO tenta rastrear a fase de entrada. Um atraso de 1 bit segue-se ao bloco VCO na figura 6.10, de maneira que a comparação da fase só se inicie a partir do segundo bit. Uma comparação entre as fases de entrada e saída é feita nas figuras 6.17 e 6.18, para o QPSK e BPSK, respectivamente. A taxa de transmissão utilizada é $R_b = 1\text{Gbit/seg.}$ para o BPSK e $R_b = 10\text{Gbit/seg.}$ para o QPSK, $\Delta v = 100\text{kHz}$ e $M=45,32$. A expressão (6.42) é utilizada para estimar a frequência natural otimizada.

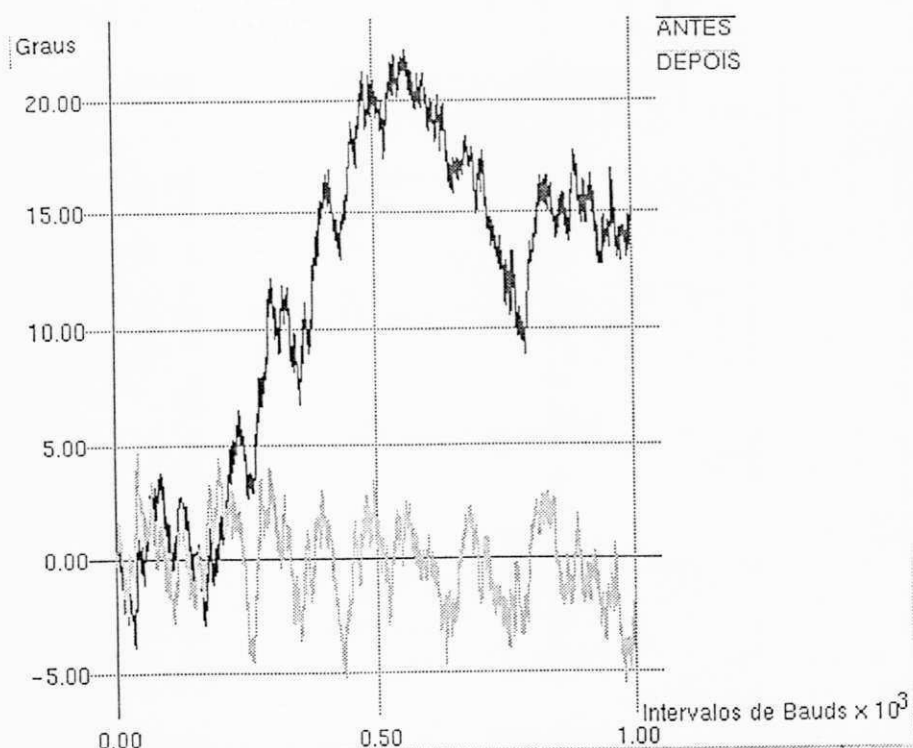


Fig. 6.17 - Fase de entrada e saída - QPSK($R_b=10\text{Gbit/s}$)

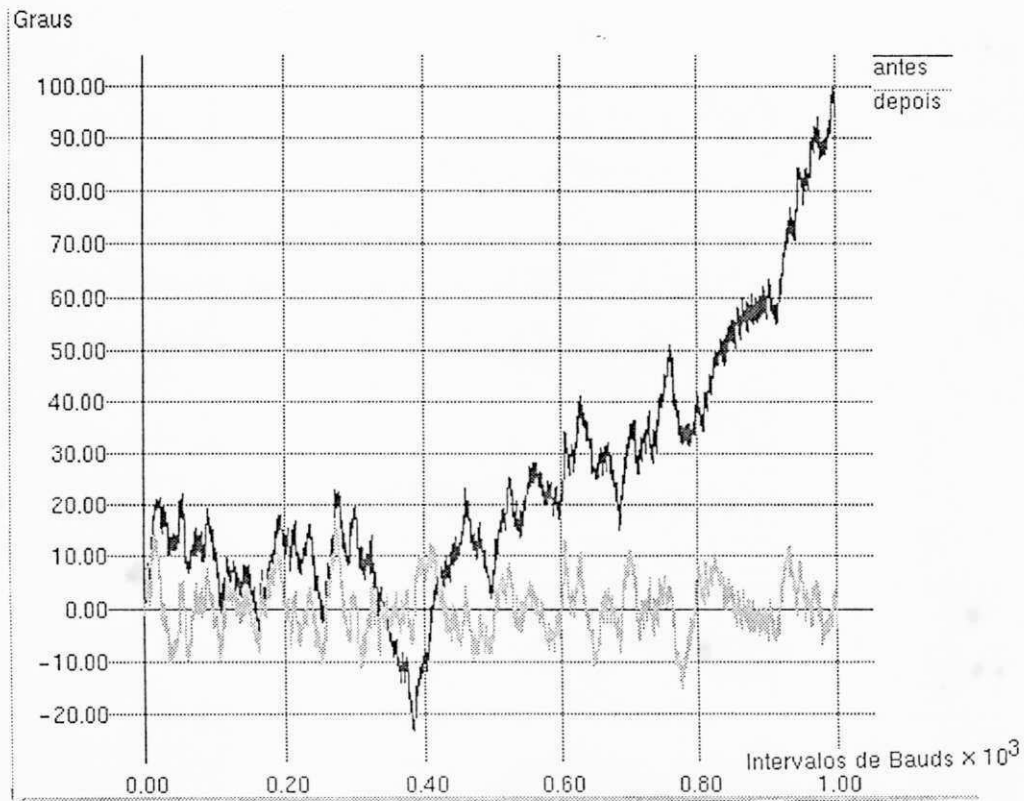


Fig. 6.18 - Fase de entrada e saída - BPSK($R_b=1\text{Gbit/s}$)

6.6.7 A VARIÂNCIA

A variância do erro de fase dada pela equação 6.28 é calculada. O filtro, cuja função de transferência faz parte da função de transferência de malha fechada do *loop*, é transformado em um filtro digital através do mesmo processo visto anteriormente para o filtro do *loop*. A figura 6.19 representa o esquema para a simulação. Os resultados obtidos com as aproximações utilizadas foram satisfatórios, quando comparados aos resultados

teóricos. Pode-se observar através das figuras obtidas (veja seção 6.7) que $\sigma < 10^\circ$ para o BPSK e $\sigma < 3^\circ$ para o QPSK. Estes valores estão em perfeito acordo com os resultados teóricos, onde para 1dB de penalidade de potência $\sigma < 10,84^\circ$ para o BPSK e $\sigma < 2,97^\circ$ para o QPSK.

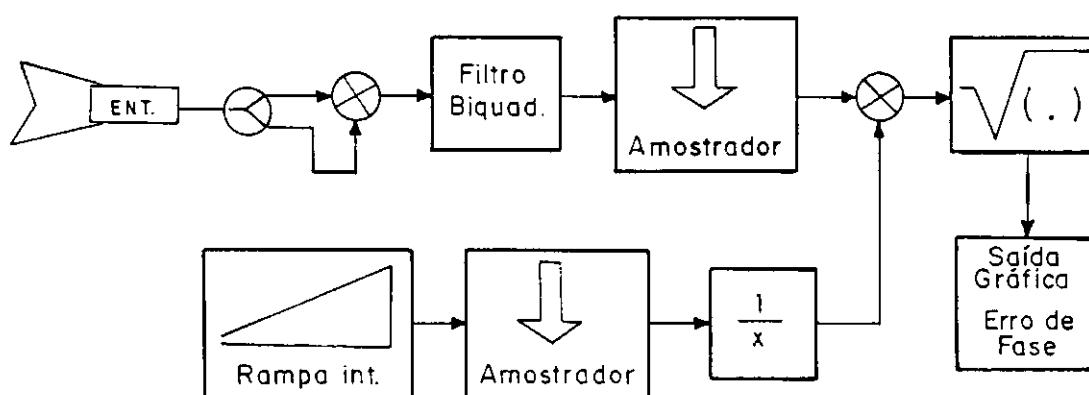


Fig. 6.19 - Variância

6.7 COMENTÁRIOS FINAIS SOBRE A SIMULAÇÃO

Nós consideramos três taxas de transmissão diferentes, tanto para a simulação do BPSK quanto do QPSK, quais sejam: 1) 400 Mbit/seg.; 2) 1 Gbit/seg.; e 3) 10 Gbit/seg. Consideramos também a largura espectral do laser como sendo 100 kHz, para efeito de

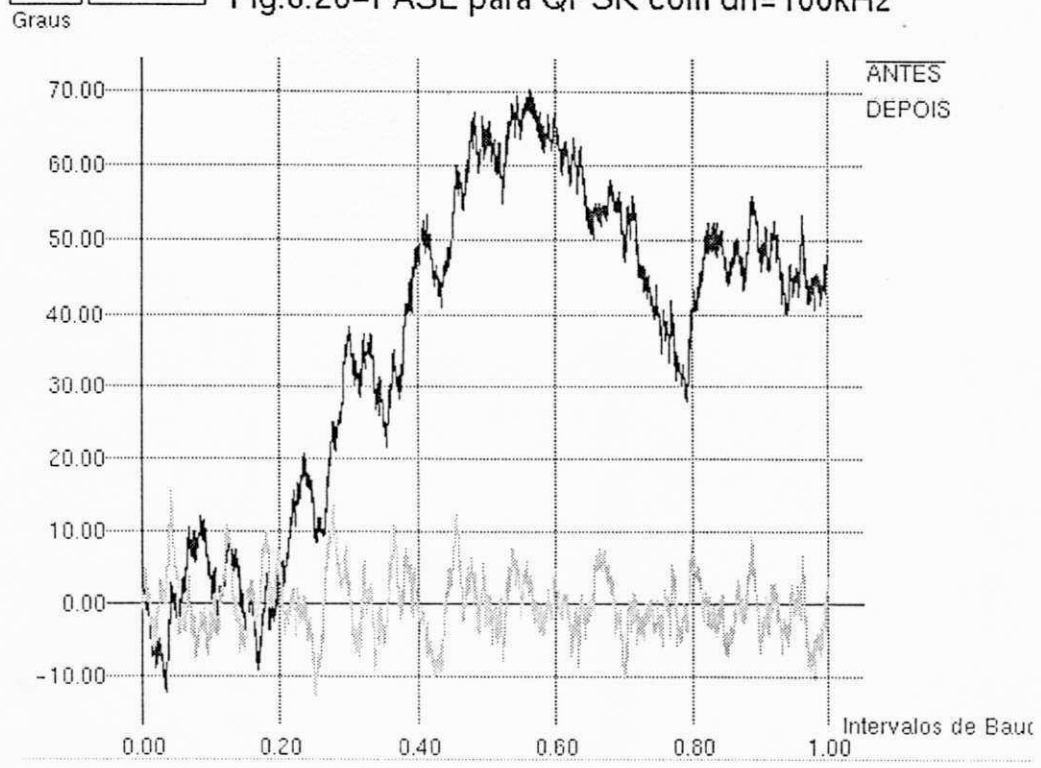
simulação. A tabela 6.2 nos mostra os valores obtidos teoricamente, usando as equações (6.12) e (6.27) para encontrarmos a frequência natural otimizada ($\tau = 0$), (6.13) e (6.28) para obtermos a variância e (6.14) e (6.29) para a máxima largura espectral do laser. Quando $\tau \gg T$, nós usamos (6.35) e (6.36) com $\omega_n = 0,34$. Estes valores foram substituídos nas equações (6.40) e (6.42) para obtermos as aproximações da máxima largura espectral e da frequência normalizada, respectivamente. Admitimos que $\tau = 2,5T$.

		BPSK homódino	BPSK heteródino	QPSK
α_0		$4,7446534 \times 10^{-4}$	$6,1609172 \times 10^{-3}$	$6,2894832 \times 10^{-5}$
α_1		$2,0403276 \times 10^{-3}$	$2,42400909 \times 10^{-3}$	$1,7831381 \times 10^{-4}$
400Mbit /seg	σ_{min}	8,47°	4,865°	4,19°
	Δv_{max}	120,044kHz	335,112kHz	13,369kHz
	$\omega_{n.ot.} \cdot T$	0,044190606	0,10612655	0,128795183
1Gbit/s	σ_{min}	6,737°	3,869°	3,33°
	Δv_{max}	300,111kHz	1,77MHz	33,4427kHz
	$\omega_{n.ot.} \cdot T$	0,029354521	0,075726645	0,094632897
10Gbit/s	σ_{min}	3,789°	2,17°	1,875°
	Δv_{max}	3,0MHz	17,39MHz	334,227kHz
	$\omega_{n.ot.} \cdot T$	0,0098651	0,028249006	0,036959529

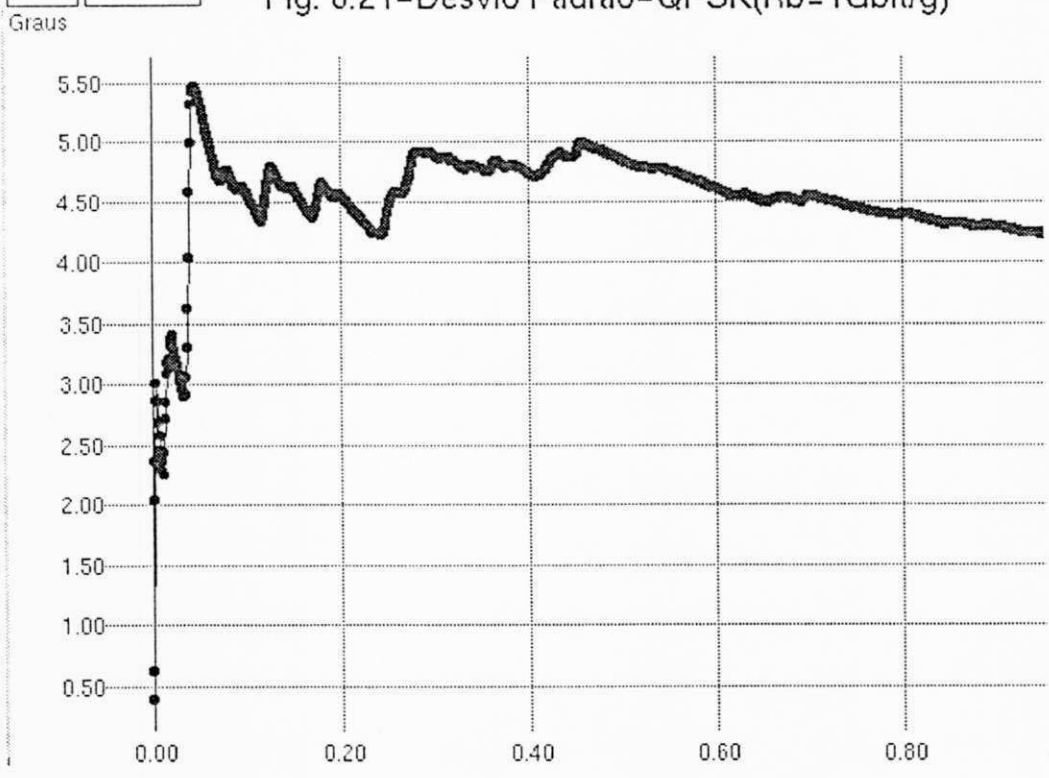
Tabela 6.2 - Valores Teóricos com $\Delta v = 100\text{kHz}$

Como pode ser verificado através da tabela 6.2, para o QPSK, um desvio padrão abaixo de 2,97° só pode ser garantido para uma taxa de transmissão de 10Gbit/seg.

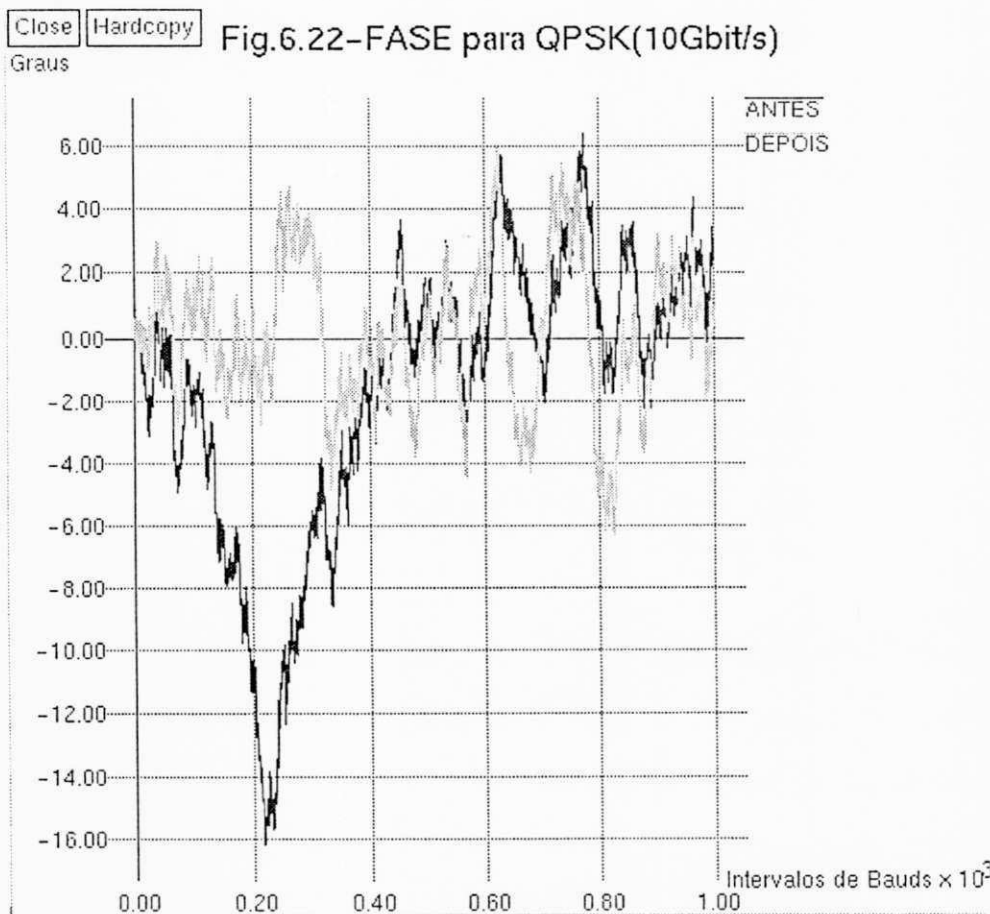
Close Hardcopy Fig.6.20-FASE para QPSK com $d_n=100\text{kHz}$

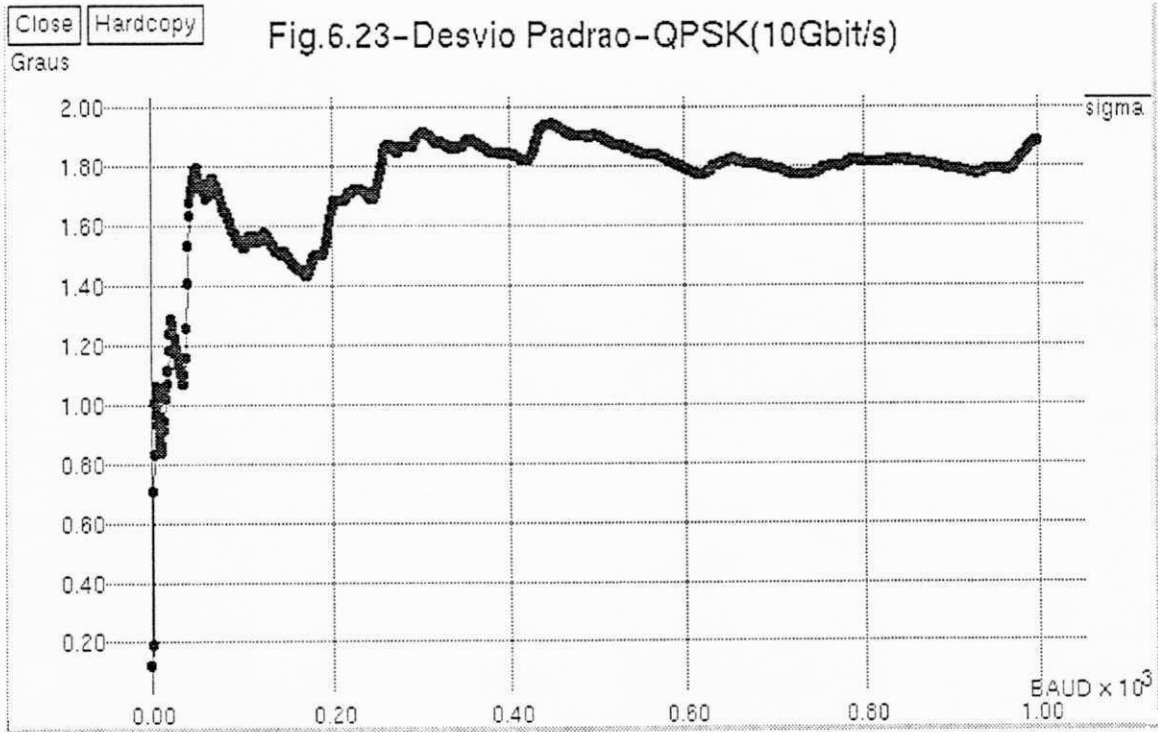


Close Hardcopy Fig. 6.21-Desvio Padrao-QPSK($R_b=1\text{Gbit/g}$)

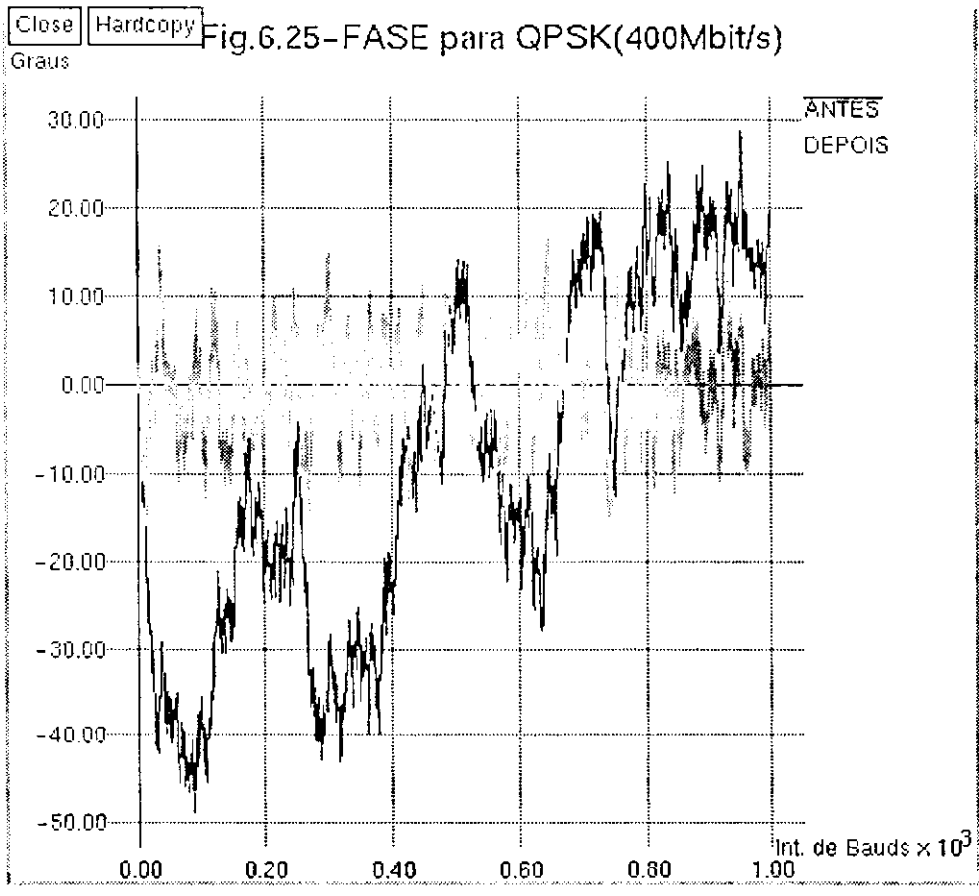
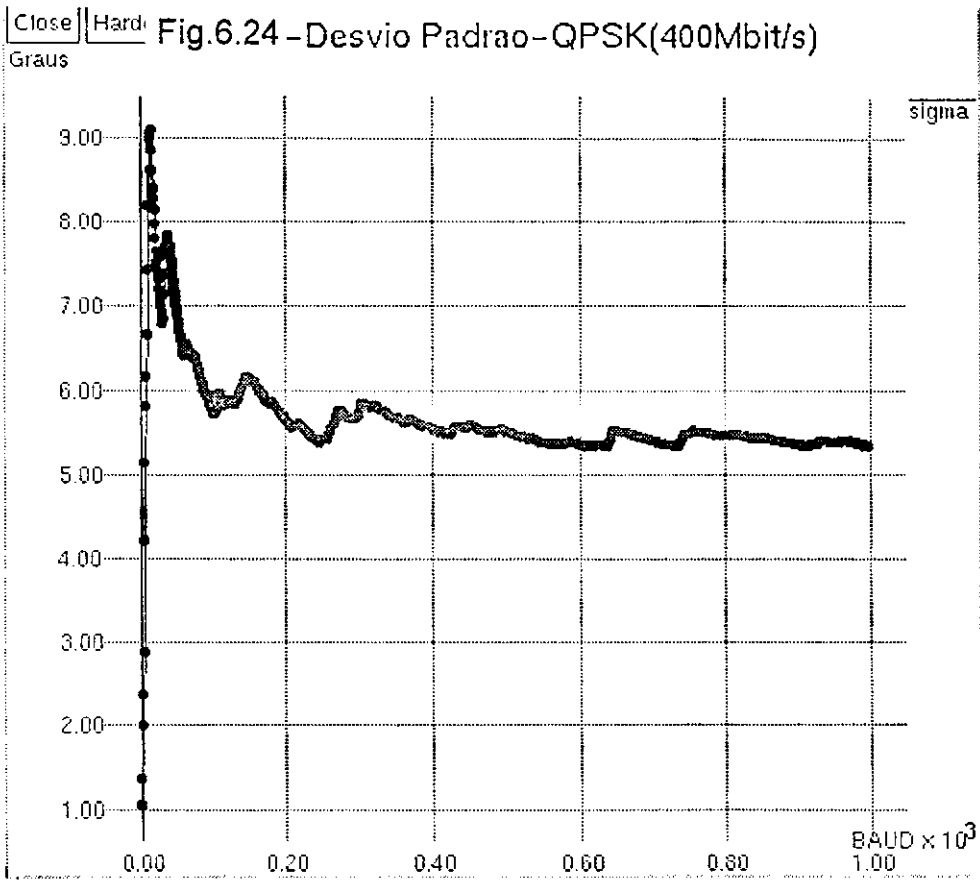


Nas figuras 6.20 e 6.21, são mostradas respectivamente, as fases de entrada e após travamento, e o desvio padrão do erro de fase para o QPSK com uma taxa de transmissão de 1Gbit/seg. Desta figuras percebe-se que o desvio padrão se estabiliza acima de 4°. Este valor aumenta a penalidade de potência, ultrapassando o valor de 1dB, o que está em perfeito acordo com o resultado dado na tabela 6.2. O caso ideal para o QPSK é conseguido com uma taxa de transmissão de 10Gbit/seg., como mostram as figuras 6.22 e 6.23. O desvio padrão permanece abaixo de 3°.

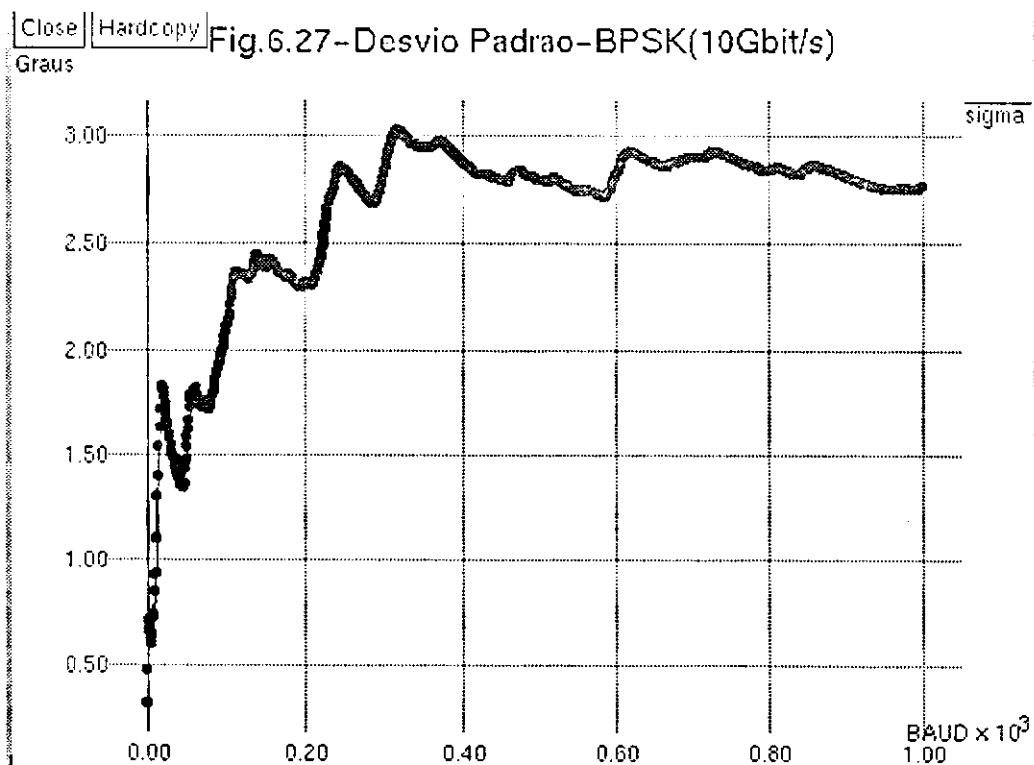




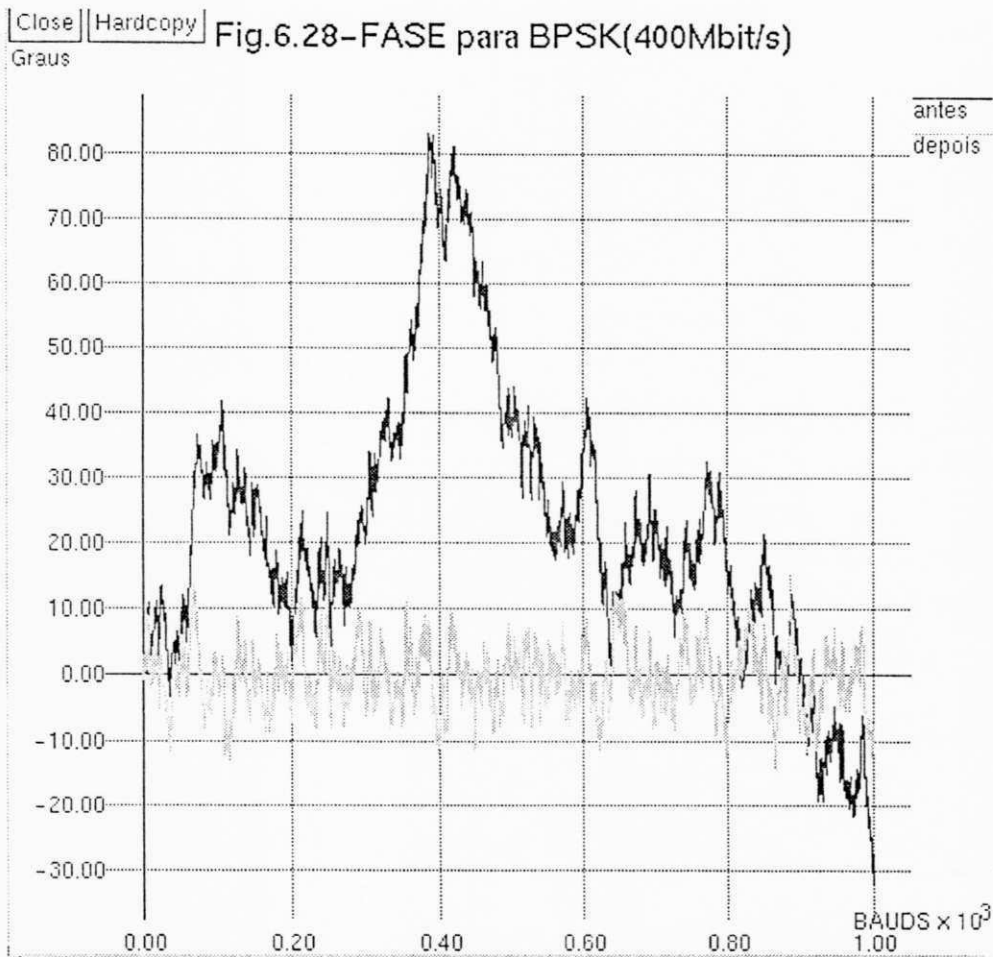
Para o caso 1, visto nas figuras 6.24 e 6.25, o QPSK com $R_b = 400\text{Mbit/seg}$, a estabilidade do sistema fica afetada e o desvio padrão obtido é sempre acima de 5° . Nos casos 1 e 2 onde as taxas de transmissão ficam abaixo de 10Gbit/seg ., para um laser com largura espectral de 100kHz , a penalidade de potência do sistema não pode ser mantida em 1dB .



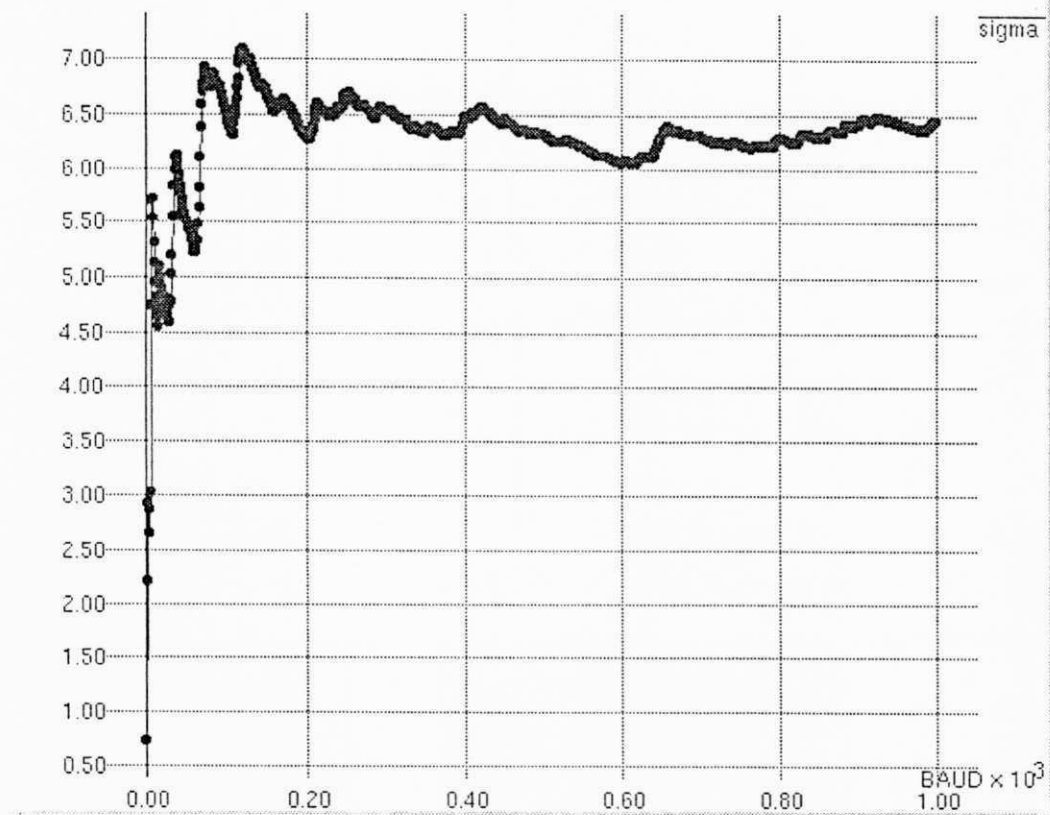
Para uma largura espectral de 100kHz o BPSK heteródino se mantém estável e com desvio padrão abaixo de 10° , como era esperado(veja tabela 6.2).



Nas figuras 6.26 e 6.27, temos o melhor caso: quando $R_b = 10\text{Gbit/seg}$. Nós observamos neste caso, que o desvio padrão é sempre menor que $5,5^\circ$.



Close Hardcopy Fig.6.29-Desvio Padrao-BPSK(400Mbit/s)



No pior caso, quando $R_b = 400\text{Mbit/seg.}$, nós observamos que $\sigma < 10^\circ$ em regime permanente. Este efeito pode ser verificado nas figuras 6.28 e 6.29. O desvio padrão para o BPSK com uma taxa de transmissão de 1Gbit/seg. , mostrou-se sempre abaixo de $8,5^\circ$, como pode ser observado na figura 6.30.

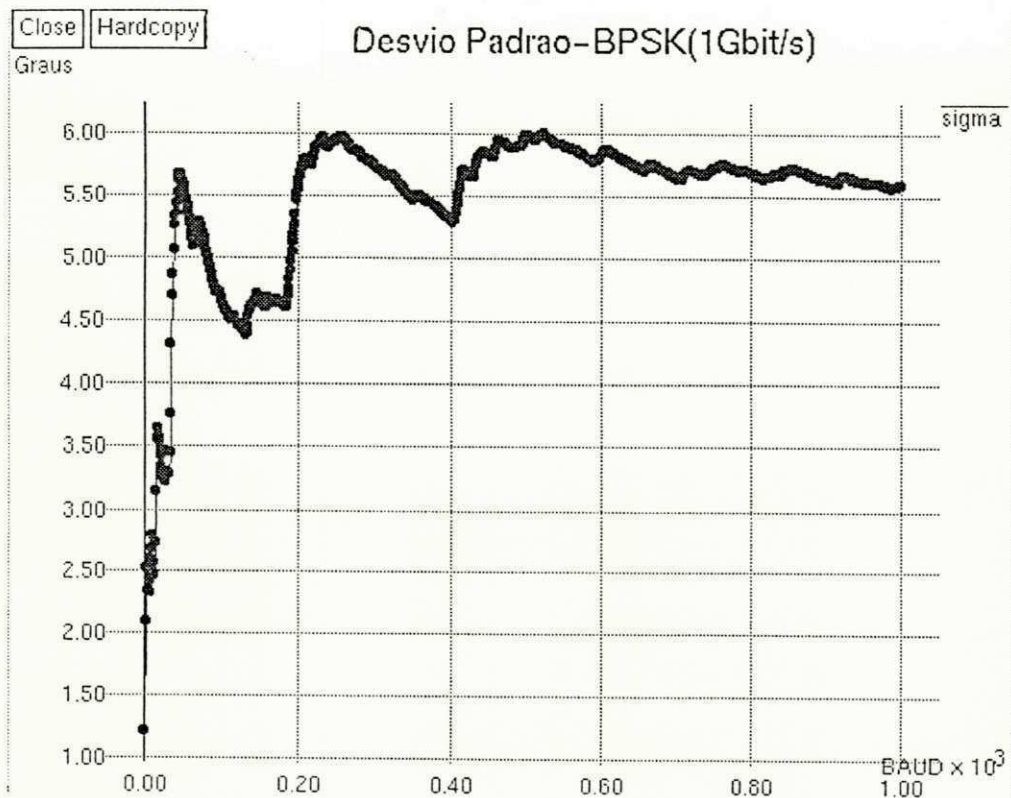


Fig.6.30 - Desvio Padrão para BPSK ($R_b=1\text{Gbit/seg}$)

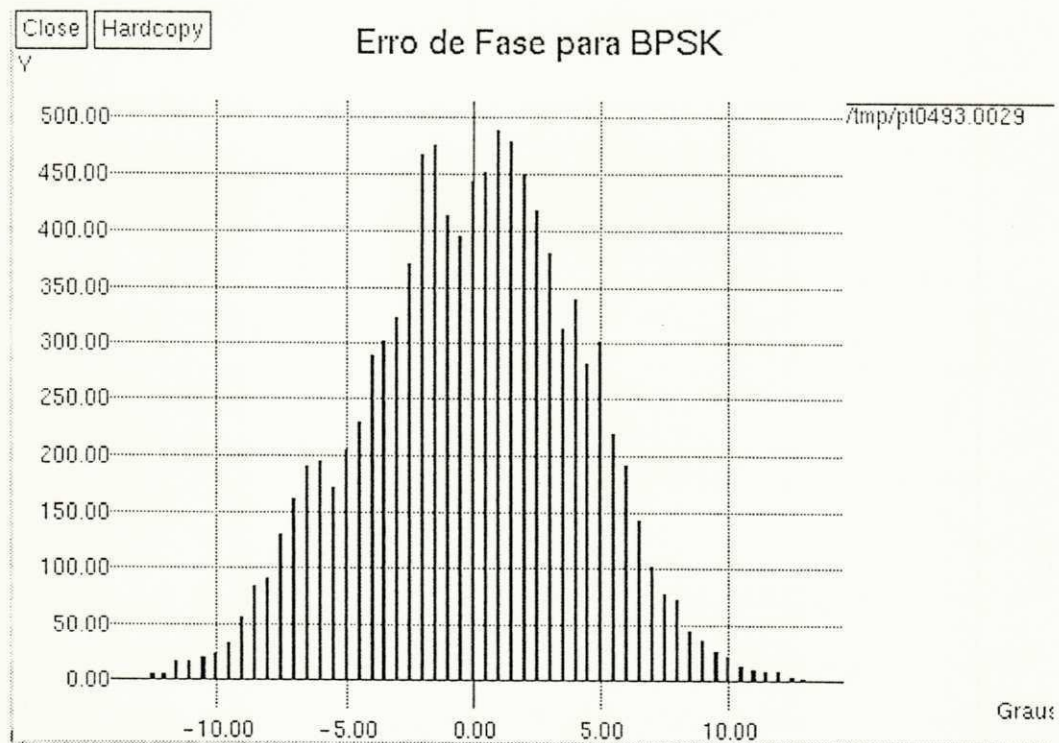


Fig.6.31 - Erro de Fase Semi-Gaussiano para BPSK ($R_b=1\text{Gbit/seg}$)

Nas figuras 6.31 e 6.32 são mostrados os gráficos do erro de fase para o BPSK e QPSK, respectivamente, com uma $R_b = 1\text{Gbit/seg}$.

-
- [10] S. Norimatsu, K. Iwashita e K. Noguchi, "10 Gbit/s Optical Homodyne Transmission Experiments using External Cavity DFB LD's", *Electron. Lett.*, vol. 26, n° 10, pp. 648-649, Maio 1990.
- [11] M.A.Grant, W.C.Michie e M J Fletcher, "The Performance of Optical Phase-Locked Loops in the Presence of Nonnegligible Loop Propagation Delay", *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, n° 4, pp. 592-597, Abril 1987.
- [12] H. Yamamoto, K. Hirade e Y. Watanabe, "Carrier Synchronizer for Coherent Detection of High-Speed Four-Phased-Keyed Signals", *IEEE Trans. on Commun.*, vol. COM-20, n° 4, pp. 803-808, Agosto 1972.
- [13] S.Norimatsu e K.Iwashita, "PLL Propagation Delay-Time Influence on Linewidth Requirements of Optical PSK Homodyne Detection", *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, n° 10, pp. 1367-1375, Outubro 1991.
- [14] S.Norimatsu e K.Iwashita, "Linewidth Requirements for Optical Synchronous Detection Systems with Nonnegligible Loop Delay Time", *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, n° 3, pp. 341-349, Março 1992.
- [15] J. R. Barry e J. M. Kahn, "Carrier Synchronization for Homodyne and Heterodyne Detection of Optical Quadrphase-Shift Keying", *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, n° 12, pp. 1939-1951, Dezembro 1992.
- [16] K. Iwashita e S. Norimatsu, "Linewidth Influence on 10-Gbit/s Optical PSK Homodyne Detection", *Optical Fiber Commun. Conf. Proc.*, paper WH7, San Diego, 1991.
- [17] J. J. Spilker, *Digital Communications by Satellite*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1977.
- [18] F. M. Gardner, *Phaselock Techniques*, 2ª ed., Wiley, New York, 1979.
- [19] I. S. Gradshtein e I. M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Products*, Academic Press, Orlando, 1980.

- [20] V. K. Prabhu, "PSK Performance With Imperfect Carrier Phase Recovery", IEEE Trans.on Aerospace and Electron. Systems, vol. AES-12, n° 2, pp. 275-285, Março 1976.
- [21] L.G.Kazovsky, "Decision-Driven Phase-Locked Loop for Optical Homodyne Receivers: Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements", J. Lightwave Technol., vol. LT-3, n° 6, pp. 1238-1247, Dezembro 1985.
- [22] J. G. Truxal, Automatic Feedback Control System Synthesis, McGraw-Hill, New York, 1955.
- [23] J. Buck, S. Ha, E. A. Lee e D. G. Messerschmitt, "Ptolemy: a Framework for Simulating and Prototyping Heterogeneous Systems", Int. J. of Computer Simulation, 1992.
- [24] J. G. Proakis, Digital Communications, McGraw-Hill, 2ª Ed., New York, 1989.
- [25] A. Papoulis, Probability, Random Variables, and Stochastic Processes, McGraw-Hill, New York, 1984.
- [26] J. J. Stiffler, Theory of Synchronous Communications, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1971.
- [27] E.A.Lee e D.G.Messerschmitt, Digital Communication, Kluwer Academic, Dordrecht, 1988.
- [28] H. Meyr e G. Ascheid, Synchronization in Digital Communications, Wiley, New York, 1990.
- [29] A. Blanchard, Phase-Locked Loops, Wiley, New York, 1976.
- [30] W. C. Lindsey, Synchronization Systems in Communication and Control, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1972.
- [31] A. V. Oppenheim and R. W. Shaffer, Digital Signal Processing, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1975.
- [32] A. B. Carlson, Communication Systems, New York, McGraw-Hill, 1986.

- [33] Y. Yamamoto e T. Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission Systems," *IEEE J. Quantum Electronics.*, vol. 17, n° 6, pp. 919-935, Junho 1981.
- [34] S. Norimatsu e K. Iwashita, "Damping Factor Influence on Linewidth Requirements for Optical PSK Coherent Detection Systems", *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, n° 7, pp. 1226-1233, Julho 1993.
- [35] R. Waytt e W. J. Devlin, "10-kHz Linewidth 1.5- μ m InGaAsP External Cavity Laser With 55-nm Tuning Range", *Electron. Lett.*, vol. 19, n° 3, pp. 110-112, Fevereiro 1983.
- [36] R. M. Gagliardi e S. Karp, *Optical Communications*. Wiley, New York, 1976.
- [37] W. H. Beyer (ed.), *CRC Standard Mathematical Tables*, CRC Press, Boca Raton, 1982.
- [38] L. G. Kazovsky, "Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements for Optical PSK Heterodyne Communications Systems", *J. Lightwave Technol.*, vol. 4, n° 4, pp. 415-425, Abril 1986.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Os estudos relatados nos Capítulos 4 e 5 revelam as larguras espectrais máximas para um *loop* do tipo DDL (controlado pelo bit detectado), usados em receptores ópticos coerentes homódinos e heteródinos. Os valores lá apresentados foram obtidos supondo-se que o atraso de propagação do *loop* fosse nulo.

Para a manutenção de uma taxa de erro de bit de 10^{-9} , as larguras espectrais máximas permitidas dos lasers, para estes casos, foram encontradas como sendo: $3 \times 10^{-4} R_b$ e $2,26 \times 10^{-3} R_b$, respectivamente, com uma penalidade de potência de 1dB. Os valores obtidos na análise feita ao se considerar o atraso de propagação, são maiores que os anteriores para as mesmas considerações e são respectivamente, $4,75 \times 10^{-4} R_b$ e $6,16 \times 10^{-4} R_b$. Esta diminuição na largura espectral máxima permitida influencia diretamente o desvio padrão do erro de fase e a frequência natural do *loop*.

A fim de nos certificarmos dos resultados obtidos, e verificarmos se os desvios padrões máximos não foram extrapolados em nenhum dos casos, efetuamos a simulação dos *loops* estudados. Os resultados obtidos teoricamente foram confirmados. Nestas simulações foram usadas as aproximações para a obtenção da frequência natural do *loop* (ω_n), e a largura espectral máxima permitida do laser ($\Delta v_{máx}$), considerando como referência para o desvio padrão do erro de fase, os valores obtidos por Prabhu[1].

Para o QPSK verificamos que só há viabilidade de se manter a BER desejada, para altas taxas de transmissão (acima de 10Gbit/s). O BPSK homódino suporta taxas acima de 400 Mbit/s, sem extrapolar o desvio padrão máximo do erro de fase, como previsto teoricamente, mas deixando, nas velocidades menores uma exigência grande em termos de

$\Delta v_{m\acute{a}x}$ (em torno de 120kHz para 400Mbit/s). Já o BPSK heteródino suporta velocidades tão baixas quanto 250Mbit/s, e nos deixa com bastante flexibilidade quanto à $\Delta v_{m\acute{a}x}$ (em torno de 335kHz para 400Mbit/s).

7.1 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

- . Estudo sobre o tempo de sintonização de osciladores à laser para aplicação em redes com WDM.
- . Estudo sobre o tempo de aquisição de portadora em receptores ópticos coerentes para aplicação em redes com WDM.
- . Estudos dos efeitos não-lineares no desempenho de enlaces coerentes usando modulação PSK.
- . Análise das fronteiras da potência do sinal do oscilador local à laser, para determinação da influência dos ruídos térmico e da corrente de escuro no receptor.
- . Um estudo mais aprofundado sobre a sensibilidade dos desempenhos dos diversos *loops* de recuperação de portadora com relação às suas larguras de faixa de ruído.
- . Implementação em hardware dos subsistemas simulados via software.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

- [1] V. K. Prabhu, "PSK Performance With Imperfect Carrier Phase Recovery", IEEE Trans. Aerospace and Electron. Syst., vol. AES-12, nº 2, pp. 275-285, Março 1976.

APÊNDICE A

HÍBRIDO ÓPTICO

O termo híbrido óptico foi adotado para nomear um dispositivo óptico com quatro-portas, sendo 2 entradas e 2 saídas [1]-[5]. O híbrido óptico ideal produz dois sinais com amplitudes complexas E_{o1} e E_{o2} que são combinações lineares de dois sinais com amplitudes complexas na entrada, de tal forma que:

$$E_{o1} = (E_{i1} + E_{i2})\sqrt{1-k} \quad (\text{A.1})$$

e,

$$E_{o2} = (E_{i1} + E_{i2}e^{-j\phi})\sqrt{k} \quad (\text{A.2})$$

onde, E_{i1} e E_{i2} são as amplitudes complexas dos dois sinais de entrada, ϕ é o deslocamento de fase do híbrido, e k é o fator de divisão de potência do híbrido. Assim, as saídas do híbrido são:

- 1) A soma das cópias atenuadas das entradas, e
- 2) A soma das cópias atenuadas da entrada 1 com a cópia atenuada da entrada 2, deslocada por ϕ graus.

Os dois valores mais importantes de ϕ para aplicações com PLL são: 90° e 180° . Os híbridos para estes deslocamentos de fase são denominados de híbrido de 90° e híbrido de 180° , respectivamente. Das expressões (A.1) e (A.2), pode-se notar que a potência total

nas saídas do híbrido são iguais a potência total nas entradas deste. Isto se dá por estarmos tratando de um híbrido óptico ideal. Na prática, estes dispositivos sofrem perdas inevitáveis de potência, cujos valores dependem muito da implementação. em princípio, um híbrido pode ser implementado com LiNbO_3 (ou qualquer outro material eletroóptico), como mostrado na figura A.1.

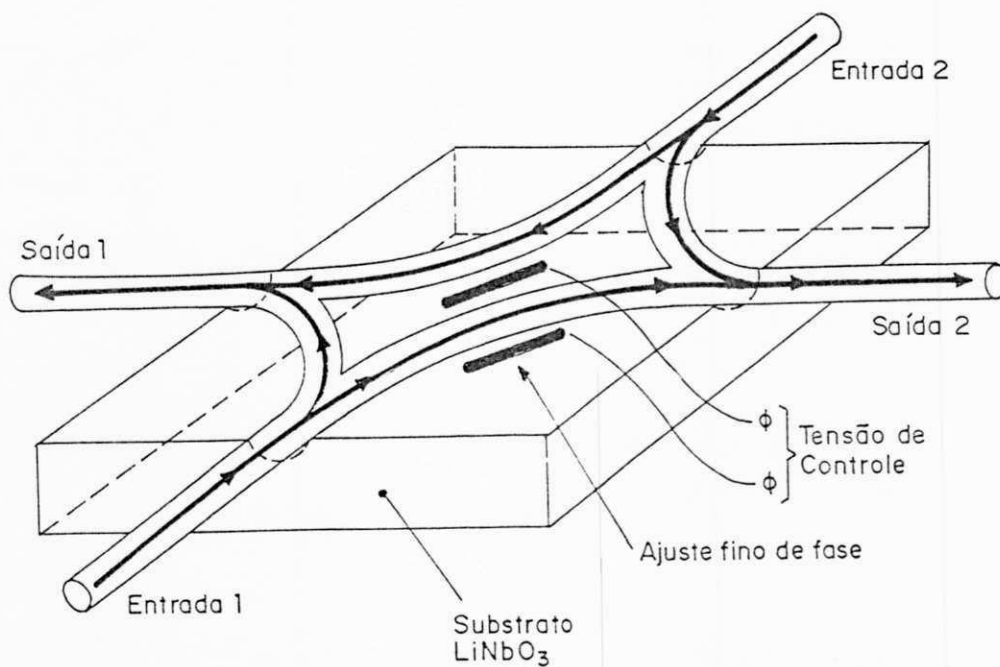


Fig. A.1 - Implementação de um Híbrido Óptico.

O dispositivo consiste de alguns guias-de-onda difundidos em um substrato de LiNbO_3 , e de um ajuste fino de fase. Os guias-de-onda são usados para construir dois divisores de potência e dois combinadores de potência. O ajuste fino de fase (que é apresentado na figura A.1, como dois eletrodos negros), é usado para gerar um deslocamento de fase ϕ , através de uma tensão de controle aplicada a seus terminais.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] L.G.Kazovsky, "Phase- and Polarization- Diversity Coherent Techniques", J. Lightwave Technol., vol. 7, nº 2, pp. 279-292, Fevereiro 1989.
- [2] L.G.Kazovsky, "Decision-Driven Phase-Locked Loop for Optical Homodyne Receivers: Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements", J. Lightwave Technol., vol. LT-3, nº 6, pp. 1238-1247, Dez. 1985.
- [3] W. R. Leeb, H. K. Phillipp e A. L. Scholtz, "Homodyne Receiver for ASK signals at 10.5 μ m Wavelength", Appl. Opt., vol. 23, nº 4, pp. 523-524, Fevereiro 1984.
- [4] W. R. Leeb *et al.*, "Frequency Synchronization and Phase Locking of CO₂ Lasers", Appl. Phys. Lett., vol. 41(7), pp. 592-594, Outubro 1982.
- [5] H. K. Phillipp *et al.*, "Costas Loop Experiments for 10.6 μ m Communications Receiver, IEEE Trans. on Commun., vol. 31, nº 8, pp. 1000-1002, Agosto 1983.

APÊNDICE B

DERIVAÇÃO DO FATOR DE RÚIDO, ξ , PARA O LOOP DE QUARTA POTÊNCIA

O ruído balístico $n(t)$ na figura 6.9 (b) é branco com PSD $S_n(\omega) = T/M$, enquanto que o ruído aditivo $w(t)$ na figura 6.1 é aproximadamente branco com PSD $S_w(\omega) = \xi(T/M)$. Neste Apêndice esta aproximação é justificada, e o valor de ξ é determinado para o *loop* de quarta potência.

Inicialmente devemos especificar o filtro da porta de entrada do receptor. Em [1] Spilker usa um filtro passa baixas ideal. Aqui nós usamos um filtro com função de transferência Gaussiana:

$$B(\omega) = e^{-\frac{\omega^2}{2\beta^2}} \quad (\text{B.1})$$

com uma largura de faixa normalizada de

$$W = \frac{\beta T}{\sqrt{4\pi}}, \quad (\text{B.2})$$

que está relacionada com a frequência de corte de 3 dB, f_c , através da seguinte expressão: $f_c T = W\sqrt{(\log 2)/\pi}$. Na seção 6.53 nós usamos $W = 3$, o que corresponde a uma largura de faixa de cerca de 1,4 vezes a taxa de transmissão. Por enquanto vamos admitir que o atraso de grupo provocado por este filtro seja zero, isto é, $\tau = 0$.

Da equação (6.55), a saída do bloco de quarta potência, $z(t)$, é dada por:

$$z(t) = x^4 + \sum_{i=0}^3 \quad (B.3)$$

onde $x(t)$ é definido por (6.51) e $y(t)$ é o ruído filtrado com PSD dada em (6.54). Agora a função de autocorrelação de $z(t)$, $R_z(\tau)$, é determinada e decomposta em dois termos:

$$R_z(\tau) = R_{\text{sin al}}(\tau) + R_m(\tau) \quad (B.4)$$

onde o primeiro termo do lado direito refere-se a $x^4(t)$ em (B.3) e o segundo corresponde aos produtos cruzados sinal-ruído. Neste ponto fazemos a seguinte aproximação:

$$z(t) \cong x^4 + m(t) \quad (B.5)$$

onde se supõe que o ruído aditivo $m(t)$, que tem função de autocorrelação $R_m(\tau)$, é independente do termo x^4 (sinal).

Usando o fato de que, para $m \in \{0,1,2,3,4\}$ e todo τ , $E[e^{jm(\alpha(t)-\alpha(t+\tau))}] \approx 1$, poderemos então encontrar a expressão para $R_z(\tau)$, através da substituição da expressão (B.3) na seguinte expressão:

$$R_z(\tau) = E[z(t)z(t+\tau)^*] \quad (B.6)$$

logo a expressão para $R_z(\tau)$ torna-se:

$$R_z(\tau) = \alpha_0 g_4(\tau) + \Lambda(\tau) \sum_{k=1}^3 \alpha_k \rho^k(\tau) + \alpha_4 \rho^4(\tau) \quad (B.7)$$

onde

$$\alpha_k \equiv \binom{4}{k}^2 k! (W/M)^k \quad (\text{B.8})$$

e, $\Lambda(\tau)$ é a autocorrelação triangular dos dados do sinal QPSK $e^{j\theta(t)}$ (considerando os símbolos semelhantes e independentes) [2], $\Lambda(\tau)$ é zero para $|\tau| > T$ e $\Lambda(\tau) \equiv (1 - |\tau|/T)$ para $|\tau| \leq T$, onde $(W/M)\rho(\tau)$ é a autocorrelação do ruído balístico filtrado $y(t)$, e onde, da equação (6.1) e de (B.1), $\rho(\tau)$ é dado por:

$$\rho(\tau) = e^{-\beta^2 \tau^2 / 4} \quad (\text{B.9})$$

Da equação (B.7) retirando-se o primeiro termo obtemos a autocorrelação do "ruído", assim:

$$R_m(\tau) = \Lambda(\tau) \sum_{k=1}^3 \alpha_k \rho^k(\tau) + \alpha_4 \rho^4(\tau). \quad (\text{B.10})$$

Como $\omega(t) = (1/4) \text{Im}\{m(t)\}$, a função autocorrelação de $\omega(t)$ é $R_\omega(\tau) = R_m(\tau)/32$, ou seja,

$$R_\omega(\tau) = \Lambda(\tau) \sum_{k=1}^3 \alpha_k (W/M)^k \rho^k(\tau) + \alpha_4 (W/M)^4 \rho^4(\tau) \quad (\text{B.11})$$

onde

$$\alpha_k \equiv \binom{4}{k}^2 k! / 32. \quad (\text{B.12})$$

A transformada de Fourier da função autocorrelação em (B.11) é $S_\omega(\omega)$. É demonstrado em [3] que $S_\omega(\omega)$ é aproximadamente branco para frequências menores de que

a largura de faixa do *loop*, e então o seu valor será aproximado pelo valor para a frequência zero, ou seja,

$$S_{\omega}(\omega) \approx S_{\omega}(0) = (T/M) \eta \lambda(M, W) \quad (\text{B.13})$$

Logo da equação (B.11) encontramos,

$$\begin{aligned} \eta \lambda(M, W) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{M}{T} R_{\omega}(\tau) d\tau = \frac{3}{8} (W/M)^3 + 3(W/M)^2 \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{3}} [1 - 2Q(W\sqrt{6\pi})] - \frac{1}{3\pi W} (1 - e^{-3\pi W^2}) \right] + \\ &+ \frac{9}{4} (W/M) \left[\frac{1}{\sqrt{2}} [1 - 2Q(W\sqrt{4\pi})] - \frac{1}{2\pi W} (1 - e^{-2\pi W^2}) \right] + \\ &+ \frac{1}{2} \left[[1 - 2Q(W\sqrt{2\pi})] - \frac{1}{\pi W} (1 - e^{-\pi W^2}) \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

onde, $Q(x)$ é a função complementar da Função Distribuição Gaussiana Padrão. O fator de ruído para *loop* de quarta potência é então, para $M = 45,32$ e $W = 3$, $\eta \cong 0,552$.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. J. Spilker Jr., Digital Communications by Satellite. New York, Prentice-Hall, 1977.
- [2] Papoulis, Probability, Random Variables, and Stochastic Processes, McGraw-Hill, New York, 1984.
- [3] H. Meyr e G. Ascheid, Synchronization in Digital Communications, Wiley, New York, 1990.
- [4] J. R. Barry e J. M. Kahn, "Carrier Synchronization for Homodyne and Heterodyne Detection of Optical Quadriphase-Shift Keying", J. Lightwave Technol., vol. 9, n° 12, pp. 1939-1951, Dezembro 1992.
- [5] A. Blanchard, Phase-Locked Loops, Wiley, New York, 1976.
- [6] W. C. Lindsey, Synchronization Systems in Communication and Control, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1972.