

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

Este exemplar corresponde à
edição final da tese defendida
por Eduardo Luiz de Braga
e aprovada pela Comissão Julgadora
em 27 outubro de 1989

Evandro Conforti - 02/01/90

CONSTRUÇÃO E ANÁLISE DE UM INTERFERÔMETRO
COM ALTA RESOLUÇÃO, IMPLEMENTADO EM FIBRA
ÓPTICA, USANDO O PROCESSO AUTO-HOMÓDINO

EDUARDO LUIZ DE BRAGA

Orientador: Prof. Dr. Evandro Conforti

DMO 10/89

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia
Elétrica da Universidade Estadual de Campi
nas - UNICAMP, como parte dos requisitos
exigidos para a obtenção do título de
MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA

- Outubro 1989 -

ÍNDICE

PREFÁCIO	1
CAPÍTULO 1	
INTRODUÇÃO	3
1.1. Suporte Tecnológico	3
1.2. O Método Auto-Homódino	4
Referências	5
CAPÍTULO 2	
FUNDAMENTOS	6
2.1. Coerência Temporal	6
2.1.1. Funções de autocorrelação	8
2.1.2. Tempo de coerência	9
2.1.3. Teorema de Wiener-Khintchine	10
2.2. Coerência Espacial	10
2.2.1. Funções de correlação cruzada	11
2.2.2. Teorema de Cittert-Zernike	12
2.3. Formulação de Coerência para Fontes Ópticas com Envoltória do Espectro Definida	13
2.3.1. Densidade de potência espectral lorentziana	14
2.3.2. Densidade de potência espectral gaussiana	18
2.4. Largura de Linha para Lasers à Gás	19
2.4.1. Processos de alargamento do espectro	20
2.4.2. Efeito da cavidade	21
2.4.3. O laser de He-Ne	30
2.5. Largura de Linha para Laser Semicondutor	32
Referências	36

CAPÍTULO 3

ANÁLISE MATEMÁTICA DO MÉTODO AUTO-HOMÓDINO PARA UM ATRASO QUALQUER DO FEIXE ÓPTICO	38
3.1. O Interferômetro de Mach-Zehnder e sua Função de Auto-Correlação	38
3.2. Espectro de Potência de Saída para uma Fonte com Espectro Lorentziano	49
3.3. Espectro de Potência de Saída para uma Fonte com Espectro Gaussiano	54
3.4. Conclusões	58
Referências	59

CAPÍTULO 4

IMPLEMENTAÇÃO E CALIBRAÇÃO DO SISTEMA AUTO-HOMÓDINO EM FIBRA ÓPTICA PARA ANÁLISE ESPECTRAL	60
4.1. Interferômetros de Mach-Zehnder	60
4.2. Fibras Monomodo [4-2] e Acopladores	61
4.2.1. Acopladores ópticos equivalentes levando em consideração a atenuação do sistema	66
4.3. Correção de Polarização [4-2]	73
4.4. Acoplamento Laser/Fibra	76
4.5. Os Fotodetectores	77
4.5.1. Fotodetector APD-Si	77
4.5.2. Os fotodetectores PIN	79
4.6. Lasers Utilizados	81
4.6.1. Laser semiconductor	81
4.6.2. Laser de He-Ne da Opto-Eletrônica São Carlos	84
4.6.3. Laser de He-Ne da Spectra-Physics	86
4.7. O Sistema Auto-Homódino Implementado	87
4.8. Calibração	90
4.8.1. Calibração em baixa frequência	90
4.8.2. Calibração em alta frequência	97
Referências	99

CAPÍTULO 5

RESULTADOS E AVALIAÇÕES	100
5.1. Determinação Experimental da Atenuação no Braço Longo do Interferômetro	100
5.2. Análise em Alta Resolução do Laser He-Ne Fabri- cado pela Opto-Eletrônica	104
5.3. Análise em Alta Resolução do Laser He-Ne Fabri- cado pela Spectra-Physics	107
5.4. Avaliação da Largura Espectral de um Modo Único para o Laser da Spectra-Physics	111
5.5. Relação entre Atenuação nos Braços do Interfe- rômetro e Formato do Espectro	116
5.6. Conclusões	118
Referências	120

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO	121
-----------------	-----

ANEXO I	122
---------------	-----

AGRADECIMENTOS

- ao Prof. Dr. Evandro Conforti, pela orientação;
- aos Profs. Drs. Atílio José Giarola, Rui Fragassi Souza e Edmundo Braga pelas críticas e sugestões;
- à FINEP, CNPq e TELEBRÁS pelo apoio financeiro;
- ao CPqD da TELEBRÁS pelo apoio material, em particular ao Danilo, Júlio, Tadeu e Henrique pelas fibras, emendas, acopladores e equipamentos;
- à Elza Aoki pela datilografia, à Lúcia pelos desenhos e à Eloisa, Cristina, Celi e Motoyama pela atenção;
- aos amigos e familiares pelo incentivo e as minhas motocicletas pelo tempo poupado.

À minha mulher Ana,
e à memória de
meu pai Arnaldo
minha avó Elisa
meu professor Kavanagh

RESUMO

Construiu-se um interferômetro de alta resolução para a análise espectral de lasers a gás. O instrumento incorpora um interferômetro de Mach-Zehnder, todo em fibra óptica monomodo para a linha vermelha do laser de He-Ne, em montagem auto-homódina. Na formulação teórica introduziram-se expressões que permitem o cálculo da largura espectral (da ordem de 5 kHz para o laser testado) mesmo considerando-se que o braço longo do interferômetro (cujo comprimento máximo, dado pela atenuação da fibra, é de 2.000 metros) seja menor que o comprimento de coerência do laser.

ABSTRACT

A high-resolution interferometer has been constructed for gas laser spectral analysis. The instrument is an all monomode fiber Mach-Zehnder auto-homodyne interferometer. The theoretical expressions, obtained here, permit the calculation of the spectral linewidth (about 5 kHz for the tested laser) even in the case when the long arm of the interferometer is smaller than the laser coherent length. The maximum length of this arm is limited to 2.000 m because of the fiber attenuation.

PREFÁCIO

O objetivo inicial deste trabalho é a construção e operação, em laboratório, de um sistema óptico coerente, com função específica de analisar espectros ópticos, em alta resolução, para medidas e avaliação de desempenho de fontes ópticas. Para alcançar este objetivo, foi feito um estudo teórico e, posteriormente, construído um sistema em fibra óptica monomodo que, a princípio, funciona como um interferômetro de Mach-Zehnder modificado.

Durante a execução da parte experimental, procurou-se utilizar componentes e materiais que fossem fabricados no país. Desta maneira foi possível realizar os experimentos com a importação apenas do fotodiodo para a detecção e mistura dos sinais ópticos. Outro objetivo deste trabalho foi a formação de recursos humanos na área de comunicações ópticas coerentes, uma vez que esforços têm sido dispendidos para que esta tecnologia seja dominada e utilizada no país. Houve a preocupação de redigir-se um texto didático o suficiente para ser acessado por estudantes da área.

Distribui-se o trabalho da seguinte forma entre os vários capítulos:

- Capítulo 1 - Introduz-se uma visão atual do mercado de comunicações por fibras ópticas assim como a preocupação de que novos instrumentos devam ser produzidos visando fornecer suporte técnico para este mercado.
- Capítulo 2 - Apresenta-se uma seqüência dos fundamentos que regem os fenômenos ópticos de interesse no trabalho. Em seguida, mostram-se as características das principais fontes ópticas a serem analisadas.
- Capítulo 3 - Deduzem-se expressões teóricas para a potência de saída do sistema interferométrico auto-homódino para análise espectral, considerando as fontes ópticas estudadas no Capítulo 2.
- Capítulo 4 - Mostra-se como foi feita a implementação do sistema e descreve-se cada componente da montagem utilizada, finalizando com resultados obtidos experimentalmente na sua calibração.

- Capítulo 5 - Mostram-se e analisam-se os resultados obtidos para dois lasers de HeNe, usados como fonte óptica. Ao mesmo tempo, determinam-se as características do interferômetro construído.
- Capítulo 6 - Comentam-se, de maneira generalizada, os efeitos produzidos pelas atividades realizadas neste trabalho no Laboratório de Comunicações Ópticas do Departamento de Microonda e Óptica da UNICAMP. Também é comentado a praticidade do uso do instrumento construído.
- Anexo I - Contêm seqüências de dedução matemática de expressões apresentadas no Capítulo 3.
-

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O mercado para comunicações por fibras ópticas tem crescido muito nos últimos anos e incentivado o aparecimento de soluções para o uso das comunicações ópticas coerentes. Enquanto a modulação digital da corrente dos lasers já ultrapassa a casa dos Gbit/s, a modulação coerente tem mostrado seus primeiros resultados em sistemas ópticos pilotos [1-1], o que materializa a velha intenção do uso das técnicas desenvolvidas para sistemas de microondas em comunicações ópticas. A interligação de pontos muito distantes, a médio prazo, vai apresentar oportunidades para os sistemas de comunicações ópticas coerentes se mostrarem eficientes e viáveis.

1.1. Suporte Tecnológico

Todo este desenvolvimento está sendo acompanhado pela criação e implementação de instrumentos de alta precisão que são necessários para confeccionar, analisar e monitorar os dispositivos componentes dos sistemas ópticos.

A análise de coerência de fontes ópticas vem sendo feita por vários métodos que têm graus de resolução diferenciados. A resolução exigida para análise de fontes que serão empregadas em sistemas coerentes é alta e está relacionada diretamente com a largura espectral da fonte analisada. Esta resolução pode ser classificada, arbitrariamente, em diversas categorias, desde muito baixa resolução até ultra-alta, passando por diversas categorias intermediárias que devem abranger todos os tipos de fontes ópticas ou, generalizando, fontes eletromagnéticas.

As fontes ópticas mais coerentes são os lasers a gás

que devido às duas características de construção e meio ativo, podem chegar, em casos especiais, a ter uma largura espectral da ordem de Hz [1-2].

As tecnologias e métodos envolvidos nos instrumentos de análise espectral são diversas, sendo as mais usadas, a grade de difração, o método auto-homódino, o método auto-heteródino e a cavidade Fabry-Perot.

1.2. O Método Auto-Homódino

Este método apresenta uma grande vantagem sobre os outros métodos que é a simplicidade de construção, além de apresentar a resolução idêntica ao do método auto-heteródino a um custo mais baixo e uma sensibilidade teoricamente melhor. A resolução deste método depende direta e unicamente das características de construção do interferômetro que realiza o processamento do sinal óptico, sendo que pode-se chegar a analisar fontes muito coerentes e obter a visualização de um espectro que é diretamente proporcional ao espectro real da fonte óptica analisada. A desvantagem deste método é a de o espectro analisado ser visualizado com centro em 0 Hz, o que impede a análise de espectros assimétricos, apesar de já existirem arranjos do sistema óptico que superam este problema [1-3], além de estar sujeito a ruídos abundantes existentes em baixa frequência. Considerando, entretanto, que a maior parte dos espectros a serem estudados não são assimétricos e que se pode monitorar permanentemente os ruídos em baixa frequência, para não haver comprometimento do espectro detectado, o método auto-homódino é bastante favorecido em relação aos outros métodos.

Analisando todas estas características, optou-se pela construção de um interferômetro de resolução muito alta operando no método auto-homódino, todo construído em fibra óptica monomodo, que pode ser reproduzido com facilidade, a um custo relativamente baixo.

REFERÊNCIASCapítulo 1

- [1-1] R. DETTNER; "Stretching the Fiber - the Promise of Coherent Transmission", BTRL, IEE Review, January 1989.
- [1-2] C. SALOMON, D. HILS e J.L. HALL; "Laser Stabilization at the Milihertz Level", Journal Opt. Soc. América, Vol. 5, Nº 8, August 1988, pp. 1576-1587.
- [1-3] R.T. RAMOS; Sistema Homódino com Modulação em Fase e Oscilador Local Simulado Utilizando Interferômetro de Mach-Zehnder Estabilizado, Tese de Mestrado, DMO, FEE, UNICAMP, 1988.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS

Neste capítulo serão apresentados inicialmente algumas funções estatísticas e teoremas correlatos que tratam as propriedades estatísticas da luz. Como usual, utilizam-se certas médias de segunda ordem conhecidas como funções de coerência para prever resultados experimentais com precisão adequada. Na seqüência, deduzem-se resultados e constantes para fontes ópticas com envoltória espectral definida. Finalmente, são mostradas expressões para o espectro de emissão de lasers à gás e lasers semicondutores que são do interesse deste trabalho, bem como fatores que deformam estes espectros de emissão e produzem novas envoltórias.

2.1. Coerência Temporal

As origens do conceito de coerência encontram-se na literatura científica do século passado e do início deste. Particularmente, algumas das primeiras contribuições nesta área foram dadas por P.H. Von Cittert [2-1], F. Zernike [2-2] e outros [2-3].

Devido ao feixe óptico possuir propriedades estatísticas, é necessário, como será visto adiante, o uso de funções probabilísticas que descrevam satisfatoriamente os fenômenos a serem estudados.

Do ponto de vista estatístico, um processo ergódico pertence à classe de processos aleatórios onde a maior parte dos fenômenos estatísticos práticos estão englobados. Um processo ergódico caracteriza-se por apresentar as médias estatísticas gerais coincidentes com as médias temporais do processo. A natureza desses processos possibilita a descrição espectral desses sinais aleatórios através das funções de autocorrelação e de

certos teoremas.

Pode-se escrever a média temporal da quantidade aleatória $g(u)$ por:

$$\langle g \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} g[u(t)] dt \quad (2.1-1)$$

e sua média estatística como:

$$\overline{g(u)} = \int_{-\infty}^{+\infty} g(u) P_u(u) du \quad (2.1-2)$$

onde $P_u(u)$ é a função densidade de probabilidade de u . Para o caso ergódico tem-se a igualdade das médias temporal e estatística, $\langle g \rangle = \overline{g(u)}$.

Consideram-se todos os processos estudados nesta tese como sendo ergódicos. Desta maneira, pode-se sempre intercambiar médias estatísticas pelas médias temporais.

A validade desta hipótese baseia-se no fato de o processo a ser estudado ser contínuo e estritamente estacionário possuindo, além disso, as funções de densidade de probabilidade das variáveis aleatórias (ex. fase do sinal) com distribuição contínua. Neste caso pode-se afirmar em relação a um sinal $E(t)$:

- a) A média $\overline{E(t)}$ de um sinal é seu componente contínuo;
- b) O quadrado da média $[\overline{E(t)}]^2$ é a potência do componente contínuo;
- c) A média quadrática $\overline{E^2(t)}$ é a potência média total do sinal;
- d) A variância $\sigma_E^2 = \overline{E^2(t)} - [\overline{E(t)}]^2$ é a potência relativa aos componentes variáveis no tempo;

- e) O desvio padrão σ_E é a raiz quadrada da média do quadrado dos componentes variáveis no tempo, isto é, seu valor eficaz.

A coerência temporal de um feixe óptico está relacionada com a sua capacidade de interferir coerentemente com uma fração atrasada no tempo deste mesmo feixe, que pode ser conseguida, na prática, através de um interferômetro tipo Mach-Zehnder, como será visto no decorrer do trabalho.

2.1.1. Funções de autocorrelação

A função autocorrelação $\Gamma_E(\tau)$ de um sinal elétrico $E(t)$ é definida como a média temporal do produto desse campo no instante t pelo seu conjugado no instante $t - \tau$, ou seja:

$$\Gamma_E(\tau) \triangleq \langle E(t) \cdot E^*(t - \tau) \rangle \quad (2.1.1-1)$$

onde $E(t - \tau)$ é o novo valor do campo após um tempo τ e $E^*(t - \tau)$ o complexo conjugado deste campo. Esta função Γ_E , que é uma função de autocorrelação de apenas um sinal analítico $E(t)$, também é conhecida como função de auto-coerência.

Para um sinal periódico do período T pode-se escrever:

$$\Gamma_E(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} E(t) E^*(t - \tau) dt \quad (2.1.1-2)$$

Pode-se provar que este sinal periódico possui a propriedade:

$$\Gamma_E(\tau) = \Gamma_E^*(-\tau) \quad (2.1.1-3)$$

e, considerando-se $E(t)$ real, as seguintes expressões podem ser deduzidas:

$$\Gamma_E(0) = \overline{E^2(t)} = \sigma_E^2 + \overline{[E(t)]^2} \quad (2.1.1-4)$$

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \Gamma_E(|\tau|) = \overline{E(t)}^2 \quad (2.1.1-5)$$

Uma versão normalizada da função de autocorrelação é dada por:

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma_E(\tau)}{\Gamma_E(0)} \quad (2.1.1-6)$$

A função $\gamma(\tau)$ é conhecida como grau de coerência complexo e tem as propriedades:

$$\gamma(0) = 1 \quad (2.1.1-7)$$

e

$$|\gamma(\tau)| \leq 1 \quad (2.1.1-8)$$

2.1.2. Tempo de coerência

O tempo de coerência é uma constante da ordem de grandeza do inverso da largura do espectro de meia potência do sinal. Ele está relacionado com a diferença de tempo de propagação que dois campos vetoriais do mesmo sinal devem ter para deixar de interferir coerentemente entre si, quando atingem um anteparo.

O tempo de coerência (τ_c) é definido [2-4] em função do grau de coerência complexo como:

$$\tau_c \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} |\gamma(\tau)|^2 d\tau \quad (2.1.2-1)$$

A relação entre o tempo de coerência e o inverso da lar

gura do espectro de meia potência é uma constante que depende da forma do espectro de potência:

$$\tau_C \sim \frac{1}{\Delta f} \quad (2.1.2-2)$$

Tendo-se definido o tempo de coerência é natural mostrar-se o comprimento de coerência como:

$$\Delta S_C = v \cdot \tau_C$$

onde v é a velocidade de grupo do sinal propagante.

2.1.3. Teorema de Wiener-Khintchine

Prova-se [2-5] que existe uma relação muito interessante e útil entre a função de autocorrelação de um sinal e o espectro de potência do mesmo. Esta relação, demonstrado no teorema de Wiener-Khintchine, diz que a densidade espectral de potência de um processo aleatório qualquer pode ser calculada pela transformada de Fourier da função de autocorrelação generalizada. Para o caso do processo ergódico tem-se:

$$F(\Gamma_E(\tau)) = A \cdot |E(f)|^2 \quad (2.1.3-1)$$

onde F significa a transformada de Fourier; $E(f)$ é o espectro do campo do sinal e A é uma constante.

2.2. Coerência Espacial

O estudo da coerência temporal baseia-se na aproximação de que a fonte emitente de radiação seja uma fonte pontual. Para os casos onde isto não ocorre deve-se levar em consideração a coerência espacial, que está relacionada com a capacidade

deste feixe interferir com uma fração, deslocada no espaço, de si mesmo.

As funções matemáticas que descrevem as propriedades de coerência espacial podem ser generalizadas ao ponto de envolver a coerência temporal.

2.2.1. Funções de correlação cruzada

As funções de correlação cruzadas, também conhecidas como funções de coerência mútua, são definidas como:

$$\Gamma_{12}(\tau) \triangleq \langle E_1(t) \cdot E_2^*(t - \tau) \rangle \quad (2.2.1-1)$$

em que $E_1(t)$ e $E_2(t)$ representam os campos vetoriais em dois pontos diferentes ao longo de uma mesma frente de onda e $E_2^*(t - \tau)$ é o complexo conjugado de E_2 num instante de tempo $t - \tau$.

Da mesma forma como na função de autocorrelação, podemos normalizar Γ_{12} e obter

$$\gamma_{12}(\tau) \triangleq \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{[\Gamma_{11}(\tau) \cdot \Gamma_{22}(\tau)]^{1/2}} \quad (2.2.1-2)$$

em que γ_{12} também leva a designação de grau complexo de coerência mas que pode ser chamado de grau complexo de coerência mútua, para diferir de $\gamma(\tau)$. Da mesma forma existe a propriedade

$$0 \leq |\gamma_{12}(\tau)| \leq 1 \quad (2.2.1-3)$$

A descrição matemática da coerência espacial é ilustrada pela experiência clássica de Young, mostrado na Fig. 2.1, em que S é uma fonte de luz, P_1 e P_2 são dois pequenos orifícios em uma placa opaca e fina e Q é um anteparo onde observa-se a interferência dos feixes.

Pode-se associar aos orifícios P_1 e P_2 dois campos ve toriais \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , respectivamente, que iniciam um novo deslocamento e interferem em Q . A figura de interferência, que aparece no plano Q , é função do comprimento de coerência e da distribuição de intensidade no plano de emissão da fonte, bem como das dis tâncias envolvidas.

Quando é de interesse analisarem-se os processos envolvendo feixes ópticos com pequeno diâmetro, normalmente faz-se a aproximação de operar-se com fontes pontuais, ou seja, estuda-se apenas a coerência temporal do processo. Esta aproximação é bas tante válida em processos nos quais se pode aproximar os anteparos por pontos (ex. detector). Neste trabalho utiliza-se esta aproximação que já foi adotada por outros autores [2-6] em trabalhos correlacionados.

2.2.2. Teorema de Cittert-Zernike

Este teorema está diretamente relacionado com a visibilidade da figura de interferência conseguida a partir de uma fon te óptica extensa sobre um anteparo distante.

O teorema afirma que se pode obter a forma da visibilidade (contraste entre as regiões de interferência destrutiva e construtiva) operando-se uma transformada de Fourier bi-dimen sional sobre a função de distribuição de intensidade da fonte óptica e levando-se em consideração as distâncias envolvidas [2-7]. A geometria utilizada para sua derivação é idêntica à da experiência de Young na parte entre a fonte e a placa com os orifícios. Uma expressão bastante simplificada do teorema levando em conta uma simetria da fonte e distâncias iguais até os pontos P_1 e P_2 é:

$$J(x, y) = \frac{A}{(\lambda \cdot d)^2} \cdot F_{xy}(I(x, y)) \quad (2.2.2-1)$$

onde $I(x, y)$ é a distribuição geométrica de intensidade de emis

são da fonte, $J(x, y)$ é a distribuição geométrica de visibilidade da figura de interferência, $\bar{\lambda}$ é o comprimento de onda central do espectro de emissão da fonte, A é uma constante, d é a distância da fonte até a placa com os orifícios e F_{xy} representa a transformada de Fourier bi-dimensional.

Este teorema é muito útil no estudo de figuras de interferência produzidas por fontes incoerentes. Sua apresentação detalhada, porém, foge ao escopo deste trabalho.

2.3. Formulação de Coerência para Fontes Ópticas com Envoltória do Espectro Definida

Outra maneira de escrever o teorema de Wiener-Khintchine, apresentado na Seção 2.1.3, seria:

$$\Gamma_E(\tau) = A \cdot F^{-1} |E(f)|^2 \quad (2.3-1)$$

Substituindo $|E(f)|^2$ por $G(f)$, que será a densidade espectral de potência do sinal, e normalizando $\Gamma_E(\tau)$ obtém-se a expressão seguinte para o grau de coerência complexo $\gamma(\tau)$:

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma_E(\tau)}{\Gamma_E(0)} = \frac{A \cdot \int_0^{\infty} G(f) \cdot e^{j2\pi f\tau} df}{A \cdot \int_0^{\infty} G(f) df} \quad (2.3-2)$$

Os limites de integração foram utilizados supondo-se espectros simétricos e A é uma constante da transformação. Pode-se escrever

$$\gamma(\tau) = \int_0^{\infty} \tilde{G}(f) \cdot e^{j2\pi f\tau} df \quad (2.3-3)$$

onde $\tilde{G}(f)$ é a densidade espectral de potência normalizada.

$$\bar{G}(f) = \begin{cases} \frac{G(f)}{\int_0^{\infty} G(f) df} & \text{para } f > 0 \\ 0 & \text{em outros casos} \end{cases} \quad (2.3-4)$$

Pode-se provar que a densidade de potência espectral normalizada tem área unitária

$$\int_0^{\infty} \bar{G}(f) df = 1 \quad (2.3-5)$$

Obtém-se, na seqüência, o grau de coerência complexo para cada tipo de envoltória da densidade de potência espectral normalizada e isto permitirá o cálculo do tempo de coerência para uma fonte emitindo um espectro característico.

2.3.1. Densidade de potência espectral lorentziana

Adota-se para estes cálculos uma função lorentziana que satisfaça a condição de área unitária para $\bar{G}(f)$, centrada na frequência óptica central f_c , da seguinte forma:

$$\bar{G}(f) = \frac{2(\pi\Delta f)^{-1}}{1 + 2\left(\frac{f - f_c}{\Delta f}\right)^2} \quad (2.3.1-1)$$

onde Δf é a largura de banda (queda de 3 dB) da densidade de potência espectral e que caracteriza a suavidade da lorentziana.

O uso de f_c como frequência central do sinal óptico é necessário, pois influenciará no grau complexo de coerência. Usando a Eq. (2.3-3) obtém-se a expressão para o grau complexo de coerência de um sinal lorentziano:

$$\gamma(\tau) = \exp[-\pi\Delta f |\tau|] \exp[j2\pi f_c \tau] \quad (2.3.1-2)$$

Este resultado é ilustrado ao se analisar um interferômetro de Michelson apresentado na Fig. 2.2. A fonte S emite um feixe colimado que intercepta o semi-espelho E_S e divide-se em dois feixes que percorrem caminhos l_1 e l_2 até atingirem os espelhos E_1 e E_2 quando são refletidos e retornam atingindo novamente E_S ; como l_1 e l_2 não são, normalmente, iguais esta diferença produz um atraso $\tau = (l_1 - l_2)/v$, em que v é a velocidade de grupo do feixe. Após interceptar E_S pela segunda vez os dois feixes são sobrepostos no anteparo A, para que a interferência seja visualizada. Como se está interessado apenas na variação da figura de interferência em um ponto, variando-se o atraso τ , considera-se o anteparo A como pontual.

Pode-se interpretar o grau complexo de coerência $\gamma(\tau)$ como a variação do interferograma observado no anteparo (plano x, y). No caso de uma fonte luminosa com densidade espectral de potência com forma lorentziana o interferograma, visto no anteparo, exibirá franjas de fase constante mas com um envelope de intensidade decrescente, da forma

$$|\gamma(\tau)| = \exp[-\pi\Delta f |\tau|] \quad (2.3.1-3)$$

Este envelope é conseguido mantendo-se o anteparo fixo e variando-se a distância até um dos espelhos o que ocasiona a mudança do atraso τ . Este envelope, juntamente com a envoltória do espectro normalizado, são mostrados na Fig. 2.3.

Na seqüência, pode-se calcular o tempo de coerência pela Eq. (2.1.1-9)

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{+\infty} |\gamma(\tau)|^2 d\tau \quad (2.3.1-4)$$

obtendo-se

$$\tau_c = \frac{1}{\pi\Delta f} = \frac{0,318}{\Delta f} \quad (2.3.1-5)$$

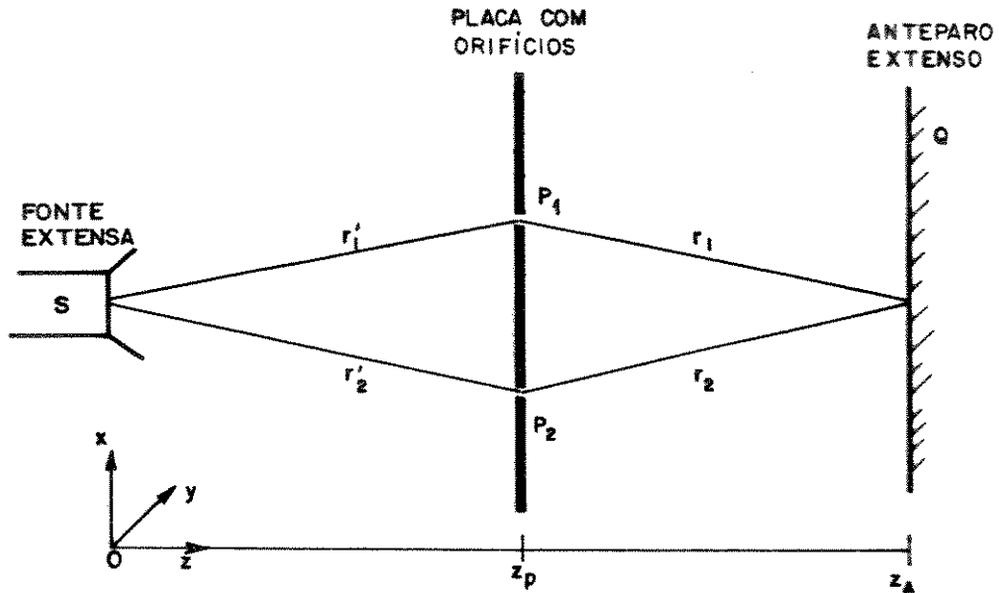


Fig. 2.1 - Experiência de Young

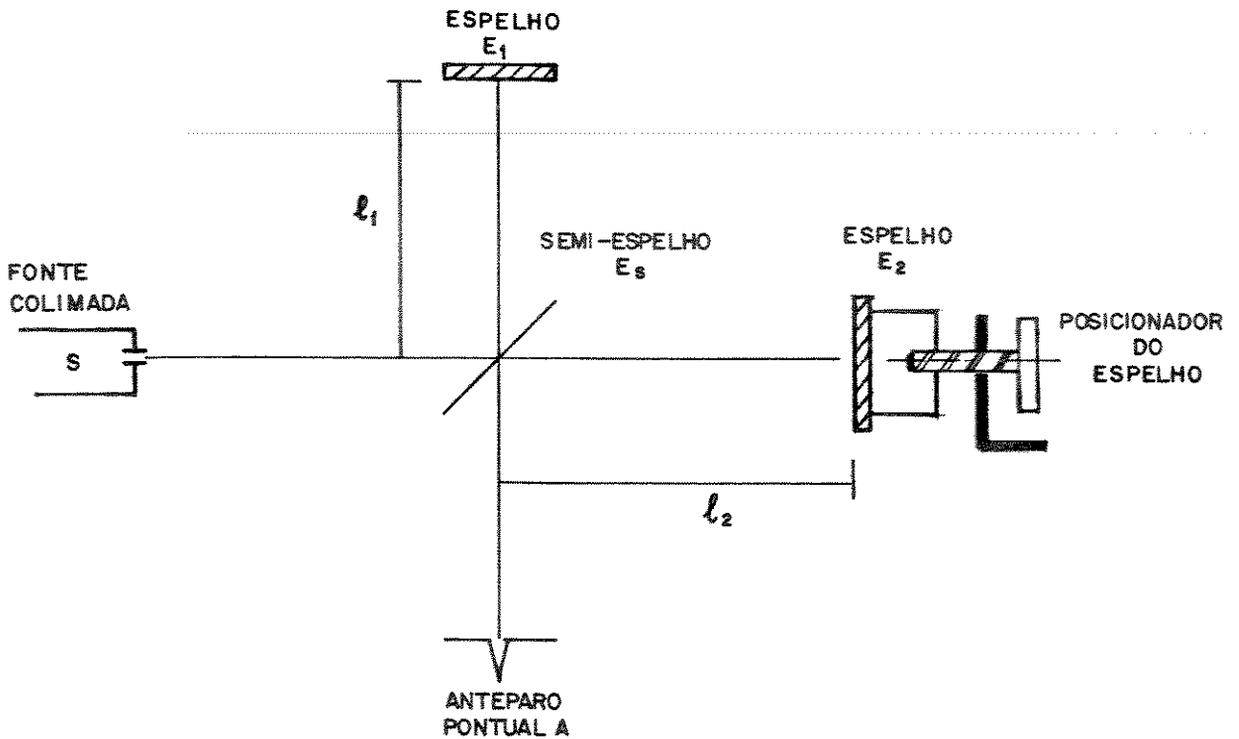


Fig. 2.2 - Interferômetro de Michelson modificado

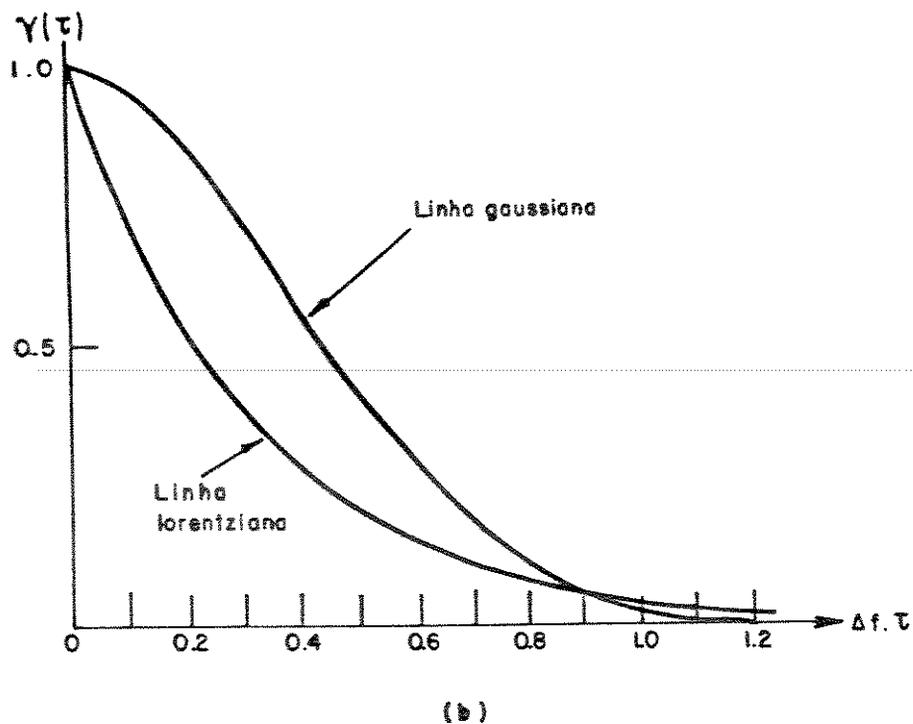
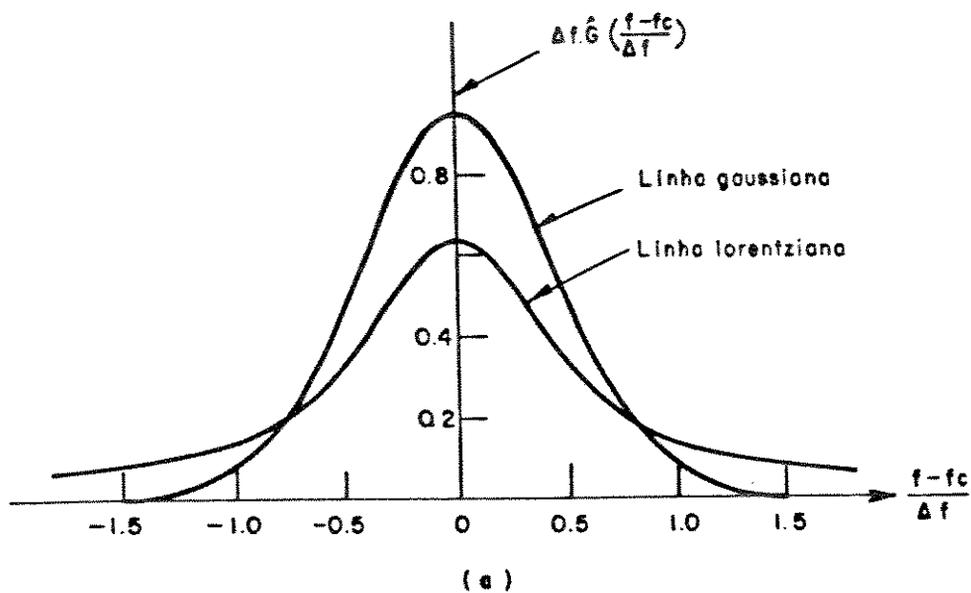


FIG. 2.3 — a) Densidade de potência normalizada para espectros com perfil Lorentziano e Gaussiano

b) Envelope do grau complexo de coerência para espectros com perfil Lorentziano e Gaussiano.

que é da ordem de grandeza do inverso de Δf , como havia sido comentado no item 2.1.2.

2.3.2. Densidade de potência espectral gaussiana

Da mesma forma, escolhe-se um $\hat{G}(f)$ para atender as condições desejadas de normalização e tem-se:

$$\hat{G}(f) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\Delta f} \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{f - f_c}{\Delta f}\right)^2\right] \quad (2.3.2-1)$$

Calculando-se $\gamma(\tau)$ pela Eq. (2.3-3), obtém-se:

$$\gamma(\tau) = \exp\left[-\left(\frac{\pi\Delta f\tau}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right] \exp[j2\pi f_c\tau] \quad (2.3.2-2)$$

Novamente pode-se interpretar $\gamma(\tau)$ como a variação, em um ponto do interferograma, do contraste das franjas, com a variação de τ dada pelo deslocamento do espelho. Observa-se franjas de interferência com fase constante, mas com intensidade decrescendo com:

$$|\gamma(\tau)| = \exp\left[-\left(\frac{\pi\Delta f\tau}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right] \quad (2.3.2-3)$$

que também está traçado na Fig. 2.3. Novamente calcula-se τ_c pela Eq. (2.1.1-9) e encontra-se

$$\tau_c = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\Delta f} = \frac{0,664}{\Delta f} \quad (2.3.2-4)$$

Este resultado também é condizente com os comentários do item

2.1.2.

2.4. Largura de Linha para Lasers à Gás

A radiação laser é produzida por um dispositivo que pode ser representado na forma mostrada pela Fig. 2.4, na qual um meio ativo de comprimento L está colocado em uma cavidade formada por dois espelhos espaçados de uma distância d . Neste dispositivo tanto os espelhos como o meio ativo influem diretamente no espectro da radiação produzida.

Em um laser à gás o meio ativo caracteriza-se por um ou mais gases que fornecem uma amplificação em tensão $g_1(f)$, por unidade de comprimento, para qualquer onda eletromagnética propagante através do meio que esteja na região do espectro onde o ganho é maior do que a unidade. Este ganho $g_1(f)$ provém diretamente das características dos níveis atômicos dos gases envolvidos.

A cavidade formada pelos 2 espelhos separados por uma distância " d " fornece condições para que ondas eletromagnéticas (que tenham sido amplificadas) sejam realimentadas originando a radiação laser, caso sejam respeitadas as condições geométricas e de estabilidade da cavidade óptica. Para obter-se externamente esta radiação, normalmente um dos espelhos não é completamente refletor ou existe um pequeno orifício neste.

O processo atômico envolvido na produção de radiação laser é a emissão estimulada onde átomos cujos elétrons externos tenham sido elevados para níveis mais altos de energia decaem para níveis mais baixos, estimulados por fótons já existentes no meio e emitindo dessa forma novos fótons coerentes com o estimulante.

Na Fig. 2.5 estão esquematizados dois níveis de energia permitidos dos elétrons de um gás utilizado no meio ativo. Associado aos níveis 1 e 2 existem tempos de vida t_1 e t_2 dos átomos em cada estado. Para a condição de operação a população no nível 2 (N_2) deve ser aumentada através de um bombeamento para

que possa ocorrer o fenômeno. Este aumento da população N_2 a níveis superiores à população do nível 1 (N_1) chama-se inversão de população e na prática é conseguida normalmente por artifícios onde se eleva a energia de elétrons para níveis bem acima do nível 2, através de fornecimento de energia externa (ex. descarga elétrica DC) e estes decaem naturalmente para o nível 2 e iniciam o processo.

Pode-se imaginar a queda do nível 2 para o nível 1 como o processo de emissão de um fóton de energia e , conseqüentemente, de freqüência bem definida. Entretanto, a realidade mostra que os níveis de energia 1 e 2 têm uma pequena variação intrínseca aos átomos, produzindo fótons num espectro determinado. Este espectro fornecerá a curva de ganho do meio ativo, $g_1(f)$, por unidade de comprimento do deslocamento do fóton, considerando outras variáveis fixas (ex. pressão, temperatura, etc...). A largura mínima deste espectro Δf [onde Δf mede os pontos onde a curva de ganho $g_1(f)$ cai pela metade], pode ser calculada por [2-8]:

$$\Delta f_n = \frac{1}{2\pi} (A_2 + A_1) \quad (2.4-1)$$

onde o índice n significa natural (sem processos de alargamento) e A_1 e A_2 são os coeficientes de emissão espontânea de Einstein para os níveis 1 e 2, respectivamente.

2.4.1. Processos de alargamento do espectro

Em lasers a gás existem vários processos que tornam a curva de ganho $g_1(f)$ mais larga e modificam seu perfil.

Para lasers a gás operando em alta pressão a curva de ganho tem formato lorentziano devido ao efeito das colisões entre os átomos, que colidem entre si muitas vezes, enquanto um átomo está emitindo um pacote de radiação. Estas colisões são consideradas elásticas e introduzem descorrelações na fase da onda que está sendo emitida. Este processo é chamado Alargamento por Co-

lisão.

Para lasers operando em baixa pressão de gás, o que predomina é o efeito Doppler devido aos átomos e moléculas estarem em movimento enquanto emitem pacotes de radiação. O efeito Doppler se caracteriza pela equação:

$$f = f_0 \left(1 + \frac{v_p}{c} \right) \quad (2.4.1-1)$$

onde f é a frequência medida, f_0 é a frequência do fóton emitido, v_p é a velocidade das partículas emissoras e c a velocidade da luz. Caso as partículas estejam em equilíbrio térmico a uma temperatura T , as suas velocidades terão uma distribuição de acordo com a lei de distribuição de Maxwell, que tem formato gaussiano. Conseqüentemente este fato acarreta que a curva de ganho $g_1(f)$, para lasers deste tipo, tenha formato gaussiano e o fenômeno é chamado Alargamento Doppler.

Outro tipo de alargamento espectral acontece quando existem isótopos do mesmo gás emitindo radiação. Este fenômeno é conhecido por Alargamento não-Homogêneo e pode ser ilustrado pela Fig. 2.6, onde dois isótopos do Neônio emitem espectros diferentes que acabam sendo superpostos nas medições feitas do espectro. Nesta figura $f_0(20)$ e $f_0(22)$ representam as frequências centrais de emissão dos isótopos com peso atômico de 20 e 22 u.m.a., respectivamente.

2.4.2. Efeito da cavidade

Dois espelhos separados por uma distância " d " devem obedecer certas condições de estabilidade para que ondas eletromagnéticas produzidas entre eles possam permanecer neste volume interagindo com o meio ativo e sendo amplificadas após cada reflexão.

A análise da estabilidade de uma cavidade óptica é feita utilizando-se apenas a distância entre os espelhos " d " e os

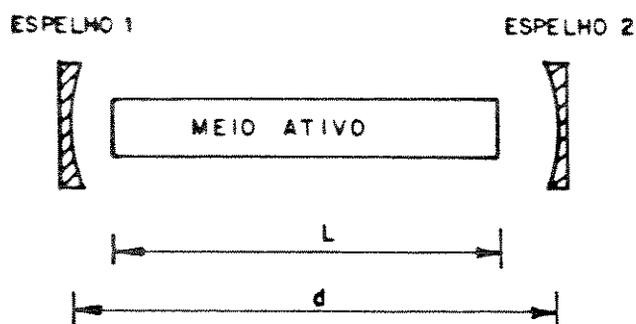


Fig 2-4 - Cavidade laser esquematizada

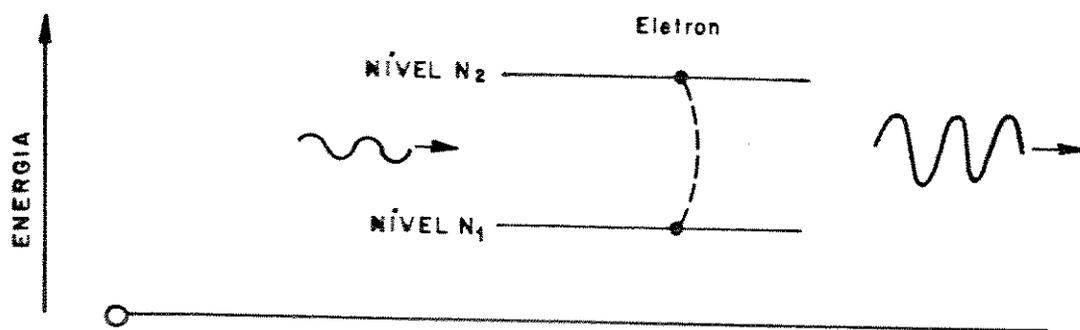


Fig 2-5 - Diagrama simplificado de níveis de energia

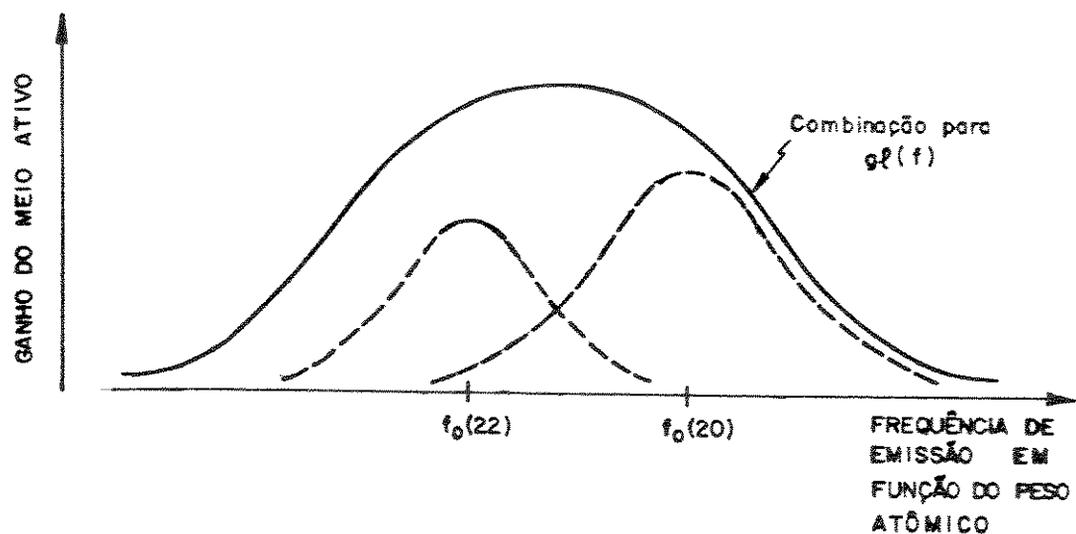


Fig. 2-6 - Alargamento espectral não homogêneo dos isótopos do mênio

raios de curvatura de cada espelho R_1 e R_2 [2-9]. O resultado desta análise é mostrado através de duas variáveis, q_1 e q_2 , que são definidas por:

$$q_{1,2} \equiv 1 - \frac{d}{R_{1,2}} \quad (2.4.2-1)$$

A condição de estabilidade é conseguida simulando a propagação de um raio por um sistema óptico equivalente à cavidade, obtendo-se:

$$0 \leq q_1 \cdot q_2 \leq 1 \quad (2.4.2-2)$$

Esta condição pode ser representada pelo diagrama da Fig. 2.7, onde a área hachurada representa as condições de possível estabilidade.

Para uma análise mais completa do efeito da cavidade sobre o espectro da radiação laser produzido será considerado uma cavidade amplificadora estável com o meio ativo possuindo um ganho em uma passagem na cavidade de $g_k(f)$ e, ainda, os espelhos como sendo semi-transparentes e sem perdas. A convenção [2-11] utilizada para os raios refletidos e transmitidos por um espelho é especificada na Fig. 2.8, onde: r = coeficiente de reflexão do espelho; t = coeficiente de transmissão do espelho.

O espelho sem perdas tem a propriedade de $|r|^2 + |t|^2 = 1$. Levando em consideração estas convenções, será usado o modelo para a cavidade da Fig. 2.9.

Equaciona-se as amplitudes dos raios, seguindo a convenção, como:

$$\begin{aligned} u_1 &= r_1 \cdot u_4 + j t_1 u_0 \\ u_3 &= r_2 \cdot u_2 \\ u_5 &= r_1 \cdot u_0 + j t_1 u_4 \\ u_6 &= j t_2 u_2 \end{aligned} \quad (2.4.2-3)$$

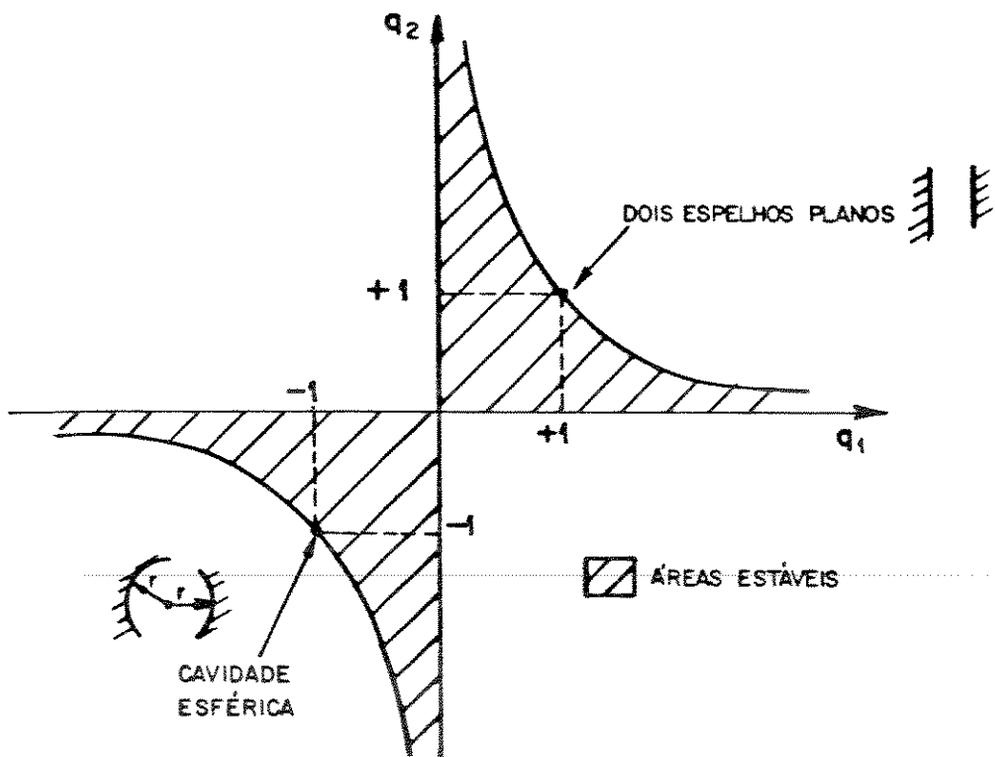


Fig. 2.7 - Diagrama de estabilidade para uma cavidade óptica

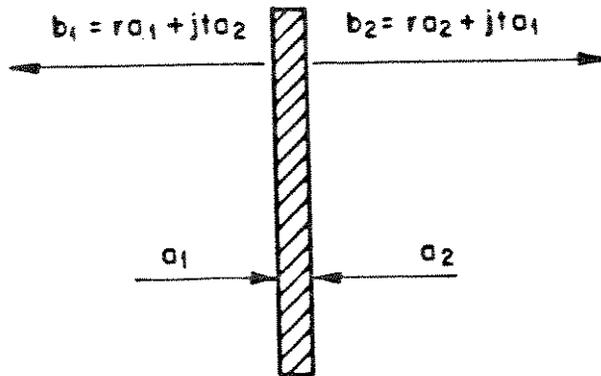


Fig. 2.8 - Convenção utilizada para os raios refletidos e transmitidos por um espelho sem perdas com coeficiente de transmissão \underline{t} , e reflexão \underline{r}

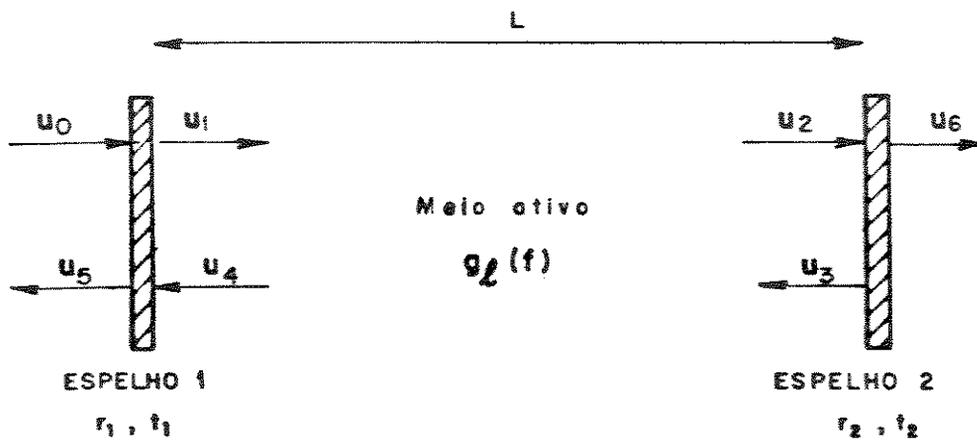


Fig. 2.9 - Modelo de percurso dos raios em uma cavidade óptica.

e ainda, devido ao ganho $g_\ell(f)$ em uma passagem no meio ativo,

$$\frac{u_4}{u_3} = \frac{u_2}{u_1} = g_\ell(f) \quad (2.4.2-4)$$

O resultado esperado é uma expressão para o ganho total de transmissão da cavidade que, por definição, é dado por:

$$g(f) \equiv \frac{\text{sinal saída}}{\text{sinal entrada}} = \frac{u_6}{u_0} \quad (2.4.2-5)$$

Após um pouco de álgebra chega-se à

$$g(f) = \frac{u_6}{u_0} = \frac{-t_1 t_2 g_\ell(f)}{1 - r_1 \cdot r_2 g_\ell^2(f)} \quad (2.4.2-6)$$

Esta expressão pode ser idealizada como a função de transferência de um processo cujo diagrama de blocos é mostrado na Fig. 2.10.

A Eq. (2.4.2-6) possui propriedades cruciais para o espectro de emissão da cavidade. Estas propriedades advêm do fato que o ganho de tensão de uma passagem, $g_\ell(f)$, ser expresso da forma [2-11]:

$$g_\ell(f) = \exp \left[-j \frac{n_0 2\pi f L}{c} \left(1 + \frac{X(f)}{2} \right) \right] \quad (2.4.2-7)$$

onde n_0 é o índice de refração do meio ativo;

$X(f)$ é a susceptibilidade complexa do meio;

c , f e L definidos anteriormente.

Devido a esta expressão, o ganho total de potência $|g(f)|^2$ terá propriedades periódicas, sendo que (vide Eq. 2.4.2-6), nas regiões onde $r_1 r_2 g_\ell^2(f) \approx -1$, haverá uma redução drástica no mesmo.

Esta propriedade fará com que oscilem e sejam amplificadas dentro da cavidade, apenas freqüências bem determinadas e haja o aparecimento de modos axiais dentro da cavidade espaçados entre si de $(c/2n_0L)$, como ilustrado na Fig. 2.11. Deve-se notar nesta figura que a potência do modo m será superior à dos outros modos, mas os outros modos também estarão presentes na cavidade.

Em lasers à gás é comum o aparecimento de vários modos axiais que têm a forma individual regida pela Eq.(2.4.2-6). Esta expressão tem uma dependência muito grande da refletividade dos espelhos, mas como, na prática, utilizam-se espelhos muito refletivos, a Eq.(2.4.2-6) fica dependendo fortemente de $g_\ell(f)$. Pode-se afirmar que o formato de cada modo axial terá uma grande semelhança com o formato original de $g_\ell(f)$ para fins práticos.

Uma análise mais complexa da cavidade óptica ressonante e da radiação que aparece no seu interior durante o funcionamento [2-12], leva a caracterizar o feixe laser produzido não mais como um conjunto de raios mas como um arranjo do campo existente na cavidade. O campo pode se distribuir de diversas maneiras dentro da cavidade, dando origem à modos espaciais de propagação. O modo de ordem mais baixa que pode existir é o $TEM_{0,0}$ que se caracteriza por uma amplitude relativa do campo de forma gaussiana, sendo que, espacialmente, o eixo de maior amplitude seria coincidente com o eixo geométrico da cavidade (Fig. 2.12).

Sofisticando ainda mais a análise [2-12] chega-se a resultados que indicam a possibilidade do aparecimento de modos gaussianos de ordem mais elevada, também conhecidos como modos Hermite-Gaussianos. Estes modos, além de possuírem uma distribuição espacial complexa, também apresentam freqüências de ressonâncias dentro da cavidade, diferentes das já apresentadas, havendo o aparecimento de modos transversais no espectro do laser, além dos axiais, como mostra a Fig. 2.13.

Os índices acima dos modos no espectro apresentado são a identificação de cada modo. Esta identificação é definida por 3 letras (m, n, p) sendo m a identificação do modo axial e n e p o do modo transversal. A identificação $TEM_{0,0}$ não tem um m definido, podendo representar qualquer um dos modos axiais. Deduz-se uma expressão para a freqüência de oscilação de cada modo,

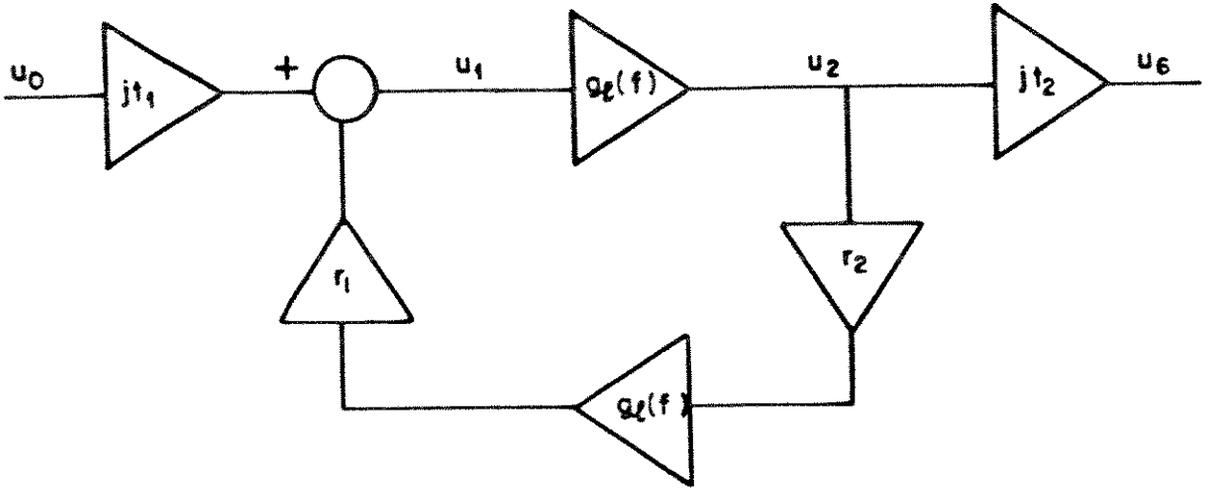
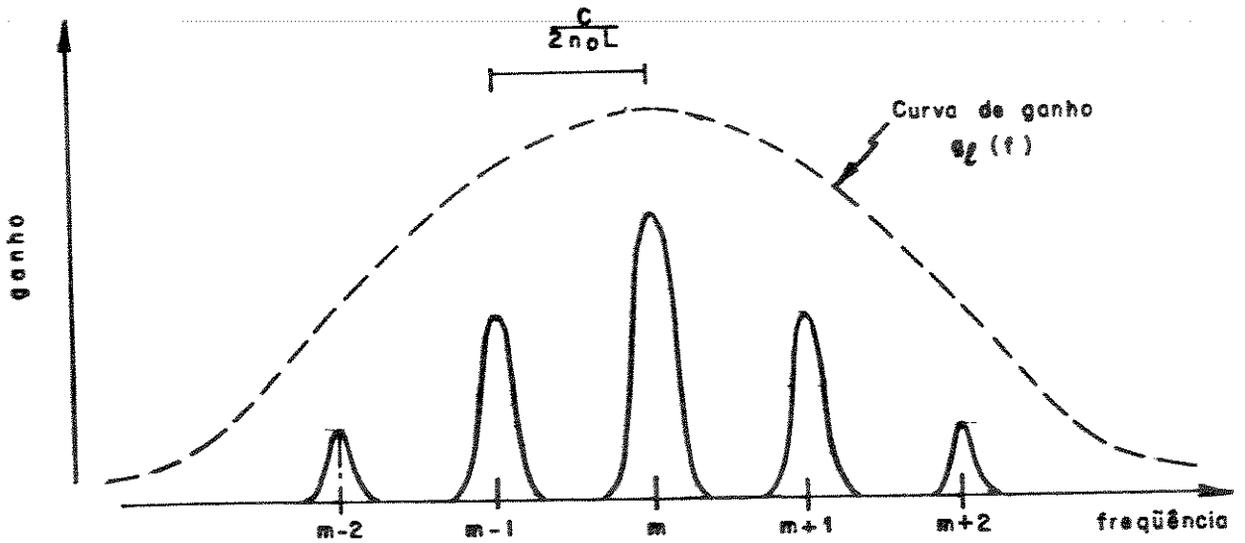
Fig. 2.10 — Diagrama de blocos para $g(f)$ 

Fig. 2.11 — Modos axiais

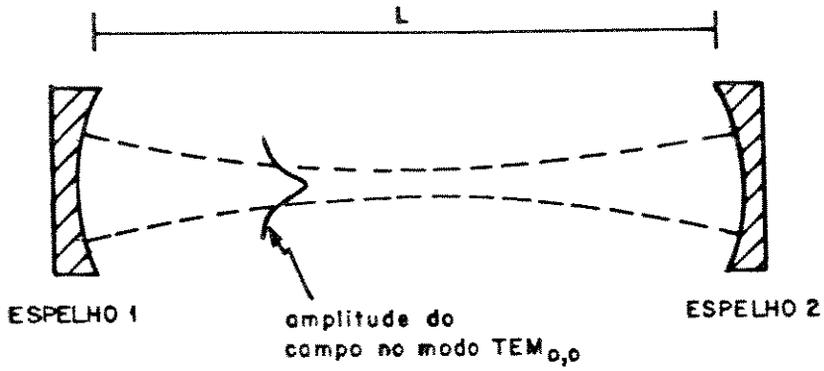


Fig.2.12 - Esquema da distribuição espacial do modo TEM em uma cavidade óptica

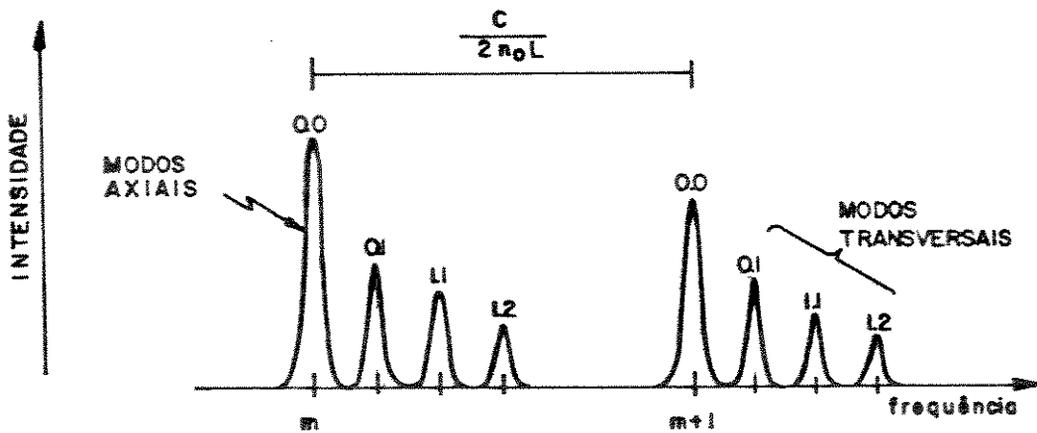


Fig.2.13 - Modos axiais e transversais

chegando-se a:

$$f_{mnp} = \left[m + \frac{(n+p+1)}{\pi} \cdot \cos^{-1}(\sqrt{q_1 q_2}) \right] \frac{c}{2n_0 L} \quad (2.4.2-8)$$

Na Fig. 2.13 representa-se apenas dois conjuntos de modos transversais, mas na realidade elas podem ser tantos quanto possam oscilar dentro da curva de ganho $g_\ell(f)$. Pode ocorrer que alguns dos modos transversais mais elevados oscilem em frequências superiores às do modo axial seguinte $(m+1)$, dependendo da condição $q_1 \cdot q_2$ da cavidade.

Da Eq.(2.4.2-8) pode-se retirar a condição de estabilidade $q_1 \cdot q_2$ caso se tenha acesso ao espectro de emissão de um laser deste tipo.

2.4.3. O laser de He-Ne

Desde que foi desenvolvido em 1960 por Ali Javan e colaboradores nos laboratórios Bell, o laser de He-Ne tornou-se muito promissor comercialmente devido à facilidade de sua fabricação e por seus diversos usos.

O laser de He-Ne tem como meio ativo uma mistura e baixa pressão de He-Ne onde os dois tipos de átomos se complementam para fornecer as condições de funcionamento do laser. O esquema dos níveis atômicos e seus decaimentos pode ser visto, na Fig. 2.14, notando-se as várias transições possíveis entre os níveis atômicos.

Este trabalho tem interesse na transição do nível $3s$ para o $2p$ do Neônio que fornece um comprimento de onda de 6328 \AA . Um laser deste tipo é constituído usando um tubo de quartzo com alguns milímetros de diâmetro interno onde é colocada a mistura gasosa com pressões parciais típicas em torno de $1,0 \text{ mm Hg}$ de Hélio e $0,1 \text{ mm Hg}$ de Neônio.

Este tubo pode ser fechado com janelas que já contenham os espelhos da cavidade ou com janelas de Brewster, para assegu-

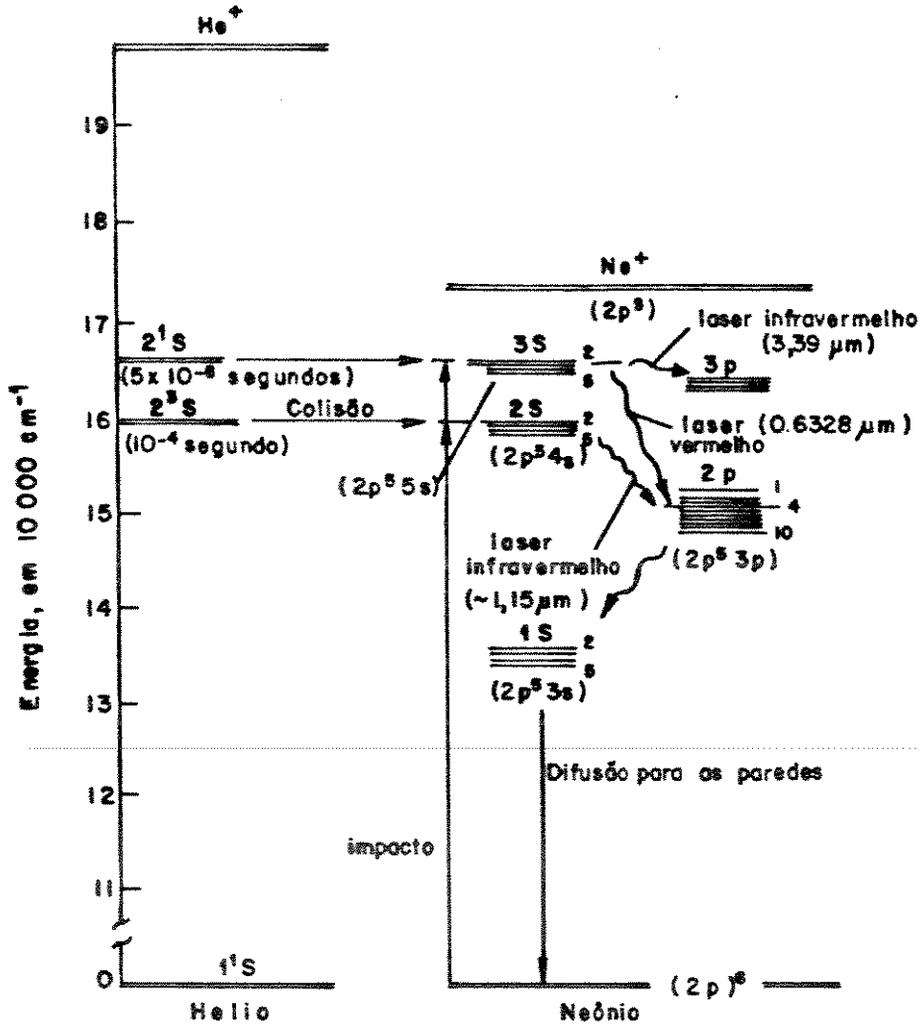


Fig. 2.14 – Diagrama de níveis de energia e transições presentes no laser de He-Ne.

rar uma polarização linear à luz emitida, sendo os espelhos, neste caso, colocados externamente ao tubo. O método de excitação do meio ativo pode variar, sendo comumente utilizado dois eletrodos perto da extremidade do tubo (Fig. 2.15) que são energizados com uma tensão DC relativamente alta (2000 V). Uma alternativa para a excitação é o uso de uma fonte RF operando entre 15 a 30 MHz. Neste caso os eletrodos podem ser colocados na parte externa do tubo de quartzo.

O laser de He-Ne pode ser construído com o comprimento da cavidade variando desde 10 cm ou menos até alguns metros. Os grandes comprimentos permitem a obtenção de laser com alta potência para uso científico. Para este uso também é interessante a obtenção de lasers com polarização aleatória, o que é conseguido com despolarizadores externos à cavidade.

Sendo o meio ativo deste laser um gás a baixa pressão, o efeito de alargamento predominante dentro do meio ativo será o Doppler; conseqüentemente, a curva de ganho em frequência do meio ativo deve ter uma envoltória gaussiana. A largura desta curva de ganho para um laser comum, pode ser estimada em 1,5 GHz, considerando já os efeitos de alargamento [2-11]. Considerando que as cavidades utilizadas nos lasers disponíveis para os experimentos deste trabalho tem uma cavidade em torno de 25 cm, é esperado o aparecimento de alguns modos axiais.

Analisando cada um dos modos axiais, é de se esperar que, caso o ganho de potência total do laser seja suficientemente alto, a largura de cada um dos modos axiais seja da ordem de dezenas de kHz [2-13, 2-11]. Em um laser de He-Ne no qual os espelhos são tipicamente bem refletivos, o ganho total é necessariamente alto e obedece bem às considerações de cavidades ressonantes, onde pode-se escrever que o produto do ganho total pela largura de 3 dB, do espectro de potência do modo oscilante, é uma constante.

2.5. Largura de Linha para Laser Semicondutor

O laser semicondutor apresenta características peculia-

res em relação à um laser normal. A sua cavidade é construída utilizando-se a própria estrutura cristalina do semiconductor, clivando-se as duas extremidades em planos cristalinos paralelos, obtendo-se espelhos planos e paralelos. Estes espelhos apresentam uma refletividade menor do que os utilizados em cavidades normais pois são espelhos naturais que dependem apenas do índice de refração do semiconductor e do meio externo.

O meio ativo do laser semiconductor é a própria região da junção em um diodo laser. Sendo assim, o espectro de emissão depende primariamente das bandas de energia onde os elétrons permanecem. Na estrutura cristalina de um semiconductor, estas bandas não são tão definidas quanto em um átomo de gás. Elas estão representadas na Fig. 2.16 para o caso de um semiconductor onde se injeta elétrons a uma taxa constante por unidade de volume.

Nesta figura o eixo vertical representa a energia dos elétrons e o eixo horizontal o vetor de onda k que tem seus valores possíveis quantizados. Os níveis E_{fc} e E_{fv} são chamados níveis quasi-Fermi de condução e valência, sendo que, naturalmente, não existem elétrons ocupando níveis acima de E_{fc} na banda superior e acima de E_{fv} na banda inferior. Quando um feixe luminoso passa pela estrutura cristalina pode ocorrer a queda de um elétron de banda superior para a inferior mantendo o mesmo k e emitindo um fóton que contribuirá para o feixe-laser. Este processo naturalmente tem uma curva de ganho com largura e intensidade muito maior do que o processo equivalente em gases, visto que a densidade de átomos é muito superior.

Analisando-se, agora, apenas o efeito da cavidade [2-14] chega-se à conclusão de que cada modo axial de um laser semiconductor deve ter um Δf em torno de 1,5 MHz. Esta conclusão deve-se, principalmente, ao fato dos espelhos terem refletividade em torno de 30%. Este resultado teórico é centenas de vezes menor que os valores experimentais, pois na análise da cavidade não foi considerada a modulação do índice de refração do meio ativo pelas flutuações da densidade de elétrons, causadas pela emissão espontânea [2-14]. Levando em conta este fator, pode-se esperar encontrar uma largura para cada modo axial do laser semiconductor em torno de alguns GHz.

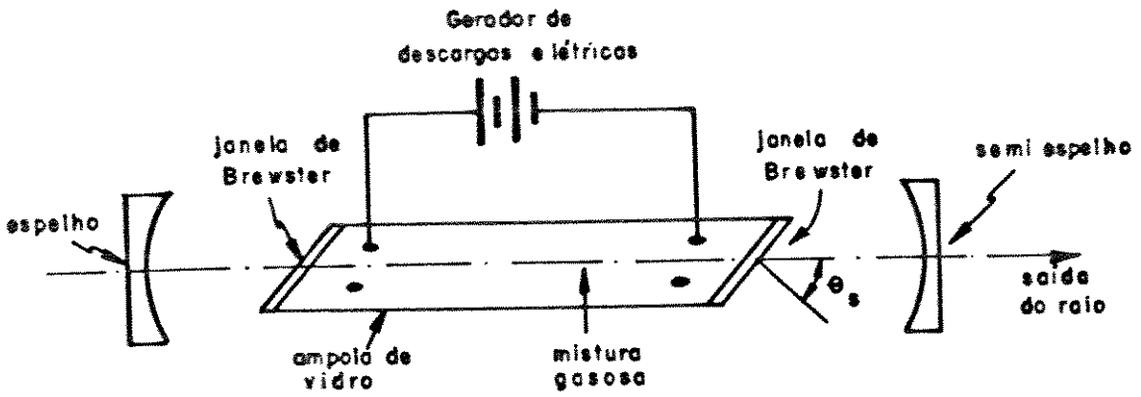


Fig. 2.15 — Montagem típica de um laser a gás.

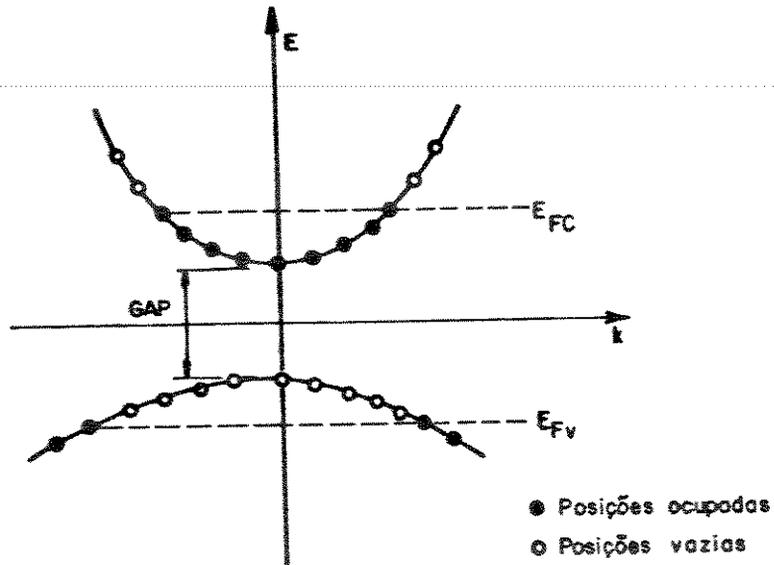


Fig. 2.16 — Bandas de energia em um semiconductor com taxa de injeção de elétrons constante.

Para a fabricação de um laser semicondutor, uma série de medidas tecnológicas devem ser tomadas para que ocorra, simultaneamente, a concentração do feixe óptico, dos portadores e dos fótons produzidos em uma região restrita, tudo isto para que as interações possam se maximizar. A melhor forma de obter-se estes resultados é com a técnica de heterojunções [2-14]. Usando-a, conjuntamente com as técnicas apropriadas de construção de dispositivos, pode-se obter o diodo laser monomodo e até estreitar seu Δf . Um valor típico de largura de faixa conseguida em um laser DFB é 35 MHz para uma corrente de operação igual à duas vezes a de limiar [2-6].

O interesse para as finalidades imediatas deste trabalho é o uso de um laser semicondutor como gerador de ruído branco em uma faixa pouco maior que 100 kHz em torno da frequência central do modo principal. Esta aproximação de planicidade do espectro de um laser semicondutor é válida se consideramos que Δf deste laser, onde a potência cai de 3 dB, tem valor de 1 GHz, ou seja, está-se aproximando por uma reta um trecho de 0,01% de Δf .

Existe interesse futuro do Departamento de Microonda e Óptica da Faculdade de Engenharia Elétrica (DMO-FEE) em avaliar o espectro de lasers semicondutores com Δf estreito devido ao uso da técnica de cavidade externa. Nesta ocasião deverão ser feitas novas hipóteses considerando-se o intervalo de frequência que se deseja analisar e o tipo de fibra a ser utilizada.

REFERÊNCIASCapítulo 2

- [2-1] P.H. VON CITTERT; Physica, Nº 1, 201 (1934); Nº 6, 1129 (1939).
- [2-2] F. ZERNIKE, Physica, Nº 5, 785 (1938).
- [2-3] Selected Papers on Coherence and Fluctuations on Light, Vol. 1 e 2, Editores L. Mandel e E. Wolf, Dover Publications, New York (1970).
- [2-4] L. MANDEL; Proc. Phys. Soc. (London), Nº 74, 233 (1959).
- [2-5] J.W. GOODMAN; Statistical Optics, John Wiley, Cap. 3 (1985).
- [2-6] R.W. TKACH e A.R. CHRAPLYVY; "Phase Noise and Line Width in an In Ga As P DFB Laser", J. Lightwave Technology, Vol. LT-4, Nº 11 (1986), pp. 1711-1716.
- [2-7] J.W. GOODMAN; Statistical Optics, John Wiley, Cap. 5 (1985).
- [2-8] J.T. VERDEYEN; Laser Electronics, Prentice-Hall, Cap. 7 (1981).
- [2-9] J.T. VERDEYEN; Laser Electronics, Prentice-Hall, Cap. 2 (1981).
- [2-10] F.S. RAMO, J.R. WHINNERY e T. VAN DUZER; Field and Waves in Communication Electronics, J. Wiley, (1965).

- [2-11] A.E. SIEGMANN; An Introduction to Lasers and Masers, McGraw-Hill, Cap. 5, (1971).
- [2-12] A.E. SIEGMANN; An Introduction to Lasers and Masers, McGraw-Hill, Cap. 8, (1971).
- [2-13] C. SALOMON, D. HILLS e J.L. HAIL; "Laser Stabilization at MiliHertz Level", J. Opt. Soc. Am., August 1988, pp. 1576.
- [2-14] A. YARIV; Optical Electronics, Holt, Rinehart and Winston, (1985), Cap. 10, pp. 334.
-

CAPÍTULO 3

ANÁLISE MATEMÁTICA DO MÉTODO AUTO-HOMÓDINO PARA UM ATRASSO QUALQUER DO FEIXE ÓPTICO

O objetivo deste capítulo é a dedução de expressões para o espectro de potência na saída de um sistema óptico constituído por um interferômetro de Mach-Zehnder modificado, todo construído em fibra óptica monomodo, seguindo o esquema da Fig. 3.1. Este sistema processa sinais ópticos através do método auto-homódino. Neste método, após a separação do sinal, que se deseja analisar, em dois feixes, um deles é atrasado no tempo para, em um ponto adiante do sistema, ser novamente juntado ao outro, realizando-se, então, o batimento em um detector não-linear.

3.1. O Interferômetro de Mach-Zehnder e sua Função de Auto-Correlação

O interferômetro a ser estudado está representado na Fig. 3.1, onde o sinal é injetado na fibra na entrada 1 propagando-se até o acoplador K_1 que tem a função de dividir o sinal em dois caminhos distintos: o superior (mais curto) e o inferior (mais longo), este fornecendo um atraso T ao sinal que se propaga por ele. Será assumido que o braço mais curto do interferômetro, braço este ligado aos acopladores K_1 e K_2 , não fornece atraso ao sinal. Após os sinais serem separados no acoplador K_1 , em frações de potência k_1 e $1 - k_1$, e se propagarem pelos dois braços, encontram o acoplador K_2 , que tem a função de realizar a sobreposição dos dois sinais em uma saída. Esta sobreposição é feita para que a soma vetorial destes sinais seja detectada pelo detector óptico não-linear. No caso da Fig. 3.1, a saída a ser analisada será a de número 3. Deve ficar claro que parte da potência dos dois sinais propagantes também está disponível na saída 4,

que pode ser usada para diversos fins, entre os quais a monitoração de potência do sinal e otimizacão do acoplamento na entrada 1.

Os fatores intrínsecos ao interferômetro, que irão influenciar de alguma forma o sinal de saída, serão vários. A fibra óptica, com a qual o interferômetro foi construído, tem suas características próprias, como comprimento de onda de corte, características de dispersão e atenuação, além dos fatores já mencionados de divisão de potência de cada acoplador. Na análise teórica serão levados em consideração apenas os fatores de divisão de potência de cada acoplador e a atenuação na fibra. O efeito de dispersão será desprezado, pois sua inclusão envolveria a introdução de funções auxiliares as quais teriam de ser convolucionados com os sinais de saída. A hipótese da dispersão ser um efeito de 2ª ordem é válida para a maior parte das fibras utilizadas na prática em comprimentos relativamente pequenos.

É, ainda, interessante citar algumas considerações feitas na ref. [3-1]: "A grande vantagem de se utilizar um interferômetro montado em fibra óptica está na grande diminuição dos efeitos das vibrações mecânicas aleatórias que normalmente produzem desalinhamentos dos componentes ópticos em um interferômetro convencional. Porém, o interferômetro em fibra apresenta a desvantagem de estar susceptível a variações muito pequenas de temperatura entre seus braços, uma vez que a dilatação térmica da fibra altera significativamente o comprimento de cada braço, o que influencia diretamente no sinal de saída. No entanto, essa característica deixa de ser uma desvantagem quando esse tipo de montagem é utilizada exatamente com sensor de temperatura, onde é explorado justamente esse efeito térmico".

"O interferômetro de Mach-Zehnder em sua montagem em fibra monomodo é atualmente utilizado na confecção de sensores não só de temperatura, como citado anteriormente, mas em sensores de pressão, vibração, aceleração, rotação, deslocamento, campos elétricos e magnéticos, corrente elétrica, deformação e outros tantos que a cada dia surgem na literatura específica. Todos esses tipos de sensores estão sendo implementados através de pequenas modificações sobre a estrutura básica desse tipo de interferômetro".

A análise do interferômetro será geral mas, inicialmente, deve-se introduzir um diagrama que ilustra os pontos de operação possíveis. Este diagrama, representado na Fig. 3.2, mostra como a intensidade total de saída de um interferômetro de dois feixes varia com a diferença de fase nos dois braços. Esta diferença de fase é ocasionada pelo aumento do comprimento de um dos braços, que no sistema seria o comprimento óptico do carretel de fibra.

Um interferômetro, com diferença de fase entre os dois braços de 0 rad, apresenta na saída uma intensidade máxima devido à interferência construtiva dos dois feixes. Já uma diferença de fase de π rad apresenta uma intensidade de saída mínima devido aos feixes estarem interferindo destrutivamente. O ponto de operação onde as fases diferem de $\pi/2$ rad é conhecido como ponto de quadratura. Este ponto apresenta a maior derivada da intensidade em relação à diferença de fase. Por isto é o mais utilizado para fins de instrumentação, onde se deseja determinar um sinal que é proporcional à diferença de fase dos dois braços. Nestes casos, coloca-se o interferômetro inicialmente na condição de quadratura e detecta-se sinais provenientes da diferença de fase nos dois braços, que pode ser proporcional à temperatura, pressão, etc...

Na Fig. 3.2 a fase do sinal ϕ é dada pela frequência angular central ω_0 da luz analisada, multiplicada pelo atraso T dado pelo braço longo, considerando não haver atraso no braço menor.

A maior parte das expressões conseguidas em trabalhos sobre interferômetros [3-2], [3-3] analisa o sistema operando em um ponto fixo do diagrama da Fig. 3.2. Neste trabalho obter-se-ão expressões generalizadas para o ponto de operação do interferômetro, o que, tornará mais flexível a análise de dados.

A análise será feita considerando um sinal óptico sendo injetado na porta 1 e observando-se o sinal de saída na porta 3 do interferômetro da Fig. 3.1. A conversão eletroóptica será feita por um detector quadrático, ligado a um analisador de espectros de RF, através de um cabo com isolamento para níveis d.c.. Desta forma, só existe interesse em sinais a.c. na entrada do analisador de espectros, o que permite o abandono de níveis d.c. que

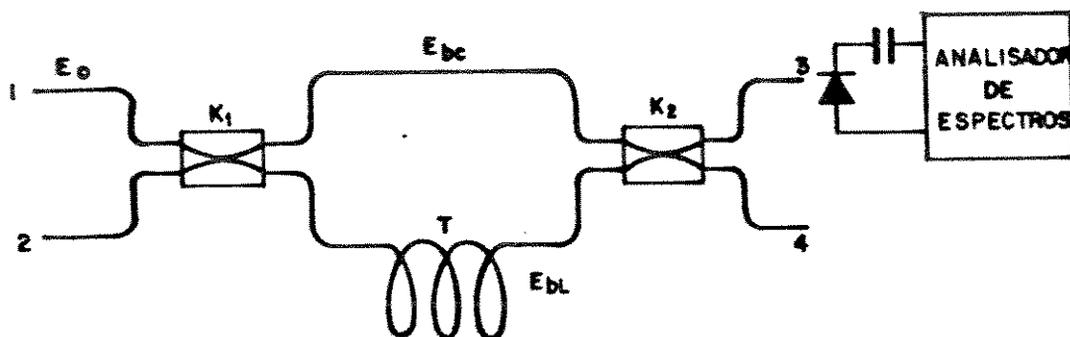


Fig. 3-1 — Interferômetro de Mach-Zehnder em fibra monomodo.

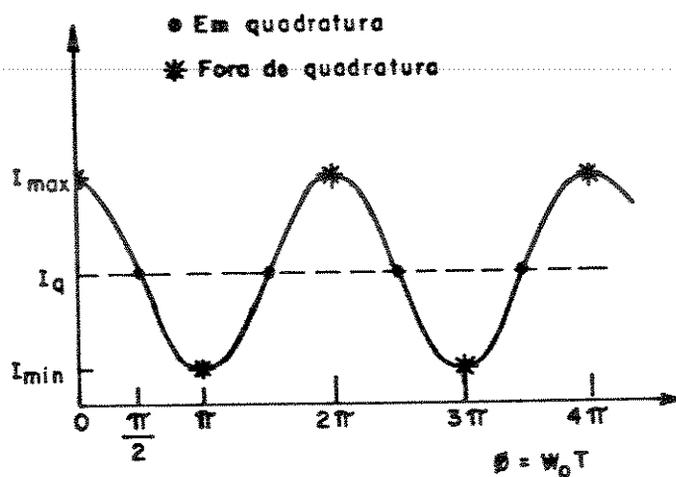


Fig. 3.2 — Característica da intensidade de saída em função da defasagem entre os braços (ponto de operação) em um interferômetro de dois feixes.

aparecerem durante a dedução do espectro de saída.

A análise da influência da atenuação em qualquer dispositivo do sistema pode ser feita, como será visto no Capítulo 4, usando-se o conceito de um acoplador equivalente que tenha características de saída idênticas ao do sistema completo. Deste modo, basta calcular uma expressão para a saída do interferômetro com acopladores que tenham fatores k de divisão de potência arbitrários e, posteriormente, enquadrar o sistema real usando um sistema equivalente.

O fator de divisão de potência de um acoplador seguirá a convenção utilizada na Fig. 3.3, considerando a entrada e a saída da potência em cada caso.

O sinal óptico, que se propaga na entrada número 1 da Fig. 3.1, será definido como

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (3.1-1)$$

onde E_0 é a amplitude do campo, considerada constante, ω_0 é a frequência angular óptica e $\phi(t)$ é a fase aleatória do sinal. O modelo estatístico utilizado para a fase do sinal é o de Wiener-Levy [3-4], onde se adota a variação de fase enquanto um processo gaussiano com média zero.

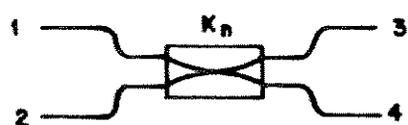
Os campos em cada um dos braços do interferômetro (exatamente antes do acoplador K_2) serão:

$$E_{\text{braço curto}} = \sqrt{k_1} \sqrt{\eta P_0} \cos(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (3.1-2)$$

$$E_{\text{braço longo}} = \sqrt{1-k_1} \sqrt{\eta P_0} \cos(\omega_0(t+T) + \phi(t+T))$$

onde $\sqrt{k_1}$ e $\sqrt{1-k_1}$ são os fatores de acoplamento do acoplador K_1 ; T é o atraso dado pelo braço mais longo e $\sqrt{\eta P_0}$ vem da relação

$$P_0 = \frac{(E_0)^2}{\eta} \quad (3.1-3)$$



<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>	<u>Fator de acoplamento</u>
1	3	$1-kn$
1	4	kn
2	3	kn
2	4	$1-kn$

Fig. 3-3 - Convenção para o fator de acoplamento em um acoplador de fibra óptica monomodo.

onde η é a impedância intrínseca do meio, dada por $\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$,
 μ é a permeabilidade magnética do meio e
 ϵ é a permissividade elétrica do meio.

Após o acoplador K_2 , ter-se-á uma composição de campos da forma:

$$E_{saída} = \sqrt{k_2} E_{braço\ curto} + \sqrt{1-k_2} E_{braço\ longo} \quad (3.1-4)$$

Substituindo as Equações (3.1-2) obtém-se para campos de mesma polarização:

$$E_{saída} = \sqrt{k_1 k_2} \sqrt{\eta P_0} \cos(\omega_0 t + \phi(t)) + \left[\sqrt{(1-k_1)(1-k_2)} \cdot \sqrt{\eta P_0} \cdot \cos(\omega_0(t+T) + \phi(t+T)) \right] \quad (3.1-5)$$

e a potência de saída será dada, usando a Eq. (3.1-3), por:

$$P_s = \frac{E_{saída}^2}{\eta} = P_0 \left[\sqrt{k_1 k_2} \cos(\omega_0 t + \phi(t)) + \sqrt{(1-k_1)(1-k_2)} \cdot \cos(\omega_0(t+T) + \phi(t+T)) \right]^2 \quad (3.1-6)$$

Quando o sinal vindo da saída atingir o fotodiodo, fará com que surja uma corrente em seus terminais que será chamada de fotocorrente i_p , dada por [3-5]:

$$i_p = R P_a \quad (3.1-7)$$

onde,

R é a responsividade, dada em A/W, característica do fotodiodo utilizado, sendo que:

$$R = \frac{\eta q e}{h f} \quad (3.1-8)$$

onde:

e é a carga de elétron

h é a constante de Plank

f é a frequência do sinal óptico, $f = \frac{\omega}{2\pi}$

η_q é a eficiência quântica do fotodiodo.

$$\eta_q = \frac{\text{número de elétrons gerados}}{\text{número de fótons incidentes}}$$

P_a é a potência óptica média incidente em um ciclo de radiação óptica dada por [3-6]:

$$P_a = \int_A \frac{1}{2} P_s \hat{n} \cdot d\vec{A} \quad (3.1-9)$$

onde:

\hat{n} é a direção de propagação do sinal óptico na saída

A é a área ativa do fotodiodo detector.

Para facilitar o entendimento, simplifica-se a Eq. (3.1-9) da seguinte forma:

$$P_a = \frac{K}{2} P_s \quad (3.1-10)$$

onde K é uma constante que depende do acoplamento entre a fibra da saída e o fotodiodo.

Nessas condições:

$$i_p = R \frac{K}{2} P_s \quad (3.1-11)$$

Substituindo a Eq. (3.1-6) tem-se:

$$i_p = \frac{RKP_o}{2} \left[k_1 k_2 \cos^2(\omega_0 t + \phi(t)) + 2\sqrt{k_1 k_2 (1 - k_1)(1 - k_2)} \cos(\omega_0(t+T) + \phi(t+T)) \cdot \cos(\omega_0 t + \phi(t)) + (1 - k_1)(1 - k_2) \cos^2(\omega_0(t+T) + \phi(t+T)) \right] \quad (3.1-12)$$

Utilizando as identidades trigonométricas:

$$\cos^2 a = \frac{1 + \cos 2a}{2} \quad e \quad (3.1-13)$$

$$\cos a \cdot \cos b = \frac{\cos(a+b) + \cos(a-b)}{2}$$

e desprezando os termos em freqüências muito altas (ópticas), bem como o nível d.c., obtêm-se:

$$i_p = \frac{RKP_o}{2} \sqrt{k_1 k_2 (1 - k_1)(1 - k_2)} [\cos(\omega_o T + \phi(t+T) - \phi(t))] \quad (3.1-14)$$

Para obter-se o espectro detectável pelo analisador de espectros, é necessário, inicialmente, encontrar a função de autocorrelação de $i(t)$ e, posteriormente, aplicar a transformada de Fourier sobre esta, como descrito pelo Teorema de Wiener-Khintchine.

Pode-se escrever para o autocorrelação de $i(t)$, usando a Eq. (2.1-12):

$$\Gamma_i(\tau) = \frac{1}{2A} \int_{-A}^{+A} i(t) \cdot i^*(t - \tau) dt \quad (3.1-15)$$

Esta integral é constituída de integrais do tipo a seguir, podendo a dedução ser encontrada no Anexo 1.

$$\frac{1}{2A} \int_{-A}^{+A} \cos(\phi(t - \tau) - \phi(t)) dt \quad (3.1-16)$$

Como não está explícita uma função temporal para a fase, deve-se introduzir uma nova função

$$\Delta\phi(\tau) = \phi(t - \tau) - \phi(t) \quad (3.1-17)$$

que será a diferença entre as fases após decorridos um tempo τ . Pelo modelo de Wiener-Levy, utilizado para caracterizar $\phi(t)$, $\Delta\phi(\tau)$ também é regida por este modelo, podendo ser considerada uma variável de um processo aleatório gaussiano com média zero e função densidade de probabilidade $P_\phi(\Delta\phi)$ do tipo:

$$P_\phi(\Delta\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(\tau)}} \cdot \exp\left[\frac{-\Delta\phi^2(\tau)}{2\sigma^2(\tau)}\right] \quad (3.1-18)$$

onde $\sigma^2(\tau)$ é a variância de $\Delta\phi(\tau)$ que depende unicamente de τ . Pode-se, agora, calcular a integral (3.1-16) pela média estatística, devido ao processo ser ergódico, obtendo-se:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \cos(\Delta\phi(\tau)) \cdot P_\phi(\Delta\phi) d\Delta\phi(\tau) = \exp\left[-\frac{1}{2} \sigma^2(\tau)\right] \quad (3.1-19)$$

No uso desta equação na dedução de $\Gamma_i(\tau)$, deve ser levada em consideração a propriedade dos processos de Wiener-Levy de que dois processos deste tipo, considerados em intervalos de tempo τ_1 e τ_2 , não sobrepostos, são independentes entre si. Da mesma forma, quando τ_1 e τ_2 estão sobrepostos, os processos não são mais independentes e devem-se usar as propriedades da soma de duas variáveis aleatórias gaussianas. Seguindo-se o método usado por Tkach [3-7] e Mosleshi [3-8] e descrito no Anexo 1, chega-se à expressão para a autocorrelação do sinal $i(t)$.

$$\Gamma_i(\tau) = K_{eq} \begin{cases} \exp[-\sigma^2(\tau)] \cdot \left\{ 1 + \cos 2\omega_0 T \cdot \exp[-2\sigma^2(T - |\tau|)] \right\} & |\tau| < T \\ B \cdot \exp[-\sigma^2(T)] \cdot [1 + \cos 2\omega_0 T] & |\tau| > T \end{cases} \quad (3.1-20)$$

O fator K_{eq} é dado por $R^2 K^2 P_0^2 k_1 k_2 (1 - k_2) (1 - k_1) / 8$ onde estão inclusos os diversos fatores intrínsecos ao sistema e o fator B é uma constante real. É de interesse prático apenas o in-

tervalo $|\tau| < T$ onde o interferômetro realmente trabalha.

A expressão da variância dependerá do formato do espectro da fonte emissora e o método para sua determinação é o cálculo do grau de coerência complexo para o sinal original na entrada. Para facilitar o cálculo, será redefinido o sinal na entrada como

$$E(t) = E_0 \cdot \exp j(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (3.1-21)$$

Implementando o cálculo da autocorrelação de $E(t)$ chega-se a:

$$\Gamma_E(\tau) = E_0^2 \cdot \exp[j \omega_0 \tau] \cdot \overline{\exp[j \Delta\phi(\tau)]} \quad (3.1-22)$$

onde $\Delta\phi(\tau)$ já foi definido pela Eq. (3.1-17) e a expressão $\overline{\exp[j \Delta\phi(\tau)]}$ é calculada pela média estatística a seguir:

$$\overline{\exp[j \Delta\phi(\tau)]} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j \Delta\phi(\tau)] \cdot P_\phi(\Delta\phi) \cdot d\Delta\phi \quad (3.1-23)$$

A função $P_\phi(\Delta\phi)$ já foi definida pela Eq. (3.1-18) e a expressão para $\Gamma_E(\tau)$, usando uma tabela de integrais, fica sendo:

$$\Gamma_E(\tau) = E_0^2 \exp[j \omega_0 \tau] \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \sigma^2 (|\tau|)\right] \quad (3.1-24)$$

Obtêm-se, agora, o grau de coerência complexo para o sinal na entrada do analisador de espectros:

$$|\gamma_E(\tau)| = \left| \frac{\Gamma_E(\tau)}{\Gamma_E(0)} \right| = \exp\left[-\frac{1}{2} \sigma^2 (|\tau|)\right] \quad (3.1-25)$$

Tendo-se este resultado, pode-se passar a tratar os casos específicos de cada tipo de espectro e calcular a Transformada

mada de Fourier da função de autocorrelação específica, como se gue.

Resultados semelhantes à Eq. (3.1-25) acima foram obtidos nas referências [3-7] e [3-8], mas seus autores não explicitam o método de sua dedução.

3.2. Espectro de Potência de Saída para uma Fonte com Espectro Lorentziano

Para se analisar este caso, inicialmente utiliza-se o resultado encontrado na Eq. (2.3.1-3), que é o módulo do grau complexo de coerência para uma fonte com espectro lorentziano, e compara-se com o resultado da Eq. (3.1-25) obtendo-se:

$$|\gamma(\tau)| = \exp[-\pi\Delta f|\tau|] = \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma^2(|\tau|)\right] \quad (3.2-1)$$

Desta forma, por comparação, chega-se ao valor da variância para uma fonte lorentziana que é

$$\sigma^2(|\tau|) = 2\pi\Delta f|\tau| = \frac{2|\tau|}{\tau_c} \quad (3.2-2)$$

Substituindo esta expressão na Eq. (3.1-20) tem-se [3-9]:

$$\Gamma_{iL}(\tau) = K_{eq} \cdot \exp\left\{-\left[\frac{2|\tau|}{\tau_c}\right]\right\} \left(1 + \cos 2\omega_0 T \cdot \exp\left[\frac{-4(T - |\tau|)}{\tau_c}\right]\right), \quad (3.2-3)$$

$|\tau| < T$

Nota-se que $\Gamma_{iL}(\tau)$ é constituída de duas partes, sendo apenas a segunda dependente de $\cos(2\omega_0 T)$, ou seja, do ponto de operação do interferômetro. Além disto, o argumento da

segunda exponencial tende à $-\infty$ quando o atraso no braço mais longo do interferômetro T tende a ser muito grande ($+\infty$). Isto advém do fato de o interferômetro, nestas condições, estar operando no modo incoerente. Neste caso, o sinal que vem pelo braço mais longo perde toda a coerência em relação ao sinal do braço mais curto e ambos acabam interagindo como se fossem sinais descorrelacionados, ou seja, sem máximos ou mínimos de interferência.

Para obter-se o espectro de potência deve-se calcular a Transformada de Fourier da Eq. (3.2-3), mas, inicialmente, adotar-se-á aproximação de que o atraso T tende a $+\infty$ e a transformada torna-se

$$F(\Gamma_{iL}(\tau)) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T}^T \Gamma_{iL}(\tau) \cdot \exp(-j\omega\tau) \cdot d\tau \quad (3.2-4)$$

Substituindo a Eq. (3.2-3) tem-se

$$F(\Gamma_{iL}(\tau)) = K_{eq} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[\frac{-2|\tau|}{\tau_c}\right] \exp(-j\omega\tau) \cdot d\tau \quad (3.2-5)$$

Procurando em uma tabela de integrais de Fourier obtém-se:

$$F(\Gamma_{iL}(\tau)) = K_{eq} \cdot \frac{\frac{4}{\tau_c}}{\frac{4}{\tau_c^2} + \omega^2} \quad (3.2-6)$$

Simplificando e considerando uma carga do fotodetector unitária

$$P(f)_{\text{incoerente}} = K_{eq} \cdot \frac{\tau_c}{1 + (\pi f \tau_c)^2} \quad (3.2-7)$$

Na prática este resultado é uma ótima aproximação da

realidade quando $T/\tau_c \gg 1$. Esta condição é facilmente atendida quando se utiliza fontes ópticas com τ_c pequeno ou médio, ou em outras palavras, um Δf suficientemente largo, pois é fácil construir um braço longo com T suficientemente grande para respeitar a condição, sem implicar em problemas com atenuação ou dispersão.

Tendo a condição $T/\tau_c \gg 1$, é fácil enquadrar o espectro obtido no analisador de espectros na Eq. (3.2-6) e, desta forma, calcular τ_c e, conseqüentemente Δf para a fonte que está sendo analisada. Isto pode ser obtido colhendo-se dados de potência em duas freqüências diferentes e fazendo-se a relação:

$$\frac{P(f_1)_{inc.}}{P(f_2)_{inc.}} = \frac{1 + (\pi f_2 \tau_c)^2}{1 + (\pi f_1 \tau_c)^2} \quad (3.2-8)$$

Desta equação é fácil isolar τ_c e obter o resultado desejado. Não deve ser tomado o caso em que $f=0$ pois foram desprezados termos d.c. na dedução.

Para o caso mais complexo, onde a condição $T/\tau_c \gg 1$ não é atendida, a integral (3.2-5) deve ser desenvolvida na forma

$$P(f) = \int_{-T}^{+T} \Gamma_{iL}(\tau) \cdot \exp(-j\omega\tau) \cdot d\tau \quad (3.2-9)$$

Esta integral está desenvolvida no Anexo 1 e resulta em

$$P(f) = K_{eq} \cdot \frac{\tau_c}{1 + (\pi f \tau_c)^2} \left\{ 1 - \exp\left[\frac{-2T}{\tau_c}\right] \cdot \left(\cos 2\pi f T + \frac{\text{sen} 2\pi f T}{\pi f \tau_c} \right) - \cos(2\omega_0 T) \cdot \left[\exp\left[\frac{-4T}{\tau_c}\right] - \exp\left[\frac{-2T}{\tau_c}\right] \cdot \left(\cos 2\pi f T - \frac{\text{sen} 2\pi f T}{\pi f \tau_c} \right) \right] \right\} \quad (3.2-10)$$

onde o termo multiplicado pela lorentziana pode ser considerado

um fator de correção dependente da frequência e do ponto de operação, ou seja

$$P(f) = K_{eq} \cdot \frac{\tau_c}{1 + (\pi f \tau_c)^2} \cdot L(f, T, \tau_c) \quad (3.2-11)$$

onde $L(f, T, \tau_c)$ é o fator de correção descrito no segundo termo de (3.2-10), ou seja:

$$L(f, T, \tau_c) = \left\{ 1 - \exp\left[\frac{-2T}{\tau_c}\right] \cdot \left(\cos 2\pi f T + \frac{\text{sen} 2\pi f T}{\pi f \tau_c} \right) - \cos(2\omega_0 T) \cdot \left[\exp\left[\frac{-4T}{\tau_c}\right] - \exp\left[\frac{-2T}{\tau_c}\right] \cdot \left(\cos 2\pi f T - \frac{\text{sen} 2\pi f T}{\pi f \tau_c} \right) \right] \right\} \quad (3.2-12)$$

A influência deste fator pode ser vista na Fig. 3.4, onde está traçada a potência normalizada na saída em função de $f \cdot T$, para três valores típicos de $\frac{|T|}{\tau_c}$.

A análise de sinais obtidos na condição atual, onde existe o termo de correção, pode ser feita, também, amostrando dois pontos da curva visualizada e fazendo a relação

$$\frac{P(f_1)}{P(f_2)} = \frac{1 + (\pi f_2 \tau_c)^2}{1 + (\pi f_1 \tau_c)^2} \cdot \frac{L(f_1, T, \tau_c)}{L(f_2, T, \tau_c)} \quad (3.2-13)$$

Neste caso fica mais complexo a determinação de τ_c , pois a Eq. (3.2-13) implica em saber-se exatamente o ponto de operação do interferômetro (quadratura ou fora de quadratura). Esta dificuldade pode ser ultrapassada fazendo o interferômetro operar exatamente em um ponto determinado, através de dispositivos de controle por realimentação que fixem o ponto de operação

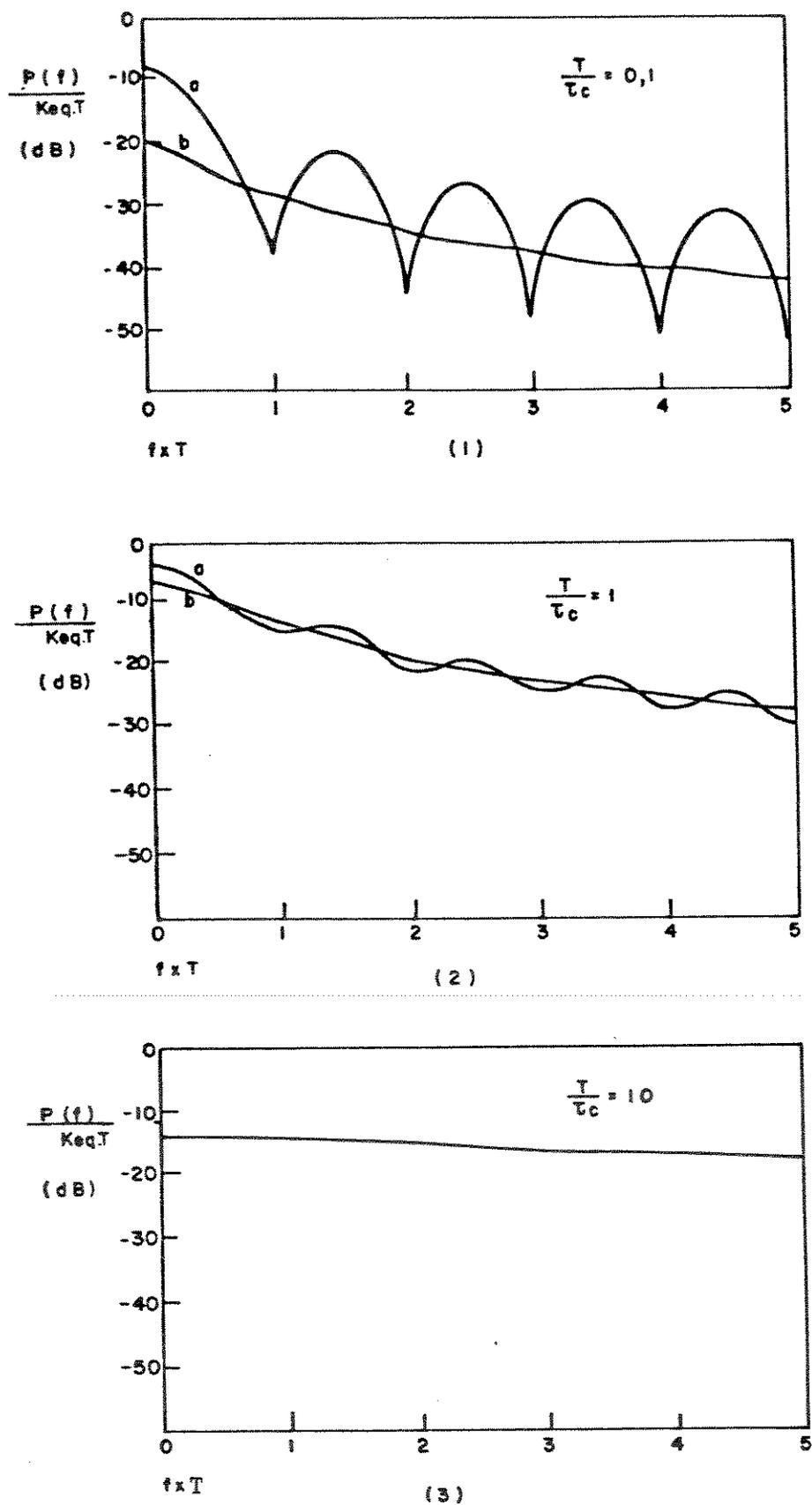


Fig. 3-4 — Densidade de potência espectral normalizada versus $f \times T$ para: (1) $T/\tau_c = 0,1$, (a) em quadratura e (b) fora de quadratura; (2) $T/\tau_c = 1$, (a) em quadratura e (b) fora de quadratura; (3) $T/\tau_c = 10$, para qualquer $\omega_0 T$ [3-11].

[3.1]. Uma avaliação de τ_c para o regime coerente também pode ser obtida utilizando-se a propriedade de a família de curvas $L(f, T, \tau_c)$ ter uma curva máxima e outra mínima para cada trecho do espectro. Esta propriedade será utilizado no Capítulo 5 para o caso gaussiano.

Após a determinação do ponto de operação, a determinação de τ_c pode ser feita utilizando-se um processo iterativo na Eq. (3.2-13), calculando-se, então, o Δf respectivo deste laser pela Eq. (2.3.1-6)

$$\Delta f = \frac{1}{\pi \tau_c} \quad (3.2-14)$$

O trabalho de Mosleshi [3-8] e Tkach [3-7] para espectros lorentzianos resultou em equações que podem ser obtidas dos resultados apresentados neste item. O método utilizado para a análise dos resultados obtidos é uma ampliação do método proposto por Tkach.

A visualização de um fator de correção (dependente da freqüência e do ponto de operação do interferômetro), o qual multiplica a curva do regime incoerente (lorentziana), é uma interpretação adotada a fim de facilitar a análise dos resultados de operação do sistema. Essa análise é feita de forma contínua, do regime incoerente para o coerente, ou seja, com fontes de espectro lorentziano de largura qualquer, para um determinado atraso T .

3.3. Espectro de Potência de Saída para uma Fonte com Espectro Gaussiano

Neste caso compara-se o resultado obtido na Eq. (2.3.2-3) com o da Eq. (3.1-25) obtendo-se:

$$|\gamma(\tau)| = \exp \left[- \left(\frac{\pi \Delta f \cdot \tau}{2\sqrt{\ln 2}} \right)^2 \right] = \exp \left[- \frac{1}{2} \sigma^2(\tau) \right] \quad (3.3-1)$$

e, desta forma, consegue-se, por comparação, um valor para a variância no caso de espectro gaussiano; usando a Eq. (2.3.2-4) obtem-se:

$$\sigma^2(\tau) = 2 \cdot \left(\frac{\pi \cdot \Delta f \cdot \tau}{2\sqrt{\ln 2}} \right)^2 = \pi \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2 \quad (3.3-2)$$

Substituindo esta expressão na Eq. (3.1-20) tem-se

$$\Gamma_{iG} = K_{eq} \cdot \exp \left[-\pi \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2 \right] \cdot \left\{ 1 + \cos 2\omega_0 T \cdot \exp \left[-2\pi \left(\frac{T - \tau}{\tau_c} \right)^2 \right] \right\} \quad (3.3-3)$$

$|\tau| < T$

Novamente nota-se que Γ_{iG} é constituída da soma de duas partes sendo apenas a segunda dependente de $\cos(2\omega_0 T)$. Fazendo as mesmas considerações que no caso lorentziano, pode-se calcular o espectro de potência na saída para o caso incoerente, ou seja, para $T/\tau_c \gg 1$. Usando a Eq. (3.2-4), modificada para o caso gaussiano, tem-se:

$$P(f)_{inc.} = K_{eq} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\pi \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2 \right] \cdot \exp[-j\omega\tau] d\tau \quad (3.3-4)$$

Procurando-se em uma tabela de integrais de Fourier, obtém-se

$$P(f)_{incoerente} = K_{eq} \cdot \tau_c \cdot \exp \left[-\tau_c^2 \cdot f^2 \cdot \pi \right] \quad (3.3-5)$$

Novamente, construindo-se um braço longo que obedeça a condição $T/\tau_c \gg 1$, pode-se obter a largura espectral da fonte analisada amostrando duas frequências no espectro mostrado no analisador de espectros. Isto é conseguido dividindo-se os dois resultados e obtendo-se:

$$\frac{P(f_1)_{inc.}}{P(f_2)_{inc.}} = \frac{\exp[-\tau_c^2 \cdot f_1^2 \cdot \pi]}{\exp[-\tau_c^2 \cdot f_2^2 \cdot \pi]} \quad (3.3-6)$$

ou arranjando o 2º termo

$$\frac{P(f_1)_{inc.}}{P(f_2)_{inc.}} = \exp[\pi \cdot \tau_c^2 (f_2^2 - f_1^2)] \quad (3.3-7)$$

Novamente fica fácil isolar τ_c e calcular Δf pela Eq. (2.3.2-4)

$$\Delta f = \sqrt{\frac{2 \ln 2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\tau_c} \quad (3.3-8)$$

Para outras condições diferentes de $T/\tau_c \gg 1$ a integral (3.3-4) deve ser avaliada na forma

$$P(f) = \int_{-T}^{+T} \Gamma_{iG}(\tau) \cdot \exp(-j\omega\tau) d\tau \quad (3.3-9)$$

Esta integral tem seu desenvolvimento no Anexo 1 e fica na forma

$$P(f) = K_{eq} \cdot \tau_c \cdot \exp[-\tau_c^2 \cdot f^2 \cdot \pi] \left\{ \psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2 + 2T\pi}{2\sqrt{\pi}\tau_c}\right) - \psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2}{2\sqrt{\pi}\tau_c}\right) \right. \\ \left. + \frac{\cos 2\omega_0 T}{\sqrt{3}} \cdot \exp\left[\frac{2\pi f^2 \tau_c^4 - 2\pi T^2 - 4j\pi f T \tau_c^2}{3\tau_c^2}\right] \cdot \left[\psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2 + 2\pi T}{2\sqrt{3\pi}\tau_c}\right) - \psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2 - 4\pi T}{2\sqrt{3\pi}\tau_c}\right) \right] \right\} \quad (3.3-10)$$

onde

$$\psi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp[-t^2] dt$$

Novamente pode-se considerar um fator de correção para o termo que multiplica a gaussiana e escreve-se:

$$P(f) = K_{eq} \cdot \tau_c \cdot \exp\left[-\tau_c^2 \cdot f^2 \cdot \pi\right] \cdot G(f, T, \tau_c) \quad (3.3-11)$$

onde $G(f, T, \tau_c)$ é o fator de correção dependente da frequência e do ponto de operação, que aparece multiplicado pela gaussiana na Eq. (3.3-10), e é expresso, separadamente, por:

$$\begin{aligned} G(f, T, \tau_c) = & \psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2 + 2T\pi}{2\sqrt{\pi}\tau_c}\right) - \psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2}{2\sqrt{\pi}\tau_c}\right) + \frac{\cos 2\omega_0 T}{\sqrt{3}} \cdot \\ & \cdot \exp\left[\frac{f^2 \cdot \tau_c^4 \cdot 2\pi - 2\pi T^2 - 4j\pi f T \tau_c^2}{3\tau_c^2}\right] \cdot \\ & \cdot \left[\psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2 + 2\pi T}{2\sqrt{3\pi}\tau_c}\right) - \psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2 - 4\pi T}{2\sqrt{3\pi}\tau_c}\right)\right] \quad (3.3-12) \end{aligned}$$

onde

$$\psi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp[-t^2] dt$$

É possível encontrarem-se outras fórmulas para a equação $P(f)$ (Eq. (3.3-11)). No Capítulo 5, por exemplo, será mostrada uma fórmula envolvendo séries, com a aplicabilidade numérica mais fácil.

A análise do sinal obtido neste caso é feita de maneira idêntica ao caso lorentziano.

$$\frac{P(f_1)}{P(f_2)} = \exp\left[\pi \tau_c^2 (f_2^2 - f_1^2)\right] \cdot \frac{G(f_1, T, \tau_c)}{G(f_2, T, \tau_c)} \quad (3.3-13)$$

A determinação de τ_c deve ser conseguida por tentativas, após a determinação do ponto de operação, de maneira semelhante ao caso lorentziano. Deve-se observar que a Eq. (3.3-13) não é válida para o caso $f=0$, pois foram desprezados os termos d.c. no desenvolvimento das equações.

3.4. Conclusões

Neste capítulo desenvolveram-se, de maneira dirigida para o caso do interferômetro de Mach-Zehnder modificado, expressões para o espectro de potência na saída, seguindo as definições e teoremas descritos no capítulo anterior. Estes resultados serão utilizados para a análise e avaliação de parâmetros desconhecidos do sistema, operando em condições normais. Estas análises serão feitas nos capítulos seguintes, a partir dos dados colhidos com o sistema operando com vários tipos de lasers e sob condições diversas.

REFERÊNCIASCapítulo 3

- [3-1] R.T. RAMOS; Sistema Homódino com Modulação em Fase e Oscilador Local Simulado Utilizando Interferômetro de Mach-Zehnder Estabilizado, Tese de Mestrado, DMO, FEE, UNICAMP, 1988.
- [3-2] J.A. ARMSTRONG; "Theory of Interferometric Analysis of Laser Phase Noise", J. Opt. Soc. America, Vol. 56, pp. 1024-1031, 1966.
- [3-3] T. OKOSHI, K. KIKUCHI e A. NAKAYAMA; "Novel Method for High Resolution Measurement of Laser Output Spectrum", Electronic Letters, 31/07/1980, Vol. 16, Nº 16, pp. 630.
- [3-4] A. PAPPOULIS; Probability, Random Variables and Stochastic Processes, New York, McGraw-Hill, 1965.
- [3-5] J.M. SENIOR; Optical Fiber Communications, Principles and Practice, Prentice-Hall Int., London, 1985.
- [3-6] H.A. HANS; Waves and Fields in Optoelectronics, Prentice-Hall Int., 1984.
- [3-7] R.W. TKACH e A.R. CHRAPLYVY; "Phase Noise and Linewidth in an InGaAsP DFB Laser", Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4, Nº 11, Nov. 1986, pp. 1711-1716.
- [3-8] B. MOSLESHI; "Noise Power Spectra of Optical Two-Beam Interferometers Induced by the Laser Phase Noise", Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4, Nº 11, Nov. 1986, pp. 1704-1710.

CAPÍTULO 4

IMPLEMENTAÇÃO E CALIBRAÇÃO DO SISTEMA AUTO-HOMÓDINO EM FIBRA ÓPTICA PARA ANÁLISE ESPECTRAL

Neste capítulo serão vistas as características de cada componente utilizado no sistema auto-homódino, bem como os procedimentos e técnicas utilizadas para sua construção e posterior calibração.

4.1. Interferômetros de Mach-Zehnder

O interferômetro de Mach-Zehnder pode, basicamente, ser implementado de dois modos [4-1]. O método mais antigo consiste no uso de óptica convencional que utiliza dois "beam splitters" (divisores de feixe) e dois espelhos. O divisor de feixe consiste em um semi-espelho que não interfere na passagem do sinal, porém extrai-lhe uma parcela de sua potência que é refletida em outra direção. Este tipo de dispositivo pode ser construído com a deposição de uma fina camada de prata sobre uma lâmina de vidro, sendo que a espessura dessa camada define o grau de reflexão do raio incidente, ou seja, define a fração de potência refletida. A Fig. 4.1 mostra o esquema de um interferômetro de Mach-Zehnder utilizando esse tipo de dispositivo.

O outro método de se construir um interferômetro de Mach-Zehnder consiste em se utilizar fibras ópticas monomodo para guiar os sinais por todos os percursos do interferômetro. Isto é conseguido através do uso de acopladores confeccionados de fibras monomodo. Neste caso, os acopladores ópticos encarregam-se de distribuir a potência do sinal de entrada entre ambos os braços do interferômetro e recombina-los na saída. Tais acopladores substituem diretamente os divisores de feixes da montagem ante-

rior. A Fig. 4.2 mostra o esquema de um interferômetro de Mach-Zehnder todo montado em fibra óptica monomodo.

As vantagens de se utilizar o interferômetro montado em fibra óptica já foram mencionadas no capítulo anterior e consistem, basicamente, na diminuição dos efeitos de vibrações mecânicas e na possibilidade de se operar com duas saídas, uma para a monitoração da potência e outra na detecção de radiação.

Na montagem realizada, para se conseguir o efeito desejado do atraso no sinal propagante em um dos braços, foi utilizado um comprimento de fibra muito grande em apenas um dos braços o qual mede aproximadamente 2.035 m a mais do que o braço menor.

4.2. Fibras Monomodo [4-2] e Acopladores

A fibra monomodo utilizada no sistema foi confeccionada pelo Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da TELEBRÁS (CPqD-TELEBRÁS) em Campinas, SP. A Fig. 4.3 mostra o esquema de um corte transversal dessa fibra.

A fibra óptica é fabricada a partir de um tubo de sílica o qual chama-se preforma. O CPqD-TELEBRÁS usa o método conhecido por M.C.V.D. (Modified Chemical Vapour Deposition) no qual o material da preforma constituirá a casca da fibra e a diferença de índice de refração do núcleo é obtida pela deposição de impurezas na parede interna do tubo. Para efetuar essa deposição, a preforma é presa ao eixo de um torno que gira com uma rotação constante enquanto é injetado no interior da preforma um fluxo de gases que levam os dopantes. Estes gases geralmente são o SiCl_4 e GeCl_4 , que são carregados por oxigênio, O_2 . Durante o processo, a preforma é percorrida externamente por uma chama que eleva sua temperatura a aproximadamente 1.600°C , fazendo com que haja uma deposição de SiO_2 e GeO_2 .

Depois, a preforma passa pelo processo que se chama puxamento da fibra, na qual a preforma é colocada verticalmente em uma torre de puxamento onde é introduzida lentamente em um forno

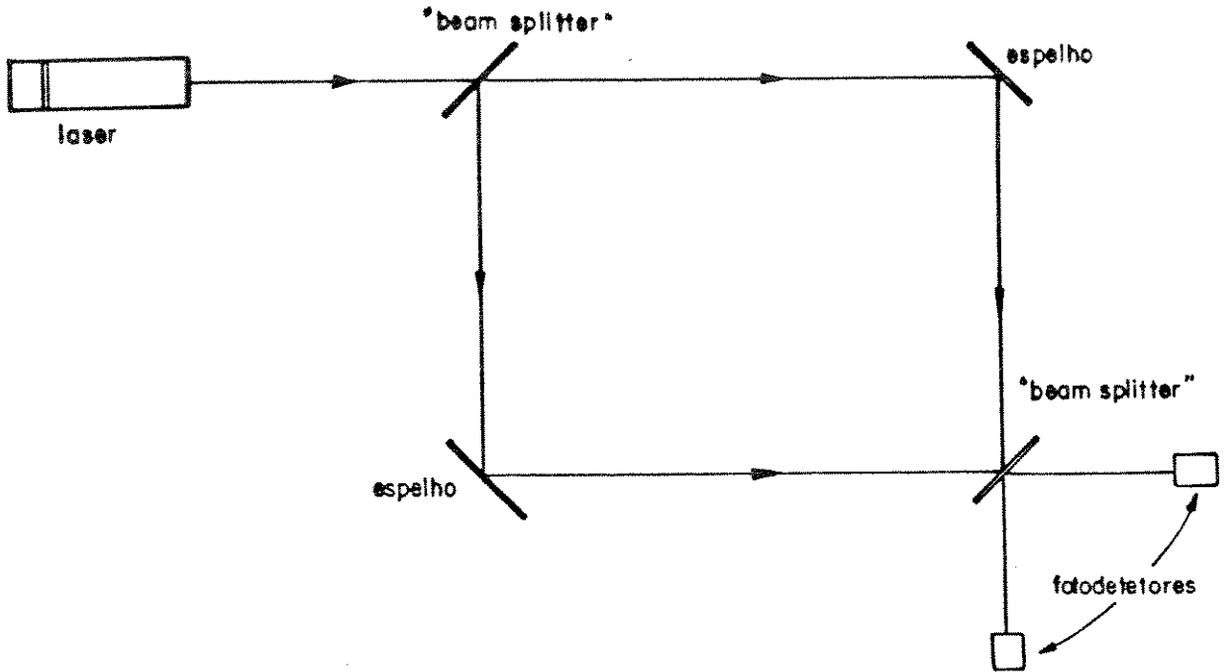


Fig. 4.1 — Esquema do interferômetro de Mach-Zehnder utilizando óptica convencional.

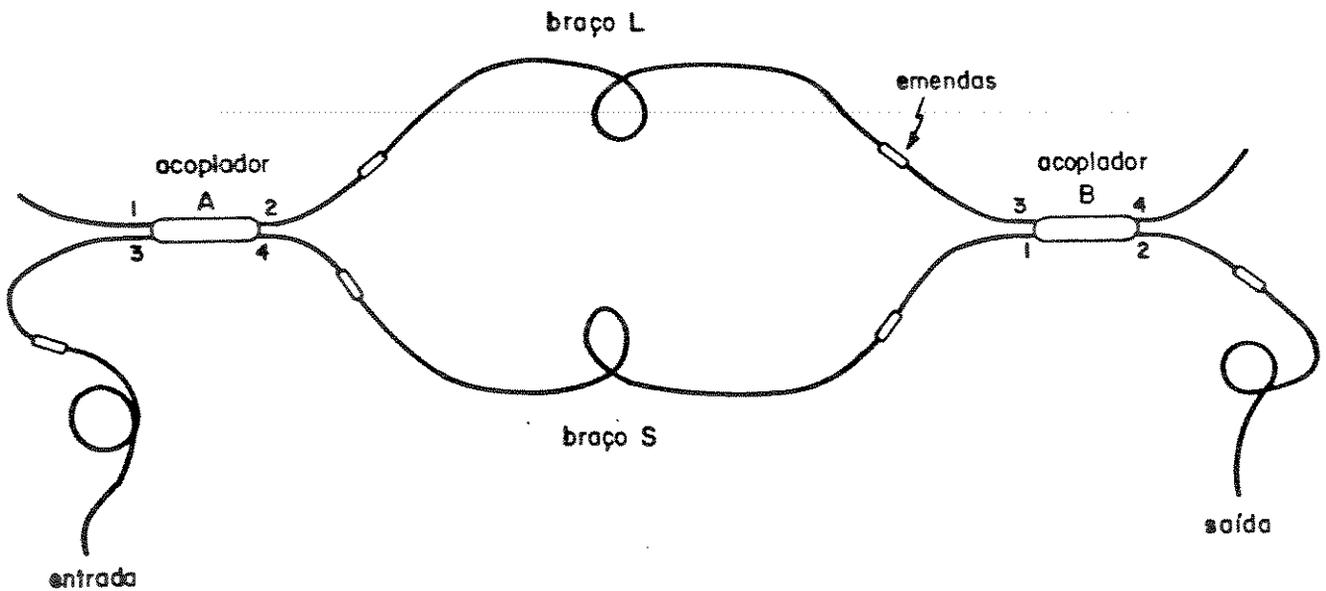


Fig. 4.2 — Esquema do Interferômetro de Mach-Zehnder todo montado em fibra óptica monomodo.

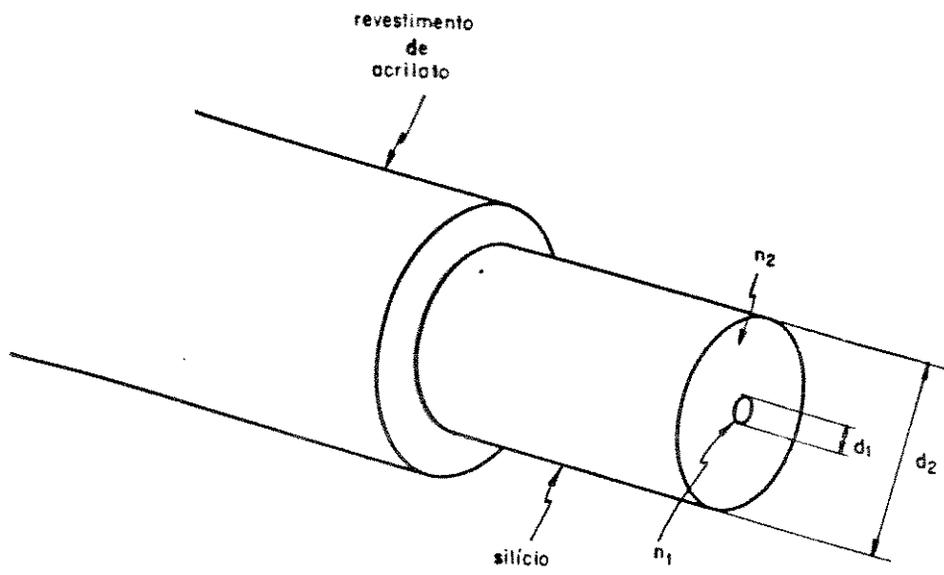


Fig. 4.3 - Esquema do corte transversal da fibra utilizada.

de resistência de grafite. Nesse ponto, a preforma funde-se e a fibra é então puxada, revestida e recolhida por uma bobina.

A Fig. 4.4 mostra como varia o índice de refração da preforma em função de seu raio, além de indicar qual seria o perfil de índice degrau equivalente (gráfico retangular). Com essa preforma foi puxada a fibra utilizada na montagem (M-706) cujas características são dadas a seguir.

A Fig. 4.5 mostra a atenuação da fibra em função do comprimento de onda do sinal por ela guiado. A linha tracejada mostra a atenuação própria da fibra de sílica enquanto a curva contínua é o resultado obtido devido ao método empregado na medição de atenuação. No caso, a fibra é monomodo para $0,6328 \mu\text{m}$ de comprimento de onda. O ensaio foi feito para 1 km de fibra.

Outros dados da fibra:

- Diâmetro do núcleo : $d_1 = 4,6 \mu\text{m}$
- Diâmetro da casca : $d_2 = 92,5 \mu\text{m}$
- Índice de refração da casca : $N_2 = 1,457$ (da sílica)
- Índice de refração do núcleo : $N_1 = 1,459$ (o acréscimo em relação à casca é dado pela Fig. 4.3)
- Módulo de Young : $E = 7,2 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$

Todas as medidas foram feitas no laboratório de caracterização do CPqD-TELEBRÁS.

Como já foi mencionado, os acopladores ópticos são dispositivos de quatro portas, duas entradas e duas saídas, nos quais a potência do sinal óptico que incide em uma das entradas é distribuída entre as duas saídas em frações de potência que dependem da construção do dispositivo.

Os acopladores ópticos feitos atualmente utilizam um par de fibras ópticas que são colocadas em contato de forma que haja interação entre os campos eletromagnéticos por elas guiados

INDICE DE REFRAÇÃO-PREFORMA

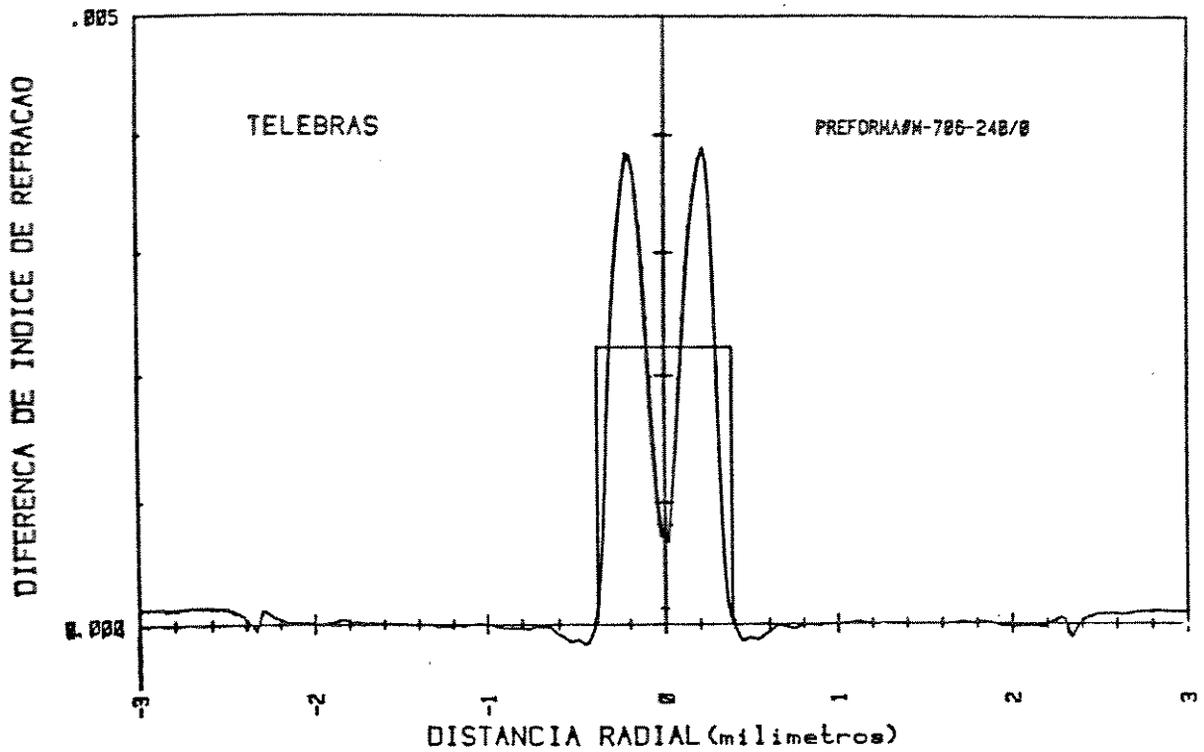


Figura 4.4. - Variação do índice de refração da preforma em função de seu raio

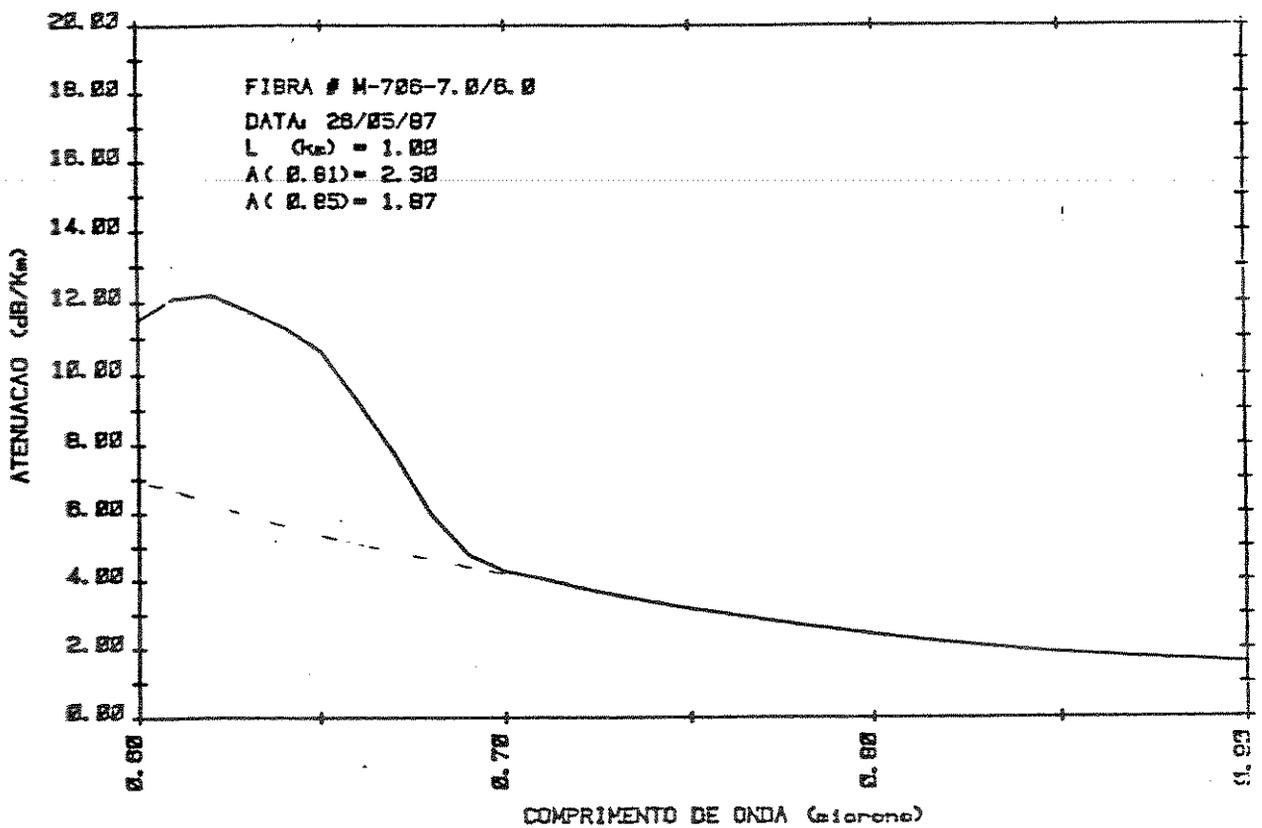


Figura 4.5 - Dados de atenuação da fibra utilizada

[4-3]. Existem três métodos básicos para a fabricação de acopladores: Ataque Químico, Polimento Mecânico e Fusão. O método utilizado na construção dos acopladores utilizados no sistema foi o de fusão.

Para se conseguir um acoplador óptico pelo método de fusão [4-2], é necessário antes de tudo eliminar todas impurezas presentes nas superfícies das fibras, uma vez que essas podem tornar-se fontes de espalhamento de luz na região fundida. Após a limpeza, as fibras são torcidas uma ou duas vezes para que se mantenham em contato durante a fusão. A região a ser fundida é então aquecida ao mesmo tempo que as fibras são tracionadas como mostra a Fig. 4.6. Nesse processo há uma diminuição dos diâmetros dos núcleos de ambas as fibras, fazendo com que grande parte dos campos por elas guiados sejam transferidos para suas cascas. Devido ao contato entre as cascas fundidas, há interação entre esses campos, resultando no acoplamento. A Fig. 4.7 mostra o acoplador após a fusão. O grau de acoplamento depende da redução do núcleo obtida e do comprimento da região fundida.

No interferômetro montado nesse trabalho, foram usados dois acopladores ópticos confeccionados pela técnica de fusão no CPqD-TELEBRÁS. As fibras utilizadas nesses acopladores são as mesmas utilizadas na construção do interferômetro. As Figs. 4.8, 4.9, 4.10 e 4.11 mostram a caracterização dos acopladores utilizados através dos gráficos de razão de acoplamento e perda em função do comprimento de onda da radiação utilizada.

4.2.1. Acopladores ópticos equivalentes levando em consideração a atenuação do sistema

Como foi mencionado no capítulo anterior, um acoplador pode ter seus fatores de acoplamento modificados (teoricamente) para incluir o efeito da atenuação do sistema.

A análise será desenvolvida usando-se a convenção já adotada na Fig. 3.3 e tem o objetivo de acrescentar na expressão teórica da saída do sistema a influência da atenuação no braço

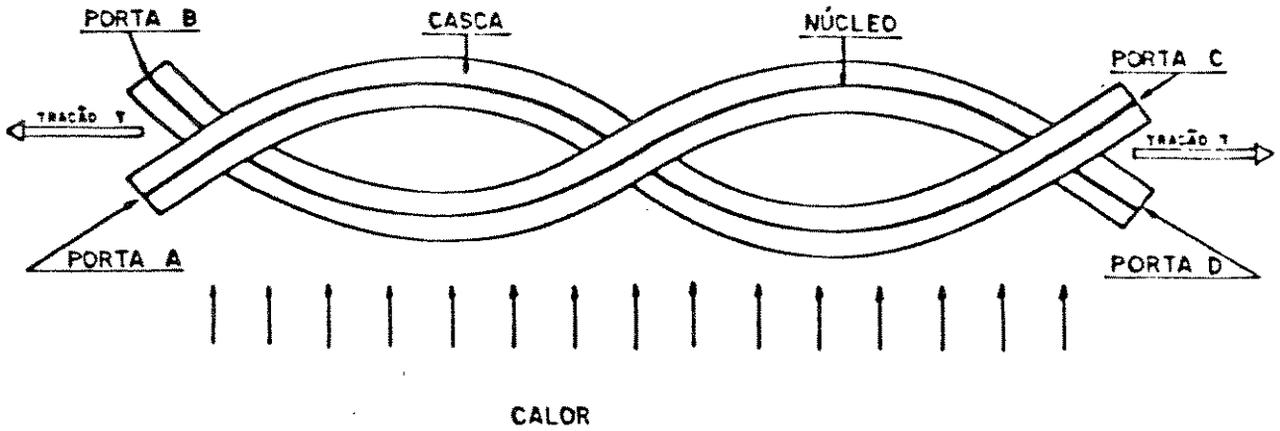


Fig. 4.6 - Situação das fibras no início do processo de fusão-tração.

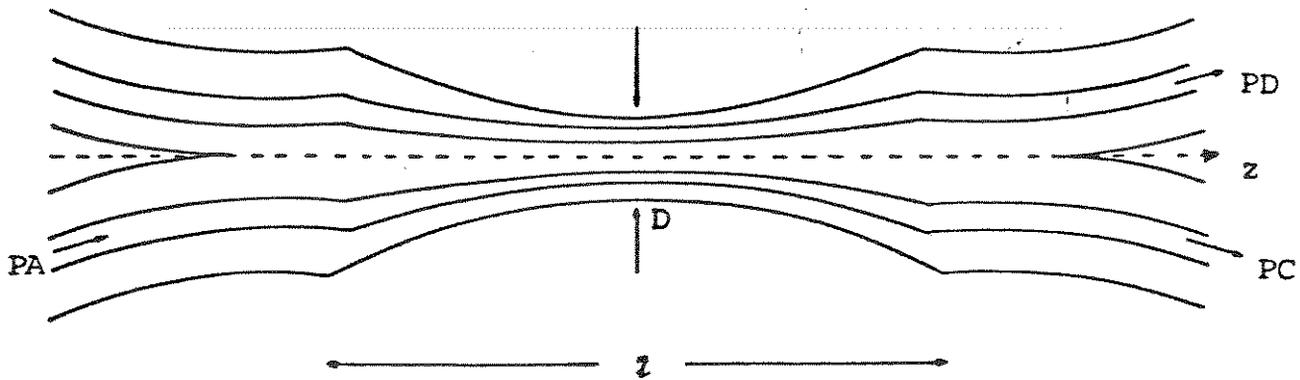


Fig. 4.7 -- Geometria das fibras depois de fundidas (vista longitudinal).

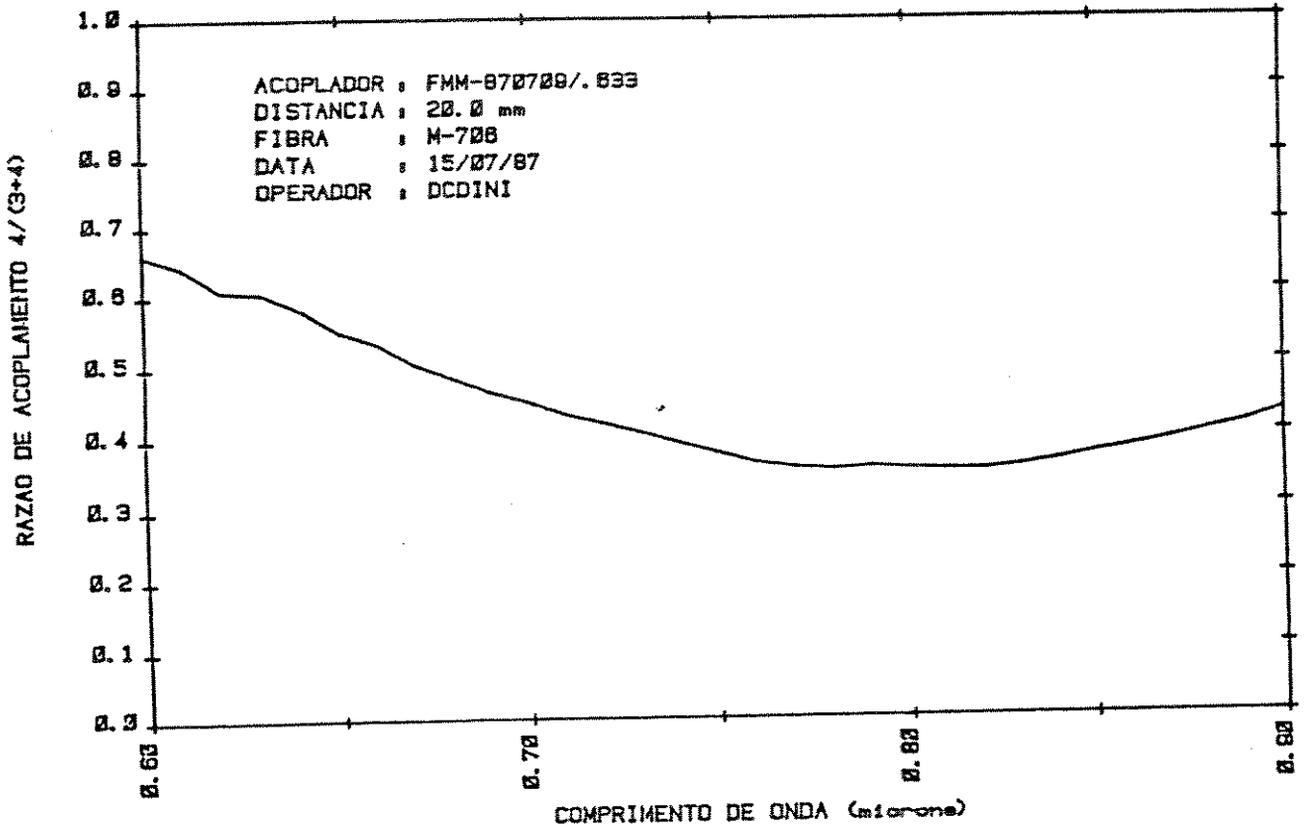


Fig. 4.8 - Razão de acoplamento do acoplador utilizado

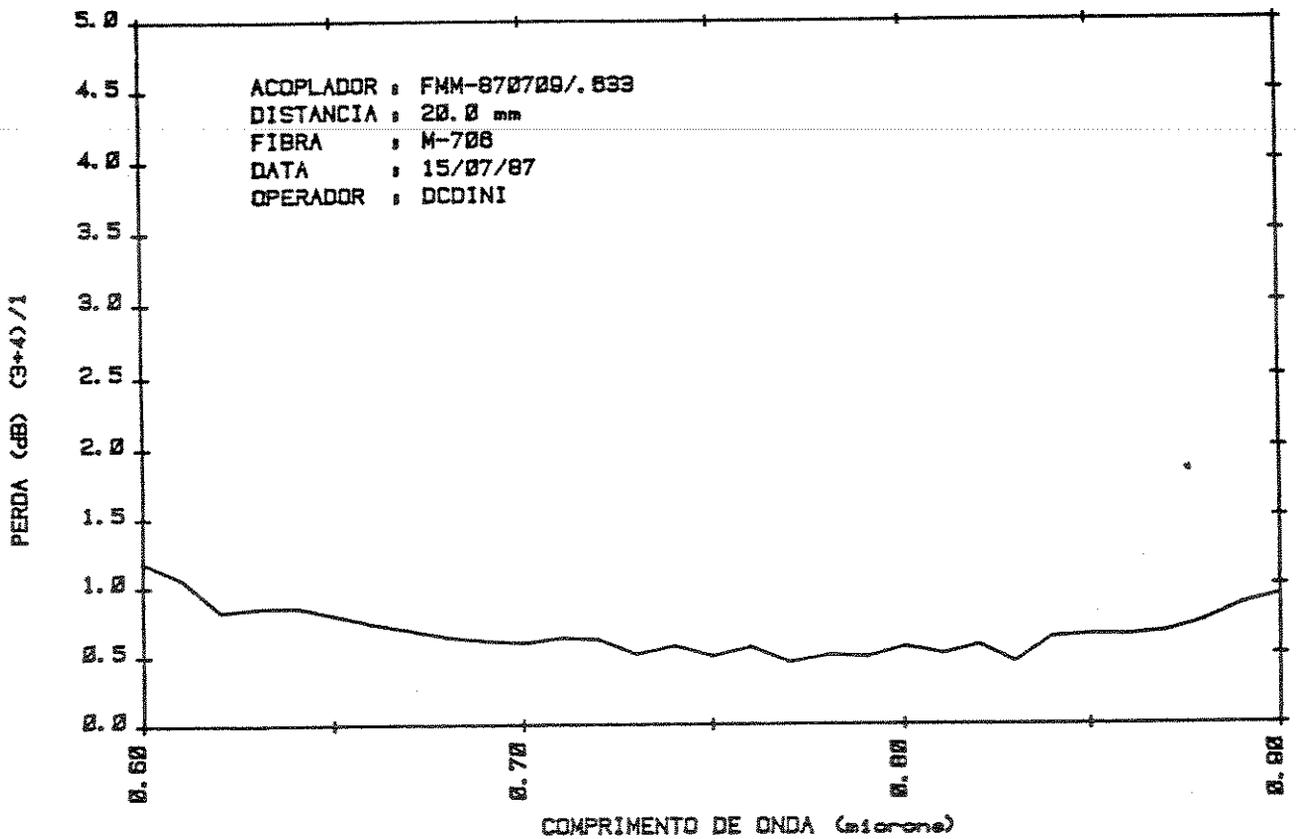


Fig. 4.9 - Perda de inserção do acoplador utilizado

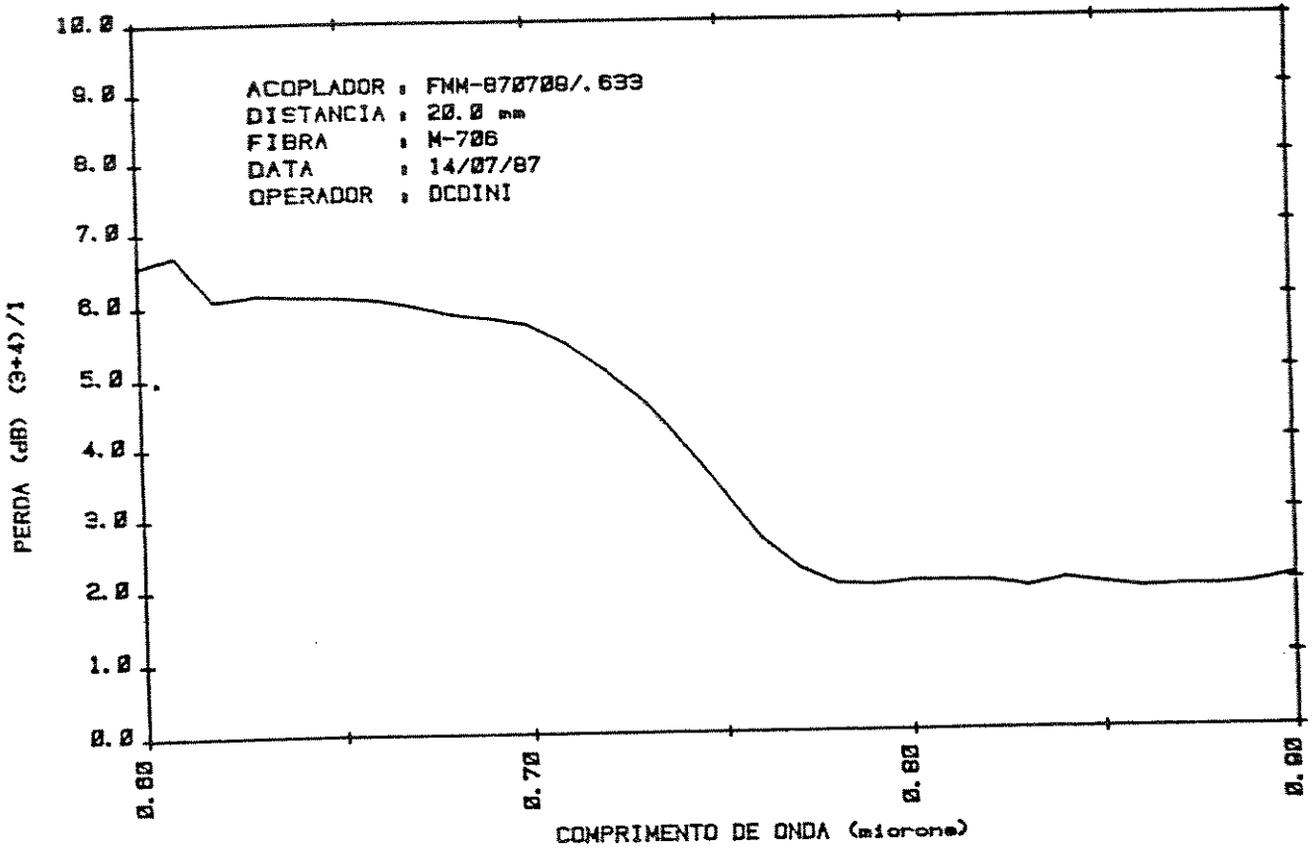


Fig. 4.10 - Razão de acoplamento do segundo acoplador utilizado

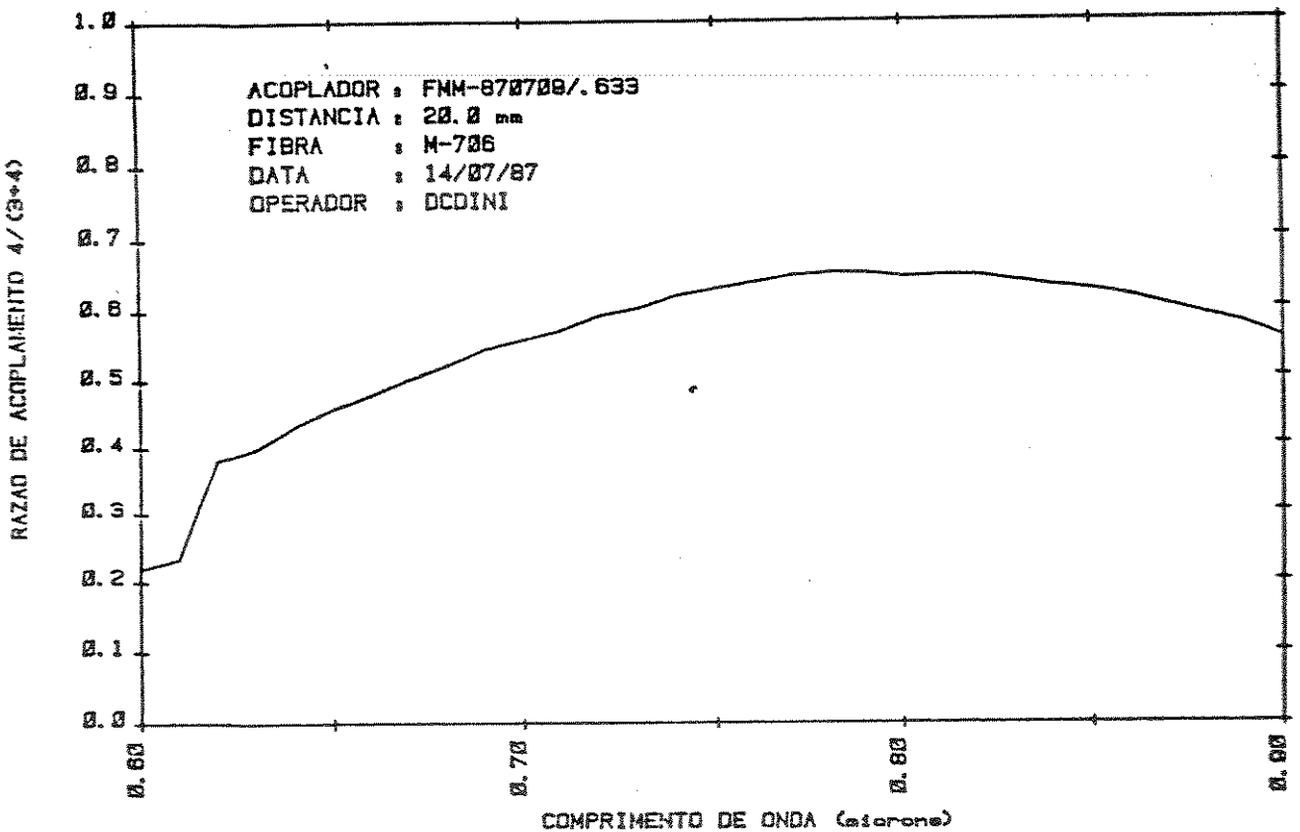


Fig. 4.11 - Perda de inserção do segundo acoplador utilizado

longo do interferômetro que, no caso do sistema montado, foi da ordem de 10 dB. Este valor foi estimado pela Fig. 4.5 onde se lê, em torno de 5 dB por km para a fibra referida. Considerando que o comprimento do braço longo é de 2,03 km, pode-se esperar uma atenuação da ordem de 10 dB para o comprimento total. Uma medição desta atenuação foi feita de modo prático e será apresentada posteriormente.

O sistema que se deseja analisar pode ser visto na Fig. 4.12, juntamente com o seu acoplador equivalente.

As potências nas saídas (P_{S4} e P_{S3}) do sistema podem ser escritas como:

$$P_{S4} = k_1 \cdot P_o \cdot \frac{1}{n} \quad (4.2.1-1)$$

$$P_{S3} = (1 - k_1) \cdot P_o \quad (4.2.1-2)$$

em que k_1 é a razão de acoplamento do acoplador K_1 , P_o é a potência incidente e $1/n$ é a atenuação na fibra até a saída número 4. No acoplador equivalente sem atenuação tem-se:

$$P_{eq} = (1 - k_1) \cdot P_o + k_1 \cdot \frac{1}{n} \cdot P_o = P_o \left(1 - k_1 + \frac{k_1}{n} \right) \quad (4.2.1-3)$$

Para que P_{S4} permaneça idêntica deve-se ter:

$$P_{S4} = P_{eq} \cdot k_{1eq} = P_o \cdot \frac{k_1}{n} \quad (4.2.1-4)$$

em que k_{1eq} é a razão equivalente de acoplamento. Substituindo em (4.2.1-3), consegue-se

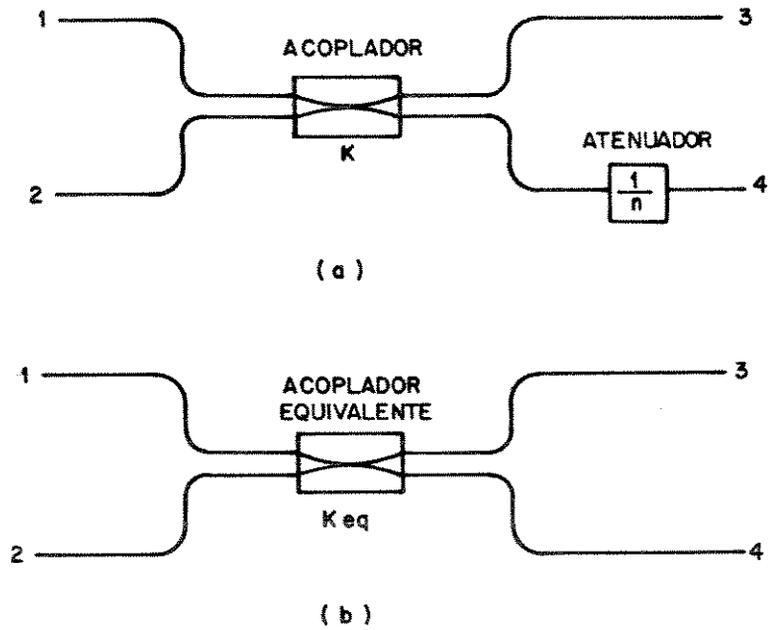


Fig. 4.12 — (a) Sistema Óptico de um acoplador sem perdas conectado a um Sistema Óptico com perdas .
 (b) Acoplador equivalente ao Sistema anterior .

$$k_{1eq} = \frac{k_1}{n - (n-1)k_1} \quad (4.2.1-5)$$

que é o resultado desejado. Naturalmente, como houve perdas no sistema, a potência na entrada do acoplador sem perdas deve ser menor do que no sistema. Esta potência é dada pela Eq. (4.2.1-3).

Tendo desenvolvido esta expressão, pode-se determinar o valor real do fator F, que representa o efeito dos acopladores:

$$F = P_O^2 k_1 k_2 (1 - k_1) (1 - k_2) \quad (4.2.1-6)$$

Este fator aparece multiplicando as expressões para a saída do interferômetro. Para o caso do braço mais longo com uma atenuação definida, o fator F se tornará:

$$F = P_{eq}^2 \cdot k_{1eq} \cdot k_2 \cdot (1 - k_2) \cdot (1 - k_{1eq}) \quad (4.2.1-7)$$

Usando-se os valores a seguir, que são os existentes no sistema real,

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= 0,5 & ; \\ k_2 &= 0,5 \\ \frac{1}{n} &= \frac{1}{10} \end{aligned} \right\} (10 \text{ dB}) \quad (4.2.1-8)$$

obtém-se o seguinte valor para F:

$$F = P_{eq}^2 \cdot k_{1eq} \cdot k_2 \cdot (1 - k_2) (1 - k_{1eq}) \cong \frac{P_O^2}{159} \quad (4.2.1-9)$$

enquanto para o caso sem perdas tem-se

$$F = P_0^2 \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot (1 - k_1)(1 - k_2) = \frac{P_0^2}{16} \quad (4.2.1-10)$$

A partir do fato de que o fator F apenas altera a amplitude da saída do interferômetro é fácil ver que a atenuação em um dos braços não modificará a forma do espectro de saída, mas sim, produzirá uma atenuação dos componentes a.c., em torno de 10 vezes, o que é bastante crítico e deve ser levado em consideração no projeto de um futuro interferômetro. É importante salientar que a atenuação vai deteriorar a relação sinal-ruído. Ao estudar espectros estreitos, deve-se monitorar constantemente o nível de ruído, pois este, em baixas frequências, é bastante abundante nas condições normalmente presentes no laboratório.

4.3. Correção de Polarização [4-2]

Para que haja interferência entre os sinais trazidos por ambos os braços do interferômetro, é necessário que esses sinais apresentem seus campos polarizados da mesma maneira. Sendo assim, é necessário que pelo menos um dos braços do interferômetro tenha a polarização de seu sinal ajustável, de forma a compatibilizá-la com a polarização do sinal do outro braço. Para esse fim, foi utilizado um dispositivo simples e de fácil construção que permite o controle da polarização do sinal guiado por uma fibra óptica, descrito por H.C. Lefevre [4-4].

Tal dispositivo é confeccionado de maneira a fazer com que a fibra forme várias espiras, uma à frente da outra, sendo que cada espira pode ter seu plano rodado de forma que o trecho de fibras entre as espiras sofra uma torção. A Fig. 4.13 mostra o esquema do controlador de polarização e a configuração da fibra no dispositivo, enquanto a Fig. 4.14 mostra como é feita a rotação do plano de cada espira e o sistema de coordenadas adotado.

O controle de polarização se dá pelo fato de uma curva-

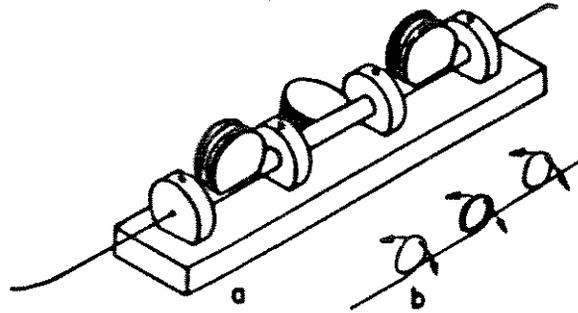


Fig. 4.13 – (a) Controlador de polarização para fibra monomodo.
 (b) Configuração da fibra mostrando a liberdade de rotação do plano de cada espira

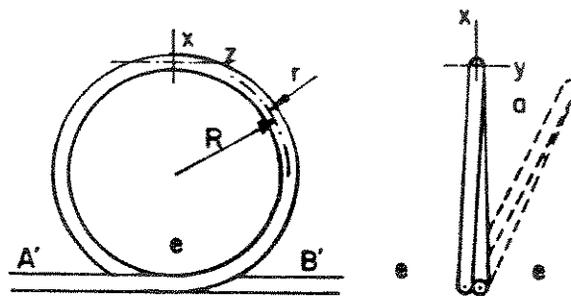


Fig. 4.14 – Esquema de uma espira de fibra, indicando como seu plano sofre rotação.

tura na fibra introduzir uma certa birrefringência no caminho óptico, ou seja, há uma variação dos índices de refração na direção x , n_x , e na direção y , n_y , devido aos esforços exercidos sobre a fibra curvada. Uma vez que o modo de propagação principal da fibra pode ser considerado transversal, com uma boa aproximação, pode-se desprezar o efeito da variação do índice de refração na direção z para fibras monomodo. Desta forma, serão introduzidos atrasos distintos às componentes dos campos polarizados nas direções x e y , causando uma defasagem entre tais componentes que dependerá do comprimento de fibra curvada e do raio de curvatura da fibra. Sendo assim, pode-se dimensionar o raio de uma espira para que esta introduza um atraso de fase entre as duas polarizações de π , $\frac{\pi}{2}$ ou $\frac{\pi}{4}$ radianos, o que corresponde a $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{\lambda}{4}$ ou $\frac{\lambda}{8}$, respectivamente.

Ao torcer o trecho de fibra entre as espiras, através da rotação dos planos das espiras, mudam-se as posições relativas dos eixos de referência x e y da espira seguinte em relação à espira anterior, fazendo com que o efeito da birrefringência introduzida na espira seguinte atue segundo esse novo sistema de coordenadas. Sendo fixa a defasagem entre as componentes x e y causada por cada espira, pode-se modificar as posições dos eixos x e y de cada espira em relação à outra, de forma a conseguir-se na saída o tipo de polarização desejada. É bom ressaltar que a torção da fibra causa uma certa mudança de polarização do sinal por ela guiado. Porém, nesse caso, a ação da torção sobre a polarização pode ser desprezada por ser muito pequena no uso de fibras monomodo [4-4].

O dispositivo usado em laboratório é semelhante ao montado por H.C. Lefevre que consta de uma espira dupla, correspondente a um atraso de fase de $\lambda/2$, entre as componentes, entre duas espiras simples, correspondente a um atraso de fase de $\lambda/4$ (ver Fig. 4.13). O ajuste foi feito empiricamente de modo a maximizar a interferência entre os sinais trazidos pelos braços do interferômetro. Para tal foi injetado um sinal luminoso na fibra (laser de HeNe) e foi maximizada a resposta do detector para a frequência de 1 kHz, já utilizando-se o processo auto-homô

dino do sistema, através de monitoração em um analisador de espectros de baixa frequência. Esta maximização foi feita ajustando os ângulos dos planos das espirais dos controladores de polarização, inicialmente o da entrada do interferômetro e, posteriormente, o do braço mais curto. O raio de curvatura para as espirais foi o mesmo adotado por Lefevre, $R = 0,85$ cm.

4.4. Acoplamento Laser/Fibra

Para lançar a radiação produzida pelo laser na fibra monomodo [4-2] foi necessário o uso de uma lente objetiva de microscópio e uma série de posicionadores micrométricos para o alinhamento do sistema. Tal sistema tem o objetivo de lançar o máximo de potência proveniente do laser na fibra, por meio da adequação do feixe gaussiano do laser à entrada da fibra de diâmetro de $4,6 \mu\text{m}$ (diâmetro do núcleo).

A Fig. 4.15 mostra a fotografia do sistema de acoplamento laser/fibra. Nesse caso, foi utilizada uma lente objetiva de microscópio da Carl-Zeiss Jena com aumento de vinte vezes, em semelhança a trabalhos anteriores do Laboratório de Comunicações Ópticas da Faculdade de Engenharia Elétrica (FEE) [4-2].

Para se efetuar o alinhamento do conjunto, foi inicialmente ajustado o posicionamento da lente em relação ao laser, garantindo-se que o feixe possa percorrer uma trajetória paralela à mesa. Depois, com a ajuda dos posicionadores micrométricos, foi ajustada a posição da fibra em relação à lente observando o sinal de saída do interferômetro e buscando maximizar esse sinal. Uma boa clivagem da extremidade da fibra é um fator muito importante para um bom acoplamento do feixe do laser [4-2].

Apesar de o método utilizado no laboratório para se efetuar os ajustes necessários ser empírico, há a possibilidade de se efetuarem os cálculos que indicam qual o melhor posicionamento e as melhores características da lente para se conseguir o melhor acoplamento entre laser e fibra.

A Fig. 4.16 [4-5] mostra o esquema do acoplamento de um feixe Gaussiano do laser à uma fibra monomodo, através do uso de uma lente fina. Com os cálculos para determinar a distância " l " entre a lente e o início da fibra [4-2] chegou-se a $l \cong 8,4 \text{ mm}$ e w_{03} (largura do feixe exatamente antes da fibra óptica) igual a $5,5 \mu\text{m}$.

Como o diâmetro do núcleo da fibra é de $4,6 \mu\text{m}$, sabe-se que alguma potência óptica é desperdiçada na casca da fibra. Porém, não foi conveniente trabalhar-se com um feixe de raio ainda menor pois o sistema de alinhamento utilizado não possuía precisão mecânica para um ajuste tão fino.

4.5. Os Fotodetectores

Para tornar mais versátil e confiável o uso do interferômetro utilizou-se nas medidas realizadas três detectores, sendo um APD-Si polarizado com resposta em frequência até $1,1 \text{ GHz}$ e dois fotodetectores PIN sem polarização com alta sensibilidade.

4.5.1. Fotodetector APD-Si

O fotodetector APD-Si utilizado é parte integrante do conversor óptico/elétrico MH 95 A de fabricação da Anritsu. Este dispositivo demodula um sinal óptico modulado em intensidade e fornece um sinal elétrico proporcional. Será utilizado este conversor óptico/elétrico para análise dos modos axiais e transversais dos lasers estudados (a gás), pois é previsível que estes modos apareçam no sinal de saída do interferômetro oscilando na faixa de demodulação do MH 95A que vai até $1,1 \text{ GHz}$. Além do APD-Si este conversor incorpora um atenuador óptico variável, um monitor da corrente de pol. do APD, um circuito de compensação de temperatura e um pré-amplificador para alta velocidade e alta sensibilidade. O diagrama de blocos deste equipamento pode ser

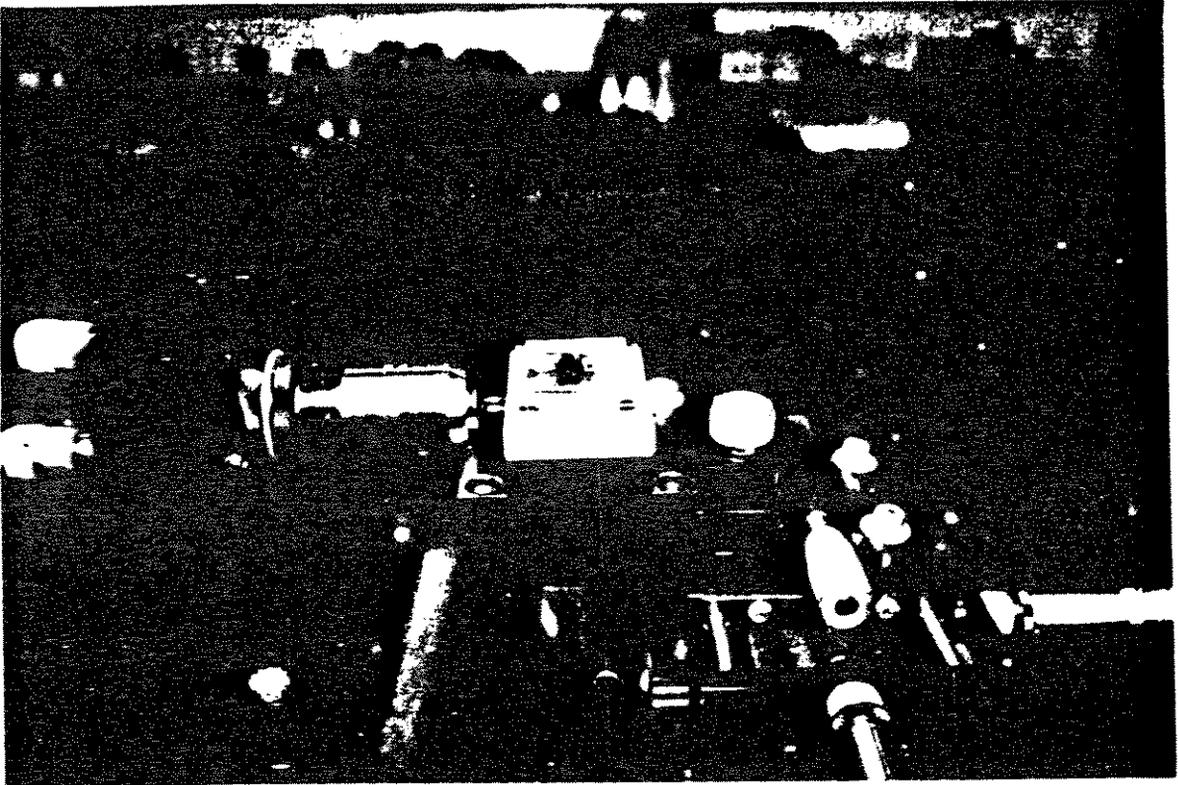


Fig. 4.15 Fotografia do acoplamento Laser/Fibra

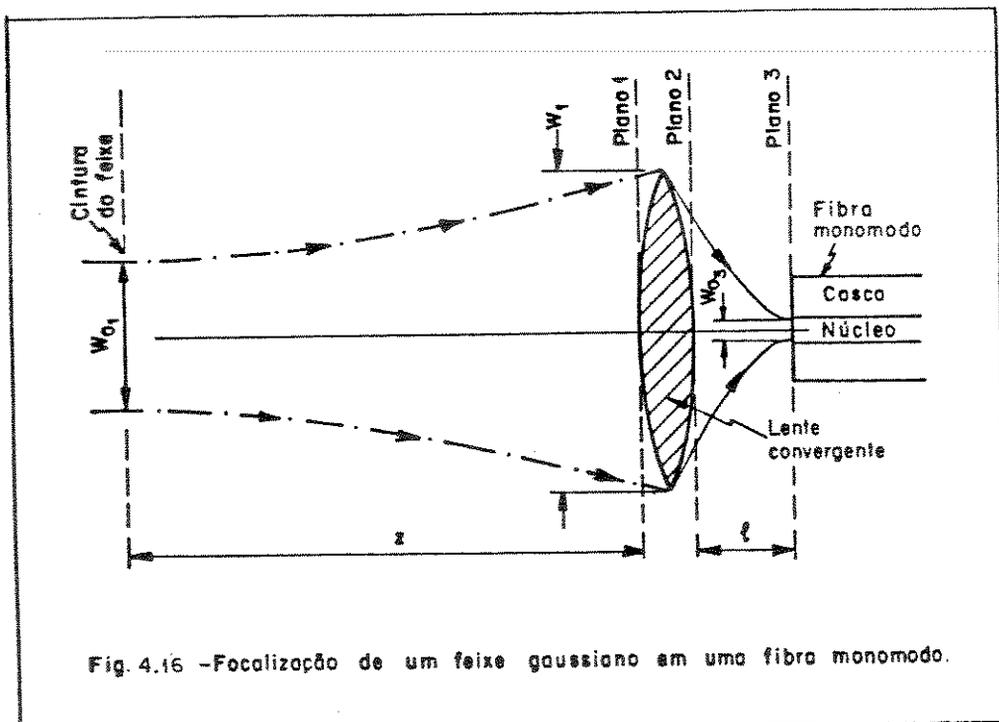


Fig. 4.16 -Focalização de um feixe gaussiano em uma fibra monomodo.

visto na Fig. 4.17. As especificações do conversor são as seguintes:

Banda de detecção	0,8 μm
Elemento de detecção	Si-APD
Faixa de frequência de demodulação	0,1 - 1,0 GHz
Atenuador óptico variável	0 a 9 dB passos 1 dB 0 a 30 dB passos 10 dB
Ganho do pré-amplificador	30 \pm 3 dB
Temperatura de uso	5 a 40°C

A responsividade R do fotodetector é dada na Fig. 4.18 em função do comprimento de onda analisado. Para o He-Ne ($\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$) pode-se ler uma responsividade em torno de 0,37. Para o alinhamento entre a fibra e o fotodetector, o próprio aparelho tem um terminal de entrada tipo D3 onde a fibra é colocado com auxílio de um conector tipo FC - Fibra Nua que já está pré-alinhado com o fotodetector.

4.5.2. Os fotodetectores PIN

Os fotodetectores do tipo PIN utilizados nesse trabalho foram fabricados pela empresa Hewlett-Packard, sob a designação de HP-4203, encapsulados segundo o padrão TO-18 [4-6]. A Fig. 4.19 mostra como se comporta a responsividade R do fotodiodo com a variação do comprimento de onda (λ) da radiação incidente. Nota-se que, no caso do laser de He-Ne, cujo comprimento de onda é de $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, a responsividade é de $R \approx 0,35$. A Eq. (3.1-8) mostra a relação entre a responsividade do fotodiodo e sua eficiência quântica. No caso do fotodiodo utilizado, o fabricante fornece a seguinte relação [4-6].

$$R = \eta_q \frac{\lambda}{1240} \quad (4.5.2.1)$$

onde λ é dado em nm.

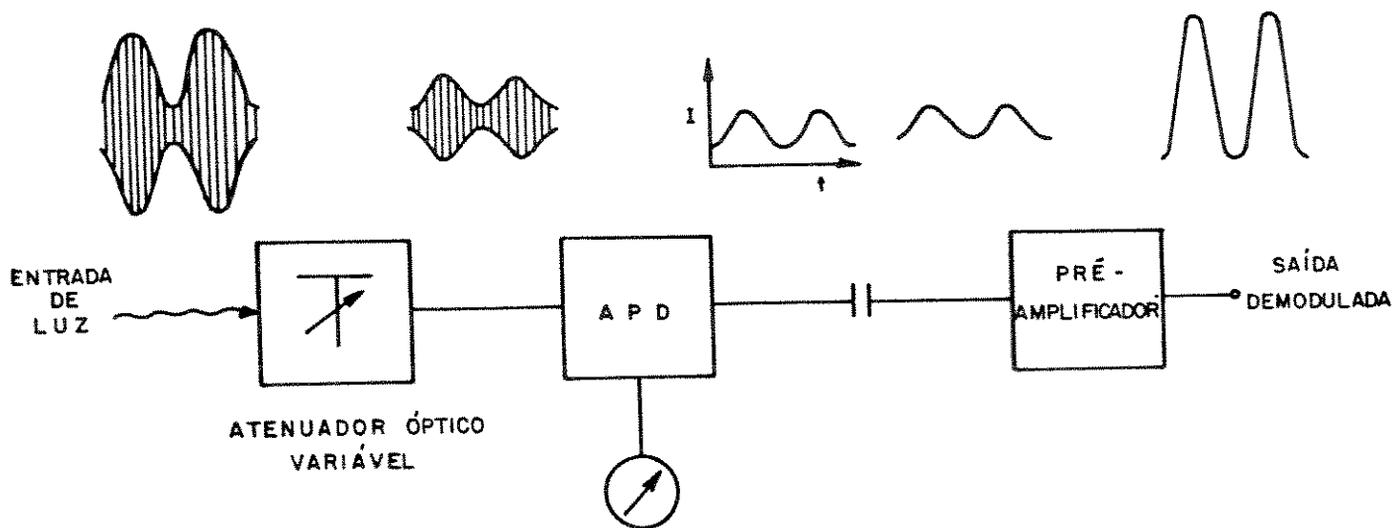


Fig. 4-17 - Diagrama de blocos do conversor óptico-elétrico

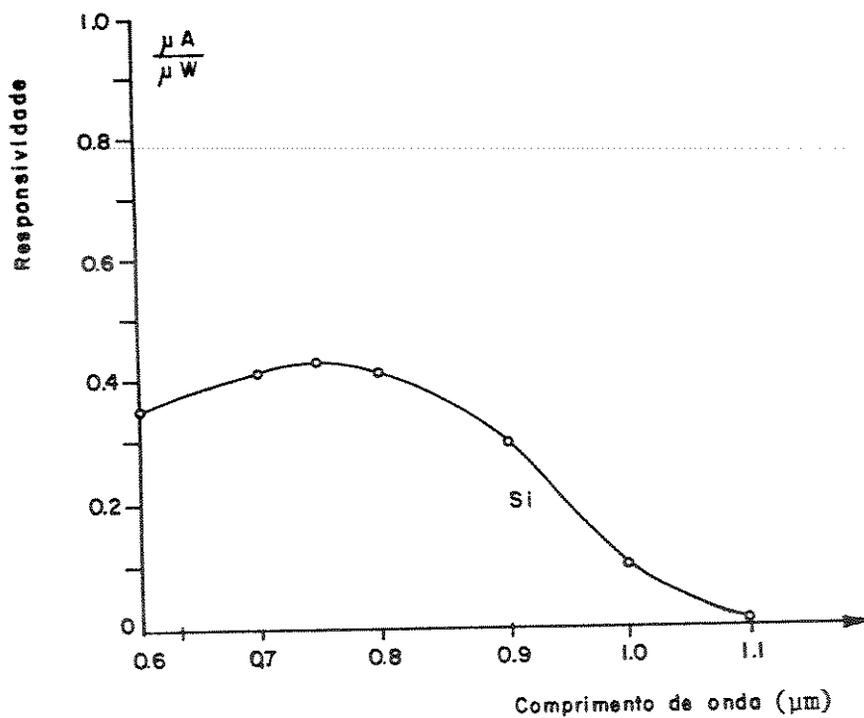


Fig. 4-18 - Característica de responsividade espectral do APD-Si

A Fig. 4.20 mostra a curva da fotocorrente i_p em função da tensão de polarização nos terminais do fotodiodo e da potência óptica incidente, quando a radiação incidente apresenta um comprimento de onda de 900 nm. Não foi utilizada tensão de polarização durante os experimentos realizados.

O fotodiodo foi montado em uma base metálica, na qual foi fixada uma agulha de injeção de uso médico para facilitar o alinhamento da fibra em relação ao fotodiodo.

4.6. Lasers Utilizados

No total, foram utilizados três lasers para formar o sistema em condições distintas. Inicialmente empregou-se um laser semiconductor, com $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$, para calibração do sistema em baixa frequência. Para tanto, admitiu-se a hipótese da planicidade do espectro do modo central do laser em uma faixa de 100 kHz, já descrita no Capítulo 2. Posteriormente, dois lasers de He-Ne foram analisados, tanto em baixa, como em alta frequência (1 GHz).

4.6.1. Laser semiconductor

Este laser é o conjunto MZ100A+MG92A da Anritsu que fornece um sinal com $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ e uma potência maior ou igual a -10 dBm. Este equipamento usa um sistema automático de polarização, representado em diagrama de blocos na Fig. 4.21, para fornecer uma potência óptica de saída constante e independente de variações na temperatura do ambiente.

As especificações deste laser são as seguintes:

Comprimento de onda central	$0,85 \pm 0,01 \mu\text{m}$
Largura espectral de 3 dB sem modulação	$\leq 0,001 \mu\text{m}$

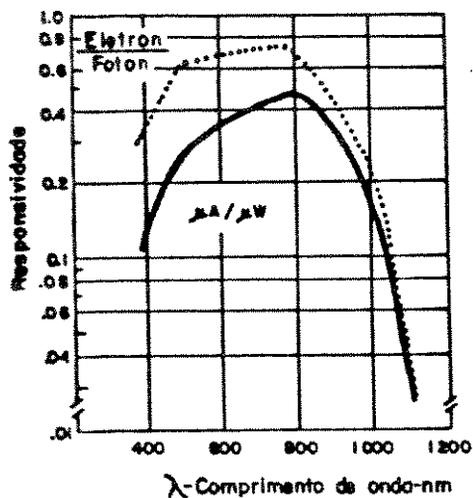


Fig. 4.19 - Curva de responsividade do fotodiodo utilizado em função do comprimento de onda da radiação incidente [12]

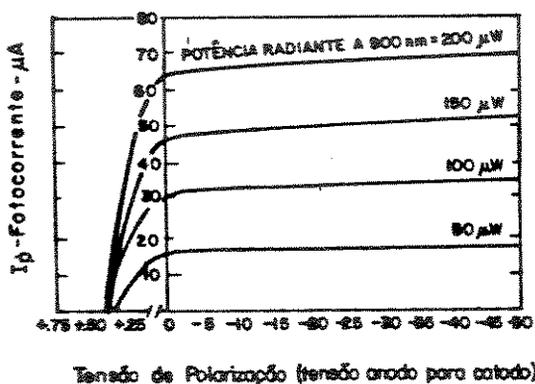


Fig. 4.20 - Curva de fotocorrente do fotodiodo em função de sua tensão de polarização e da potência do sinal incidente $\lambda = 900$ nm [12]

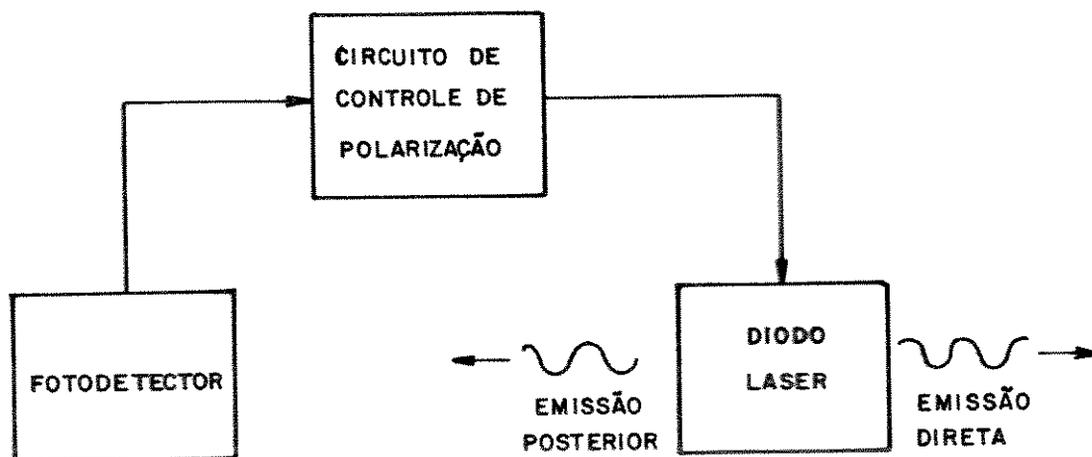


Fig. 4.21 — Diagrama do controle de polarização do laser

MZ100A + MGP2A da ANRITSU

Potência óptica de saída	≥ -10 dBm
Estabilidade da saída óptica	$\leq 0,4$ dB
Faixa de modulação	0,1 até 1,5 GHz
Máximo nível de entrada de modulação	0 dBm (50 ohms)
Conector óptico	FC
Faixa operacional de temperatura	5°C até 40°C

O conector óptico FC de saída fornece um bom posicionamento para fibras multimodo que têm o núcleo relativamente grande. Quando, entretanto, tentou-se injetar o sinal em fibras monomodo foi necessário um procedimento especial para maximizar a injeção de luz dentro da fibra. Isto foi conseguido instalando-se um conjunto posicionador da fibra junto ao conector FC para maximizar a injeção da luz do laser. Ao mesmo tempo, foi monitorado o nível d.c. sobre o fotodetector na saída, através de um osciloscópio para a maximização do acoplamento.

Uma outra técnica utilizada para avaliar espectros ópticos, só que com uma resolução máxima muito mais reduzida do que o sistema auto-homódino estudado, foi o uso do analisador de espectros ópticos de Anritsu, modelo MS96A (alcance 0,6 - 1,6 μ m). Este instrumento fornece uma boa visão dos modos axiais do laser semicondutor conforme a Fig. 4.22. Na Fig. 4.23 mostra-se em detalhe a distância entre os dois modos axiais consecutivos devendo-se notar que o equipamento já está trabalhando em sua resolução máxima. Desta forma, pode-se prever, que no estudo de laser a gás este equipamento não irá produzir resultados confiáveis, pois a largura espectral desses lasers está bem abaixo da resolução máxima do MS96A.

4.6.2. Laser de He-Ne da Opto-Eletrônica São Carlos

Este laser, cujo princípio físico já foi descrito no Capítulo 2, foi analisado a nível de modos axiais e transversais e possui as seguintes especificações técnicas.

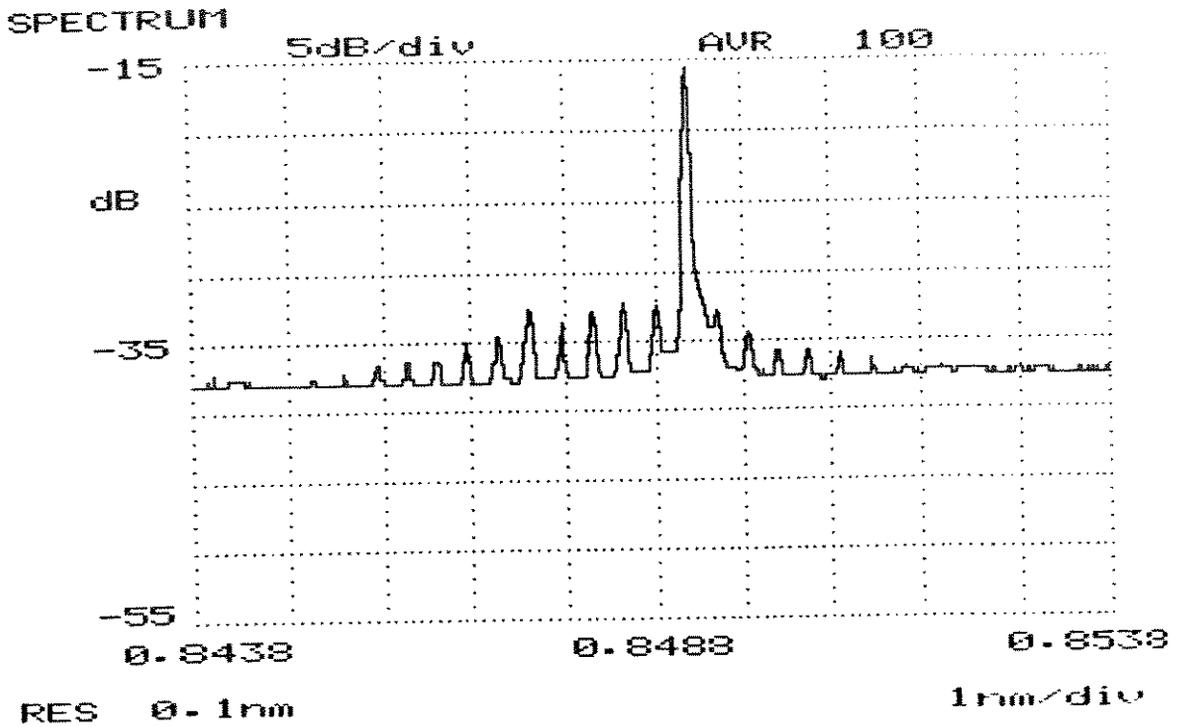


Fig. 4.22 - Espectro do laser MZ100A + MG92A em 0,85 μ m com observação dos modos axiais.

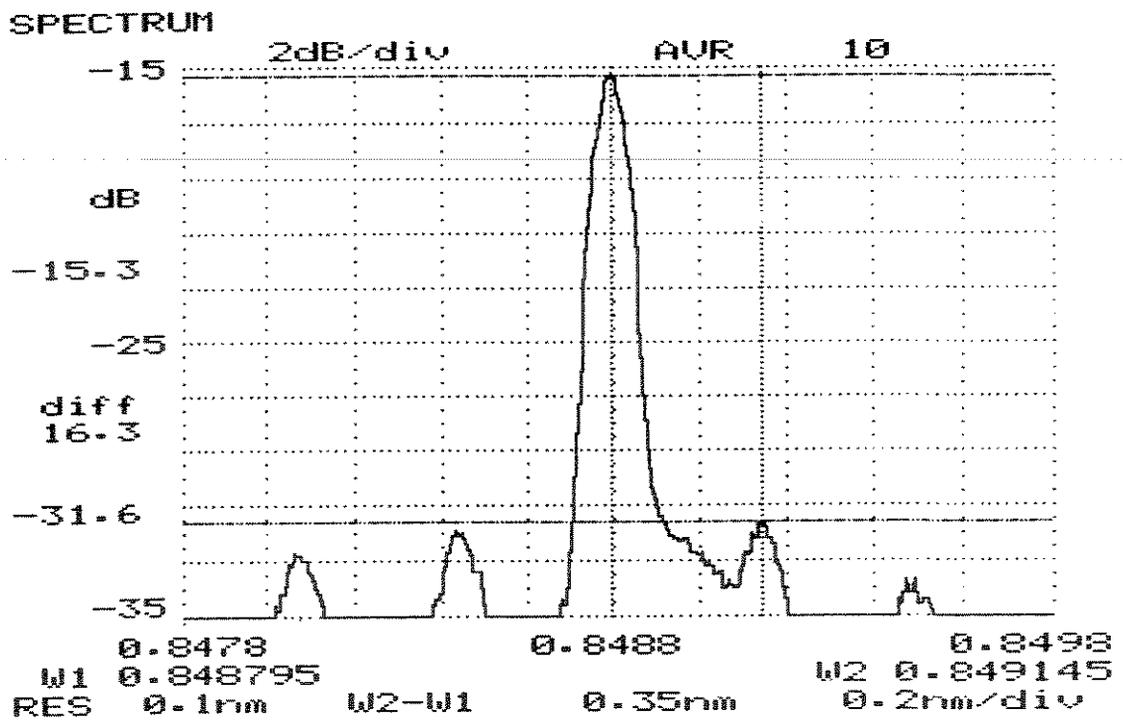


Fig. 4.23 - Espectro do laser MZ100A + MG92A com detalhe dos distanciamentos entre modos.

Fabricante	Opto Eletrônica São Carlos S/A
Comprimento de onda central	0,6328 μm
Potência Óptica de saída	2 mW
Comprimento do tubo	260 mm
Instabilidade da saída óptica	< 5%
Polarização	Aleatória
Faixa operacional de temp.	0 a 80°C

Tanto para este laser como para o seguinte foram realizadas avaliações especiais da forma gaussiana do feixe. Estas avaliações mostraram que o laser acima especificado tem o formato do feixe não gaussiano, apresentando uma região de radiação coincidente com o eixo do laser, com menos intensidade do que o seu contorno, ou seja, o diagrama espacial da potência radiada, possui a forma cardióide. Este formato pode ser explicado pela presença não desprezível de outros modos ressonantes na cavidade, além do modo fundamental $\text{TEM}_{0,0}$. No capítulo seguinte, serão obtidos e analisados resultados que comprovam estas afirmações.

4.6.3. Laser de He-Ne da Spectra-Physics

O laser de He-Ne da Spectra-Physics analisado caracteriza-se por uma baixa potência de saída. Entretanto, como já foi mencionado, conseguiu-se um bom acoplamento na fibra, obtida com o conjunto de posicionamento existente. As suas especificações fornecidas pelo fabricante, são:

Fabricante	Spectra-Physics, Inc.
Comprimento de onda	0,6328 μm
Potência Óptica de saída	0,95 mW
Modo espacial	$\text{TEM}_{0,0}$
Espaçamento de modos axiais	550 MHz

Polarização	Aleatória
Instabilidade da saída óptica	< 5%
Temperatura de operação	10° a 40°C

Também foi realizado o levantamento da distribuição espacial de campo distante do feixe deste laser por uma equipe do Departamento de Microondas e Óptica (DMO) [4-7]. Este levantamento mostrou que este feixe realmente tem uma distribuição gaussiana como pode ser visto na Fig. 4.24.

A Fig. 4.24 foi conseguida através de um arranjo de equipamentos mostrado na Fig. 4.25. Nesta figura, tanto o orifício como a lente e o fotodetector, foram montados em um conjunto posicionados X-Y-Z que permite levantar o perfil de potência do feixe em campo distante.

Todos estes dados, fornecidos pelos fabricantes serão úteis no capítulo seguinte para avaliar os dados conseguidos em laboratório.

4.7. O Sistema Auto-Homódino Implementado

Utilizando todos os componentes descritos anteriormente, foi montado o sistema Auto-Homódino utilizando um Interferômetro de Mach-Zehnder. O sistema completo está esquematizado na Fig. 4.26. Para a confecção das emendas nas fibras ópticas monomodo utilizou-se o equipamento automático disponível no CPqD da TELEBRÁS. Este instrumento realiza o alinhamento, a pré-fusão e a fusão controlada através de um sistema monitorizado por um circuito fechado de TV, obtendo-se perdas de emenda menores que 0,1dB em fibras monomodo. Toda a parte envolvendo fibras ópticas foi montada sobre um suporte metálico de forma retangular, para facilitar seu transporte e garantir o agrupamento dos componentes. Este conjunto, por sua vez, foi colocado sobre uma mesa óptica onde estavam localizados os componentes como laser, conjunto de alinhamento, fotodetectores e equipamento de medi-

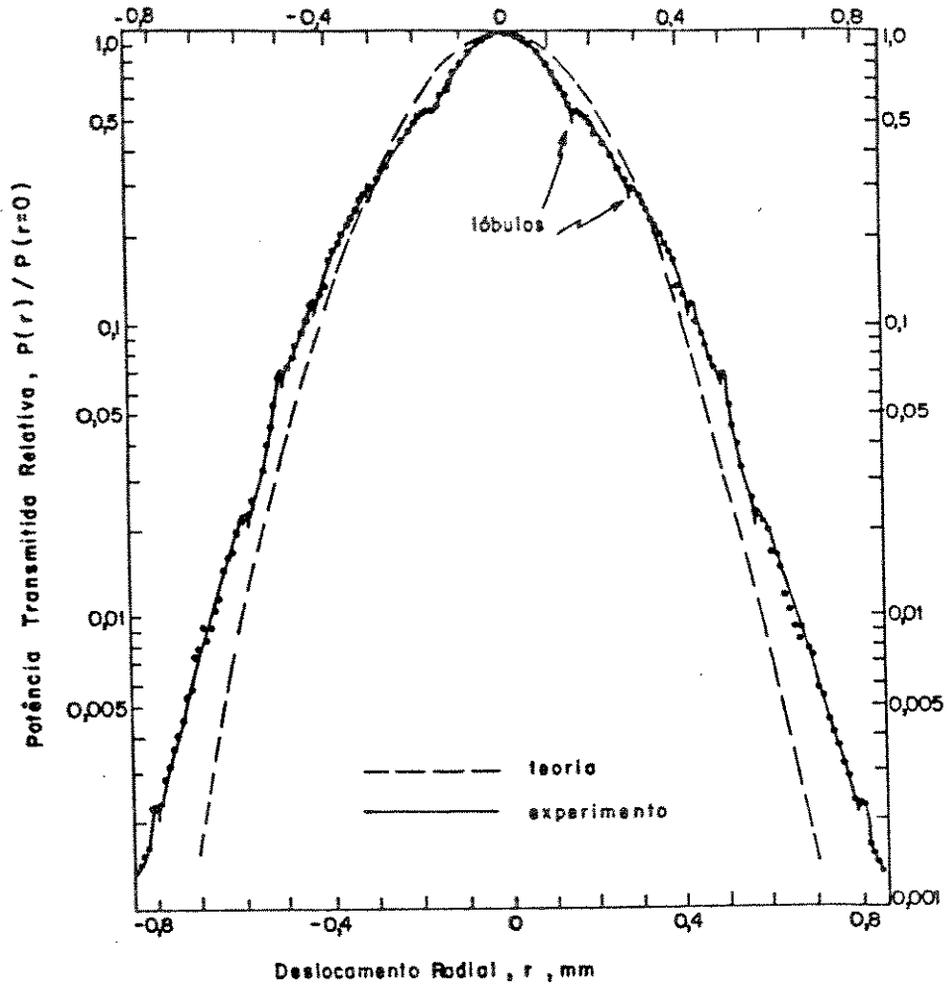


Fig.4.24 - Variação radial da potência de um feixe gaussiano de um laser de He-Ne. Os parâmetros são: $W_0 = 0,27$ mm e $z = 370$ mm

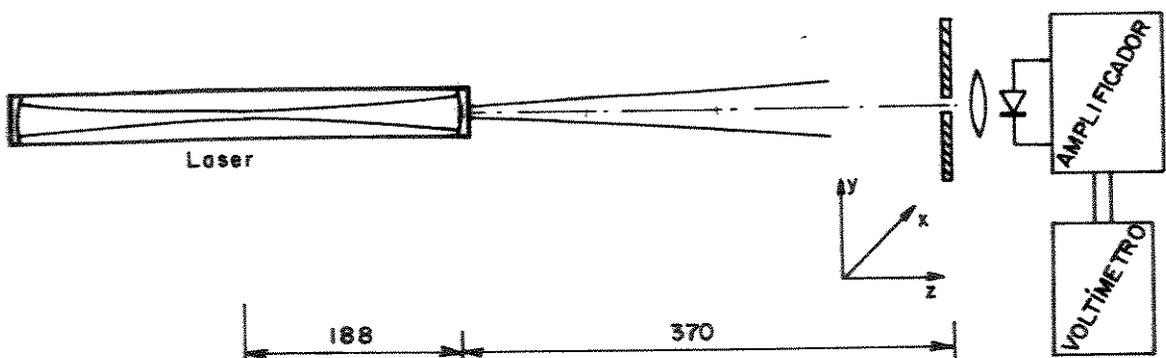


FIG. 4.25 - Montagem experimental.

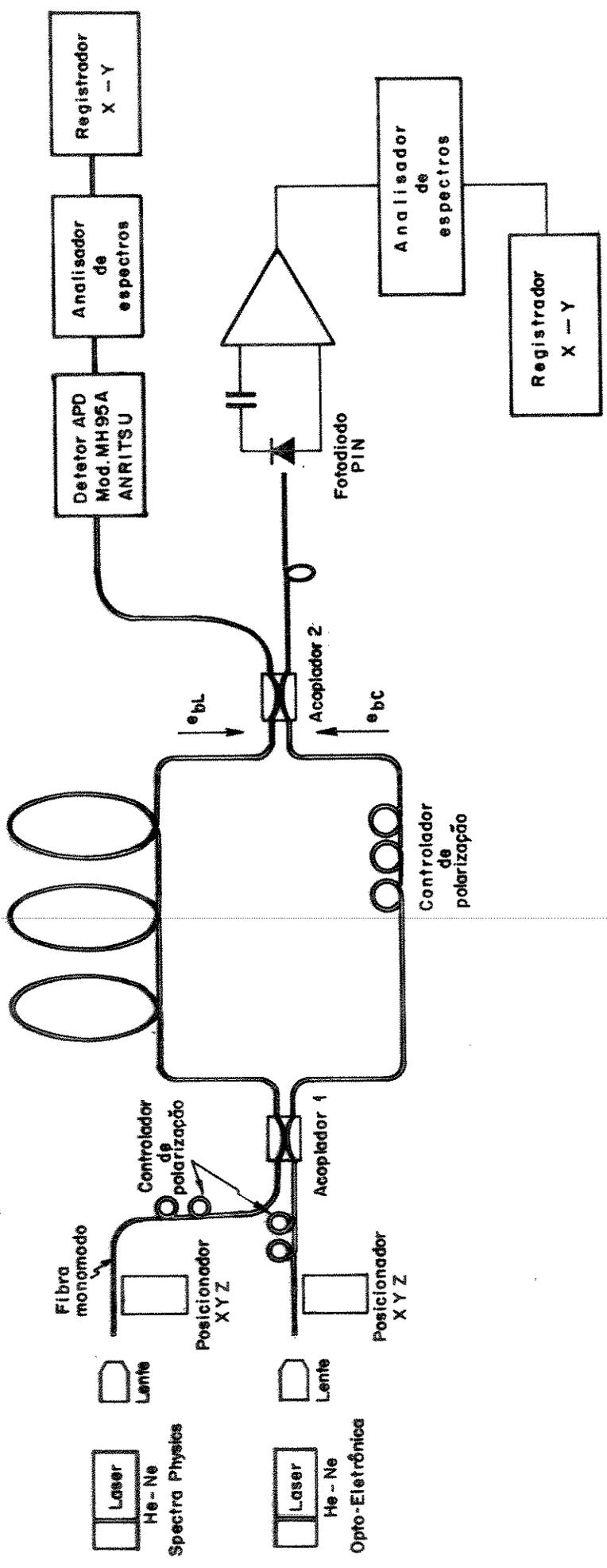


Fig. 4.26— Esquema da montagem utilizada

ção. Esta mesa é composta por uma estrutura sólida de madeira sobre a qual estão dispostos lâminas de espuma plástica de alta densidade com o intuito de diminuir as vibrações transmitidas pelo solo. Sobre a espuma está colocada uma pedra de granito que possui locais para fixação de equipamentos a serem imobilizados. Esta estrutura fornece uma grande inércia ao sistema evitando a contaminação por ruído mecânico.

A fotografia da Fig. 4.27 mostra uma versão simplificada do sistema e que foi utilizada para a exposição do mesmo.

4.8. Calibração

Uma vez implementado o sistema descrito no item anterior, tornou-se necessária uma avaliação das suas características de resposta em frequência. Isto devido ao fato de que, cada componente inserido no sistema, além de processar o sinal, contribui para deformar a curva original que se deseja analisar.

4.8.1. Calibração em baixa frequência

Em baixa frequência, a atenuação seletiva do sinal é particularmente importante no cabo que liga o conjunto do fotodetector PIN ao analisador de sinais HP-3581A/C assim como no próprio analisador de sinais. Este instrumento está sendo usado como analisador de espectros em baixa frequência (até 50 kHz). O cabo que interliga o conjunto do fotodetector PIN até o analisador tem sua curva de passagem medida (Fig. 4.28), tendo-se verificado uma frequência inferior da banda de passagem (3 dB) de tensão em torno de 90 Hz e uma frequência superior bem acima dos 50 kHz desejados. Isto permite concluir que componentes espectrais muito próximos de zero não podem ser levados em consideração. Abaixo de 1 kHz, um fator que influi consideravelmente é o

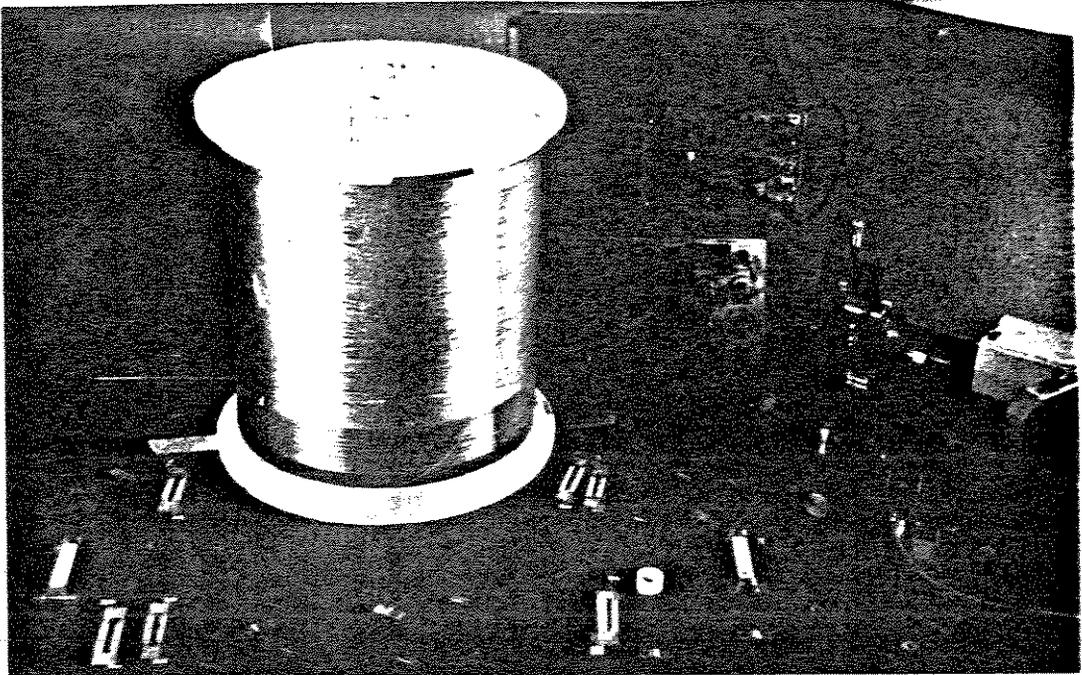


Fig. 4.27 - Versão simplificada do sistema montado

ruído produzido pelas harmônicas da frequência de energia (60 Hz) os quais tornam a relação sinal/ruído crítica nesta faixa, como será visto posteriormente.

O analisador de sinais HP-3581 A/C foi utilizado devido à facilidade de escolha da banda de resolução do filtro de varredura, da flexibilidade no tempo e tipos de varredura do sinal e dos baixos níveis de referência de amplitude disponíveis. Estas características permitem a confecção adequada de escalas para os registros, além do registro do ruído do sistema.

Naturalmente, este analisador de sinais tem uma impedância de entrada que varia sensivelmente com a frequência, como pode ser visto na Fig. 4.29, fornecida pelo fabricante.

Considerando a complexidade da composição destas curvas de deformação assim como o fato de que outros fatores referentes do fotodetector também influenciam no sistema, adotou-se um procedimento para a calibração do sistema que envolve primeiramente a calibração em um ponto fixo (1 kHz) e, posteriormente, em todo o intervalo desejado (0-50 kHz), com o auxílio de um gerador de ruído branco estável.

O procedimento adotado foi o seguinte:

- a) Conectou-se ao analisador de sinais um gerador de sinais da Wavetek com sua frequência travada em 1 kHz. Colocou-se o HP-3581 A/C sem varredura analisando a frequência de 1 kHz com banda de resolução de 10 Hz. Colocou-se a amplitude do gerador de sinais em uma posição compatível com a sensibilidade de entrada do HP-3581 A/C, em condições semelhantes às utilizadas na futura análise de sinais.
- b) Estando o nível de referência de amplitude em zero, ajustou-se a amplitude do gerador de sinais para o mostrador do HP-3581 A/C marcar 0 dB e traçou-se um ponto correspondente em um papel previamente colocado no registrador X-Y. Variando o nível de referência de amplitude do HP-3581 A/C conseguiu-se obter diversos pontos em 1 kHz com diferença de 10 dB entre eles.

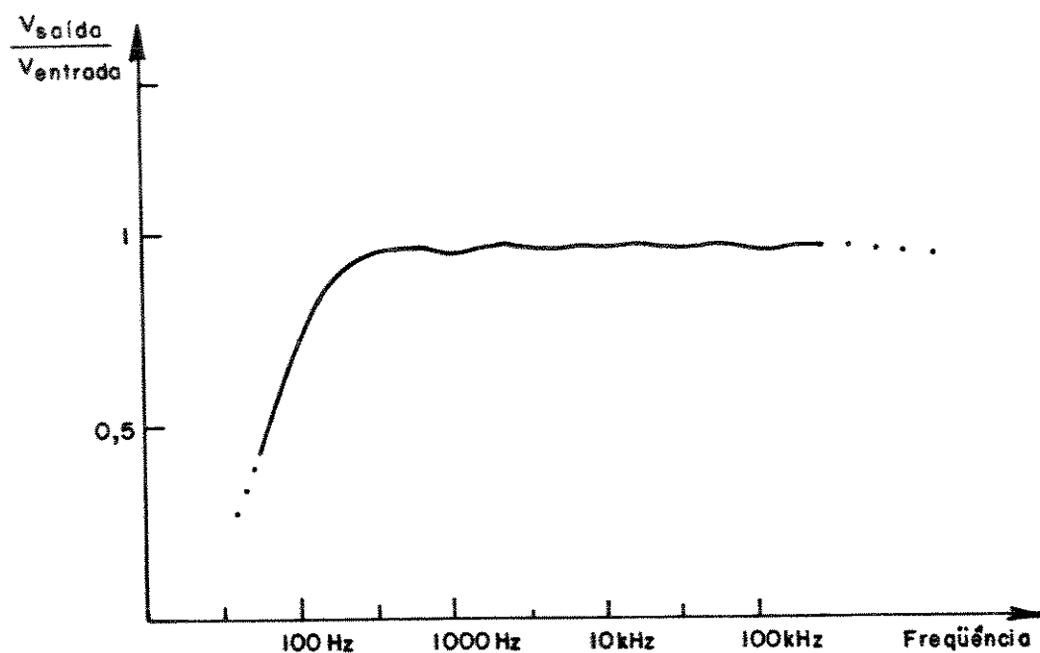


Fig. 4.28 - Relação entre a tensão de entrada e de saída em função da frequência para o cabo que interliga o fotodetector e o analisador de espectros

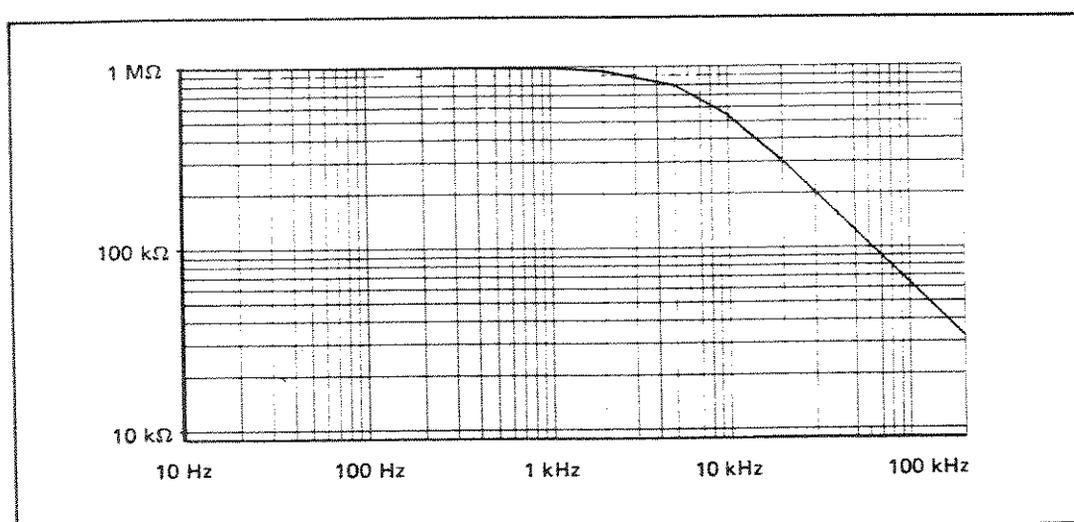


Fig. 4.29 - Impedância de entrada versus frequência para o equipamento HP 3581 A/C

c) Estando este procedimento concluído, obteve-se a curva de calibração que tinha estes pontos como referência. Esta curva foi conseguida usando-se a hipótese, definida no Capítulo 2, de planicidade do modo central do laser semiconductor em pelo menos 100 kHz. Nesta fase da calibração, montou-se o conjunto do laser semiconductor em $0,85 \mu\text{m}$ (da Anritsu) acoplado à entrada do sistema e obteve-se as curvas mostradas nas Figs. 4.30, 4.31, 4.32 e 4.33. Nestas figuras, a curva superior mostrou a potência detectada no fotodetector PIN e, o inferior, a curva de ruído do sistema sem qualquer sinal óptico injetado na entrada. Foram utilizados dois detectores distintos para um resultado mais abrangente. A espessura da curva de potência detectada pode ser atribuída à modulação intermodal devido ao laser ser multimodo e a banda do filtro de varredura utilizada ter sido de 300 Hz, devido aos pequenos níveis de sinal detectado. Tendo-se estas figuras traçou-se uma curva média sobre a do sinal detectado e traçou-se curvas paralelas a esta passando pelos pontos de 1 kHz conseguidos com o procedimento anterior. Utilizou-se, a partir daí, esta malha calibrada para traçar futuros sinais detectados neste intervalo de frequências. É importante verificar que nos dois detectores PIN utilizados a relação sinal/ruído foi bem diferente, apesar de o formato da curva permanecer constante. Esta diferença deve ser creditada à variação no alinhamento fibra-detector entre os dois casos. Nas curvas até 50 kHz, aparece um pico de ruído em torno de 45 kHz o qual acaba influenciando na própria curva do laser. Este pico é originário das fontes chaveadas dos microcomputadores existentes no mesmo andar do edifício onde se localiza o Laboratório de Comunicações Ópticas do DMO/FEE.

O registro de sinais abaixo de 1 kHz (com precisão) foi prejudicado pelo ruído causado pelas harmônicas da tensão de alimentação. Isto pode ser verificado na Fig. 4.34, onde está mostrada a curva da potência de saída do sistema (a) quando da injeção de laser de He-Ne da Spectra-Physics, além da curva de ruído quando nenhum sinal óptico é injetado.

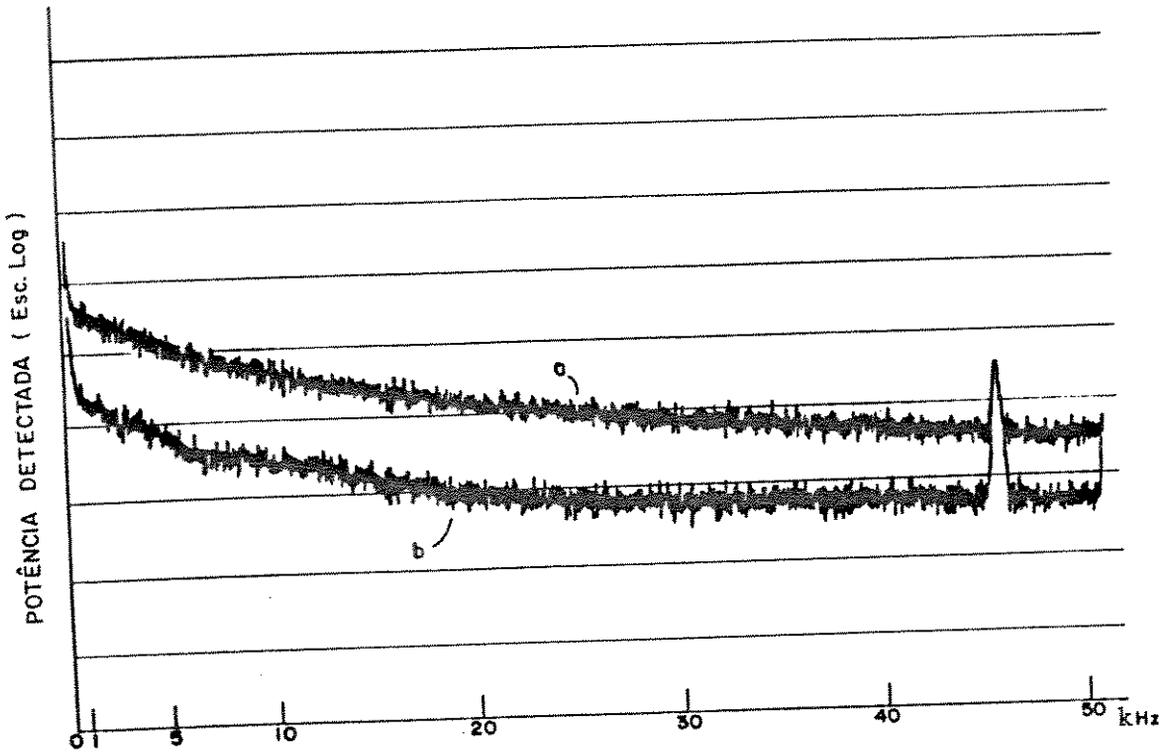


Fig. 4.30 — a) Potência detectada no detector PIN (Dourado) para uma fonte óptica com espectro plano até 50 kHz
b) Ruído detectado sem fonte óptica

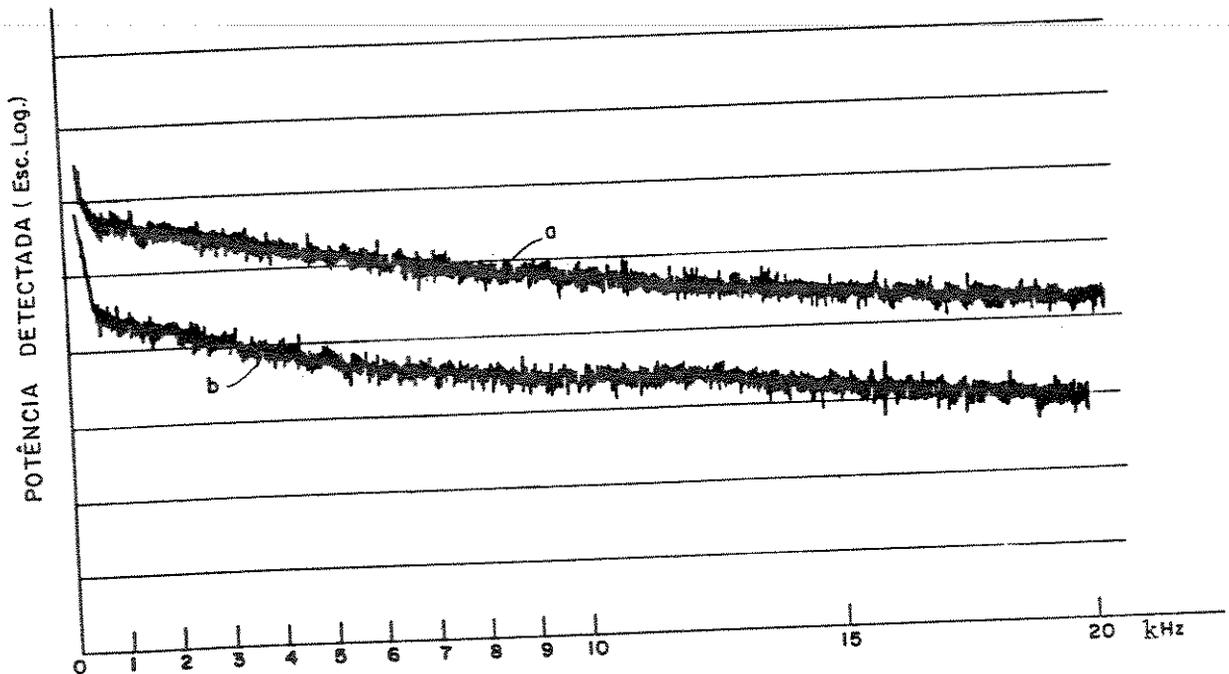


Fig. 4.31 — a) Potência detectada no detector PIN (Dourado) para uma fonte óptica com espectro plano até 20 kHz
b) Ruído detectado sem fonte óptica

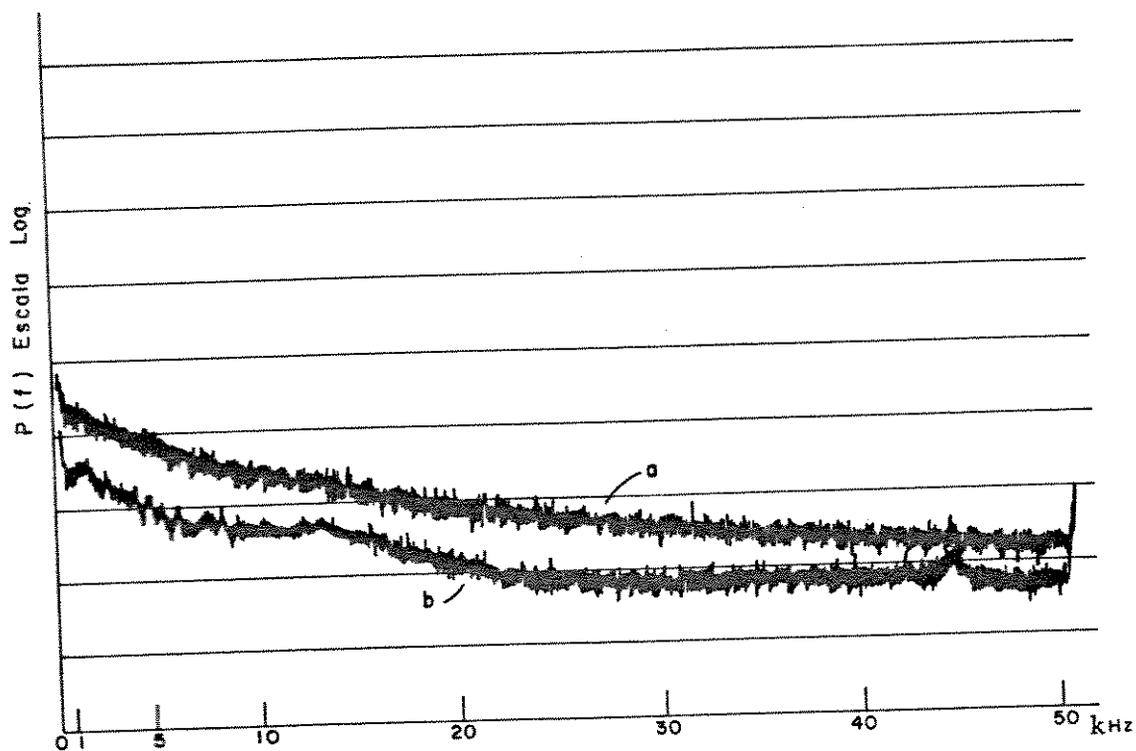


Fig. 4.32 - a) Potência detectada no detector PIN (Prateado) para uma fonte óptica com espectro plano até 50 kHz .

b) Ruído detectado sem fonte óptica

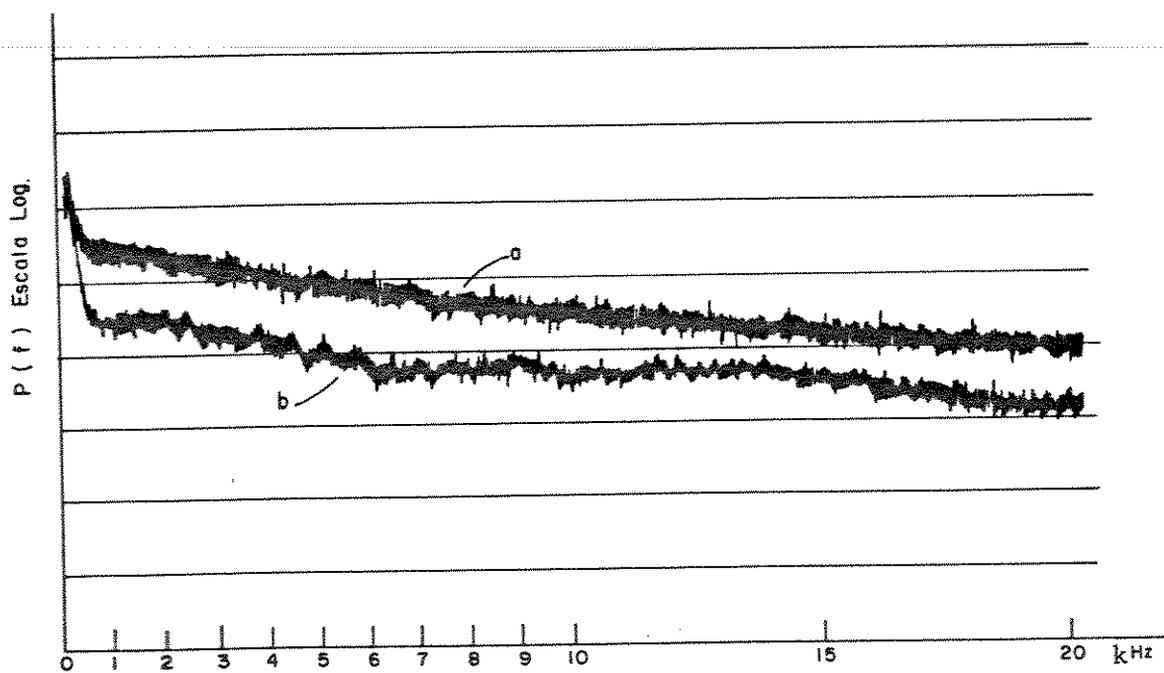


Fig. 4.33 - a) Potência detectada no detector PIN (Prateado) para uma fonte óptica com espectro plano até 20 kHz

b) Ruído detectado sem fonte óptica .

Um problema que impossibilitou a análise de dados referentes a frequências até 50 kHz, no caso do laser da Opto-Eletrônica, foi a fonte chaveada deste laser a qual deformou completamente o espectro detectado, como pode ser visto na Fig. 4.35. Nesta figura, a curva inferior (b) é a curva de ruído, onde os picos encontrados desapareceram quando desligado o laser. Estes picos influem na curva de sinal detectado quando o sinal óptico é injetado no sistema, prejudicando não só as medidas como o próprio desempenho do laser da Opto-Eletrônica.

4.8.2. Calibração em alta frequência

Visando-se à calibração em alta frequência, devido às características muito menos exigentes em relação à banda do filtro de varredura, aliadas às características próprias do equipamento utilizado (Analisador de Espectros HP-8554 B + HP-8552 A + Display HP-141 T), não foi necessário utilizarem-se os procedimentos seguidos no item anterior. Dessa forma, registrou-se diretamente a curva mostrada no Display do equipamento. Este procedimento é coerente com o fato de que, no caso de altas frequências (1,1 GHz), sempre foi adotada a escala vertical linear de medição, o que permite uma avaliação melhor da amplitude dos modos existentes.

Como será visto no próximo capítulo, as frequências retiradas diretamente da leitura do visor incluem um erro relativamente grande (± 15 MHz), quando na escala de 1,1 GHz. Isto deve ser considerado na interpretação posterior dos resultados.

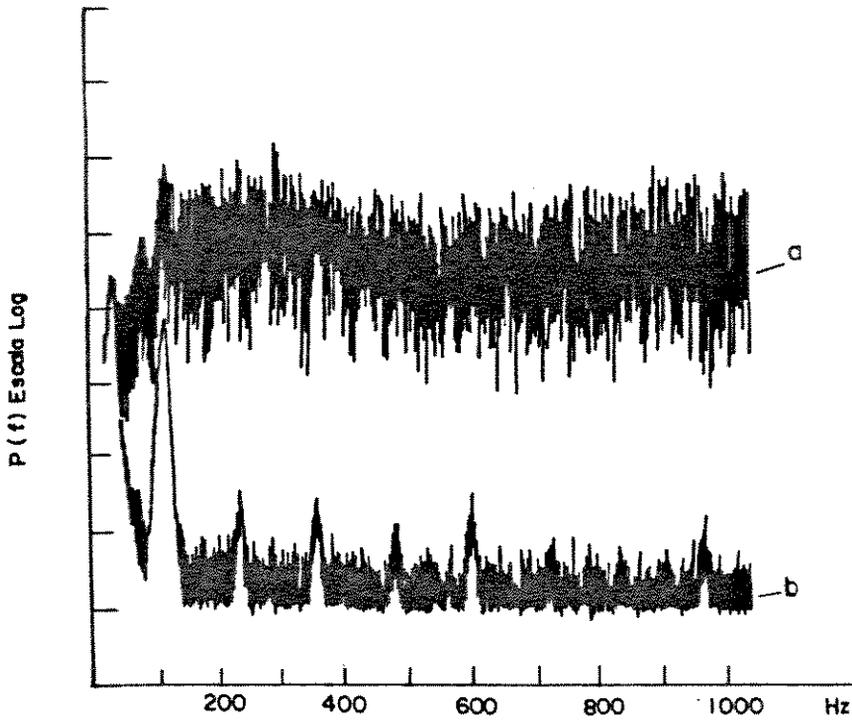


Fig. 4.34 — a) Potência detectada em baixa frequência para um laser He-Ne

b) Ruído detectado sem fonte óptica

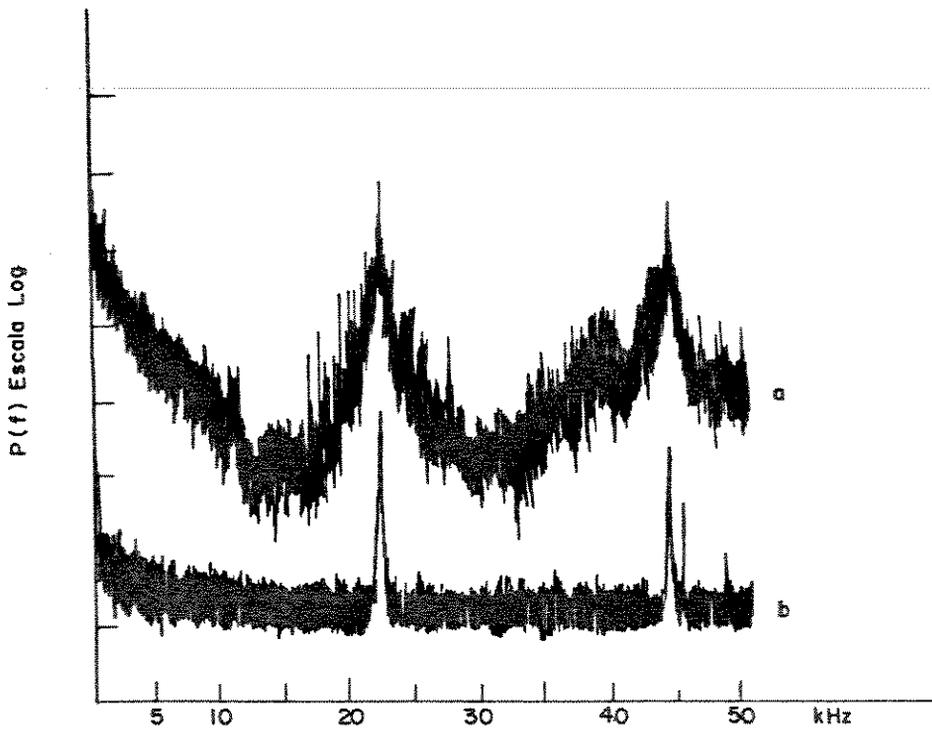


Fig. 4.35 — a) Potência detectada até 50 kHz do laser He-Ne da Opto-eletrônica

b) Ruído detectado sem fonte óptica, contaminado por ruído da fonte do laser

REFERÊNCIASCapítulo 4

- [4-1] D.A. JACKSON; "Monomode Optical Fiber Interferometers for Precision Measurement", J. Phys. E. Sci. Instrum., Vol. 18, pp. 981-1001, 1985.
- [4-2] R.T. RAMOS; "Sistema Homódino com Modulação em Fase e Oscilador Local Simulado Utilizando Interferômetro de Mach-Zehnder Estabilizado", Tese de Mestrado, UNICAMP, FEE, DMO, 08/1988.
- [4-3] J.T. de JESUS; "Acopladores Direcionais de Fibras Ópticas Monomodo", Tese de Mestrado, IFGW, UNICAMP, Dez./85.
- [4-4] H.C. LEFEVRE; "Single-Mode Fiber Fractional Wave Devices and Polarization Controllers", Electronic Letters, Vol. 16, Nº 20, pp. 778-780, 25/09/1980.
- [4-5] E. CONFORTI e W.F. GIOZZA; "Fundamentos de Óptica", Relatório Técnico RT-06, Publicação UNICAMP-FEE-DMO 006/88, Março 1988.
- [4-6] Hewlett-Packard; "Opto-Electronics Designer's Catalog 1986", pp. (4-106) e (4-109).
- [4-7] E. CONFORTI, E.S. BRAGA, C.J. OLIVEIRA e M.C. BATISTA; "Medição de Vibrações por Retro Reflexão Óptica", Relatório Interno RI-02-DMO-UNICAMP, Contrato TELEBRÁS 024A/83, 1987.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS E AVALIAÇÕES

A finalidade deste capítulo é apresentar os resultados obtidos na análise espectral de dois lasers He-Ne e interpretá-los com o auxílio dos parâmetros fornecidos nos capítulos anteriores, além de analisar os dados relativos à determinação das características do interferômetro óptico. Os resultados são apresentados em ordem crescente de resolução em frequência, de tal modo que, analisam-se inicialmente os modos axiais do espectro dos lasers e, posteriormente, passa-se para a análise de um modo único. Nesta análise de apenas um modo, faz-se uma avaliação da largura espectral através de aproximações nas equações matemáticas encontradas no Capítulo 3.

5.1. Determinação Experimental da Atenuação no Braço Longo do Interferômetro

A medição indireta da atenuação no braço longo do interferômetro Mach-Zehnder foi conseguida utilizando-se o analisador de espectros da Anritsu modelo MS96A já apresentado no capítulo anterior. Este equipamento foi utilizado para fazer medidas consecutivas da potência de saída do interferômetro em condições diversas e crescentes de atenuação no braço curto. Esta atenuação foi conseguida enrolando-se a fibra óptica do braço curto em um cilindro com 4 mm de raio, o qual é suficiente para ocasionar a fuga do modo principal do núcleo para a casca como também para o ambiente, implicando em uma atenuação efetiva na luz propagando-se pela fibra. Apesar de não existir a calibração do valor de atenuação para cada volta da fibra no cilindro, conseguiu-se determinar indiretamente a atenuação no braço longo registrando o ponto de atenuação (voltas no cilindro) a partir do qual a po-

tência da saída fica independente deste procedimento. A partir deste ponto pode-se afirmar que se atenuou a luz caminhando pelo braço curto em um valor maior do que a atenuação existente no braço longo, fazendo com que a medida fornecida pelo Analisador de Espectros seja produzida na sua maior parte pela luz propagando-se no braço longo. Isto é possível porque o Analisador de Espectros utilizado detecta diretamente as componentes de frequências ópticas que existem na saída do interferômetro e não aquelas de baixa frequência que se esteve interessado no Capítulo 3.

Como já foi mencionado no capítulo anterior, o Analisador MS96A não tem resolução suficiente para analisar os espectros dos modos axiais de um laser de He-Ne, apresentando, na sua resolução máxima, espectros como mostrados nas Figs. 5.1 e 5.2. Pode-se verificar, para uma média de 10 amostras para cada ponto da curva espectral, uma planicidade na parte superior do espectro, o que significa uma potência constante chegando ao fotodetector. Em contrapartida a largura do espectro mostrado não tem qualquer relação com a realidade, representando apenas a resolução máxima dada pela grade de difração que fornece o princípio de funcionamento deste aparelho.

Partindo, agora, para a análise dos espectros na saída do interferômetro com diversas atenuações no braço curto, obtém-se as Figs. 5.3, 5.4 e 5.5, respectivamente com 6, 18 e 24 voltas de atenuação na fibra. Pode ser notado que, apesar de também ter sido feita uma média de 10 amostragens por ponto, apenas no último gráfico (24 voltas) o espectro aparece com uma planicidade semelhante às das Fig. 5.1 e 5.2. Este efeito pode ser explicado pelo próprio funcionamento do interferômetro. Enquanto dois sinais ópticos, com níveis semelhantes, provenientes dos dois braços conseguem ser detectados, ocorre o fenômeno da interferência dos feixes. Essa interferência, pela variação do ponto de operação do interferômetro, faz com que haja variação da intensidade detectada (variação entre operação em quadratura e fora de quadratura). Essa variação da intensidade é representada pelas flutuações mostradas nos gráficos em que se usa menos atenuação no braço curto. Com 24 voltas na fibra, já se atenuou o sinal percorrendo o braço curto para níveis bem pequenos, fazendo com

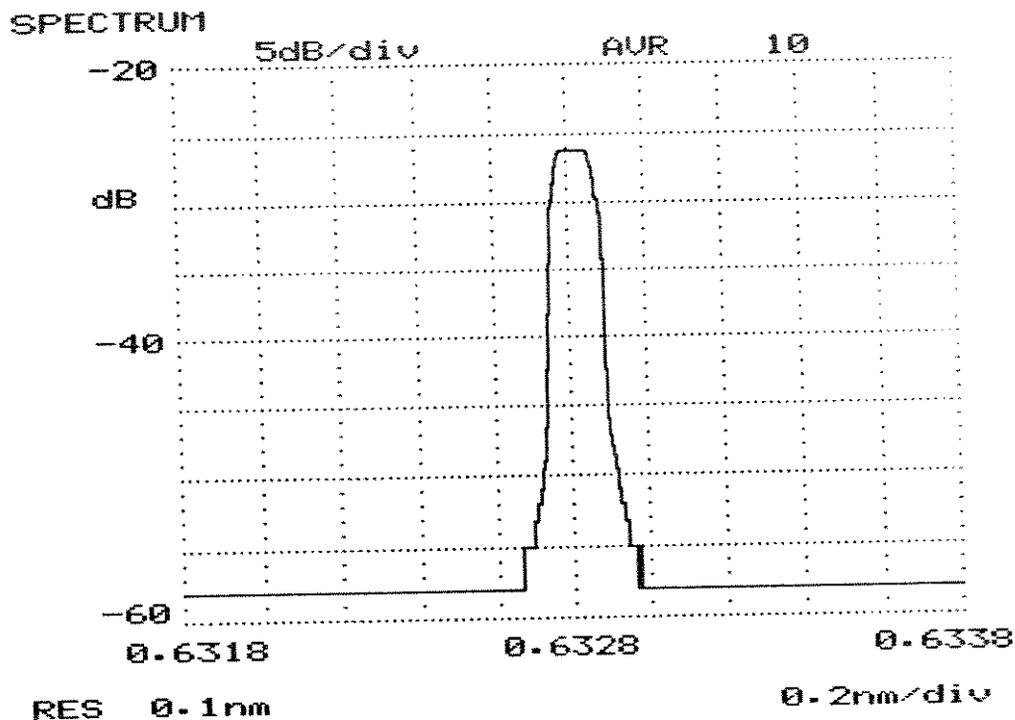


Fig. 5.1 - Espectro apresentado no analisador MS96A para um laser He-Ne

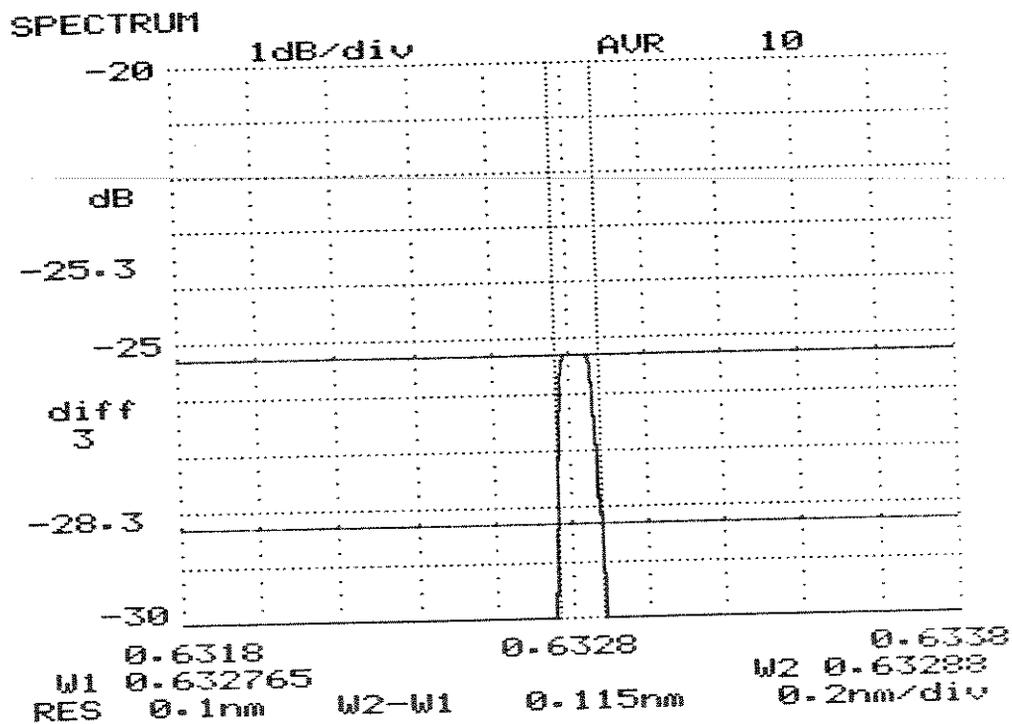


Fig. 5.2 - Detalhe do espectro de um laser de He-Ne apresentado no analisador MS96A

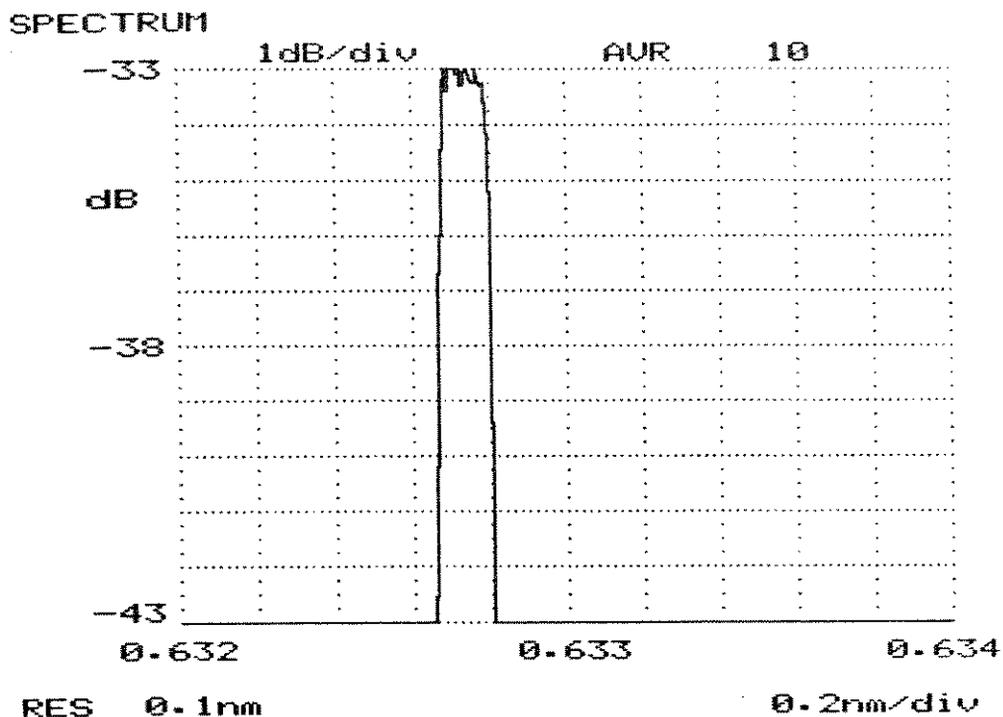


Fig. 5.3 - Espectro conseguido no MS96A para uma atenuação equivalente à seis voltas no cilindro

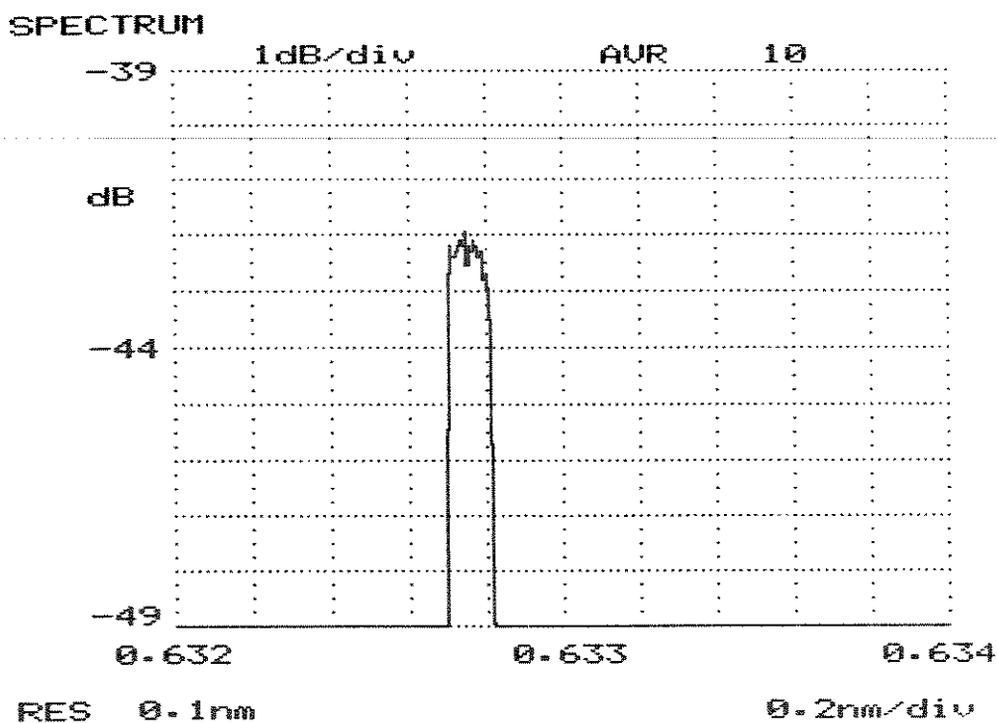


Fig. 5.4 - Espectro conseguido no MS96A para uma atenuação equivalente à dezoito voltas no cilindro

que o fenômeno não seja visualizado.

Partindo das figuras apresentadas e de outras medidas conseguidas durante os experimentos realizados, pode-se montar um gráfico, representado na Fig. 5.6, onde mostra-se a atenuação provocada na saída do interferômetro, em relação a saída máxima. Esta atenuação provocada na saída do interferômetro é traçada em função do número de voltas aplicadas à fibra do braço curto, pelo processo já descrito.

Através desta figura, pode-se comparar a luz que caminha pelo braço curto com a do braço longo obtendo-se uma diferença de 16 dB com o interferômetro operando em condições normais. Este valor deve ser ocasionado pela atenuação intrínseca do braço longo (já que os acopladores ópticos tem relação de acoplamento de 50 %) e está acima da estimativa no Capítulo 3. Provavelmente, isto ocorre por não se ter considerado, anteriormente, a atenuação em pontos críticos, como, por exemplo, nas emendas.

Note-se que a atenuação de 14 dB, para os dois quilômetros de fibra do braço longo, é relativa ao comprimento de onda do laser de He-Ne ($\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$). Para o comprimento de onda de $0,85 \mu\text{m}$, no qual este interferômetro também poderá ser utilizado, esta atenuação medida é da ordem de 6 dB.

5.2. Análise em Alta Resolução do Laser He-Ne Fabricado pela Opto-Eletrônica

O laser da Opto-Eletrônica foi posicionado junto ao interferômetro e alinhado com a lente e a fibra através de um conjunto de posicionadores espaciais (X-Y-Z) que permitiram um bom acoplamento de potência óptica do laser à fibra. A potência óptica nominal do laser analisado é de 2 mW, o suficiente para uma boa visualização da luz entrando na fibra. Após maximizar a corrente de detecção no fotodetector, através de ajustes de polarização e de alinhamento, analisou-se a resposta fornecida pelo detector APD da Anritsu que foi conectado em uma das saídas do sistema. Na saída de RF do conjunto do fotodetector foi acoplado

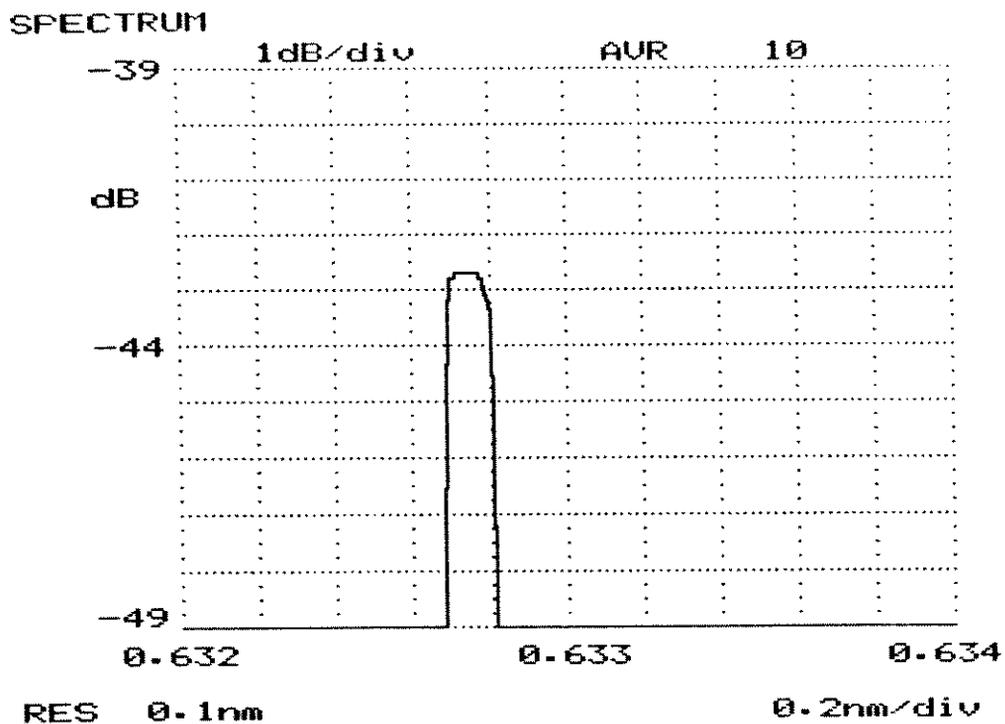


Fig. 5.5 - Espectro obtido no MS96A para uma atenuação equivalente à 24 voltas no cilindro

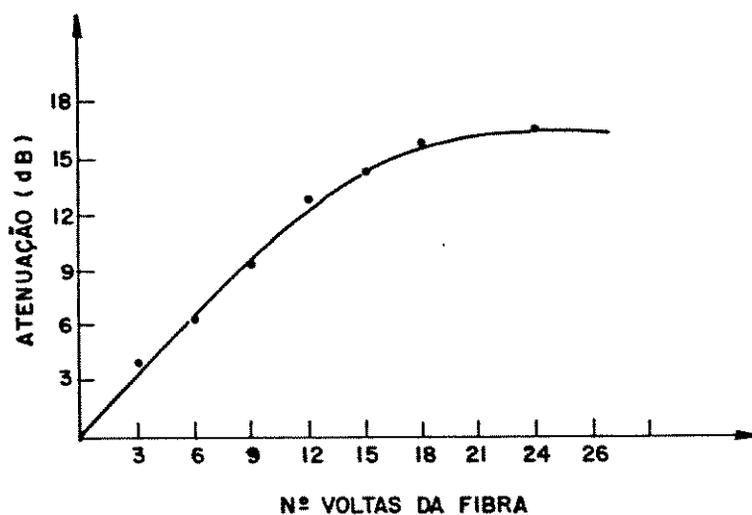


Fig. 5.6 - Atenuação do feixe óptico ($\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$) conseguida com o enrolamento da fibra óptica em um cilindro de $R = 0,4 \text{ cm}$

um analisador de espectros modelo HP-8554B. Neste Analisador de Espectros observou-se uma resposta, usando uma varredura de 1,1 GHz, que está registrada na Fig. 5.7, onde a escala vertical é linear (μV).

As freqüências mostradas no eixo horizontal foram retiradas diretamente do Analisador de Espectros. A interpretação das raias espectrais visualizadas pode ser feita a partir do conhecimento do comprimento da cavidade laser (260 mm), que fornece o espaçamento entre os modos axiais possíveis dentro da cavidade. Isto permite dizer que os modos em 530 e 1.040 MHz, em relação ao modo fundamental, são modos axiais (freqüência reais de 530 e 1.060 MHz), sendo que não é possível a avaliação de modos axiais de ordem mais elevada, pois o fotodetector só responde até esta freqüência. Os modos em 310 e 830 MHz (freqüências reais 310 e 840 MHz) são os modos transversais $m, 0, 1$ e $m+1, 0, 1$ que oscilam dentro da cavidade. A partir desta informação pode-se avaliar a característica de estabilidade $q_1 \cdot q_2$ da cavidade, utilizando-se a Eq. (2.4.2-8).

$$f_{m,n,p} = \left[m + \frac{(n+p+1)}{\pi} \cdot \cos^{-1}(\sqrt{q_1 \cdot q_2}) \right] \cdot \frac{c}{2n_0 L} \quad (5.2-1)$$

Quando da apresentação desta equação, no Capítulo 2, foram comentados os casos em que os modos transversais podem aparecer em posições diversas, relativamente aos modos axiais. Usando a Eq. (5.2-1) e fazendo-se a diferença entre $f_{m,0,1}$ e $f_{m,0,0}$, que é 310 MHz, obtém-se o valor de $q_1 \cdot q_2$ que é a condição de estabilidade da cavidade óptica. No caso do laser da Opto-Eletrônica $q_1 \cdot q_2$ fica sendo $6,95 \cdot 10^{-2}$. Considerando-se espelhos idênticos, pode-se estimar os raios de curvatura dos espelhos em torno de 200 mm pela Eq. (2.4.2-1).

O modo oscilando em 235 MHz (freqüência real de 220 MHz) é resultado do batimento, no fotodetector, dos modos oscilando em 530 e 310 MHz. Esta afirmação é reforçada pela amplitude do modo em 220 MHz que é inferior a do modo seguinte (310 MHz). Caso a raia em 220 MHz fosse uma raia gerada naturalmente pela

curva de ganho do laser, sua potência deveria ser maior que a de 310 MHz, devido à forma gaussiana da curva de ganho do laser com a frequência. Esta análise só foi possível devido à resolução suficientemente elevada do interferômetro, que permitiu a identificação individual dos modos. Usando-se esta propriedade do interferômetro ampliou-se a escala horizontal de análise, no analisador de espectros, em torno do modo em 530 MHz.

Estudou-se, então, a composição deste modo em 530 MHz, que não é simples, como pode ser visto na Fig. 5.8. Em torno de 530 MHz foi possível visualizar três modos oscilando sem uma perfeita estabilidade, sendo que são apresentados na Fig. 5.8 duas curvas: a curva (a), onde utilizou-se um filtro de passagem do Analisador de Espectros com banda de 100 kHz e uma curva (b) registrada com uma banda do filtro de 10 kHz. Pela Fig. 5.8 (a) e (b) conclui-se que a composição da raia de 530 MHz é muito complexa e instável. O modo oscilando entre os dois picos da Fig. 5.8 (a) mostrou-se particularmente instável, chegando a desaparecer em certas circunstâncias, entre as quais na aproximação de um campo magnético externo ao tubo de descarga. Os picos laterais também variavam lentamente, mas não eram sensíveis ao campo magnético externo. Uma possível explicação para os dois picos laterais da Fig. 5.8 é a oscilação dentro da cavidade laser de dois modos polarizados ortogonalmente entre si, já que este laser não possui emissão polarizada. Desta forma, as duas polarizações ortogonais dentro da cavidade se propagariam em meios não homogêneos que causariam caminhos ópticos distintos. A hipótese de duas polarizações distintas na cavidade será detalhada quando do estudo do laser da Spectra-Physics, pois as condições de operação são mais controladas.

5.3. Análise em Alta Resolução do Laser He-Ne Fabricado pela Spectra-Physics

Da mesma forma que no caso anterior, o laser foi posicionado junto ao sistema do interferômetro e alinhado para maxi-

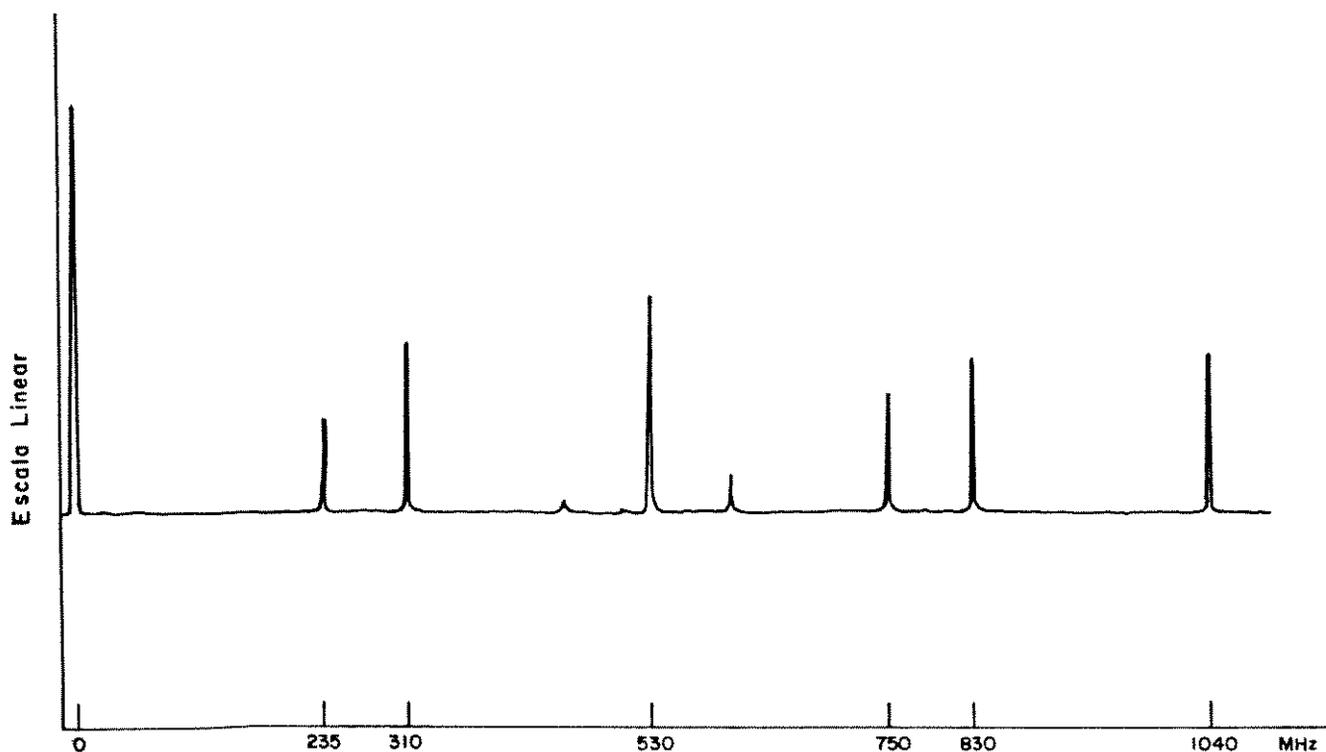


Fig. 5.7 — Espectro detectado do laser He-Ne da Opto-Eletrônica

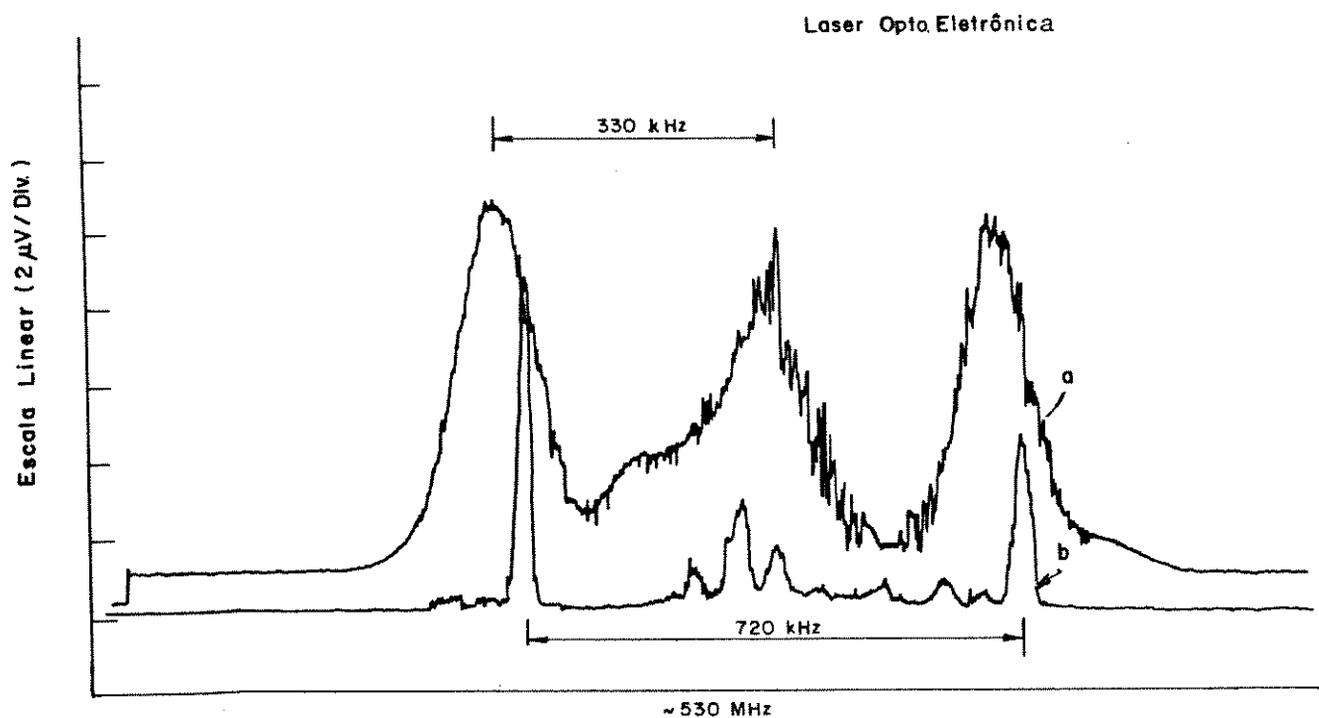


Fig. 5.8 — Detalhe do espectro detectado do Laser da Opto-Eletrônica em torno de 530 MHz
 a) Banda de passagem do filtro de analisador de espectros usado é 100 kHz
 b) Banda de passagem de 10 kHz

mizar a injeção de luz na fibra. Este fato é de extrema importância neste caso, pois este laser possui uma potência nominal disponível menor que o laser anterior, sendo especificada em 0,95 mW. Após maximizar a resposta do fotodetector, através de ajustes, conseguiu-se visualizar no analisador de espectros, usando uma varredura de 1,1 GHz, o espectro mostrado na Fig. 5.9, onde novamente a escala vertical é linear (μV).

O espectro deste laser é bem mais definido e simples do que do laser anteriormente analisado. Pode-se visualizar apenas dois modos que, pelo seu posicionamento (550 MHz e 1,1 GHz), são os modos axiais, podendo haver outros que não são detectados apenas devido ao detector não responder acima de 1,1 GHz. Os modos axiais detectados estão de acordo com as especificações do fabricante. Pela Eq. (5.2-1) pode-se concluir que a cavidade óptica está operando na condição limite de estabilidade, ou seja, $q_1 \cdot q_2 = 0$, mostrando que existe, unicamente, a possibilidade de modos axiais oscilarem na cavidade.

Analisando agora a raia de 550 MHz em uma resolução horizontal maior, com um filtro de varredura com banda de 100 kHz, pode-se observar que esta raia é composta por dois modos distanciados de 380 kHz, como está apresentado na Fig. 5.10. Nesta figura existem três curvas que são classificadas por (a), (b) e (c). A curva (a) representa a máxima amplitude simultânea dos dois modos, conseguida através do ajuste da polarização do interferômetro e, como foi interpretado anteriormente, seriam dois modos ortogonais e axiais oscilando dentro da cavidade. Isto ocorre porque este laser também não possui polarização definida. A diferença de frequência de oscilação dos dois modos deve ser causada pela não homogeneidade do gás dentro da cavidade, fazendo com que modos ortogonais tenham percorrido meios com comprimentos ópticos diferentes. A curva (b) foi conseguida ajustando-se o polarizador de torção de fibra, que estava posicionado exatamente após a injeção de luz na fibra e antes da luz ser separada no acoplador direcional para os dois braços do interferômetro. Esta curva pode ser explicada pela eliminação de um dos modos do sinal pelo polarizador. A curva (c), por sua vez, é a eliminação quase completa dos modos axiais, restando apenas o modo axial fundamental oscilando na frequência zero do Analisador de

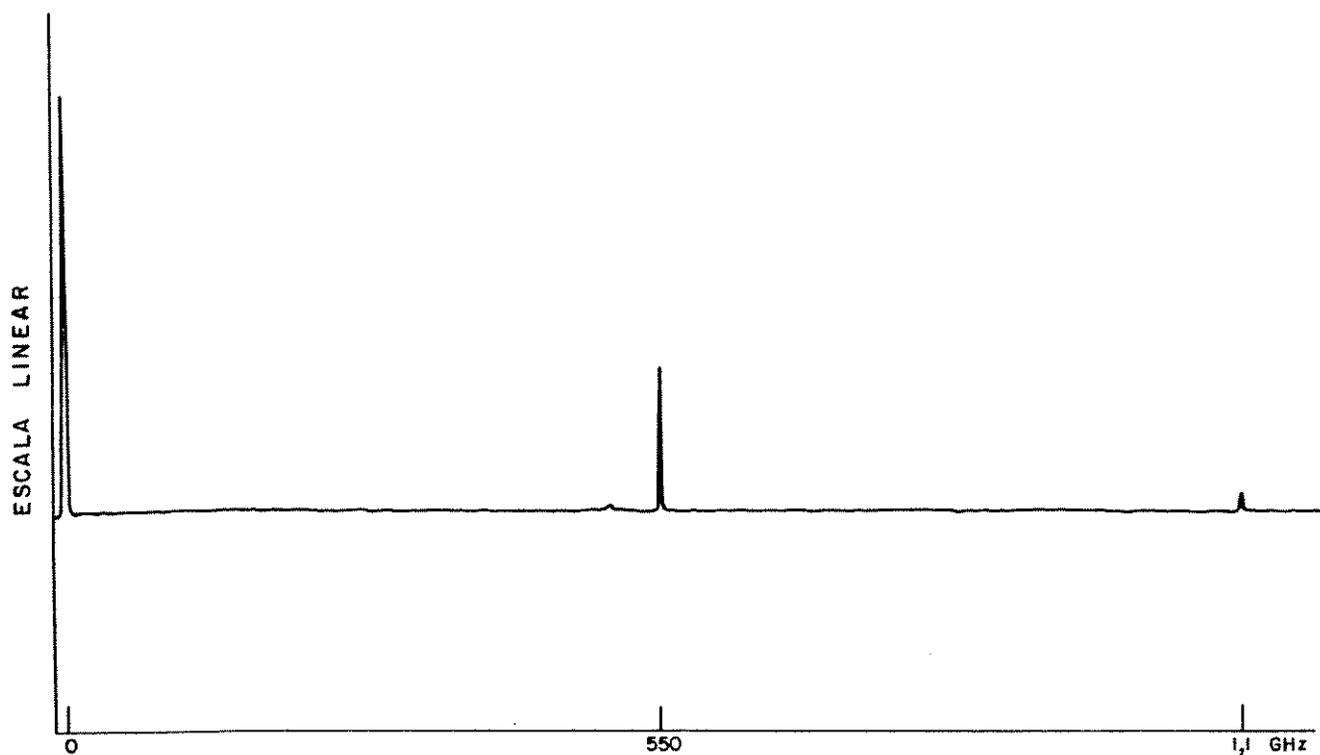


Fig 5-9 — Espectro detectado para o Laser He-Ne da Spectra-Physics

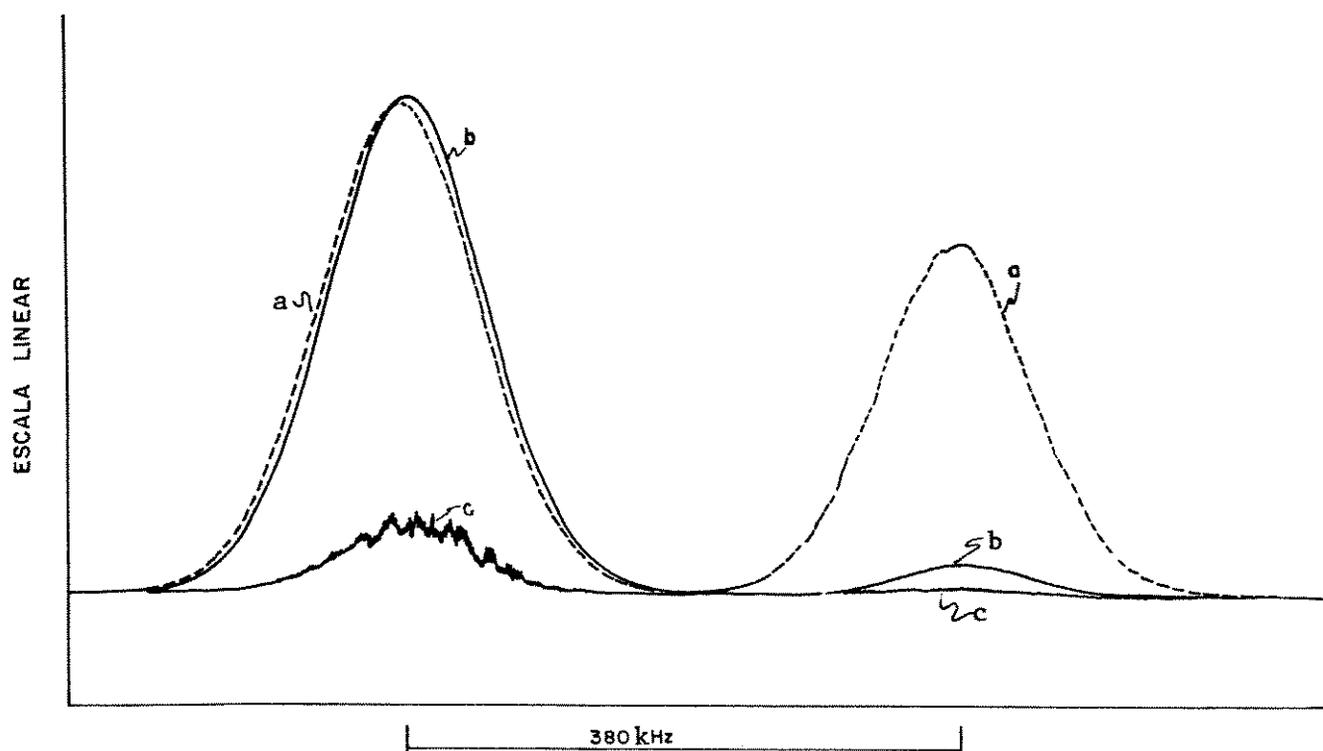


Fig. 5.10 — Espectro do Laser He-Ne da Spectra-Physics em torno de 550 kHz observando-se :

- a) Curva com máxima amplitude dos modos ortogonais
- b) Curva com ajuste de polarização
- c) Curva com ajuste de polarização e injeção

Espectros. Esta curva (c) foi conseguida ajustando a posição da extremidade da fibra no sistema de injeção. Isto representa uma alteração na realimentação de luz que estaria havendo para dentro da cavidade, devido à reflexão na seção da fibra. Outra providência necessária para alcançar a curva (c) foi a colocação de uma lâmina de vidro entre o laser e a lente, em um ângulo aproximado ao de Brewster, o que eliminou completamente o modo ortogonal, isto tudo com o ajuste do polarizador por torção na mesma posição da obtenção da curva (b).

Através deste procedimento, conseguiu-se tornar o laser da Spectra-Physics praticamente monomodo e esta propriedade será utilizada para uma análise mais detalhada de apenas um modo no próximo item.

5.4. Avaliação da Largura Espectral de um Modo Único para o Laser da Spectra-Physics

A avaliação da largura espectral de um laser a gás monomodo é intrinsecamente difícil devido a sua característica natural de apresentar raias muito estreitas. Pelo que foi registrado até o momento, estima-se que a largura espectral de apenas um modo do laser analisado esteja abaixo de 50 kHz. Este valor já está na região de transição entre a operação incoerente e coerente do interferômetro. Deste modo, as equações a serem aplicadas para avaliar a largura do modo, a partir dos espectros obtidos com o interferômetro montado, devem ser as gerais, para qualquer relação entre T e τ_c . Isto implica em exaustivo trabalho devido à complexidade das equações. Além disto, espera-se que, quando registrado o espectro em baixa frequência (até 50 kHz), obtenha-se uma faixa e não somente uma linha de amplitude para cada varredura de frequência do espectro. Esta ocorrência é devida ao fato de o sistema não possuir um estabilizador do ponto de operação, fazendo com que este fique variando entre o ponto de quadratura e fora de quadratura, em virtude, principalmente, da variação de temperatura. Dessa forma, não é possível determi-

nar o ponto exato de operação do interferômetro. Estas dificuldades serão superadas através de uma série de hipóteses, adiante introduzidas, visando a simplificar as equações e a obtenção dos dados.

Para o registro do espectro do laser perto da frequência de detecção igual a zero, utilizou-se o Voltímetro Seletivo da HP já apresentado anteriormente. Inicialmente, registrou-se o espectro detectado sem qualquer ajuste de polarização ou injeção, obtendo-se um espectro de RF que sofre interferência de todo o espectro óptico do laser. Este espectro de RF está registrado na Fig. 5.11 e deve ser analisado sobre a rede de calibração já determinada no capítulo anterior que, apenas não está registrada, para facilitar a observação.

Este espectro mostra-se bastante complexo e instável e não pode ser sujeito à uma análise mais profunda devido a complexidade de fatores que influenciam em sua formação.

Para obtenção de um espectro livre da influência de outros modos axiais e transversais é interessante trabalhar com um laser monomodo. Esta condição monomodo foi obtida usando os procedimentos já mencionados na Seção 5.3, conseguindo-se obter a Fig. 5.12.

O espectro da Fig. 5.12 está registrado sobre a malha de calibração já mencionada. Note-se, ainda, as variações de amplitude as quais devem ser atribuídas à variação do ponto de operação do interferômetro. Para sua análise, deve-se utilizar a Eq. (3.3-10). Entretanto, devido a complexidade da equação envolvida, serão feitas algumas aproximações. A primeira aproximação a ser feita é a de que a variação do comprimento do braço longo com a temperatura, que produz a variação do atraso T , só tem influência sobre o ponto de operação do interferômetro, que corresponde ao termo que contém $\omega_0 T$ na Eq. (3.3-10). Nos demais lugares onde T se apresenta, não haverá grande variação dos termos, pois a variação de T é pequena e não há nenhum valor da ordem de ω_0 que multiplique T . Para simplificar bastante a Eq. (3.3-10), introduzindo em contrapartida um erro suportável, será considerado o valor máximo das leituras de potência em determinada frequência de RF. Esses valores máximos podem ser aproxima-

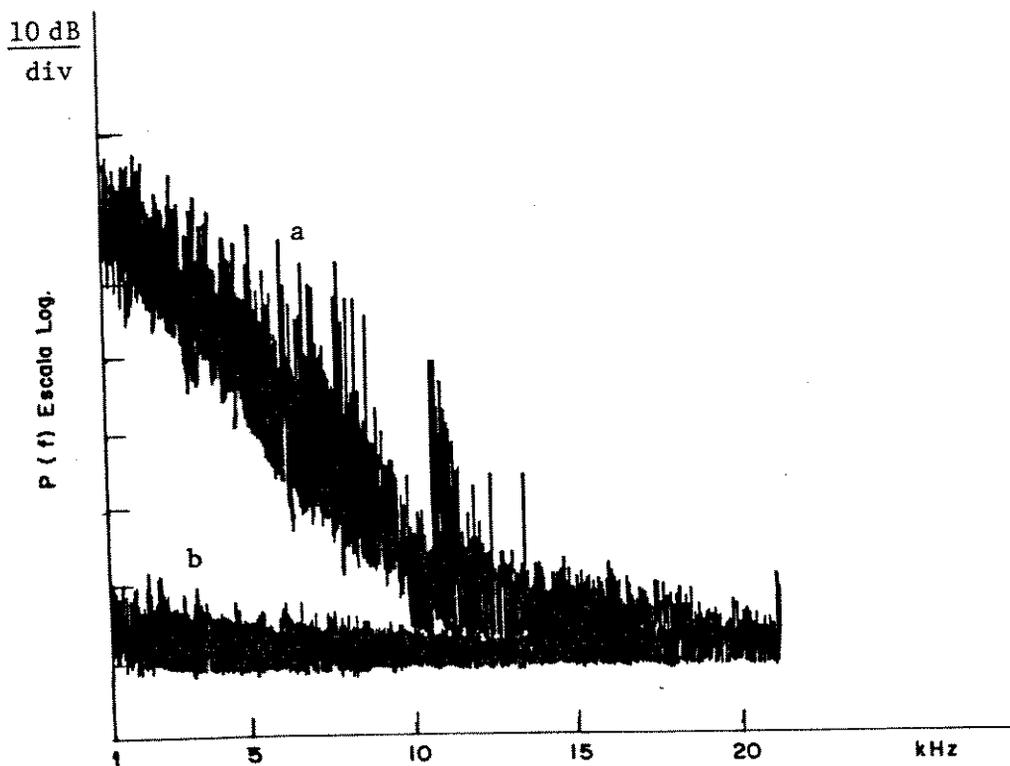


Fig. 5.11 — Espectro detectado em baixa frequência: (a) Para o Laser do Spectra-Physics. (b) Ruído detectado.

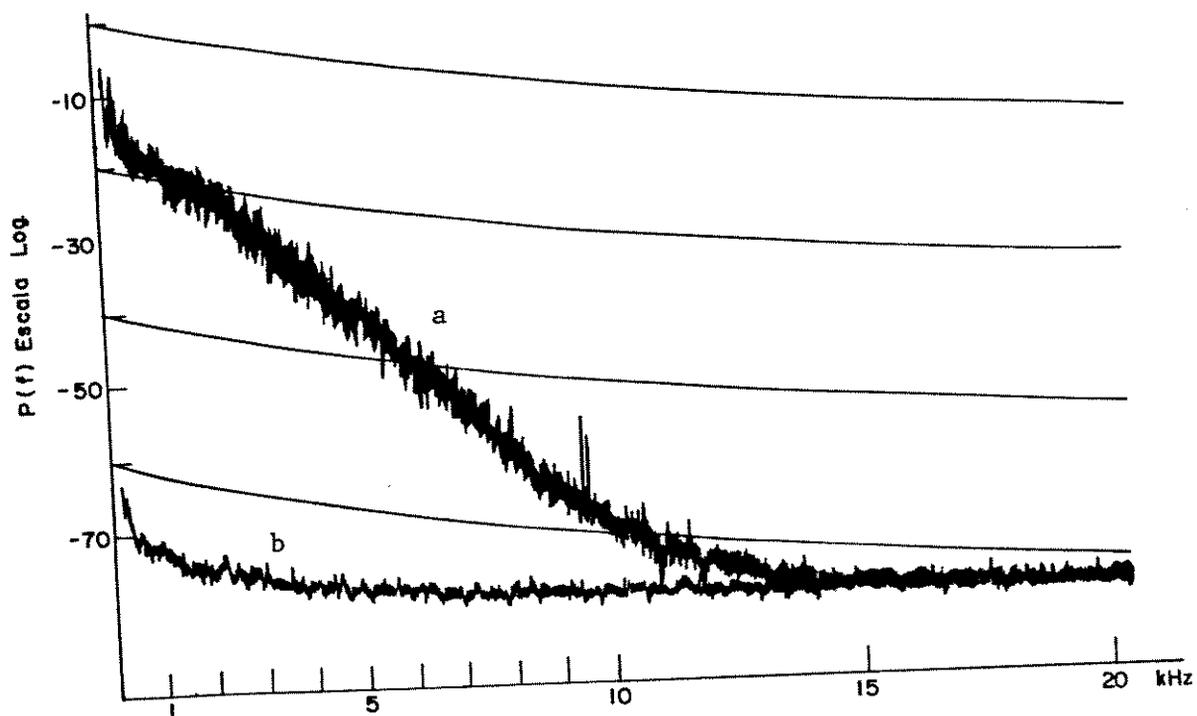


Fig. 5.12 — Espectro detectado em baixa frequência: (a) Para o Laser do Spectra-Physics tornado monomodo. (b) Ruído detectado.

dos como os correspondentes ao ponto $\omega_0 T = \pi/4$ rad, introduzindo um erro máximo estimado em 18%. Nesta condição o termo em $\cos 2\omega_0 T$, que contém a parte relativa ao ponto da operação na Eq. (3.3-10), é eliminado. Esta aproximação foi feita devido ao fato de a variação entre o máximo e o mínimo da potência, em uma determinada frequência na Fig. 5.12, não é muito grande.

Considerando estas aproximações a Eq. (3.3-10) fica aproximada por:

$$P(f) \approx K_{eq} \cdot \tau_c \cdot \exp\left[-\tau_c^2 \cdot f^2 \cdot \pi\right] \left\{ \psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2 + 2T\pi}{2\sqrt{\pi}\tau_c}\right) - \psi\left(\frac{j\omega\tau_c^2}{2\sqrt{\pi}\tau_c}\right) \right\} \quad (5.4-1)$$

Para a função $\psi(x)$ será utilizado a série equivalente a seguir [5-1]:

$$\psi(x) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{x^{2k-1}}{(2k-1)(k-1)!} \quad (5.4-2)$$

Introduzindo uma nova aproximação será assumido apenas o primeiro termo desta série, e a Eq. (5.4-1) torna-se:

$$P(f) \approx K_{eq} \cdot \tau_c \cdot \exp\left[-\tau_c^2 \cdot f^2 \cdot \pi\right] \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{j\omega\tau_c^2 + 2T\pi}{2\sqrt{\pi}\tau_c} \right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{j\omega\tau_c^2}{2\sqrt{\pi}\tau_c} \right) \right\} \quad (5.4-3)$$

Utilizando o método de determinação de τ_c , apresentado na Seção 3.3, chega-se à expressão:

$$\frac{P(f_1)}{P(f_2)} = \exp\left[\pi \cdot \tau_c^2 (f_2^2 - f_1^2)\right] \quad (5.4-4)$$

Através desta expressão fica fácil a determinação de τ_c fazendo a leitura da Fig. 5.12 em dois pontos distintos. No caso escolheu-se 2,0 kHz onde a leitura é -20 dB elétricos e 10,5 kHz onde a leitura é -60 dB elétricos. Considerando que o Voltímetro Seletivo, que se está utilizando, apresenta os resultados em dB elétricos, é necessário fazer a conversão para dB ópticos, a fim de entrar na Eq. (5.4-4). No caso, uma diferença de 40 dB elétricos fornecerá 20 dB ópticos que transformados para a relação P_1/P_2 tem o valor igual a 100. Desta forma pode-se substituir esse valor na Eq. (5.4-4), obtendo-se

$$100 = \exp\left[\pi \cdot \tau_c^2 \left\{ (10,5 \cdot 10^3)^2 - (2 \cdot 10^3)^2 \right\}\right]$$

donde retira-se

$$\tau_c \approx 1,18 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

e usando a Eq. (2.3.2-4) pode-se concluir que

$$\Delta f \approx 5,7 \text{ kHz}$$

Outro modo de interpretar a Fig. 5.12 é tentando ajustar a curva representada pela Eq. (5.4-3) à figura conseguida experimentalmente. Inicialmente coloca-se a Eq. (5.4-3) em termos de dB elétricos.

$$20 \log P(f) \approx 20 \log(2 T K_{eq}) - 20 \cdot \log e \cdot \tau_c^2 \cdot \pi \cdot f^2 \quad (5.4-5)$$

Através de um ajuste empírico desta equação com a Fig. 5.12 obtém-se uma equação de ajuste razoável, representada por

$$P(f)_{\text{dB elet.}} = -22,6 - 3,67 \cdot 10^{-7} \cdot f^2 \quad (5.4-6)$$

Esta equação está traçada na Figura 5.13 conjuntamente com uma curva média dos pontos de máximo obtidos experimentalmente. Isto permite uma visualização da semelhança entre as duas curvas. Através da comparação da Eq. (5.4-6) com a Eq. (5.4-5) obtém-se um valor de τ_c da ordem de $1,16 \cdot 10^{-4}$ s, o que leva a um $\Delta f \approx 5,7$ kHz. Estes valores estão compatíveis com os obtidos anteriormente e com o de outros autores [5-2].

Deste modo conseguiu-se avaliar a largura espectral de um único modo de um laser a gás, apesar de o interferômetro não mais estar operando na região incoerente (braço longo não é infinito).

5.5. Relação entre Atenuação nos Braços do Interferômetro e Formato do Espectro

Como foi demonstrado teoricamente no Capítulo 4, a atenuação em um dos braços do interferômetro não deve influenciar no formato do espectro detectado, influenciando apenas na relação sinal/ruído. Esta afirmação foi comprovada registrando-se o espectro em baixa frequência de um laser He-Ne da Spectra-Physics em diversas condições de atenuação nos braços curto e longo. Estas atenuações foram conseguidas através do processo já descrito no item anterior, ao se enrolar a fibra dos braços em um cilindro de diâmetro de 0,8 cm para forçar a fuga do modo principal.

Na Fig. 5.14 pode-se ver o registro de três curvas, sendo estas registradas com o laser operando na condição multimodo, mas com o controle de polarização ajustado para o caso monomodo. A curva superior é o registro do interferômetro operando sem qualquer atenuação extra, além da atenuação intrínseca do braço longo; já a curva central é o registro com uma atenuação extra de 12 voltas no braço longo e significa a atenuação do

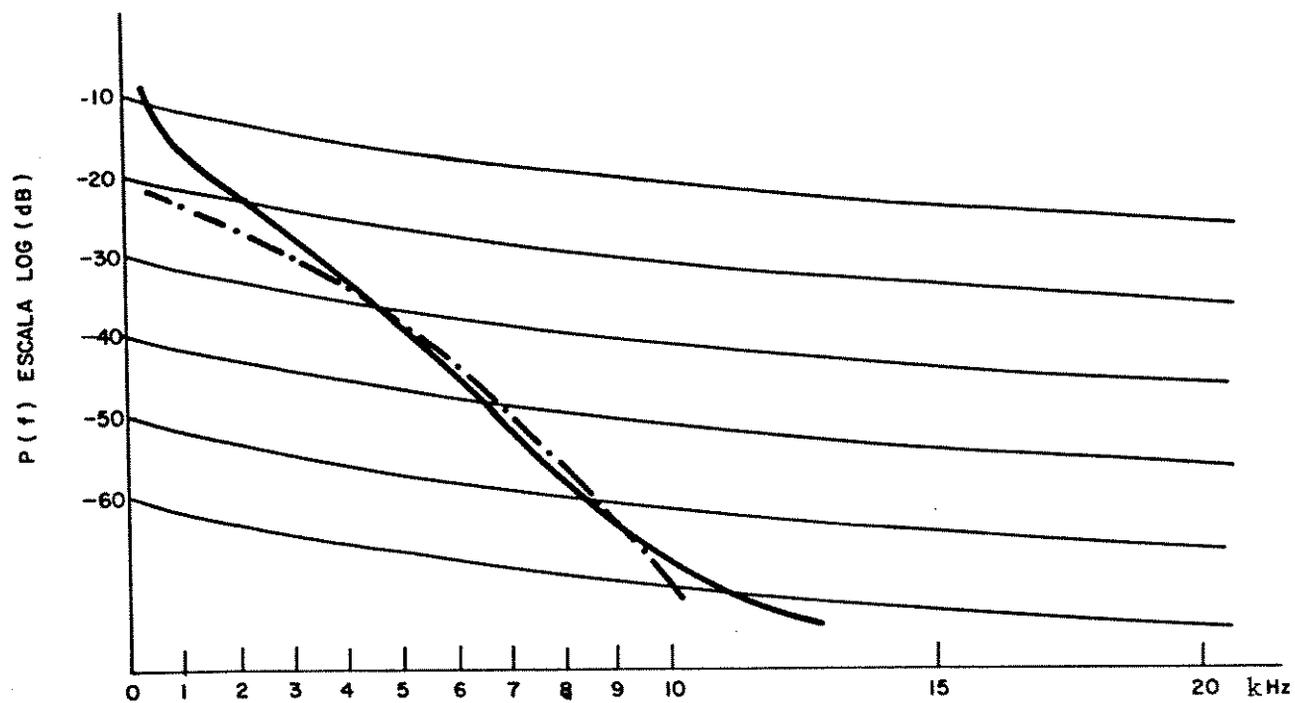


Fig. 5.13 - Comparação entre as curvas real (contínua) e ajustada (ponto-traço) para a potência detectada.

sinal propagando-se no braço longo à níveis muito pequenos. O sinal também é degradado pela variação de polarização induzida por cada volta de fibra no cilindro. Esta curva está próxima da curva de ruído do sistema (sem injeção de luz), que é a curva inferior, não podendo ser analisada com maiores detalhes devido à sua degradação.

Já a Fig. 5.15 registra o modo em baixa frequência quando de uma atenuação de 18 voltas no braço curto e nenhuma no longo. Esta curva mostra claramente que o sinal caminhando pelo braço curto tem nível muito superior ao do braço longo, pois mesmo com 18 voltas os sinais dos dois braços conseguem interagir e produzir um espectro quase idêntico ao da curva superior da Fig. 5.14. A curva inferior da Fig. 5.15 é novamente o registro do ruído do sistema sem a injeção de sinal óptico. Desta forma comprova-se que a atenuação tem influência primordial na relação sinal/ruído mas não no formato da curva espectral.

5.6. Conclusões

Neste capítulo apresentaram-se os resultados obtidos na medição espectral em alta resolução e tentou-se embasar estes resultados com os elementos apresentados e desenvolvidos nos capítulos antecedentes. Apesar da utilização do interferômetro em uma região de operação não mais completamente incoerente, pôde-se obter resultados satisfatórios que sofreram uma análise teórica e experimental, permitindo a determinação aproximada de espectros de altíssima resolução. Ao melhor juízo do autor, resultados semelhantes para sistemas homódinos, com interferometria por fibra óptica, não são disponíveis na Literatura.

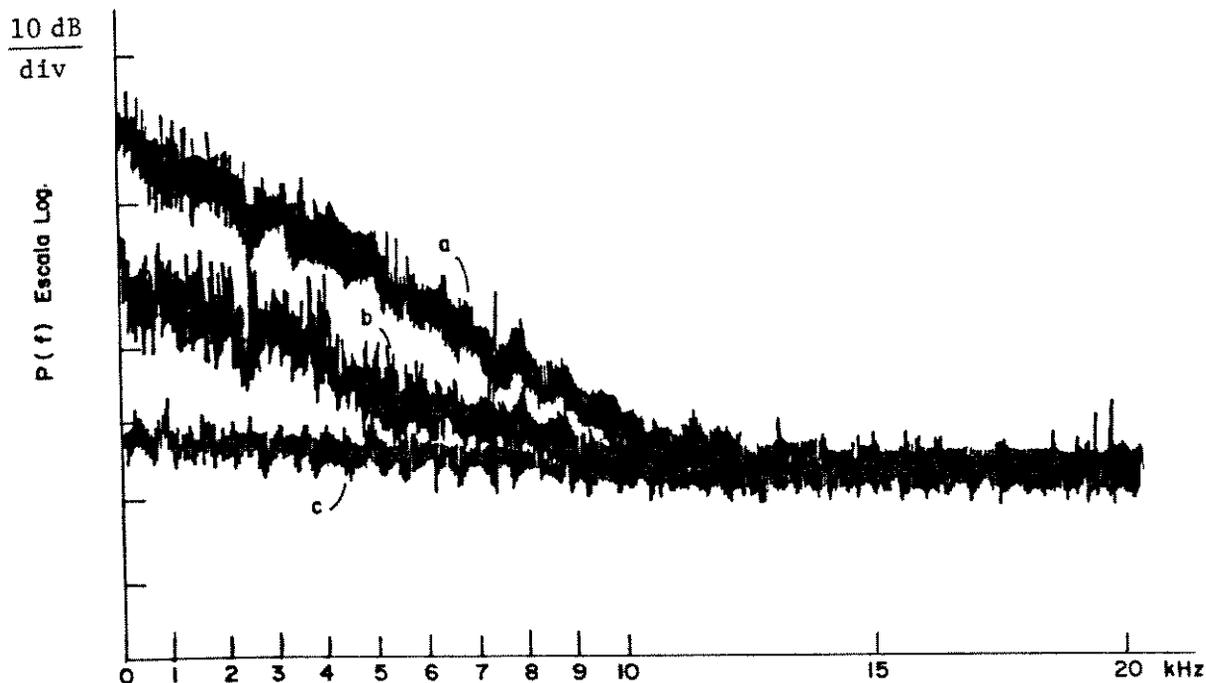


Fig. 5.14 - Espectro em baixa frequência obtido para diversas condições de atenuação :

- a) sem atenuação externa
- b) com 12 voltas aplicadas no braço longo
- c) sem sinal óptico injetado

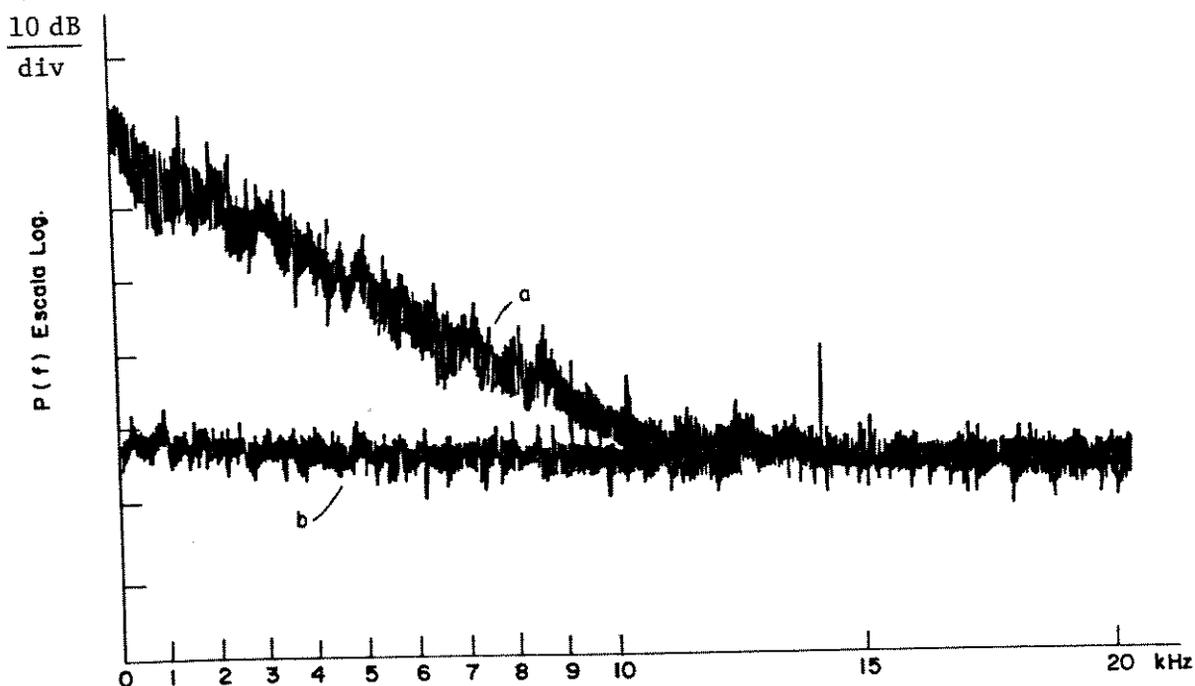


Fig. 5.15 - Espectro em baixa frequência obtido para

- a) 18 voltas no braço curto
- b) sem sinal óptico injetado.

REFERÊNCIASCapítulo 5

- [5-1] I.S. GRADSHTEYN e I.M. RYZHIK; Table of Integrals, Series and Products, New York, Academic Press, pp. 930-931, 1965.
- [5-2] C. SALOMON, D. HILLS e J.L. HAIL; "Laser Stabilization at Milihertz Level", J. Opt. Soc. Am., August 1988, pp. 1576.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO

O instrumento descrito e analisado neste trabalho apresentou características adequadas à proposta inicial de estudo. Durante a construção e operação deste analisador de espectros em alta resolução foram equacionados e resolvidos vários problemas de ordem prática e teórica que permitiram o desenvolvimento de procedimentos padrões para o Laboratório de Comunicações Ópticas do Departamento de Microonda e Óptica da UNICAMP.

As experiências adquiridas na construção e operação deste instrumento poderão ser utilizados para facilitar e otimizar a construção de um novo Analisador de Espectros em alta resolução, que trabalhe em outro comprimento de onda (1,3 μm).

O instrumento construído apresentou resultados que forneceram dados claros sobre as fontes ópticas analisadas e permitiu a retirada de conclusões coerentes e definidas. O uso deste instrumento se mostrou prático e versátil para a análise inédita (ao melhor juízo do autor) de lasers a gás desde que tenham potência suficiente para superar as atenuações do sistema e excitar o detector no comprimento de onda característico da fibra monomodo (0,63 μm). O seu uso mostrou-se também eficiente em relação à atenuação no comprimento de onda de 0,85 μm , não havendo, entre tanto, fontes ópticas disponíveis no laboratório com potência espectral concentrada que permitissem uma melhor detecção e análise dos resultados.

Este equipamento está disponível para operação e foi integrado ao Laboratório de Comunicações Ópticas do DMO, o qual deverá utilizá-lo em futuros experimentos de lasers semicondutores de cavidades externas, visando à caracterização de fontes para comunicações coerentes.

ANEXO 1

1) Dedução de $\Gamma_i(\tau)$

Partindo das equações 3.1-14 e 3.1-15 e da definição de $K_{\bullet q}$, escreve-se:

$$\Gamma_i(\tau) = 2 K_{\bullet q} \frac{1}{2A} \int_{-A}^A \cos(\omega_0 T + \phi(t+T) - \phi(t)).$$

$$\cos(\omega_0 T + \phi(t+T-\tau) - \phi(t-\tau)) dt$$

Usando identidades trigonométricas

$$\Gamma_i(\tau) = 2 K_{\bullet q} \left[\frac{1}{4A} \int_{-A}^A \cos(\phi(t+T) - \phi(t) - \phi(t+T-\tau) + \phi(t-\tau)) dt \right. \\ \left. + \frac{1}{4A} \int_{-A}^A \cos(2\omega_0 T + \phi(t+T-\tau) - \phi(t-\tau) + \phi(t+T) - \phi(t)) dt \right]$$

Definindo para $T > |\tau|$

$$\Delta\phi_1(\tau) = \phi(t+T) - \phi(t+T-\tau)$$

$$\Delta\phi_2(\tau) = \phi(t) - \phi(t-\tau)$$

$$\Delta\phi_3(T+\tau) = \Delta\phi_3(T-\tau+2\tau) = \phi(t+T) - \phi(t-\tau)$$

$$\Delta\phi_4(T-\tau) = \phi(t+T-\tau) - \phi(t)$$

$$\Gamma_i(\tau) = 2 K_{\text{eq}} \left[\frac{1}{4A} \int_{-A}^A \cos(\Delta\phi_1(\tau) - \Delta\phi_2(\tau)) dt \right. \\ \left. + \frac{1}{4A} \int_{-A}^A \cos(2\omega_0 T + \Delta\phi_3(T+\tau) + \Delta\phi_4(T-\tau)) dt \right]$$

Usando identidades trigonométricas adequadas

$$\Gamma_i(\tau) = 2 K_{\text{eq}} \left[\frac{1}{4A} \int_{-A}^A \cos\Delta\phi_1(\tau) \cdot \cos\Delta\phi_2(\tau) dt \right. \\ \left. + \frac{1}{4A} \int_{-A}^A \cos(2\omega_0 T + \Delta\phi_3(T+\tau)) \cdot \cos\Delta\phi_4(T-\tau) dt \right. \\ \left. + \frac{1}{4A} \int_{-A}^A \text{sen}\Delta\phi_1(\tau) \cdot \text{sen}\Delta\phi_2(\tau) dt \right. \\ \left. - \frac{1}{4A} \int_{-A}^A \text{sen}(2\omega_0 T + \Delta\phi_3(T+\tau)) \cdot \text{sen}\Delta\phi_4(T-\tau) dt \right]$$

Substituindo as médias temporais pelas estatísticas, respeitando as hipóteses feitas na pág. 47.

$$\begin{aligned}
\Gamma_i(\tau) = & K_{\text{eq}} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \cos \Delta \phi_1(\tau) \cdot P_{\phi}(\Delta \phi_1) \cdot d\Delta \phi_1 \int_{-\infty}^{\infty} \cos \Delta \phi_2(\tau) \cdot P_{\phi}(\Delta \phi_2) d\Delta \phi_2 \right. \\
& + \int_{-\infty}^{\infty} \text{sen} \Delta \phi_1(\tau) \cdot P_{\phi}(\Delta \phi_1) \cdot d\Delta \phi_1 \int_{-\infty}^{\infty} \text{sen} \Delta \phi_2(\tau) \cdot P_{\phi}(\Delta \phi_2) d\Delta \phi_2 \\
& + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\omega_0 T + \Delta \phi_3(T+\tau)) \cdot \cos \Delta \phi_4(T-\tau) \cdot P_{\phi}(\Delta \phi_3, \Delta \phi_4) d\Delta \phi_3 d\Delta \phi_4 \\
& \left. + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sen}(2\omega_0 T + \Delta \phi_3(T+\tau)) \cdot \text{sen} \Delta \phi_4(T-\tau) \cdot P_{\phi}(\Delta \phi_3, \Delta \phi_4) d\Delta \phi_3 d\Delta \phi_4 \right]
\end{aligned}$$

Usando-se uma tabela de integrais [I-1] e empregando as regras para funções estatísticas com intervalos (variáveis) dependentes [I-2, I-3], verifica-se que as integrais tornam-se:

$$\begin{aligned}
\Gamma_i(\tau) = & K_{\text{eq}} \left[\exp \left[\frac{-\sigma^2(\tau)}{2} \right] \cdot \exp \left[\frac{-\sigma^2(\tau)}{2} \right] + \cos 2\omega_0 T \cdot \right. \\
& \left. \cdot \exp \left[-2\sigma^2(T-|\tau|) - \sigma^2(\tau) \right] \right] \\
\Gamma_i(\tau) = & K_{\text{eq}} \cdot \exp \left[-\sigma^2(\tau) \right] \cdot \left\{ 1 + \cos 2\omega_0 T \cdot \exp \left[-2\sigma^2(T-|\tau|) \right] \right\}
\end{aligned}$$

Para o intervalo $T < |\tau|$ deve-se reescrever

$$\Delta\phi_1(T) = \phi(t+T) - \phi(t)$$

$$\Delta\phi_2(T) = \phi(t+T-\tau) - \phi(t-\tau)$$

$$\Delta\phi_3(T) = \phi(t+T) - \phi(t)$$

$$\Delta\phi_4(T) = \phi(t+T-\tau) - \phi(t-\tau)$$

Operando-se de modo semelhante chega-se aos resultados desejados:

$$\Gamma_{ii}(\tau) = K_{eq} \cdot B \cdot \exp[-\sigma^2(T)]. \left[1 + \cos 2\omega_0 T\right]$$

II) Desenvolvimento de $F[\Gamma_{ii}(\tau)]$

Partindo das equações 3.2-3 e 3.2-9

$$P(f) = K_{eq} \left[\int_{-T}^T \exp\left(\frac{-2|\tau|}{\tau_c}\right) \exp(-j\omega\tau) d\tau + \right.$$

$$\left. + \cos 2\omega_0 T \int_{-T}^T \exp\left[\frac{-4T+2|\tau|}{\tau_c}\right] \exp(-j\omega\tau) d\tau \right]$$

$$P(f) = K_{eq} \left[\int_{-T}^0 \exp\left(\frac{2\tau}{\tau_c}\right) \exp(-j\omega\tau) d\tau + \int_0^T \exp\left(\frac{-2\tau}{\tau_c}\right) \exp(-j\omega\tau) d\tau \right.$$

$$\left. + \cos 2\omega_0 T \cdot \exp\left(\frac{4T}{\tau_c}\right) \left\{ \int_{-T}^0 \exp\left(\frac{-2\tau}{\tau_c}\right) \exp(-j\omega\tau) d\tau + \right.$$

$$\left. + \int_0^T \exp\left(\frac{2\tau}{\tau_c}\right) \exp(-j\omega\tau) d\tau \right\} \right]$$

Substituindo $a = \frac{2}{\tau_c}$

$$P(f) = K_{\text{eq}} \left[\frac{\exp [\alpha - j\omega] \tau}{\alpha - j\omega} \Big|_{-r}^0 + \frac{\exp -[\alpha + j\omega] \tau}{-(\alpha + j\omega)} \Big|_0^T + \right.$$

$$\left. + \cos 2\omega_0 T \cdot \exp \left[\frac{-4T}{\tau_c} \right] \cdot \left(\frac{\exp -[\alpha + j\omega] \tau}{-(\alpha + j\omega)} \Big|_{-T}^0 + \right.$$

$$\left. + \left[\frac{\exp -[\alpha + j\omega] \tau}{(\alpha - j\omega)} \Big|_0^T \right] \right]$$

$$P(f) = K_{\text{eq}} \left[\frac{2\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} - \frac{\exp [-\alpha T]}{\alpha^2 + \omega^2} \left(\alpha \left(\exp j\omega T + \exp -j\omega T \right) + \right.$$

$$\left. + j\omega (\exp j\omega T - \exp -j\omega T) \right) \right] + \cos 2\omega_0 T \cdot \exp \left[\frac{-4T}{\tau_c} \right] \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{-2\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} + \frac{\exp \alpha T}{\alpha^2 + \omega^2} \left(\alpha \left(\exp j\omega T + \exp -j\omega T \right) - j\omega (\exp j\omega T \right.$$

$$\left. - \exp -j\omega T) \right) \right]$$

Usando identidades complexas e substituindo α

$$P(f) = K_{\text{eq}} \frac{\tau_c}{1 + (\pi f \tau_c)^2} \left[1 - \exp\left(\frac{-2T}{\tau_c}\right) \cdot \left(\cos \omega T + \frac{\omega \tau_c}{2} \operatorname{sen} \omega T \right) \right. \\ \left. - \cos 2\omega_0 T \cdot \left(\exp\left(\frac{-4T}{\tau_c}\right) - \exp\left(\frac{-2T}{\tau_c}\right) \cdot \left(\cos \omega T - \frac{\omega \tau_c}{2} \operatorname{sen} \omega T \right) \right) \right]$$

III) Desenvolvimento de $F \left[\Gamma_{ig}(\tau) \right]$

Partindo das equações 3.3-3 e 3.3-9 e fazendo $\alpha = \frac{\pi}{\tau_c^2}$

$$P(f) = K_{\text{eq}} \left[\int_{-T}^T \exp \left[-\alpha \tau^2 - j\omega \tau \right] d\tau + \cos 2\omega_0 T \cdot \right. \\ \left. + \int_{-T}^T \exp \left[-2\alpha(T-\tau)^2 - \alpha \tau^2 - j\omega \tau \right] d\tau \right]$$

$$P(f) = 2 K_{\text{eq}} \left[\int_0^T \exp \left[-\alpha \tau^2 - j\omega \tau \right] d\tau + \cos 2\omega_0 T \cdot \right. \\ \left. \cdot \exp \left[-2\alpha T^2 \right] \cdot \int_0^T \exp \left[-3\alpha \tau^2 - \tau(j\omega - 4\alpha T) \right] d\tau \right]$$

Usando uma tabela de integrais (III-1)

$$P(f) = 2 K_{\text{eq}} \left[\sqrt{\frac{\pi}{4\alpha}} \cdot \exp\left[\frac{-\omega^2}{4\alpha}\right] \cdot \left[\varphi\left(j\omega \sqrt{\frac{1}{4\alpha}} + \frac{T}{2\sqrt{\frac{1}{4\alpha}}}\right) - \varphi\left(j\omega \sqrt{\frac{1}{4\alpha}}\right) \right] \right. \\ \left. + \cos 2\omega_0 T \cdot \exp\left[-2\alpha T^2\right] \sqrt{\frac{\pi}{12\omega}} \cdot \exp\left[\frac{1}{12\omega} (j\omega - 4\alpha T)^2\right] \cdot \right. \\ \left. \left[\varphi\left(\frac{j\alpha - 4\alpha T}{\sqrt{12\alpha}} + \frac{T \sqrt{12\alpha}}{2}\right) - \varphi\left(\frac{j\omega - 4\alpha T}{\sqrt{12\alpha}}\right) \right] \right]$$

$$\text{onde } \varphi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp[-t^2] dt$$

Substituindo α e rearranjando

$$P(f) = K_{\text{eq}} \tau_c \cdot \exp\left[-\pi f^2 \tau_c^2\right] \cdot \left[\varphi\left(\frac{j\omega \tau_c^2 + 2\pi T}{2\sqrt{\pi} \tau_c}\right) - \varphi\left(\frac{j\omega \tau_c^2}{2\sqrt{\pi} \tau_c}\right) \right] \\ + \frac{\cos 2\omega_0 T}{\sqrt{3}} \cdot \exp\left[\frac{2\pi f^2 \tau_c^4 - 2\pi T^2 - 4j \cdot f \pi T \tau_c^2}{3 \tau_c^2}\right] \cdot \\ \cdot \left[\varphi\left(\frac{j\omega \tau_c^2 + 2\pi T}{2\sqrt{3\pi} \tau_c}\right) - \varphi\left(\frac{j\omega \tau_c^2 - 4\pi T}{2\sqrt{3\pi} \tau_c}\right) \right]$$

REFERENCIAS

- [I-1] I.S. GRADSHTEYN; I.M. RYZHIK;
Table of Integrals Series and Products
New York, Academic Press; pp. 480-481, 1985
- [I-2] A.M. MOOD; F.A. GRYBIL; D.C. BOES;
Introduction to the Theory of Statistics,
Mac-Graw-Hill; pp. 163, 1974
- [I-3] A. PAPPOULIS;
Probability, Random Variables and Stochastic Process;
New York, McGraw-Hill, pp. 126, 1965
- [III-1] I.S. GRADSHTEYN e I.M. RYZHIK;
Table of Integrals Series and Products;
New York, Academic Press, pp. 307, 1965.