

Universidade Estadual de Campinas  
Faculdade de Engenharia Elétrica  
Departamento de Microonda e Óptica

Este exemplar corresponde à redação final da  
defendida por CLAUDIO RIBEIRO LIMA  
e aprovada pela Comissão  
Julgadora em 29/01/1991.

*Evandro Conforti*  
Orientador

**Construção e Caracterização de  
Lasers Semicondutores  
Sintonizáveis por Cavidades Externas Longas  
(LEC Lasers)**

**Claudio Ribeiro Lima**

Orientador: Prof. Dr. Evandro Conforti

*Tese apresentada à Faculdade de Engenharia  
Elétrica da Universidade Estadual de Campinas  
- UNICAMP - como parte dos requisitos  
exigidos para obtenção do título de Mestre em  
Ciências.*

Janeiro 1991

UNICAMP  
BIBLIOTECA CENTRAL

*“Os buracos negros são o paraíso para os teóricos e o inferno para os observadores”*

Escrito na parede de uma sala de aula de uma universidade americana, 1976.

*Aos meus pais, Enio e Zenilda e às minhas  
irmãs Silvia, Simone e Rosalice pela  
compreensão, incentivo e amor.*

---

## Agradecimentos

*Ao meu orientador Prof. Dr. Evandro Conforti, pela orientação, atenção dedicada, apoio e amizade.*

*Ao Prof. Dr. Rui Fragassi de Souza, pelas discussões e atenção dedicada.*

*Ao Centro de Pesquisa e Desenvolvimento - CPqD da Telebrás, nas pessoas de Antonio Carlos G. Bordeaux Rêgo, Felipe Rudge Barbosa, Ralph Heirich, José Luiz Malavazi e Sérgio Celashi, pelo empréstimo dos lasers e fibras ópticas utilizadas nas montagens, pelas críticas e sugestões.*

*Ao Prof. Rubem G. Farias da Universidade Federal do Pará - UFPa, pela ajuda na simulação computacional, discussões e amizade.*

*Ao Dr. Alwyn Seeds, do University College - London, pela valiosa colaboração.*

*Ao Eng. Guilherme Garcia da EESC-SP, pela deposição da camada antirefletora nos lasers semicondutores.*

*Ao Prof. Edmundo Braga, pela confecção das peças no Laboratório de Eletrônica e Dispositivos - LED.*

*A Antonio A. Leal e a Luiza Codá pelas sugestões, colaboração e amizade.*

*Ao Marcelo Crespo, técnico do laboratório de Comunicações Ópticas - LCO, pela confecção das peças utilizadas nas montagens, ajuda nas medições e pelo convívio.*

*À Celi, Marcia, Rita e Abrão, pelo suporte no contrato Unicamp/Telebrás - Transmissão Digital e Comunicações Ópticas.*

*À Lucia, pelos excelentes desenhos.*

*Ao Motoyama, pela ajuda no almoxarifado e aos demais funcionários que de um modo ou de outro me ajudaram na realização deste trabalho.*

*Ao Claudemir Coral e Robson Gomes, do CADO - CPqD-Telebrás, pela montagem dos suportes dos lasers.*

*A Oswaldo Paixão pelo uso do programa editor gráfico (EDGRAF).*

*À CAPES, pelo apoio financeiro durante a realização do mestrado.*

*À Telebrás e à FINEP, pelo fornecimento das condições de desenvolvimento da tese.*

*A todos os meus amigos da pós-graduação da FEE/UNICAMP, pela amizade convvida nesse período.*

*Apresenta-se a construção e caracterização de um laser semiconductor por montagem em cavidade externa longa (LEC Laser) sintonizada por grade de difração. Inicialmente é feito um estudo dessas fontes ópticas onde são feitas considerações sobre configurações, estabilidade em frequência e operação que elas necessitam possuir para serem usadas em sistemas de transmissão coerente por fibras ópticas. Descrevem-se e caracterizam-se os componentes ópticos do dispositivo (lasers, grade de difração, objetiva de colimação, fibra óptica com microlente), bem como seus circuitos eletrônicos de estabilização de temperatura e polarização. É também introduzido um método "in loco" para caracterização dos componentes passivos da cavidade externa. Em seguida, caracteriza-se o desempenho de um LEC Laser sintonizável operando em 1300 nm, sendo abordados parâmetros como seletividade, sintonia e estabilidade em frequência. Por fim, faz-se uma análise computacional envolvendo os parâmetros da cavidade construída.*

*The design and measurements of a long external cavity semiconductor laser (LEC Laser) that can be tuned by a diffraction grating are presented. Initially, it has been considered the optimum performance of various cavity designs for coherent fiber optic communication. Following this analysis, there are the description and characterization of optical components (lasers, diffraction gratings, microlensed fiber) and of the electronic circuits for laser bias and temperature stabilization. Also, a method for local characterization of passive components inside the cavity is introduced. Then, it is shown the experimental results of a LEC laser operating in 1300 nm, including its tuning range and its frequency selectivity. Finally, a computer analysis for this LEC laser is presented.*

**Capítulo 1**

**Apresentação** ..... 7

**Capítulo 2**

**Fontes Ópticas Estáveis Para Sistemas Coerentes** ..... 10

    2.1 Introdução ..... 11

    2.2 Histórico ..... 11

    2.3 Fontes Lasers Coerentes ..... 14

    2.4 Considerações Importantes ..... 16

    2.5 Teorias e Modelos ..... 17

        2.5.1 Teoria da Largura de Linha para Laser Semicondutor Solitário ..... 17

        2.5.2 Teoria da Largura de Linha Espectral do Laser Semicondutor por Montagem em Cavidade Externa (Redução de  $\Delta\nu_0$  por Realimentação Óptica) ..... 19

        2.5.3 Modelo de um Laser Semicondutor Submetido à Realimentação Óptica Proveniente de uma Cavidade Externa com Grade de Difração ..... 21

    2.6 Limites Teóricos e Experimentais para Largura de Linha Espectral de Fontes Ópticas  $\Delta\nu$  para Sistemas Coerentes ..... 24

    2.7 Configurações Possíveis de LEC Lasers ..... 27

    2.8 Configuração Escolhida ..... 32

    2.9 Estabilização em Frequência da Largura de Linha Espectral de LEC Lasers ..... 33

    2.10 Descrição de Operação ..... 35

    2.11 Métodos de Medição da Largura de Linha de Cavidades Externas Longas (LEC Lasers) ..... 37

**Capítulo 3**

**Construção das Cavidades e Caracterização dos Circuitos e Componentes Utilizados** ..... 40

    3.1 Descrição Geral das Montagens ..... 41

    3.2 Equipamentos Utilizados nas Montagens ..... 43

    3.3 Alinhamento Óptico do Sistema ..... 45

    3.4 Circuitos Precisos de Controle de Temperatura e Polarização do Laser Semicondutor ..... 48

        3.4.1 Circuito de Estabilização de Temperatura do Laser ..... 49

        3.4.2 Circuito de Polarização de Alta Estabilidade do Laser ..... 54

        3.4.3 Caracterização dos Circuitos ..... 56

    3.5 Características dos Lasers Semicondutores Utilizados ..... 58

        3.5.1 Modos Longitudinais ..... 58

        3.5.2 Característica Potência Óptica versus Corrente de Polarização ..... 60

        3.5.3 Espectros de Potência ..... 62

        3.5.4 Medidas de Campo Próximo ..... 63

3.5.5	Considerações Sobre Camadas Antirefletoras (AR)	64
3.6	Características dos Componentes Ópticos Passivos e Lineares Acoplados ao Laser	72
3.6.1	Objetiva de Colimação	73
3.6.2	Grade de Difração	77
3.6.3	Fibra Óptica com Microlente	84
<b>Capítulo 4</b>		
<b>Método de Caracterização “In Loco” dos Componentes Ópticos de um LEC Laser</b>		87
4.1	Introdução	88
4.2	Realimentação Óptica	88
4.3	Descrição do Método	90
4.4	Caracterização da Grade de Difração Usando o Método	94
<b>Capítulo 5</b>		
<b>Características de Desempenho de um LEC Laser Sintonizável Operando em 1300 nm</b>		97
5.1	Introdução	98
5.2	Modos Longitudinais de uma LEC Laser	98
5.3	Seletividade em Freqüência e Estimativa de $\Delta\nu_{LEC}$	100
5.4	Características P x I	103
5.5	Características de Sintonia em Freqüência (Pot. x $\lambda$ )	105
5.6	Estabilidade Mecânica	110
<b>Capítulo 6</b>		
<b>Análise Computacional do LEC Laser</b>		112
<b>Capítulo 7</b>		
<b>Conclusões</b>		117
<b>Apêndice I</b>		120
<b>Apêndice II</b>		125
<b>Apêndice III</b>		127
<b>Apêndice IV</b>		129
<b>Apêndice V</b>		131
<b>Referências Bibliográficas</b>		133

**Capítulo 1**  
**Apresentação**

**A**presenta-se a construção e caracterização em laboratório, de um protótipo de uma *fonte óptica coerente sintonizável e de alta estabilidade em frequência* (LEC Laser<sup>1</sup>). A partir dos resultados experimentais, tenta-se compreender e aprofundar o entendimento dos fenômenos físicos envolvidos. Em seguida, com os dados experimentais obtidos, analisa-se através da simulação computacional os modos oscilantes na fonte coerente previstos pelo modelo teórico da tese de A. A. Leal (UNICAMP-FEE-DMO) (1990).

Segundo a linha de pesquisa em Comunicações Ópticas Coerentes, através do convênio com a FINEP e TELEBRAS, essa fonte óptica desenvolvida e em funcionamento, será usada como transmissor óptico ou oscilador local a laser semiconductor de alta estabilidade, nas aplicações previstas para o desenvolvimento do protótipo de um enlace coerente por fibras ópticas operando em 1300 nm (inicialmente com taxa de transmissão de 140 Mbit/s e futuramente com 560 Mbit/s), a ser desenvolvido no Laboratório de Comunicações Ópticas - LCO da Faculdade de Engenharia Elétrica-FEE da Unicamp em conjunto com o Centro de Pesquisa e Desenvolvimento - CPqD da Telebrás.

A relevância do trabalho desenvolvido é correlacionada aos interesses do domínio da tecnologia de comunicações coerentes por fibras ópticas, a qual pressupõe a obtenção de fontes a laser semiconductor de elevada pureza espectral com altíssima estabilidade e sintonia em frequência.

Neste trabalho, procurou-se construir e caracterizar três tipos de fontes ópticas coerentes operando em 780, 850 e 1300 nm. No entanto, a maioria das medições foram realizadas para a fonte coerente operando em 1300 nm, por ser a única disponível com o laser semiconductor possuindo uma camada antirefletora adequada. Descrevem-se e caracterizam-se os componentes ópticos dispostos nas montagens experimentais, bem como os circuitos eletrônicos utilizados. Introduziu-se também uma técnica de caracterização "in loco" dos diversos componentes ópticos dessa fonte óptica coerente.

Houve uma preocupação de redigir-se um texto didático, com um estilo claro e descritivo ao mesmo tempo, procurando-se descrever os fenômenos físicos observados nas medições sob um ponto de vista mais intuitivo e menos rigoroso quanto ao formalismo matemático, seguindo a linha de pensamento de vários autores de trabalhos experimentais, primando com isso uma melhor compreensão dos fenômenos físicos associados ao funcionamento e operação dessas fontes. Com isso, objetiva-se a formação de pessoal científico na área de comunicações ópticas coerentes. O texto foi também escrito de modo a transmitir a experiência prática e a visão crítica adquirida durante o desenvolvimento dessas fontes ópticas coerentes, dando acesso aos integrantes da equipe envolvida no projeto de pesquisa, a uma fonte de informações que poderá ser de grande auxílio na continuidade da linha de pesquisa em Comunicações Coerentes por Fibras Ópticas do LCO e nas futuras medições e melhoramentos que venham a ser feitas nessa fonte.

O trabalho distribui-se da seguinte forma entre os vários capítulos:

No Capítulo 2, expõem-se considerações gerais sobre fontes ópticas coerentes tais como as condições de operação, estabilidade e largura de linha que essas fontes necessitam ter para serem usadas em sistemas de comunicações coerentes, as configurações possíveis de serem utilizadas e a configuração escolhida para este trabalho.

---

1 Laser Semiconductor Sintonizável por Cavidade Externa Longa ("Long External Cavity Laser").

No Capítulo 3, descrevem-se as três configurações de cavidades construídas bem como os componentes ópticos por elas utilizados (lasers, fibras ópticas, grades de difração e objetivas). Nesse capítulo ainda, são descritos e caracterizados os circuitos eletrônicos de controle de temperatura e polarização do laser semiconductor.

No Capítulo 4, são feitas considerações sobre a influência dos níveis de realimentação óptica existentes no comportamento do laser semiconductor solitário. Introduce-se em seguida um método de medição desses níveis de realimentação e de caracterização dos componentes ópticos da cavidade externa.

No Capítulo 5, procede-se a caracterização da cavidade externa sintonizável operando em 1300 nm, com medições de seletividade, sintonia e estabilidade em frequência.

No Capítulo 6, faz-se a simulação computacional dos dados obtidos experimentalmente nos capítulos anteriores usando o modelo teórico da tese de A. A. Leal.

As conclusões extraídas dos capítulos anteriores são apresentadas no Capítulo 7.

## **Capítulo 2**

# **Fontes Ópticas Estáveis Para Sistemas Coerentes**

## 2.1 Introdução

Neste capítulo apresentam-se considerações gerais sobre fontes ópticas aplicadas a Sistemas de Comunicações Ópticas Coerentes.

É dado um breve histórico sobre a evolução das fontes coerentes nas últimas décadas, com discussões a respeito das condições de operação que esse tipo de fonte necessita ter para ser usada como transmissor ou oscilador local no sistema. As configurações de cavidades externas mais utilizadas são apresentadas, onde a configuração utilizada nesse trabalho é discutida. Por fim, aborda-se a estabilização em frequência de fontes coerentes e os métodos de medição da largura de linha dessas fontes.

Como esta é a primeira tese experimental de uma fonte óptica aplicada com esse objetivo e como outros trabalhos experimentais no LCO vêm sendo desenvolvidos com propósitos semelhantes, resolveu-se incluir uma revisão dos resultados experimentais mais relevantes e as características básicas de vários tipos de montagem de cavidades externas encontradas na literatura técnica especializada, que se encontra no Apêndice I. O Apêndice II apresenta as principais instituições e pesquisadores envolvidos com pesquisas de LEC Lasers para sistemas ópticos coerentes e o Apêndice III mostra alguns sistemas experimentais usando essas fontes.

## 2.2 Histórico

Os primeiros sistemas de comunicações ópticas concebidos na Bell Communications Laboratories nos Estados Unidos, no fim dos anos 60, eram sistemas coerentes e heteródinos que imitavam as comunicações de ondas milimétricas e de rádio-frequência desenvolvidas por Armstrong na década de 30 [1,2]. Os sistemas heteródinos foram inicialmente utilizados para as comunicações ópticas espaciais [3] e sensoramento remoto usando detecção coerente [4]. Esses sistemas usavam lentes como guias de ondas ópticas e lasers a gás; particularmente foram utilizados lasers de CO<sub>2</sub> sintonizáveis como fonte devido a sua elevada estabilidade em frequência (melhor que  $\pm 100$  kHz) e largura de linha espectral estreita (10 a 100 Hz) [5]. Contudo, devido a seu tamanho, baixa eficiência e tempo de vida curto, além da operação no infravermelho longínquo ( $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ), o desempenho geral dos primeiros sistemas coerentes experimentais, utilizando esse tipo de laser, estava muito aquém do desejado para as aplicações práticas atuais [6].

Após o advento das fibras ópticas de baixa atenuação e lasers semicondutores operando na temperatura ambiente e com tempo de vida médio aceitável para telecomunicações, no começo dos anos 70, as comunicações por fibras ópticas utilizando esquemas de detecção direta e modulação em intensidade (DD/MI), ganharam impulso e tornaram-se predominantes por apresentarem maior simplicidade e baixo custo, com o esquema de detecção óptica heteródina sendo deixado de lado devido, principalmente, à baixa pureza espectral (ruído de fase) e à elevada instabilidade em frequência dos lasers semicondutores da época, inviabilizando-os para uso tanto na transmissão quanto na recepção<sup>1</sup> de sistemas coerentes. Isso inviabilizou a concepção prática desses sistemas na época [7].

---

<sup>1</sup> Como oscilador local.

A segunda fase na evolução dos sistemas de comunicações coerentes por fibras ópticas se deu em 1978 na Universidade de Tóquio no Japão, com pesquisas sendo intensificadas no sentido de viabilizar experimentalmente esses sistemas, principalmente no que diz respeito às fontes ópticas coerentes [8]. Esses sistemas apresentam vantagens adicionais sobre os sistemas DD/MI que utilizam apenas uma porção da capacidade teórica de banda disponível para a fibra óptica monomodo, estimada ao redor de 25.000 GHz, devido utilizar a informação presente na fase ou frequência da portadora óptica [1,6,9]. Nessa fase, diversos artigos em revistas técnicas especializadas foram escritos, principalmente no período de 1982 a 1985, reportando os experimentos com sistemas heteródinos e homódinos [4,10]. Os primeiros artigos nesse assunto foram escritos em japonês (1979) e em inglês (1980) [6].

As necessidades de estabilização da frequência de oscilação das fontes ópticas em aproximadamente 1 MHz e a elevada pureza espectral, menor que 0,1 MHz<sup>1</sup>, em lasers semicondutores, têm sido um dos principais motivos na aceleração dos investimentos em pesquisas e desenvolvimentos de sistemas experimentais de fibras ópticas, baseados na transmissão coerente, por parte dos laboratórios dos institutos de pesquisas das grandes companhias de telecomunicações e universidades [1]. As pesquisas nessa área visam principalmente a superar as limitações dessas fontes ópticas, tornando necessário o emprego de lasers semicondutores com realimentação óptica externa através do uso de cavidades externas acopladas ao laser. Portanto, a tecnologia de lasers semicondutores com cavidades externas, por sua simplicidade mecânica e tecnológica, além de um melhor desempenho em relação as outras fontes ópticas disponíveis, tem sido largamente empregada em sistemas coerentes [11]. Diversos artigos teóricos e experimentais têm sido escritos sobre lasers semicondutores operando com cavidades externas sintonizáveis aplicadas em sistemas coerentes<sup>2</sup>. Outras aplicações dessas fontes são as que envolvem: sensores interferométricos [12] e giroscópios à fibra óptica, espectroscopia molecular e atômica de alta resolução na região do infravermelho [13,14], radar coerente, detecção de onda gravitacional [15], medição de dispersão cromática [16-18], comunicação entre satélites, "mode-locked" ativo em lasers semicondutores<sup>3</sup> [19,20], monitoração de poluição atmosférica [21], instrumentação óptica [22] e metrologia [23].

Os primeiros estudos em cavidades externas são reportados por físicos em periódicos tais como: *Journal of Quantum Electronics*, *Applied Physics Letters* e *Applied Optics*. Esses estudos se concentraram basicamente no período que vai do começo dos anos 70 até o ano de 1973. Os lasers utilizados nessas cavidades eram de GaAs refrigerados por nitrogênio líquido, não possuindo camada antirefletora (AR)<sup>4</sup>. Essas cavidades foram construídas basicamente para se estudar fenômenos físicos relacionados à influência da realimentação óptica sobre o laser semicondutor solitário [24]. Morosini [25] reporta a construção de uma cavidade externa para estudo dos fenômenos de autopulso em lasers de injeção. Apesar desses estudos pioneiros terem sido realizados na época, não existia ainda uma conscientização maior no sentido de se usar esses dispositivos para aplicações voltadas para sistemas de comunicações ópticas coerentes. O despertar para o potencial real de aplicações de lasers semicondutores em cavidades externas só teve impulso a partir do início de 1980, com os primeiros trabalhos de pesquisas sendo divulgados. Estabeleceu-se então, a partir daí, os limites teóricos e experimentais, da largura de linha e estabilidade em frequência, que as fontes ópticas deveriam ter para poderem ser usadas

---

1 Largura espectral de 3 dB.

2 Vide referências.

3 Na geração de pulsos de pico-segundos.

4 Em alguns casos usava-se o laser em ângulo de Brewster.

em sistemas coerentes em função da taxa de transmissão e esquemas de modulação e demodulação utilizadas<sup>1</sup>. A partir daí, viabilizaram-se os primeiros sistemas experimentais, desenvolvidos com as fontes coerentes obtendo a cada dia um desempenho mais e mais satisfatório.

A primeira demonstração de detecção óptica heteródina sobre fibra óptica monomodo já instalada foi realizada na Inglaterra pela British Telecom. Research Labs. (BTRL), em 1982. Em 1984 foi demonstrado também pela BTRL que era possível transmissão sobre 200 km de fibra óptica sem repetidores [26]. O uso de lasers DFB<sup>2</sup> como fonte óptica em sistemas heteródinos também foi sugerido pela NEC nesse mesmo ano. A partir de 1987 já existiam mais de 15 grupos pesquisando nessa área em vários países<sup>3</sup>. Contudo, o primeiro enlace de um sistema coerente de campo, com taxa de transmissão de 565 Mbit/s<sup>4</sup> e operando em 1300 nm sobre 176 km de fibra, só foi posto em operação em agosto de 1988 pela BTRL na Inglaterra. Esse sistema usou LEC Lasers miniaturizados, compactos e sintonizáveis como fontes coerentes para o transmissor e oscilador local [27-30]. A estabilidade de operação observada nesse sistema é um resultado direto da compactidade desse tipo de cavidade externa, possuindo melhor estabilidade em frequência que as primeiras versões de LEC Lasers de laboratórios. Recentemente no Japão, a Fujitsu demonstrou um protótipo de um sistema coerente para transmissão de sinais de TV de alta definição (HDTV) utilizando uma cavidade externa à fibra óptica (FEC<sup>5</sup>) no coração do sistema [31]. Atualmente, engenheiros e pesquisadores trabalham intensamente nessa área visando tornar essas fontes adequadas para uso em sistemas operacionais de campo.

A cavidade externa a laser semiconductor construída no Laboratório de Comunicações Ópticas da Unicamp é, do ponto de vista histórico, a primeira fonte coerente sintonizável desenvolvida no Brasil com aplicação voltada para sistemas de transmissão coerentes por fibras ópticas.

Outra característica importante que essas fontes coerentes devem possuir é a possibilidade de sintonia em frequência, necessária especialmente no oscilador local onde se deseja selecionar os vários canais multiplexados e transmitidos simultaneamente através da fibra óptica.

A tendência atual de pesquisas em sistemas coerentes, ao contrário das pesquisas que foram motivadas no início dos anos 80 com aplicações voltadas para enlaces de grandes distâncias, é direcionada para os sistemas coerentes multi-canais de distribuição de serviços de informações de banda larga ao assinante (HDTV, vídeo, dados, fac-símile, áudio, etc.), explorando mais a possibilidade de seletividade em frequência do que o ganho em sensibilidade no receptor como vantagem do sistema coerente sobre os sistemas convencionais [10,32]. Com isso, viabilizam-se as aplicações de Redes Locais (LAN) e Metropolitanas (MAN) de banda larga, por fibras ópticas, usando a detecção heteródina, multiplexação FDM<sup>6</sup>, WDM<sup>7</sup> e OTDM<sup>8</sup>, além de comunicação bidirecional de alta densidade. A implementação desses serviços em larga escala, previstos para o início do século 21, com a integração dos serviços digitais através das redes conectadas ao assinante (RDSI), prevê que sistemas com essas características sejam

---

1 Conforme será discutido no item 2.6.

2 Distributed Feedback.

3 Vide Apêndice II.

4 Sistema heteródino OPSK.

5 Fiber External Cavity.

6 Frequency - Division Multiplexing.

7 Wavelength - Division Multiplexing.

8 Optical Time - Division Multiplexing.

utilizados, tornando-se comum nesse século [6]. Para garantir a viabilidade econômica desses sistemas, as fontes ópticas, principalmente no que se refere ao oscilador local a laser semiconductor, devem ser produzidos em larga escala comercial e a preços razoáveis para o assinante possuí-lo em sua residência [32,34]. Para tanto, espera-se com a evolução da opto-eletrônica que essas fontes para sistemas coerentes sejam totalmente integradas e monolíticas [35-38]. Prevê-se também que muitos sub-produtos advindos da pesquisa nessa área sejam desenvolvidos e comercializados [6].

## 2.3 Fontes Lasers Coerentes

As fontes ópticas estabilizadas baseadas em *lasers semicondutores com cavidades externas sintonizáveis* são desejáveis em um grande número de aplicações em sistemas ópticos avançados. Para viabilizar os sistemas de comunicações coerentes por fibras ópticas é necessário que o transmissor e o oscilador local estabilizados possuam [39-41]:

- Frequência única de operação (monomodo);
- Largura de linha espectral estreita  $\Delta\nu$ ;
- Sintonização em frequência;
- Consumo baixo de potência;
- Tamanho reduzido e compacticidade.

Para satisfazer esses requerimentos, uma possível solução seria utilizar lasers DFB para desempenhar tais funções. Porém, devido ao fato desses dispositivos serem sofisticados e apresentarem várias dificuldades técnicas de construção, os lasers DFB ainda apresentam várias características que os impedem de serem utilizados em sistemas coerentes de alta capacidade [42], como por exemplo: sua alta sensibilidade à reflexões externas, sua não-linearidade quando modulado diretamente em frequência, ruídos de intensidade, etc. Entretanto, a característica que mais limita a utilização desses dispositivos em sistemas coerentes de elevado desempenho é sua largura de linha espectral da ordem de 10 MHz, sendo inaceitável para aplicações que necessitam de larguras espectrais mais estreitas [43]. Apesar dessas imposições, esses lasers são promissores, podendo futuramente ser usados em sistemas heteródinos de altas taxas de dados, acima de 1 Gbit/s<sup>1</sup> [44,45], onde a necessidade de larguras de linha não é tão rigorosa, não existindo nenhuma penalidade devido ao ruído de fase. Atualmente o uso desses lasers é satisfatório em sistemas heteródinos OFSK de baixas taxas de transmissão, que são tolerantes a esse tipo de ruído de fase, conforme será visto no item 2.6 [35,46]. Além disso, o avanço tecnológico com estruturas MQW<sup>2</sup>, por exemplo, poderá ampliar em muito o desempenho da largura espectral desses lasers DFB [47].

Logo, para satisfazer os requerimentos impostos para as fontes ópticas aplicadas a sistemas coerentes, operando a taxas inferiores a 1 Gbit/s, é necessário presentemente, o uso de *lasers semicondutores por montagem em cavidade externa sintonizável* [48].

1 Conforme pode-se observar no gráfico da Figura 2.4 do item 2.6.

2 Multiple Quantum-Well (Poços Quânticos Múltiplos).

O grau de monocromaticidade da radiação que é emitida ou absorvida por uma fonte óptica depende do grau de definição dos níveis de energia correspondentes. Lasers semicondutores apresentam bandas de energia onde os níveis não são muito bem definidos e a curva de ganho é assimétrica ao redor do valor máximo que, combinadas à natureza da cavidade óptica, levam a uma determinada faixa de comprimentos de onda possíveis de oscilar, aumentando com isso a largura de linha desses lasers [49-52]. Lasers a gás, ao contrário, apresentam níveis de energia discretos e muito bem definidos, apresentando maior pureza espectral, e são portanto lasers de elevada coerência [5,50]. Com o que foi exposto, pode-se referir o termo *coerente* designado a essas fontes ópticas em questão como sendo lasers que apresentam elevada pureza espectral<sup>1</sup>, necessárias em sistemas de comunicações ópticas de 5ª geração [6,7].

A Figura 2.1 mostra o esquema de um sistema de comunicações coerentes por fibras ópticas onde são utilizadas cavidades externas sintonizáveis e estáveis tanto no transmissor quanto no oscilador local [16].

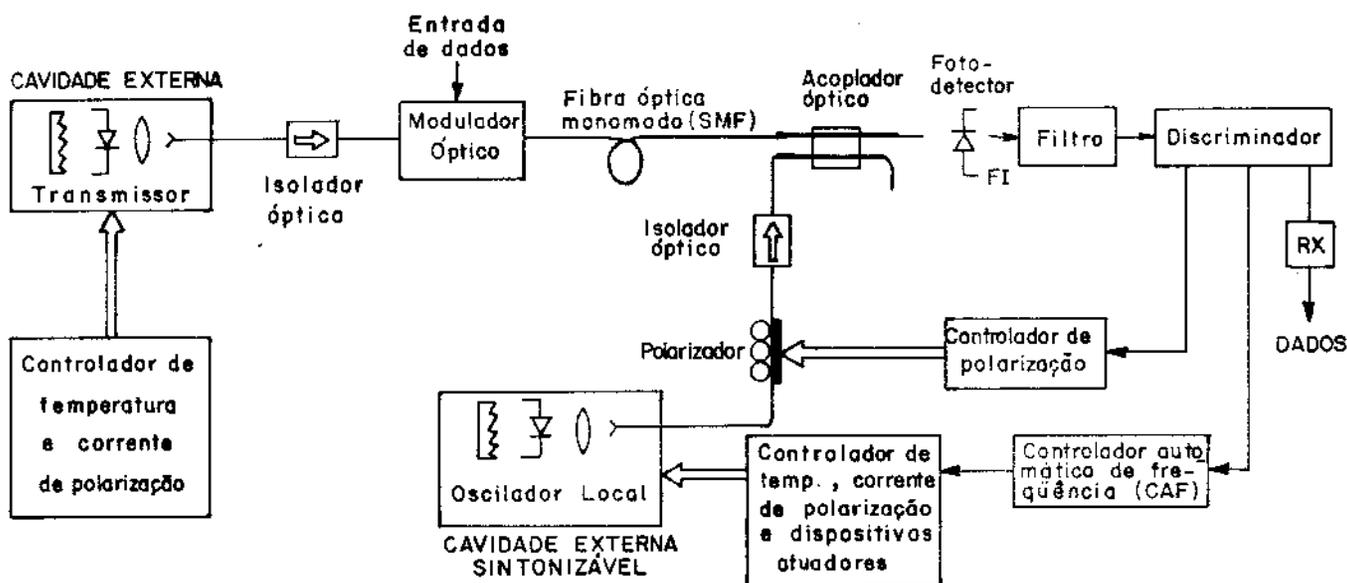


Fig. 2.1 - Esquema de um sistema de comunicação coerente por fibras ópticas

Nesse sistema, a portadora óptica de elevada estabilidade e largura de linha estreita é gerada por uma cavidade externa que serve como transmissor óptico. Esse sinal óptico é acoplado à uma fibra óptica monomodo (SMF) que é isolado do resto do sistema através de um isolador óptico. Essas fontes são normalmente operadas em regime contínuo (cw), com a modulação feita externamente através de moduladores eletro-ópticos de Niobato de Lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ), por exemplo [20]. Essa portadora sofre uma modulação de fase, amplitude ou frequência através de sinais de dados de informação que atuam sobre o modulador eletro-óptico. O sinal, após ser modulado, percorre vários quilômetros de fibra óptica, chegando finalmente ao receptor óptico. No receptor, o sinal que chega é misturado com o sinal de um oscilador local, também uma cavidade externa sintonizável, através do batimento em frequência que ocorre no acoplador óptico. Com esse batimento, o sinal óptico é transladado para o sinal de frequência intermediária elétrica (FI), sendo detectado por um fotodetector em um dos braços do acoplador óptico. O sinal é então

1 Elevada coerência temporal e espacial.

amplificado e filtrado. Um filtro passa-faixa seleciona a informação em banda base que é em seguida demodulada para conseguir-se finalmente, após o processamento digital do sinal, a informação de origem. Uma amostra do sinal serve como referência para prover o controle automático de frequência (CAF) do oscilador local<sup>1</sup>. Ambas as cavidades externas situadas no transmissor e receptor tem sua corrente e temperatura controladas.

## 2.4 Considerações Importantes

As considerações importantes que devem ser mencionadas para transmissores ópticos em sistemas coerentes são [15]:

- Ruído de fase;
- Estabilização em frequência a longo termo;
- Isolação.

O ruído de fase do laser aumenta a largura de linha do transmissor, tornando-o inadequado para uso em sistemas de detecção coerente. A estabilidade em frequência a longo termo do transmissor possibilita um perfeito batimento óptico do sinal que chega com o sinal do oscilador local, permitindo, com isso, extrair uma frequência intermediária (FI) estável ao longo do tempo<sup>2</sup>. Sistemas usando esquemas de modulação OPSK ou OFSK geralmente necessitam isoladores ópticos para prevenir reflexões espúrias provenientes de componentes ópticos (controladores de polarização, moduladores) e retroespalhamento Rayleigh da fibra óptica [53,54].

O oscilador local a laser semiconductor, situado no receptor óptico, tem as atribuições de selecionar os canais transmitidos em sistemas FDM, sintonizando e grampeando a frequência intermediária (FI) correspondente ao canal recebido. Além das considerações já mencionadas anteriormente para o transmissor óptico, deve-se ter também:

- Potência óptica de saída ( $P_0$ );
- Ruído de excesso de intensidade (RIN).

A potência óptica de saída do oscilador local tem que ser otimizada de maneira tal que forneça potência elevada suficiente para fazer o batimento óptico com o sinal fraco que chega ao receptor (dando com isso, um ganho adicional sobre o ruído) e, ao mesmo tempo, levando em consideração o valor aceitável do ruído de excesso de intensidade (RIN). Fenômenos ópticos não-lineares de espalhamento estimulado Raman e Brillouin impõem limitações na densidade espectral de potência de luz pura que pode ser transmitida através da fibra óptica, pelas fontes e osciladores locais sem sofrer perdas adicionais [16]. Cotter (1983) e Stolen (1980) mostraram que as limitações de potência óptica para que ocorram os fenômenos de espalhamento estimulado de Brillouin e Raman numa fibra óptica monomodo em 1300 nm são 5 mW e 500 mW, respectivamente. Esses fenômenos são importantes em sistemas coerentes por causa das potências de pico monomodo que são conseguidas em LEC Lasers, podendo atingir o limiar de potência onde esses mecanismos não-lineares são consideráveis [33,55,56]. Para sistemas ópticos

---

1 Conforme será visto no item 2.10.

2 Conforme será visto no item 2.9.

de detecção direta esses efeitos não-lineares não são levados em consideração devido à larga faixa espectral dos lasers semicondutores convencionais utilizados [16]. Num sistema coerente FDM multi-canal com enlace maior que 100 km, separação de 10 GHz entre canais e operação em 1300 nm, até 4 canais podem ser transmitidos<sup>1</sup> pela fibra. A potência óptica injetada pela fonte coerente é limitada pelo espalhamento estimulado de Brillouin (SBS) em 3 a 4 dBm. O limite para enlaces menores que 10 km aumenta para 8 a 9 dBm [57]

## 2.5 Teorias e Modelos

Diversas teorias e modelos têm sido propostas recentemente para analisar o comportamento do laser semiconductor influenciado por realimentação óptica [58-61].

Uma das maiores causas de degradação do desempenho experimental na recepção de sinais em sistemas coerentes tem sido o ruído de fase e frequência do laser semiconductor, um fenômeno que é conhecido particularmente para este tipo de laser [11,62]. Cria-se com isso, um erro estatístico na fase entre o sinal recebido e sinal do oscilador local (OL) [63]. Lasers semicondutores convencionais com realimentação óptica externa são, presentemente, os candidatos preferidos para aplicações em sistemas coerentes. Faz-se então necessária a compreensão das propriedades sobre o ruído, sua origem e seus efeitos para este tipo de laser, nos vários esquemas de modulação/demodulação dos sistemas coerentes<sup>2</sup> [45]. As flutuações em amplitude (ruído AM) são mantidas pequenas devido à saturação do ganho em relação às flutuações de fase [64].

Neste item aborda-se teorias e modelos de cavidades externas longas. Apresentar-se-á inicialmente a análise feita por Sato e Ohya [61] sobre a teoria da largura de linha para laser semiconductor solitário e com cavidade externa. Em seguida, tenta-se ater à análise teórica apresentada por A. A. Leal e colaboradores [58,59]. Esta análise é válida quando o dispositivo está submetido à realimentação óptica forte proveniente de elementos passivos, lineares e seletivos em frequência, particularizada para o caso de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot em uma cavidade externa sintonizável por grade de difração. As expressões apresentadas nessa última parte são utilizadas, juntamente com os dados experimentais obtidos no decorrer dos capítulos, para se prever, através de um programa computacional, a influência da realimentação óptica sobre o comportamento dos modos estacionários da cavidade.

### 2.5.1 Teoria da Largura de Linha para Laser Semiconductor Solitário

A largura de linha espectral de lasers semicondutores solitários ( $\Delta\nu_0$ ), de origem quântica, é assumida como sendo resultado da flutuação de fase do campo do laser semiconductor, induzida por dois processos independentes [61]:

- i)  $\Delta\nu_\phi$ , largura de linha devido à troca de fase causada diretamente por cada evento de emissão espontânea (flutuações na polarização do meio ativo);

1 Que está dentro do previsto para o sistema a ser desenvolvido no LCO.

2 Ver item 2.6.

ii)  $\Delta\nu_N$ , largura de linha devido à troca da frequência de ressonância da cavidade que é devido à alteração do índice de refração causado pela flutuação da densidade de portadores (flutuações do número de elétrons); onde:

$$\Delta\nu_\Phi = \frac{R_{sp}}{4\pi S_0} \quad (2.1)$$

e

$$\Delta\nu_N = \alpha^2 \frac{R_{sp}}{4\pi S_0} \quad (2.2)$$

onde,

$R_{sp}$  - taxa de emissão espontânea do modo laser;

$S_0$  - Intensidade média do campo elétrico, que coincide com o número médio de fótons no modo de oscilação do dispositivo

$\alpha$  - fator de alargamento de  $\Delta\nu_0$  (representa o acoplamento entre as flutuações de amplitude (variações do ganho) e da fase do campo elétrico dentro do laser semiconductor).

O parâmetro  $\alpha$ , também chamado fator de Henry, é igual a zero para os lasers a gás [11,58,65]. Esse fator é estimado como sendo igual a 6,8 para o laser de 1300 nm DCPBH usado nas montagens experimentais desta tese [49].

Portanto, a largura de linha natural de um laser semiconductor solitário, o qual apresenta na maioria dos casos um espectro de potências Lorentziano [66] é mostrada na Figura 2.2, e dada por:

$$\Delta\nu_0 = \Delta\nu_\Phi + \Delta\nu_N = \frac{R_{sp}}{4\pi S_0} + \alpha^2 \frac{R_{sp}}{4\pi S_0} = \frac{R_{sp}}{4\pi S_0} (1 + \alpha^2) \quad (2.3)$$

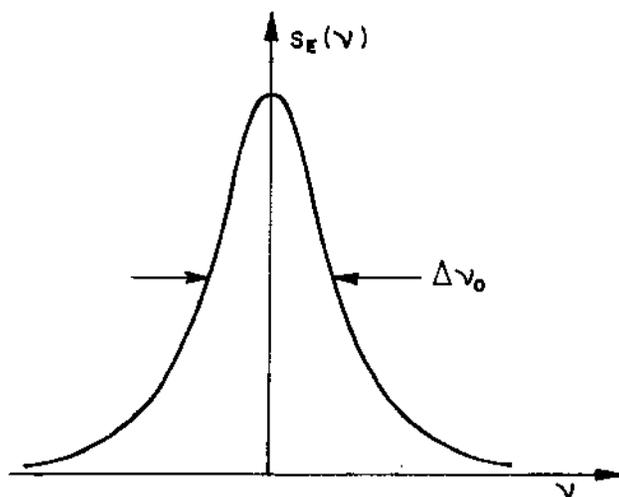


Fig. 2.2 - Espectro óptico de potência Lorentziano de um laser semiconductor.

Os efeitos de flutuações em temperatura e corrente de polarização do laser semiconductor podem também ocasionar ruído FM nas baixas frequências (< 1 MHz), conforme será discutido no item 3.4 do Capítulo 3.

$\Delta\nu_0$  por sua vez, depende inversamente da potência óptica de saída<sup>1</sup> e do fator de qualidade Q, do ressonador do laser [21,67].

### 2.5.2 Teoria da Largura de Linha Espectral do Laser Semiconductor por Montagem em Cavidade Externa (Redução de $\Delta\nu_0$ por Realimentação Óptica)

As cavidades externas longas (LEC Lasers) são baseadas no fato de que as propriedades do laser semiconductor podem ser significativamente alteradas através de uma onda refletida externamente que realimenta o diodo, exercendo forte influência sobre elas. As propriedades que são influenciadas são as estáticas (intensidade, fase, eficiência quântica, corrente limiar) e dinâmicas (ruído, largura de linha espectral, estabilidade e oscilações de relaxação) [58,68]. Além disso, com a inserção da cavidade externa, há uma elevação do fator de qualidade Q da cavidade em relação à cavidade do laser semiconductor solitário, com o aumento do tempo de vida do fóton dentro da cavidade em relação ao valor considerado para o laser solitário [21,58,69], reduzindo as perdas internas normalizadas e as perdas nos espelhos.

A mudança de fase do campo do laser  $\Phi(t)$ , ou ruído de fase, consiste de dois termos:

- i)  $\Delta\Omega$ , que é flutuação na frequência de ressonância da cavidade;
- ii)  $F_\Phi(t)$ , que é a força de Langevin representando o efeito de emissão espontânea.

Logo,

$$\Phi(t) = \Delta\Omega + F_\Phi(t) \quad (2.4)$$

Segundo Sato e Ohya [61] tem-se novamente que a largura de linha devido às flutuações na frequência de ressonância da cavidade ( $\Delta\Omega$ ) pode ser expressa por:

$$\Delta\nu_N = \alpha^2 \beta^2 \frac{R_{sp}}{4\pi S_0} \quad (2.5)$$

onde  $\beta$  é a razão entre a flutuação da frequência de ressonância da cavidade externa e a flutuação da frequência de ressonância da cavidade do laser solitário.

A força de Langevin ( $F_\Phi(t)$ ), ao contrário de  $\Delta\Omega$ , não depende da condição de fase da cavidade e sim da fase do fóton emitido espontaneamente [58], como também do número de fótons acoplados coerentemente com os fótons da cavidade do laser semiconductor solitário ( $S_1$ ), produzindo, com isso, um campo óptico coerente que é independente da configuração da cavidade. Logo, a largura de linha  $\Delta\nu_\Phi$  devido à força de Langevin ( $F_\Phi(t)$ ) com o efeito do acoplamento da cavidade externa, é dada por:

<sup>1</sup> Fórmula de Schalow-Townes modificada por Henry e válida acima da corrente de limiar ( $I > I_{th}$ ).

$$\Delta v_{\Phi}' = \frac{R_{sp}}{4\pi(S_0 + S_1)} \quad (2.6)$$

Portanto, a largura de linha espectral resultante do laser semiconductor com uso de cavidade externa ( $\Delta v_{LEC}$ )<sup>1</sup>, ainda possui comportamento Lorentziano e pode ser expressa por :

$$\Delta v_{LEC} = \Delta v_N' + \Delta v_{\Phi}' = \alpha^2 \beta^2 \frac{R_{sp}}{4\pi S_0} + \frac{R_{sp}}{4\pi(S_0 + S_1)} \quad (2.7)$$

$$= \frac{R_{sp}}{4\pi} \left[ \frac{\alpha^2 \beta^2}{S_0} + \frac{1}{S_0 + S_1} \right] \quad (2.8)$$

A partir das expressões (2.3) e (2.8), pode-se definir o fator de redução da largura de linha (F) com a inserção da cavidade, como sendo:

$$F = \frac{\Delta v_{LEC}}{\Delta v_0} = \frac{\alpha^2 \beta^2 (2S_0 + S_1)}{(1 + \alpha^2) (S_0 + S_1)} \quad (2.9)$$

No Capítulo 5 será feita uma estimativa prévia do valor de F para os dados obtidos da fonte coerente operando em 1300 nm.

Para grandes comprimentos da cavidade ( $L_{cav}$ ), o fator F decresce com  $L_{cav}^{-1}$  desde que  $\Delta v_{\Phi}$  se torne dominante; caso contrário, para cavidades curtas,  $\Delta v_N$  será dominante e o fator de redução (F) será proporcional a  $L_{cav}^{-2}$  [61]. Kuo e Zio [16] têm observado essa dependência do fator F com  $L_{cav}^{-2}$  na redução da largura de linha em LEC Lasers com  $L_{cav} < 7$  cm (cavidade curta). O limite prático para o comprimento de cavidades longas é regido por fenômenos relacionados com distúrbios acústicos [70].

Em resumo, o efeito global da inserção de uma cavidade externa acoplada a um laser semiconductor, de acordo com a expressão (2.8), é:

1. Modificar a geometria da cavidade do laser semiconductor solitário, aumentando o volume total de energia armazenada por unidade de volume (tal como aumentar a refletividade no espelho externo), maximizando o número de fótons acoplados coerentemente à cavidade ( $S_1$ ), com conseqüente aumento da potência óptica de saída ( $P_0$ );
2. Minimizar o fator de emissão espontânea,  $R_{sp}$ , injetando mais fótons na cavidade;
3. Minimizar o efeito global do parâmetro  $\alpha$ , melhorando com isso, o acoplamento entre a amplitude e a fase do campo elétrico dentro do laser. Quanto maior o valor de  $\alpha$ , maior será o efeito do fator de redução com a cavidade, conforme é observado na expressão (2.9).

1 O valor de  $\Delta v_{LEC}$  é medido em FWHM ("Full-Width at Half Maximum").

### 2.5.3 Modelo de um Laser Semicondutor Submetido à Realimentação Óptica Proveniente de uma Cavidade Externa com Grade de Difração

Apresenta-se a seguir, o modelo resumido da análise de um laser semicondutor do tipo Fabry - Perot acoplado a uma cavidade externa longa (LEC Laser) sintonizável por grade de difração, baseando-se na nomenclatura dos trabalhos de A. A. Leal, R. G. Farias e E. Conforti [58,59]. Esse modelo leva em consideração as múltiplas reflexões provenientes da cavidade externa.

As propriedades estáticas e dinâmicas do laser semicondutor, submetido à realimentação óptica proveniente de elementos passivos e lineares, são derivadas a partir das refletividades efetivas nas faces, à direita e à esquerda do laser, a partir de um plano de referência adequadamente escolhido.

A Figura 2.3 mostra a configuração geral de um laser semicondutor submetido à realimentação óptica através da grade de difração<sup>1</sup>.

Assume-se que o laser oscila em um único modo transversal, desprezando-se o efeito de distribuição espacial dos portadores. Adota-se um plano de referência situado sobre a face do laser voltada para a grade de difração em  $z=0$ . Neste plano tem-se  $r_R(\omega)$  e  $r_L(\omega, N)$  como sendo as refletividades efetivas para as ondas propagantes à direita e à esquerda do plano de referência adotado ( $z = 0^-$ ), respectivamente. As refletividades  $r_1$ ,  $r_2$  e  $r_3(\omega)$ , são os coeficientes de reflexão dos campos nas faces de saída da potência óptica ( $P_o$ ) liberada pela cavidade externa ( $z=-l_d$ ), da face do laser voltada para a grade ( $z=0$ ) e da grade de difração situada a uma distância  $z = L_{cav}$  dessa face.

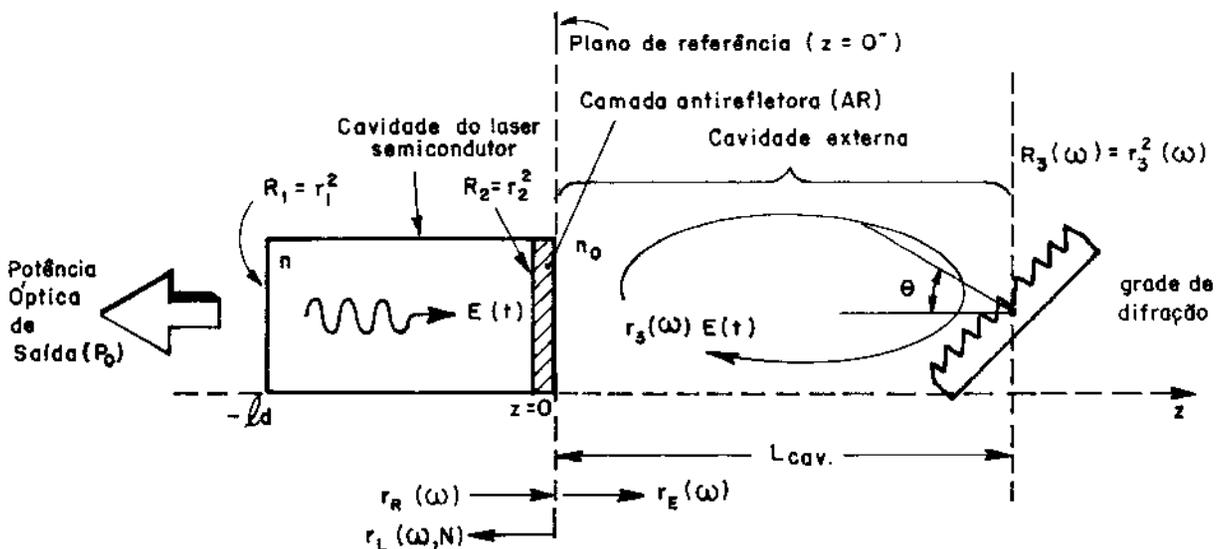


Fig. 2.3 - Modelo de um laser semicondutor submetido à realimentação óptica proveniente de uma grade de difração.

<sup>1</sup> O item 2.10 aborda a operação dessa cavidade externa.

A refletividade à esquerda do plano de referência contém, exclusivamente, informações sobre o meio ativo do laser semiconductor, podendo ser expressa por:

$$r_L(\omega, N) = r_1 \exp[-j2k(\omega, N)l_d] \quad (2.10)$$

onde  $N$  é a densidade de portadores e  $k(\omega, N)$  é o vetor de onda do meio ativo, expressa em sua forma complexa em função da frequência angular  $\omega$ , de modo a incluir os efeitos do ganho modal e das perdas de absorção<sup>1</sup> ( $\alpha_i$ ) no interior do diodo.

Por sua vez, a refletividade efetiva direita,  $r_R(\omega)$ , depende tão somente da frequência de oscilação,  $\omega$ , traduzindo simultaneamente o efeito da cavidade externa e do espelho  $r_2$ , incorporando ainda a influência da camada antirefletora (AR)<sup>2</sup>. Essa refletividade é dada por:

$$r_R(\omega) = \frac{r_2 + r_3(\omega) e^{-j\omega\tau_{cav}}}{1 + r_2 r_3(\omega) e^{-j\omega\tau_{cav}}} \quad (2.11)$$

onde  $r_R(\omega)$  é a refletividade efetiva no plano  $z=0$ , conforme é observado na Figura 2.3, e  $\tau_{cav}$  é o tempo de uma volta completa do feixe dentro da cavidade externa<sup>3</sup>, dado por:

$$\tau_{cav} = \frac{2 n_0 L_{cav}}{c} \quad (2.12)$$

No caso da cavidade ser preenchida por ar,  $n_0 = 1$ .

A refletividade efetiva traduz o efeito global da cavidade externa, consistindo de funções complicadas que envolvem: a qualidade óptica do sistema externo, propriedades dispersivas em torno da frequência central de resposta da grade ( $\omega_c$ ) e o acoplamento entre os elementos da cavidade externa (grade, etalon, objetiva de colimação) com o laser semiconductor.

Admitindo-se que a grade de difração tenha como resposta em frequência uma distribuição gaussiana, cuja média temporal pode ser ajustada controlando-se o ângulo  $\theta$  entre a grade e o eixo de propagação  $z$ , a refletividade da grade pode ser expressa por:

$$r_3(\omega) = r_0 \exp\left\{-\left[\frac{\pi}{2\omega_c} N_{ef}(\omega - \omega_c)\right]^2\right\} \quad (2.13)$$

onde  $r_0$  é uma constante,  $N_{ef}$  é o número efetivo de linhas da grade que são iluminadas pelo feixe do laser e  $\omega_c$  é a frequência angular central da grade, dada por:

$$\omega_c = \frac{\pi c}{a \sin \theta} \quad (2.14)$$

sendo que  $a$  é o período espacial da grade,  $\theta$  é o ângulo entre a direção de propagação do feixe (eixo  $z$ ) e a direção normal à grade, e  $c$  é a velocidade da luz.

1 Nesse coeficiente de absorção intrínseco do laser semiconductor já estão incluídas as perdas devidas à deposição da camada antirefletora (AR).

2 O item 3.5.5 do Capítulo 3 faz algumas considerações sobre esse tipo de camada.

3 Round-trip time.

Supõe-se nesse modelo que a grade de difração esteja sintonizada em torno da frequência central correspondente ao pico da curva de ganho do laser semiconductor ( $\omega_0$ ). Será visto nos Capítulos 3 e 5 que esta suposição está coerente com a grade e o laser utilizados na principal montagem.

A condição de oscilação para os modos estacionários da cavidade externa é dada por:

$$r_R(\omega_S) \cdot r_L(\omega_S, N_S) = 1 \quad (2.15)$$

A equação (2.15) pode ser dividida em suas partes real e imaginária. Com isso, tem-se que as condições de oscilação dos modos do laser na cavidade externa, têm que satisfazer a *condição de ganho*:

$$\ln |r_R(\omega)| + \ln |r_L(\omega, N)| = 0 \quad (2.16)$$

e a *condição de fase*:

$$h(\omega) = -\text{Arg} \{r_R(\omega)\} - \text{Arg} \{r_L(\omega, N)\} = 2\pi p \quad (2.17)$$

onde  $p$  é a ordem do modo longitudinal da cavidade.

Fazendo-se as linearizações necessárias em torno do pico da curva de ganho do laser, obtém-se as expressões simplificadas para as equações (2.16) e (2.17), para a *densidade de portadores*:

$$N(\omega) - N_0 = \frac{2f_D}{v_g \cdot \partial g / \partial N} \left[ \ln r_2 - \ln |r_R(\omega)| \right] \quad (2.18)$$

com  $f_D$  sendo a separação em frequência entre os modos longitudinais da cavidade do diodo,  $v_g$  a velocidade de grupo ( $v_g = c/n_g$ ), onde  $n_g$  é o índice de refração de grupo do meio ativo do dispositivo e  $\partial g / \partial N$  o coeficiente de ganho do laser.

Para a *função de fase* temos:

$$h(\omega) = h_0 + \frac{\omega}{f_D} + \alpha \ln |r_R(\omega)| - \text{Arg} \{r_R(\omega)\} \quad (2.19)$$

onde  $h_0$  é o parâmetro de sintonia, expresso por:

$$h_0 = 2\pi p + \alpha \ln r_1 - \frac{\omega_0}{f_D} \quad (2.20)$$

Nos capítulos subseqüentes, procurar-se-á obter os valores experimentais para a resolução numérica das equações (2.18) e (2.19) que estabelecem as condições de ganho e fase, respectivamente, para os modos estacionários que irão oscilar na cavidade externa. Esses resultados são obtidos através de programa computacional e são apresentados no Capítulo 6.

## 2.6 Limites Teóricos e Experimentais para Largura de Linha Espectral de Fontes Ópticas $\Delta\nu$ para Sistemas Coerentes

A largura de linha do laser é um parâmetro importante no desenvolvimento de sistemas coerentes multi-canais, a qual pode aumentar significativamente o "crosstalk" e alargar o espaçamento entre canais transmitidos [32,34]. Na prática, a restrição da largura de linha espectral para fontes coerentes é imposta pela taxa de bits e os esquemas de modulação e demodulação utilizados [10]. Larguras de linhas típicas de dezenas de kHz a MHz são necessárias para taxa de dados na faixa de centenas de MHz. Para sistemas OPSK, por exemplo, à taxa de 565 Mbit/s, necessita-se de  $\Delta\nu$  por volta de 1 MHz, consideravelmente pior que o limite teórico imposto pela banda passante do receptor. As larguras de linha necessárias para os esquemas de modulação e demodulação de sistemas ópticos são dadas a seguir<sup>1</sup> [21].

Modulação	Demodulação	$\Delta\nu/R_b$ (taxa de bits)
OASK OFSK (grande desvio em freqüência)	Heteródina com detecção por envelope ou raiz quadrada (não síncrona)	10 % - 50 %
ODPSK	Heteródina com demodulação por atraso	0,3 % - 0,5 %
OPSK	Heteródino Homódino	0,1 % - 0,5 % 0,05 % - 0,1 %

Tabela 1 - Larguras de linha para fontes coerentes em função do esquema de modulação/demodulação empregado

A largura de linha espectral ( $\Delta\nu_{FI}$ ) resultante do processo de mistura da fonte laser e do oscilador local deve ser pequena o suficiente quando comparável à taxa de modulação, no sentido de adequar um desempenho satisfatório ao sistema. A Figura 2.4 ilustra o que foi esquematizado na Tabela 1 [33]. Taxas de dados maiores que 1 Gbit/s podem ser conseguidas com  $\Delta\nu_{FI} < 40 \text{ MHz}^2$ , uma faixa que é atualmente conseguida com um par selecionado de lasers DFB.

Sistemas heteródinos com modulação OFSK e receptor com detecção por envelope (não coerente), onde a informação não está contida na fase do sinal<sup>3</sup>, são mais fáceis de serem implementados, usando a demodulação eletrônica não-síncrona. São sistemas atrativos do ponto de vista que se pode usar uma largura de linha espectral mais tolerável ao ruído de fase e receptores de desempenho simples [71,72]. O ruído de fase que é tolerável para os sistemas coerentes OASK e OFSK pode ser compensado com o incremento da freqüência de FI do sistema. Contudo, o aumento da FI compromete e limita o uso de filtros eletrônicos no receptor, devendo portanto, existir um compromisso entre esses fatores [44]. A detecção óptica homódina com modulação OPSK, oferece o melhor desempenho, mas é a que requer maior pureza espectral e estabilidade das fontes ópticas. Para taxas de 140 Mbit/s um valor de  $\Delta\nu$  menor que 100 kHz ( $\approx 10^{-6} \text{ nm}$ ) é necessário [4,62,63,66,73].

1 Para a penalidade de 1 dB na sensibilidade do receptor.  
 2 Para detecção heteródina não síncrona.  
 3 Detecta-se apenas a potência em cada parte da freqüência.

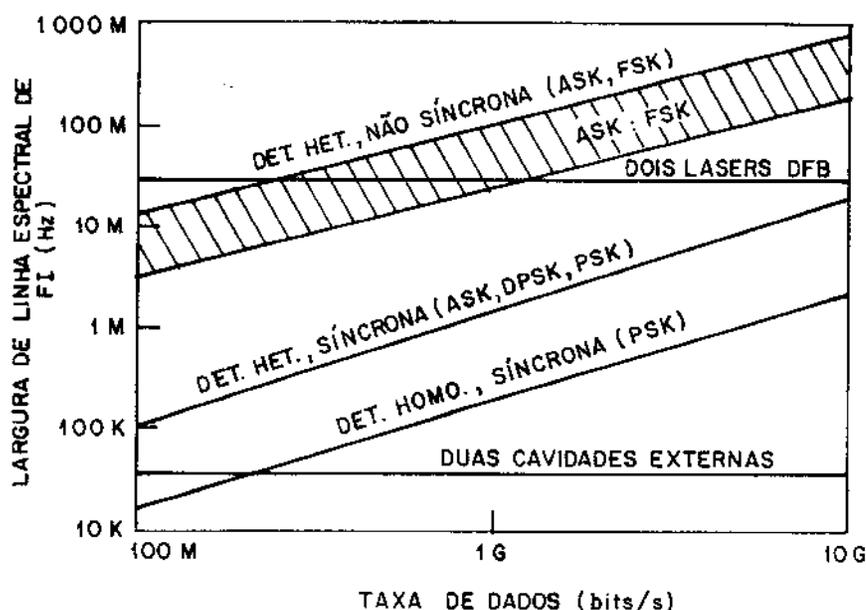


Fig. 2.4 - Largura de linha espectral de FI requerida para sistemas de detecção coerente ( $BER = 10^{-9}$ ).

No desenvolvimento do protótipo do enlace coerente a ser desenvolvido no LCO-Unicamp, pretende-se começar com uma taxa de transmissão de 140 Mbit/s, aumentando gradualmente a complexidade do sistema, passando por um sistema de 560 Mbit/s e, finalmente, tentar-se-á incorporar um multiplex por divisão em frequência (FDM) de 4 canais [9].

Para o sistema a ser montado no LCO, é necessário um desvio largo em frequência e um filtro de FI de faixa larga. A largura espectral de banda do filtro de FI deve ser cerca de 10 vezes maior que a largura de linha de FI da fonte coerente para se ter uma taxa de erro menor que  $10^{-12}$ . No caso de uma fonte com  $\Delta\nu = 30$  MHz, a largura de banda do filtro de FI deve ser de 300 MHz, a qual é facilmente conseguida com amplificadores de banda larga [74]. Um sistema coerente OFSK com taxa de dados de 400 Mbit/s usando deslocamento em frequência entre "0" e "1" de 200 MHz, necessita de  $\Delta\nu = 50$  kHz [75]. Se as duas portadoras são separadas por  $mR_b$ , onde  $m \approx 1-3$ , o valor de  $\Delta\nu$  que exceder  $mR_b/2$  causará erro de recepção do sinal. Como no sistema a ser desenvolvido inicialmente no LCO prevê-se um deslocamento de 300 MHz ( $mR_b$ ) entre duas portadoras ópticas moduladas em OFSK, tem-se que o valor de  $m = 2,14$  para  $R_b = 140$  Mbit/s e que a fonte coerente a ser usada nesse sistema necessita ter como limite superior, para não ocorrer erro na detecção, o valor de  $\Delta\nu \leq 150$  MHz [67].

Como exemplo, é escolhida a seguir a taxa de transmissão de 140 Mbit/s com as larguras de linha e as fontes que satisfazem as necessidades impostas pelos esquemas de detecção (ver tabela 2).

Esquema de detecção	$\Delta\nu$	Fonte óptica escolhida
DET - HET - OASK e OFSK	14 - 70 MHz	LD DFB
DET - HET - ODPSK	420 - 700 kHz	LEC Laser DFB/DBR (futuro)
DET - HOMO - OPSK	42 - 140 kHz	LEC Laser

Tabela 2 - Fontes ópticas disponíveis em função dos esquemas de detecção utilizados.

Dadas essas imposições pela transmissão coerente, resta saber quais fontes ópticas que mais se adequam a taxa de transmissão requerida. Existe um grande número de opções, mas as principais são mostradas na Tabela 3 [22,76]. Para efeito de comparação com a Tabela 3, tem-se que osciladores de microondas, que são largamente usados em aplicações de rádio-enlaces, possuem o valor de  $\Delta\nu$  na ordem de 1 Hz! [45]

A Tabela 4 fornece as larguras de linhas correspondentes especificamente a fontes operando em 1550 nm.

Dentre todas essas fontes, o LEC Laser é o mais adequado para uso em sistemas coerentes por apresentar menor  $\Delta\nu$ , maior faixa de sintonia, além do fácil controle dos parâmetros internos e externos do laser semiconductor.

Tipo de fonte	$\Delta\nu$
LED (1300 nm)	120 GHz
LD multimodo	800 GHz
LD monomodo	30 - 50 MHz
LD DFB	10 - 100 MHz
LD DFB - DBR	1 - 5 MHz
LEC Laser (20 cm)	10 kHz
Laser de He-Ne	alguns kHz
Laser de Nd : YAG (1300 nm)	> 49 Hz
Laser de CO <sub>2</sub>	10 - 100 Hz

Tabela 3 - Tipos de fontes ópticas disponíveis.

Tipo de fonte	$\Delta\nu$
LD DFB	poucos MHz
LEC Laser	dezenas de kHz
Laser de He-Ne/Laser de Nd : YAG	poucos Hz

Tabela 4 - Fontes operando em 1550 nm

A seguir são resumidas as principais vantagens e desvantagens de sistemas ópticos que requerem largura de linha estreita.

Vantagens:

- Grande escolha de combinações de esquemas de modulação/demodulação;
- Aumento do desempenho geral do sistema.

Desvantagens:

- Requer alto grau de estabilidade de fase;

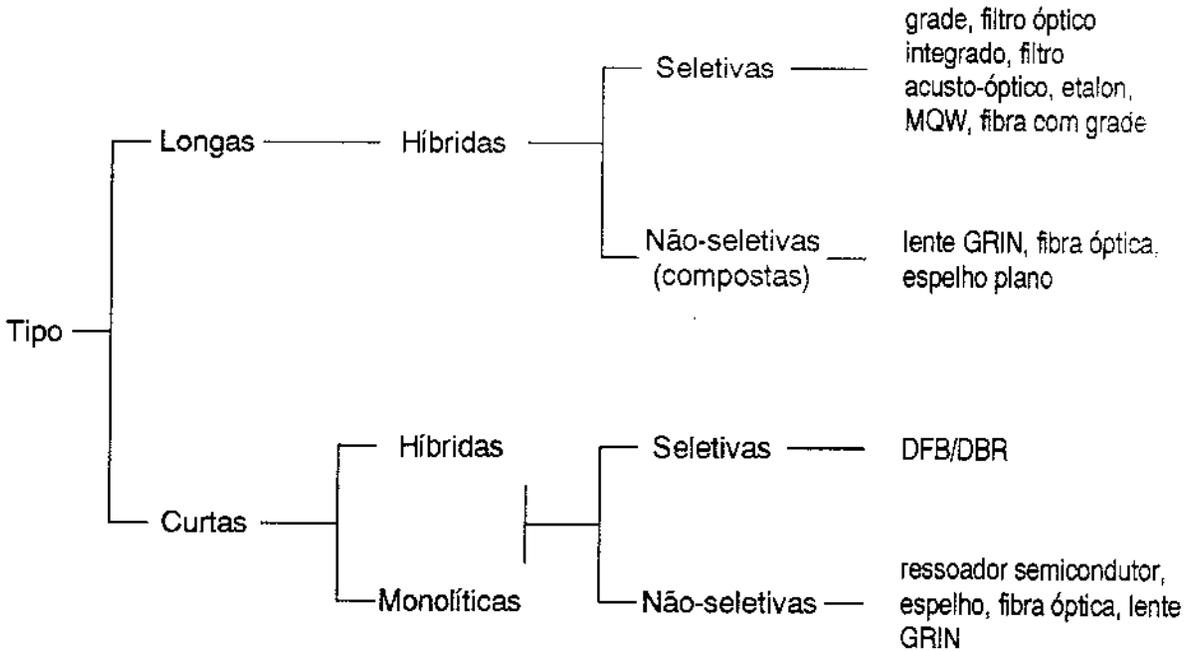
- Moduladores externos são usualmente necessários;
- Fontes ópticas complicadas.

## 2.7 Configurações Possíveis de LEC Lasers

Neste item serão apresentados os tipos mais usuais de LEC Lasers encontrados na literatura.

A principal atração de configurações com cavidades externas longas é a grande possibilidade de se ter controle sobre as propriedades do laser solitário, pois sabe-se que parâmetros tais como: espectro de frequência, corrente de limiar e potência óptica de saída são fortemente influenciados pela realimentação óptica [3,23,25]. Além disso, como já foi mencionado anteriormente, as cavidades externas longas com níveis de realimentação óptica forte, possuem a excelente propriedade de reter a elevada eficiência inerente ao laser de injeção, enquanto provê a purificação da largura de linha  $\Delta\nu_0$  do mesmo. Propicia-se com isso, um sinal espacialmente e espectralmente superior ao do laser solitário [77]. Entretanto, problemas de alinhamento óptico aliados à falta de rigidez mecânica suficientes para garantir a estabilidade em frequência do sistema alteram o nível de potência enviado pelo transmissor e oscilador local, dificultando sua operação para usos práticos [64,78].

Para se obter as características citadas acima, necessárias para que uma fonte óptica possa operar em sistemas coerentes, vários tipos de cavidades externas longas (LEC Lasers) tem sido desenvolvidos. A seguir é feita uma classificação geral dos tipos de cavidades externas possíveis:



A Figura 2.5 ilustra as possíveis combinações de lasers e ressoadores ópticos híbridos e longos que são mais típicos [79].

As fontes lasers coerentes podem ser classificadas em cavidades longas e curtas, as quais estão relacionadas com o tempo de atraso de uma volta completa do feixe dentro da cavidade, ou com o comprimento da cavidade ( $L_{cav}$ ).

As cavidades longas são configurações nas quais a frequência de espaçamento entre os modos da cavidade externa ( $\Delta f_{cav}$ ) é comparável com ou menor que a frequência de relaxação ( $f_r$ ) da densidade de portadores do laser solitário ( $\Delta f_{cav} \leq f_r$ ).

Para o caso particular da cavidade operando em 1300 nm, que será apresentada nos capítulos subseqüentes, tem-se que  $f_r \approx 2,2\text{GHz}$ , que é um valor típico para lasers de InGaAsP [58,72]. Como será visto mais adiante, a frequência de espaçamento entre os modos longitudinais da cavidade de 26 cm utilizada nas montagens é da ordem de 0,577 GHz ( $c/2L_{cav}$ ), e portanto,  $\Delta f_{cav} < f_r$ . No que concerne à modulação de sistemas coerentes, as cavidades longas sofrem restrições de caráter dinâmico, tornando-as inadequadas para transmissão de altas taxas de dados [58].

As cavidades curtas, denominadas de SEC Lasers<sup>1</sup>, são cavidades onde  $\Delta f_{cav}$  é muito maior que  $f_r$  ( $\Delta f_{cav} \gg f_r$ ). Essas cavidades fornecem operação monomodo simples. Entretanto, como a dependência do fator de redução da largura de linha do laser solitário é diretamente proporcional a  $L_{cav}^{-2}$ , é de se esperar que esse tipo de cavidade apresente larguras de linha maiores que as conseguidas com as cavidades longas [58,80]. Incluem-se tipicamente as cavidades com lente GRIN, fibra óptica e ressonador semiconductor como sendo SEC Lasers.

Com base no que foi exposto acima, estabelece-se o limite entre cavidades longas e curtas, particularizada para a montagem desta tese. Para isso é preciso igualar  $\Delta f_{cav}$  a  $f_r$ , obtendo-se:

$$L_{cav} = \frac{c}{2f_r} \quad (2.21)$$

onde o valor obtido da expressão (2.21) é de 6,8 cm, que é tido como sendo o valor de transição entre LEC e SEC Laser.

O comprimento da cavidade utilizada é cerca de 4 vezes o valor limite dado por (2.21), classificando-a como cavidade externa longa. De maneira geral, são denominadas LEC Lasers aquelas cavidades híbridas longas cujos comprimentos típicos vão de 1 à 50 cm [20,81].

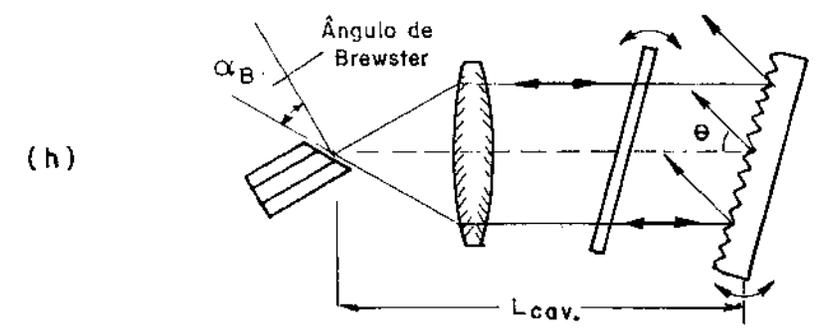
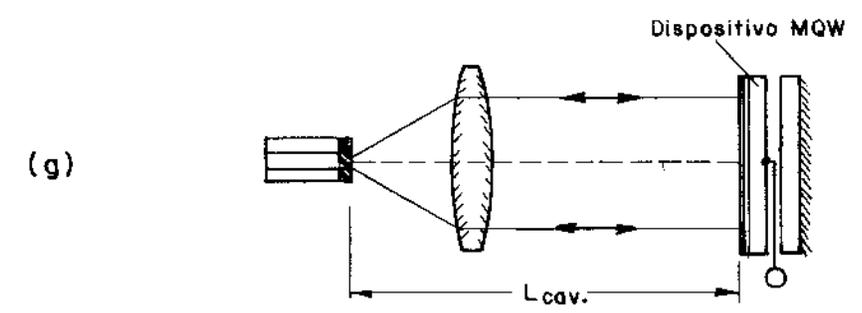
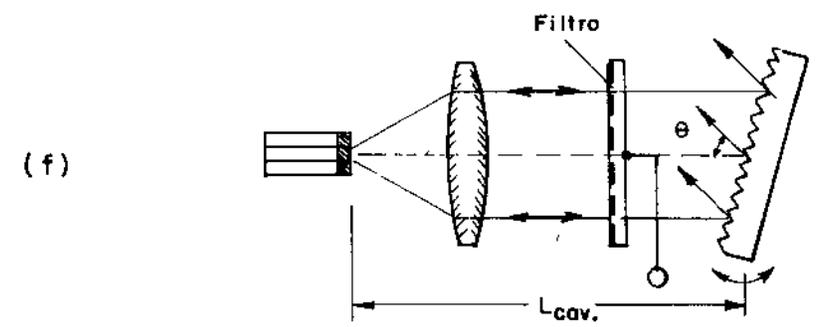
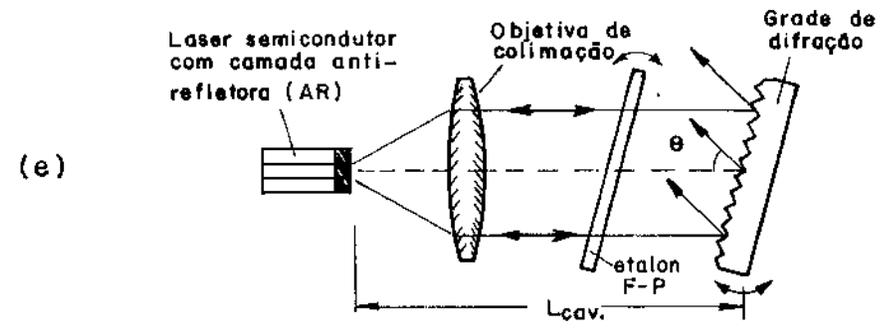
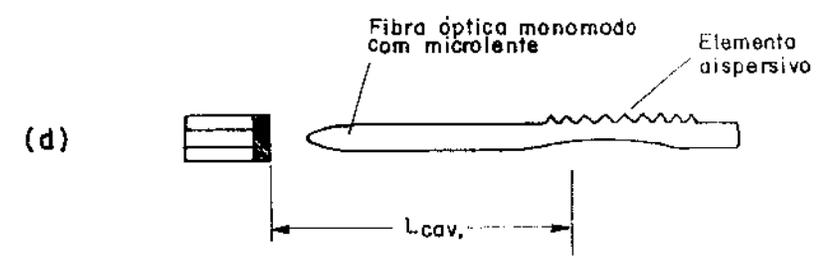
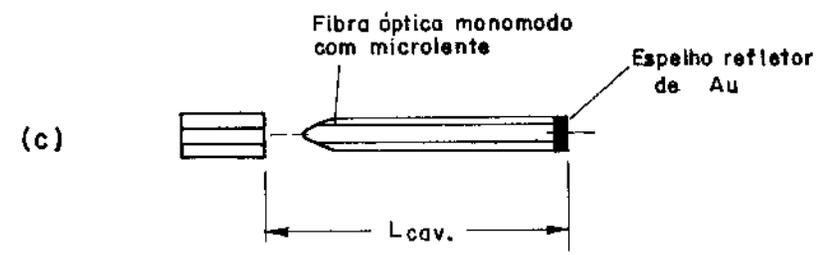
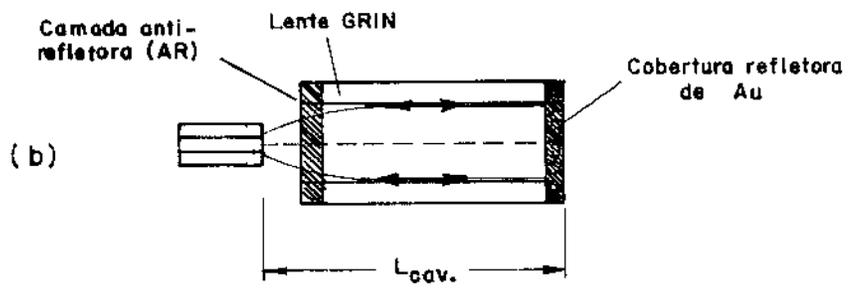
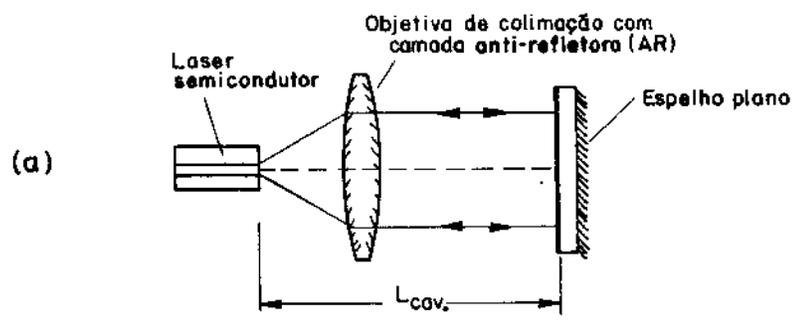
Na Figura 2.5, as configurações (a), (b) e (c) são consideradas cavidades compostas, enquanto a configuração (d) é uma cavidade seletiva, mas não sintonizável. As demais podem ser classificadas como sendo todas elas seletivas e sintonizáveis em frequência.

Configurações de LEC com espelho plano como elemento refletor externo, sem realimentação seletiva tem sido reportado na literatura, Fig. 2.5(a). Nesse caso, a sintonia é contínua dentro do espaçamento em frequência entre os modos longitudinais ( $\Delta f_{cav}$ ) da cavidade, com os modos alterando sua condição de fase com o deslocamento do espelho [20,82]. Contudo, os picos de ressonância são introduzidos nos espectros de ruído AM e FM nas baixas frequências [58].

---

1 Short External Cavity.

Fig. 2.5 - Configurações de cavidades externas longas do tipo híbrida.



Rongqing et al., [80] descrevem uma montagem com lente GRIN como ressonador dielétrico, Fig. 2.5(b), onde é depositada uma camada de ouro (Au) na sua extremidade, acoplado-a ao laser semiconductor.

Resultados experimentais mostram que lasers DFB acoplados a uma cavidade à fibra óptica de alta finesse, Fig. 2.5(c), apresentam características promissoras em termos de redução de  $\Delta\nu_0$ , baixo pico de ruído de ressonância e emissão lateral estável. Alguns centímetros de fibra óptica como cavidade, com uma camada de alta refletividade (Au) depositada na sua extremidade, provêem uma rejeição de modos muito alta. Todavia, a redução de  $\Delta\nu_0$  não é considerável. Dependendo do comprimento da fibra utilizada esses dispositivos podem ser chamados de LEC ou SEC Lasers. A camada refletora tanto pode ser depositada em uma única extremidade da fibra, quanto nas duas (formando um interferômetro de alta finesse).

O uso de ressoadores à fibra óptica incorporando elementos dispersivos (filtros seletivos) é mostrado na Figura 2.5(d). Sorin et al. [83] reportam o uso de uma grade sobre uma superfície polida de uma fibra óptica, interagindo com o campo evanescente da mesma. Reflexões de 88% provenientes da face refletora da fibra, com 3 a 4% de realimentação acoplada ao laser, são conseguidas. A sintonia é feita através do deslocamento mecânico da grade sobre a superfície da fibra. Com relação às cavidades (c) e (d), existe ainda a possibilidade de segmentação da fibra óptica em duas secções separadas de aproximadamente 10  $\mu\text{m}$ , com uma camada dielétrica de alta refletividade aplicada nas extremidades desse "gap". Com isso, constrói-se um etalon do tipo Fabry - Perot formando um interferômetro óptico intra-cavidade de finesse  $\approx 100$  e perdas de acoplamento de inserção típica de 2 dB.

Várias configurações usando filtros acusto-ópticos intra-cavidade ou filtro de Harris, Fig. 2.5(f), controlados eletronicamente, têm sido demonstradas [84-86]. Sem o uso de ajustes mecânicos, esses dispositivos são sintonizáveis mudando-se a frequência da fonte de RF, aplicada a um modulador acusto-óptico, o qual ajusta o acoplamento das fases entre os diferentes modos oscilantes na cavidade. Filtros ópticos passa-faixa integrados, baseados no substrato de  $\text{LiNbO}_3$ , Fig. 2.5(f), que funcionam como conversores de modos TE/TM acoplados à grade de difração, são também empregados. A sintonia pode ser feita com a mudança da tensão da fonte de RF [84-87]. O controle de frequência de um LEC Laser usando tais dispositivos só foi usado a partir de 1985 [10]. A configuração da Fig. 2.5(g) usa dispositivos de poços quânticos múltiplos (MQW) para sintonia eletrônica [88].

De todas as possibilidades anteriormente mencionadas, as cavidades integradas com estrutura monolítica, onde o elemento dispersivo é integrado ao laser, são os dispositivos que apresentam características bastante promissoras para aplicações em sistemas ópticos futuros [36,43,81,85,89]. Esse tipo de cavidade torna o receptor óptico compacto, dando estabilidade e confiabilidade ao sinal emitido. Com essas estruturas consegue-se imunidade a distúrbios mecânicos e térmicos, além de possibilitar um excelente acoplamento entre as secções integradas do dispositivo. Esses dispositivos estão ainda em fase de pesquisa, principalmente no Japão, e ainda não são disponíveis comercialmente, prometendo substituir os LEC Lasers híbridos usadas presentemente em sistemas coerentes [43].

Todavia, a faixa de sintonia possível usando cavidades externas com componentes ópticos híbridos é da ordem de 100.000 GHz, enquanto que as cavidades compactas conseguem aproximadamente 100 GHz [20].

As cavidades externas são também classificadas em cavidades de “dois espelhos” ou “três espelhos” [90]. Essa denominação provém do fato do laser semiconductor apresentar ou não uma camada antirefletora de excelente qualidade em uma de suas faces.

A cavidade de “dois espelhos” (cavidade formada entre o espelho de saída do laser e a grade de difração ou espelho plano), apresenta operação estável e elevada pureza espectral. Essa cavidade pode ser analisada como sendo uma única cavidade com uma camada antirefletora depositada na face do chip que fica voltada para o elemento refletor externo, destruindo as reflexões provenientes da cavidade do laser solitário.

A cavidade de “três espelhos” (cavidade do próprio laser mais a cavidade com espelho externo), é também chamada cavidade composta ou acoplada, onde a emissão ocorre quando os modos das duas cavidades são coincidentes. Alterando-se a posição do elemento sintonizador externo (por exemplo, o espelho plano), ocorre alteração da emissão do comprimento de onda ( $\lambda$ ) para outro modo de oscilação da cavidade. Essas cavidades têm sido descritas em um número considerável de publicações especializadas surgidas entre 1969 e 1972. A grande desvantagem dessas configurações é a baixa influência na corrente de limiar do laser e na faixa de potências que pode-se operar eficientemente, devido à pequena alteração do coeficiente de reflexão efetivo,  $r_E$ , pelo sistema [79,91].

Os dois tipos de cavidades classificadas anteriormente foram montadas nesta tese.

No Capítulo 4 será visto que a realimentação óptica proveniente dessas cavidades é dependente do tipo de configuração utilizada.

A Tabela 5 apresenta, de forma comparativa, dados de características e desempenho das principais fontes coerentes [92].

Configuração	Método de sintonia	Faixa de sintonia	Largura de linha ( $\Delta\nu$ )
Cavidade externa com grade	Mecânica	55 <sup>c</sup> nm	10 kHz
Cavidade externa com filtro eletro-óptico (EO)	Mecânica/eletrônica	7 <sup>d</sup> nm	60 kHz
Cavidade externa com filtro acusto-óptico (AO)	Mecânica/eletrônica	70 <sup>d</sup> nm	—
Cavidade externa com fibra óptica sintonizável	Mecânica	45 <sup>d</sup> nm	20GHz
LD DFB com duas seções	Eletrônica	2 <sup>c</sup> nm	20-1000 MHz
LD DFB com três seções	Eletrônica	4,4 <sup>c</sup> nm 10 <sup>qc</sup> nm	1,9 MHz < 100 MHz

c - contínuo; d - discreto; qc - quase-contínuo

Tabela 5 - Características comparativas e desempenho das principais configurações de fontes coerentes.

Outra possível técnica de redução da largura de linha ( $\Delta\nu_0$ ) do laser semiconductor que também vem sendo bastante investigada e que não se relaciona com montagens mecânicas de

cavidades, é o estreitamento de  $\Delta\nu_0$  através da realimentação elétrica negativa, derivada de um discriminador óptico. Contudo, essa técnica é ainda prematura devido à falta de tecnologia prática na área de dispositivos opto-eletrônicos [11,69,93,94].

O Apêndice I apresenta uma coletânea dos resultados, características de desempenho e configurações das principais montagens experimentais de fontes ópticas para sistemas coerentes.

## 2.8 Configuração Escolhida

É sabido que a realimentação óptica espúria proveniente, por exemplo, de um acoplamento imperfeito entre os componentes ópticos do sistema, pode atuar sobre a fonte no sentido de deteriorar suas características de ruído e estabilidade [95]. Visando-se evitar esses problemas é necessária a escolha de um determinado tipo de configuração de cavidade externa que propicie uma realimentação óptica adequada para os propósitos mencionados, ou seja, *seletividade e sintonizabilidade* em frequência em faixa larga. Devem ser evitadas cavidades que degradem o ruído e estabilidade, com realimentações que não sejam adequadas. Com isso, exigem-se configurações que possam apresentar larguras de linha da ordem de kHz de acordo com o tipo de esquema de modulação empregado para o propósito, conforme referido no item 2.6. Portanto, para pesquisa dos fenômenos físicos inerentes às fontes ópticas coerentes sintonizáveis sob realimentação óptica, foi escolhido, dentre todas as configurações possíveis apresentadas na Figura 2.5, a configuração de cavidade externa do tipo longa e de “dois espelhos” como melhor opção. Essa cavidade externa híbrida sintonizável por grade de difração é mostrada na Figura 2.5(e).

Configurações semelhantes à escolhida para esse trabalho têm sido reportadas por diversos autores, sendo a que apresenta maior seletividade e faixa de sintonia em frequência possível ao mesmo tempo, em relação a outras fontes coerentes. Waytt [81] obteve larguras de linha de aproximadamente 1 kHz e larga faixa de sintonia ( $\approx 135$  nm ou 16.000 GHz) com cavidades semelhantes às da Figura 2.5(e). Se desenvolvidas de forma confiável, fontes monomodo com largura de linha estreita, tais como as que já se encontram disponíveis comercialmente [90,96,97] serão fontes ideais para sistemas OPSK. A Figura 2.6 ilustra a foto da configuração da cavidade externa sintonizável operando em 1300 nm, escolhida para esse trabalho.

Além disso, essa escolha é baseada em desenvolvimentos experimentais em direção a fontes lasers que apresentaram excelente desempenho, culminando com a escolha por parte da British Telecom, na Inglaterra, de um LEC Laser híbrido, miniaturizado e sintonizável, como fonte escolhida dentre tantas outras para operar no primeiro enlace de campo de um sistema coerente [27,29,30]. Mellis et al. [29], demonstraram a melhoria da estabilidade mecânica usando LEC Lasers híbridos e miniaturizados, sugerindo o desenvolvimento de LECs compactos e estáveis, adequados para aplicações em enlaces de campo.

Nos próximos capítulos, serão discutidos e caracterizados os componentes e circuitos utilizados na construção da fonte óptica ilustrada na Figura 2.6, bem como medições de desempenho de operação dessa configuração.

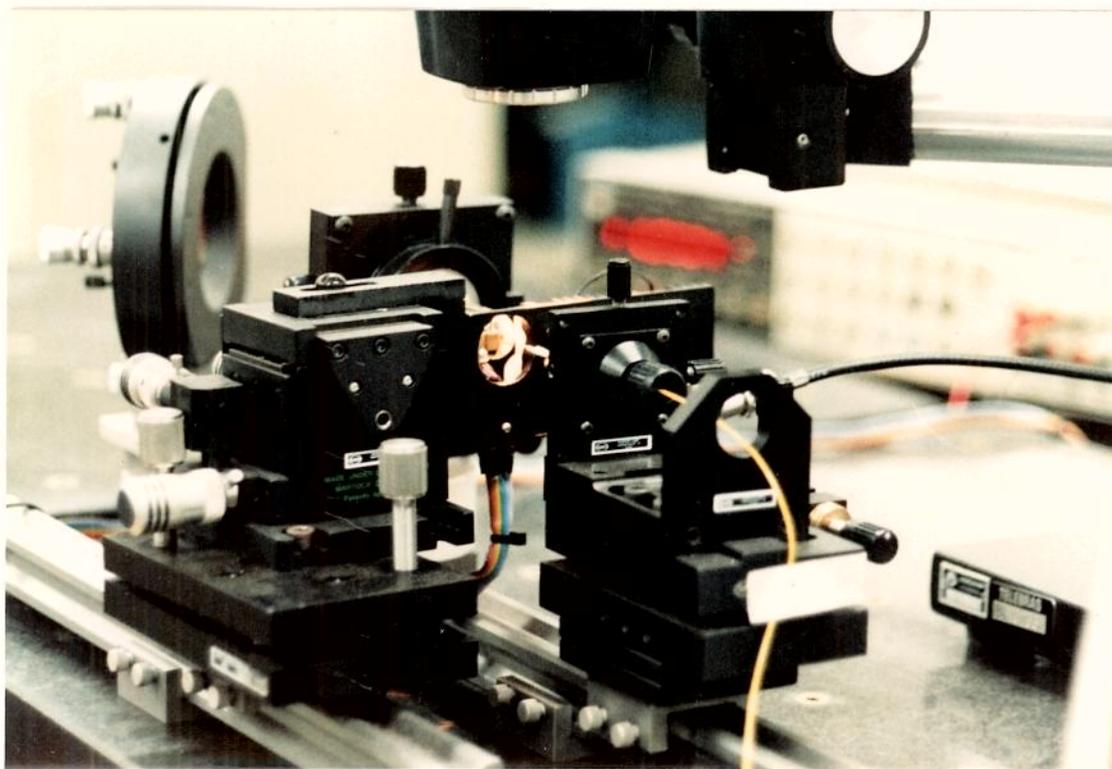


Fig. 2.6 - Configuração do LEC Laser escolhido.

## 2.9 Estabilização em Frequência da Largura de Linha Espectral de LEC Lasers

A estabilização em frequência da largura de linha espectral de transmissores e osciladores locais a laser semiconductor para comunicações ópticas coerentes é de fundamental importância para um perfeito batimento óptico entre o sinal que chega no receptor e o sinal proveniente do oscilador local. Essa estabilização é especialmente relevante para sistemas ópticos FDM multi-canais densamente espaçados, onde a estabilização absoluta na frequência do transmissor é importante [34,48]. Por exemplo, se a fonte coerente opera em 1300 nm, o que equivale a uma frequência de  $2,3 \times 10^{14}$  (230 THz), então caso a portadora seja estabilizada em 230 kHz, isso implica em uma estabilidade de 1 em  $10^9$ , que é extremamente difícil de se conseguir e manter a longo prazo.

A estabilização do oscilador local é mais crítica que a do transmissor e, por isso, é necessário um controlador automático de frequência (CAF) usando um discriminador óptico de FI. O item a seguir expõe considerações a esse respeito.

Diversos esquemas de estabilização da frequência do laser semiconductor têm sido reportados na literatura [12,14,23,69,93,98]. Todos eles usam um “loop” de realimentação para grampear (“lock”) o laser com uma frequência de referência. Esses esquemas são: interferômetro de Fabry-Perot (FPI) [98,99], ressoador em anel à fibra óptica (FORR)<sup>1</sup> [12] e linha de absorção ou emissão de transições atômica ou molecular de gases ( $\text{NH}_3$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_3\text{Cl}$ ) para gerar

um padrão definido de emissão espectral na região de 1300 a 1700 nm [23,93,100]. Okoshi e Kikuchi [11] reportam lasers semicondutores estabilizados em frequência na ordem de 100 kHz (em 1 minuto), 7 - 700 kHz (de 10 ms a 8,5 minutos) e 5 MHz, usando uma linha de absorção ("Lamb dip") do Cs, um interferômetro de Fabry - Perot (etalon) e uma linha de absorção do vapor de H<sub>2</sub>O, respectivamente.

Os métodos mais utilizados presentemente usam uma malha de realimentação para controle da frequência do laser, atuando diretamente em sua corrente de polarização ou temperatura, também chamado de controle ativo com sinal de realimentação [101].

Matthews et al [28] desenvolveram uma cavidade externa com grade, possuindo estabilização em frequência monomodo durante 8 horas, com um deslocamento em frequência de 150 MHz, usando controle de temperatura. Entretanto, a estabilização em frequência para cavidades externas é mais crítica de se conseguir a longo termo, pois instabilidades adicionais, ocasionando salto entre modos longitudinais, acontece mais facilmente devido ao espaçamento entre os modos da cavidade serem mais próximos um do outro.

Para se estabilizar a frequência do laser para aplicações em sistemas coerentes, os seguintes passos tem que ser dados:

1. Estabilizar inicialmente a corrente de polarização e a temperatura do laser semicondutor, implementando um circuito de controle de temperatura de  $\pm 0,01^\circ\text{C}$  e um circuito de polarização com estabilidade de  $\pm 0,01$  mA;
2. Estabilização ativa da frequência do laser através do uso de um CAF, com a frequência de referência sendo provida por um FPI, FORR ou uma linha de absorção atômica ou molecular de um gás.

Essa última estabilização é uma estabilização ultra-fina na frequência de oscilação da fonte coerente e só deve ser feita após a primeira ter sido realizada.

A estabilidade pode ser medida em curto<sup>1</sup> (kHz), médio<sup>2</sup> (MHz) e longo prazo<sup>3</sup> (100 MHz).

Para garantir uma penalidade do receptor dentro de 1 dB, a flutuação na frequência de FI ( $\Delta f_{FI}$ ) deve ser mantida menor que  $1/4 R_b$ , onde [102]:

$$\Delta f_{FI} \leq \frac{1}{4} R_b \rightarrow \text{OFSK incoerente} \quad (2.22)$$

$$\Delta f_{FI} \approx 15-20 \text{ MHz} \rightarrow \text{OASK, OPSK coerente} \quad (2.23)$$

Para a taxa de transmissão de 140 Mbit/s a ser utilizada inicialmente no protótipo do enlace coerente que será desenvolvido no LCO-Unicamp, faz-se necessária uma estabilização na frequência da portadora óptica num valor menor ou igual a 35 MHz.

---

9 Fiber optic ring resonator.

1 Milisegundos.

2 Segundos.

3 Horas.

Nessa tese, procura-se estabilizar apenas a corrente de polarização e temperatura do laser semiconductor, não se preocupando com o fechamento da malha de realimentação, através de uma frequência de referência, para prover um controle ativo na frequência da cavidade externa (sem CAF). A parte de estabilização em frequência da largura de linha espectral da cavidade externa desenvolvida faz parte da confecção de fontes coerentes de altíssima estabilidade do projeto sob contrato com a FINEP, e será provável tema de tese de um dos integrantes da equipe envolvida com o projeto do sistema.

## 2.10 Descrição de Operação

A Figura 2.7 a seguir ilustra o esquema de montagem de uma cavidade externa operando como oscilador local. Nessa montagem, o espelho do laser semiconductor voltado para a grade de difração é destruído através da deposição de uma camada antirefletora<sup>1</sup>, sendo o feixe do laser colimado e expandido por uma objetiva de colimação.

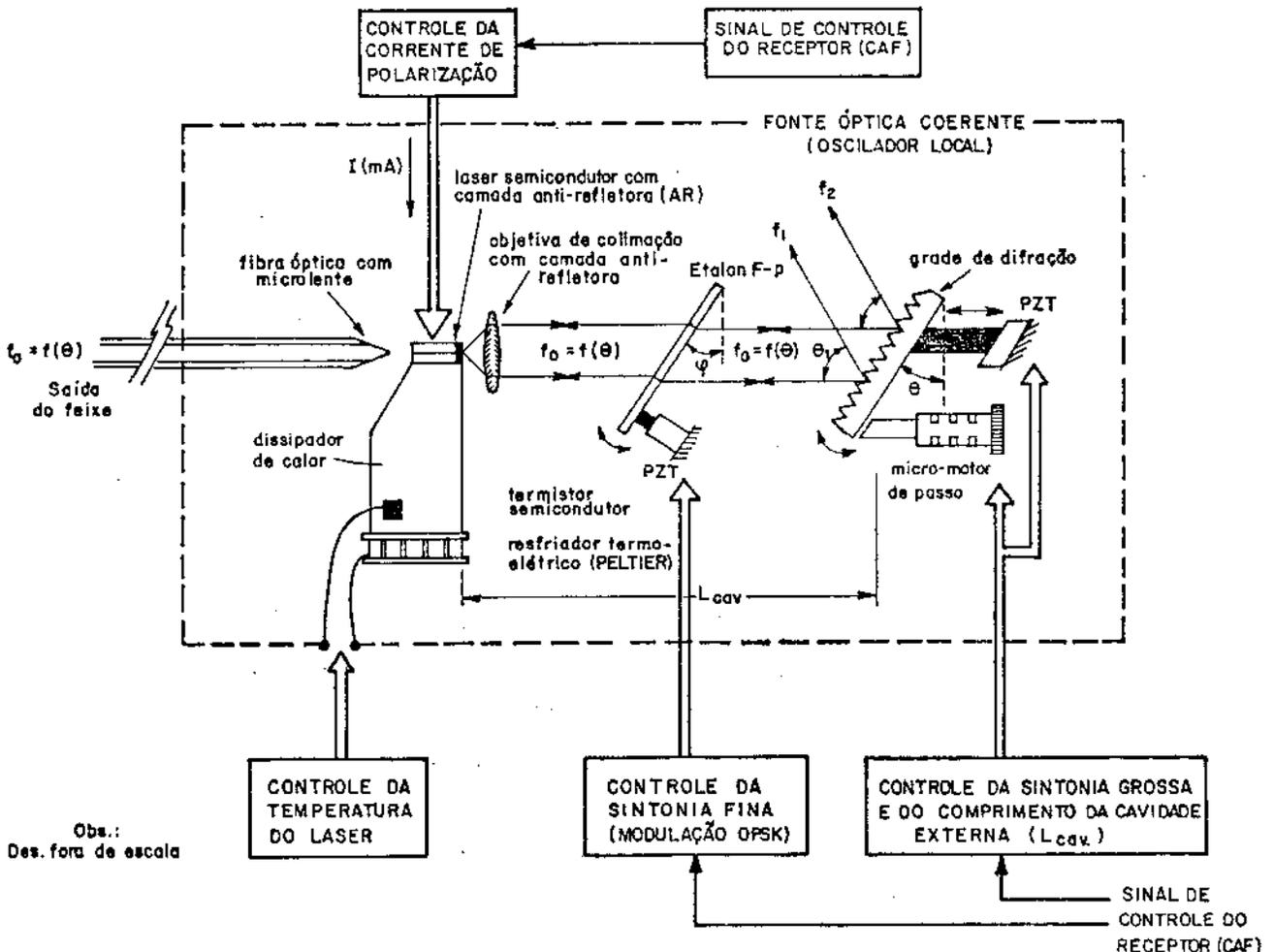


Fig. 2.7 - Cavidade externa como oscilador local com PLL óptico

1 AR coating.

Essa camada antirefletora destrói o comportamento intrínseco de ressonância da cavidade do laser solitário, fazendo com que o mesmo seja influenciado pela ressonância dos modos da cavidade externa formada, agindo apenas como meio ativo [79]. Desta forma, o sinal proveniente do elemento refletor externo governa o comportamento do laser solitário.

A lente colimadora deve produzir um feixe com mesma fase em um plano transversal à junção do laser, para isso deve ser usada uma objetiva de campo plano<sup>1</sup>. Após colimado, esse feixe é refletido e difratado por uma grade de difração situada a uma certa distância ( $L_{cav}$ ) da face do laser, de modo que ao retornar, possa interferir coerentemente com o feixe proveniente do laser.

A grade de difração, posicionada em um determinado ângulo  $\theta$ , tem o papel de selecionar o modo que deve ser realimentado de volta para o laser semiconductor ( $f_0$ ), dispersando geometricamente as frequências indesejadas ( $f_1$  e  $f_2$ ). O retorno de um único modo ao laser, em função do ângulo  $\theta$  da grade ( $f_0 = f(\theta)$ ), forçará e estimulará os campos do laser, na face que possui camada antirefletora, a emitir na frequência desse modo, restringindo a operação em monomodo através da realimentação seletiva em frequência. A variação do ângulo  $\theta$  da grade possibilita uma sintonia grossa (da ordem de  $\approx 100.000$  GHz) em torno da frequência central de emissão ( $f_0$ ). Quanto maior o comprimento da cavidade ( $L_{cav}$ ), tanto maior será a rejeição das frequências próximas da frequência central desejada, obtendo-se uma menor largura de linha ( $\Delta\nu$ ).

Uma sintonia fina, da ordem de aproximadamente 30 GHz, pode ser conseguida com o uso de um etalon posicionado em um determinado ângulo  $\varphi$  dentro da cavidade, propiciando uma diminuta alteração do comprimento da mesma, com a mudança desse ângulo. O controle do ângulo  $\varphi$  do etalon pode ser feito através do uso de um dispositivo transdutor piezoelétrico (PZT), cujo comprimento varia com a tensão aplicada, podendo-se construir com isso um oscilador local controlado à tensão (VCO), propiciando o uso da cavidade externa como oscilador local com modulação em fase (OPSK), Fig. 2.7.

A estabilização da frequência de FI, conforme discutido no item anterior, pode ser conseguida com a sintonia da frequência do oscilador local sincronizada com o deslocamento da frequência da portadora óptica que chega ao receptor. O sinal de erro para a realimentação é extraído da FI a partir de um discriminador de frequência. Com a mudança na corrente de injeção, temperatura do resfriador termoeletrônico ("PELTIER") do laser e/ou através do PZT acoplado à grade de difração ou espelho plano, consegue-se alterar a sintonia do oscilador local. Com essa realimentação através de circuitos eletrônicos (CAF), constrói-se um PLL óptico [95,101].

Pode ainda ser incorporado um micro-motor de passo na grade de difração para que, conjuntamente com o PZT, se consiga uma sintonização contínua em frequência com a rotação do ângulo  $\theta$  e o movimento simultâneo do deslocamento do comprimento da cavidade ( $L_{cav}$ ), respectivamente. Esse procedimento evita o salto em frequência dos modos de ressonância da cavidade externa.

A saída do feixe óptico é colimada, na face do laser semiconductor oposta à cavidade externa, por uma fibra óptica com microlente na sua extremidade.

---

1 Flat field.

## 2.11 Métodos de Medição da Largura de Linha de Cavidades Externas Longas (LEC Lasers)

Os analisadores de espectro por grade de difração não possuem resolução suficiente para medir a largura de linha espectral de fontes ópticas que vem sendo desenvolvidas para uso em Sistemas de Comunicações Ópticas Coerentes (LEC Lasers); além disso, as técnicas de espectroscopia convencionais não oferecem resolução espectral suficiente para determinar o contorno do espectro estreito de fontes coerentes.

A medição da largura de linha  $\Delta\nu_{LEC}$  da fonte desenvolvida nesse trabalho não foi possível com o uso do analisador de espectro óptico com grade de difração (Anritsu mod. ML 65A) cuja resolução é limitada em 0,1 nm. Para esse tipo de medida, necessita-se de um analisador de espectro óptico de elevada resolução espectral. Essa medida não foi realizada nesse trabalho devido à inexistência de recursos materiais para tal, devendo ser realizada num futuro próximo pelo integrantes do grupo do LCO.

Existem atualmente três métodos para se analisar a largura espectral dessas fontes; são eles:

1. Interferometria de Fabry-Perot;
2. Método auto-homódino;
3. Batimento óptico de frequência.

O primeiro método apresenta resolução espectral da ordem de MHz, enquanto que os dois últimos da ordem de kHz. Portanto, os métodos mais utilizados são os dois últimos por apresentarem uma melhor resolução. O princípio de funcionamento dos dois últimos métodos se baseia na translação da frequência óptica para a frequência intermediária elétrica (FI) através do batimento óptico em frequência e, em seguida, sua medição utilizando um analisador de espectro elétrico (RF).

O método auto-homódino, inicialmente proposto por Okoshi et al. [102] e implementado no LCO por Braga [51], utiliza um interferômetro de Michelson à fibra óptica. O sinal que se deseja medir, proveniente da cavidade externa, é acoplado a um dos braços do interferômetro óptico que sofre um certo atraso, utilizando para isso alguns quilômetros de fibra óptica, suficiente para descorrelacionar o sinal que passa por esse braço com o que caminha pelo outro. O sinal que é atrasado tem sua polarização corrigida através do uso de um controlador de polarização para maximizar o batimento óptico entre os campos elétricos dos dois sinais. Esses sinais são, em seguida, combinados em um acoplador óptico onde ocorre o batimento óptico em frequência e a translação para a FI. Em seguida, essa FI é detectada em uma das saídas do acoplador óptico, sendo enviado para a entrada de um analisador de espectro elétrico (RF) que mede diretamente a largura de linha da fonte óptica desejada. Nesse método, o centro do espectro torna-se 0 Hz. Isto significa que quando a luz a ser medida possui  $\Delta\nu$  estreita (caso do LEC Laser), a medida não poderá ser dada com precisão devido às características do ruído dos circuitos do receptor nas baixas frequências. Existe ainda a possibilidade de se utilizar um modulador acusto-óptico em um dos braços dos interferômetro, evitando o ruído  $1/f$  próximo de 0 Hz.

Para aumentar a resolução da medição no método auto-homódino para alguns kHz, basta adicionar mais fibra óptica, aumentando com isso o atraso óptico percorrido pelo feixe. A Figura

2.8 ilustra esse método. Para uma resolução de 10 kHz necessita-se de comprimentos de fibra de  $\approx 10$  km. Às vezes utiliza-se seis vezes o tempo de coerência, o que dá 36 km de fibra para uma resolução de 10 kHz [102]. Wyatt [81] usou esse método nas medições de  $\Delta\nu$  da cavidade externa desenvolvida.

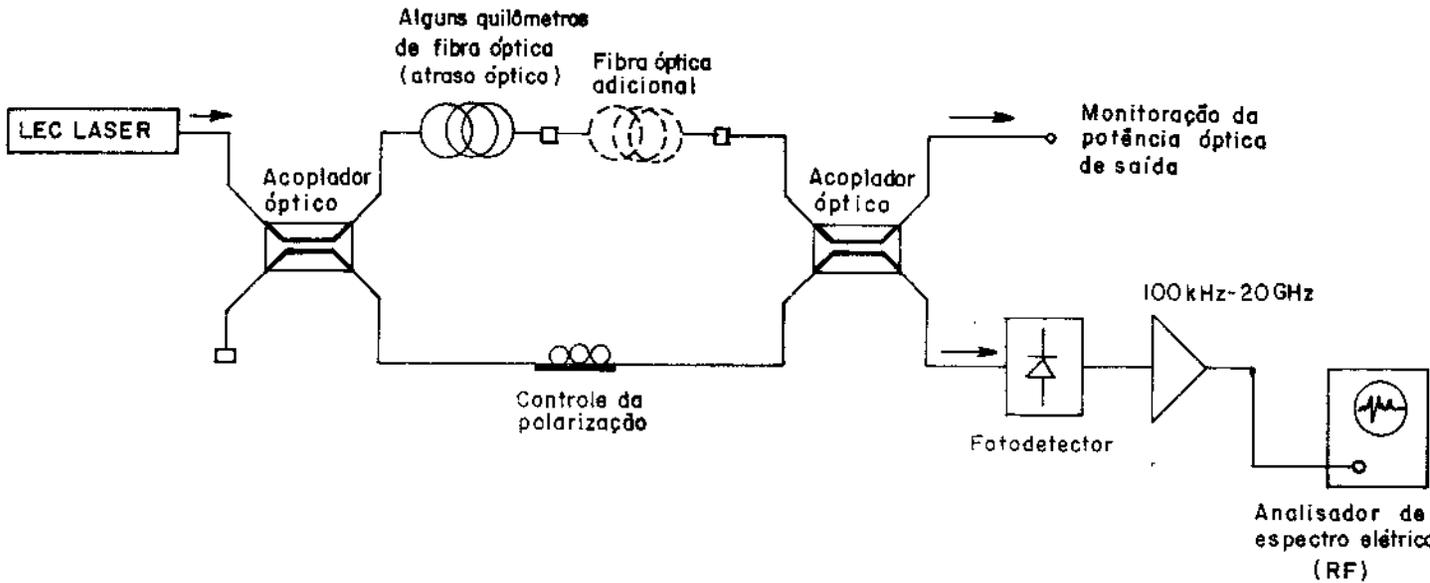


Fig. 2.8 - Método auto-homódino.

O terceiro método de medição, o do batimento óptico em frequência entre duas cavidades externas distintas é apresentado na Fig. 2.9 e utiliza o mesmo princípio do método auto-homódino. A única diferença entre o método auto-homódino e o do batimento em frequência é que o primeiro utiliza apenas uma fonte óptica de frequência única na entrada do analisador, enquanto que no segundo utilizam-se duas fontes ópticas de frequências distintas, mas operando em comprimentos de onda próximos uma da outra. Esse método é usado quando as frequências das fontes ópticas a serem medidas diferem de  $\approx 20$  GHz ( $\pm 0,1$  nm para  $\lambda = 1300$  nm), que é o desvio da portadora óptica permitido, limitado pela banda de passagem eletrônica do amplificador e filtro do receptor óptico [103]. É o método mais adequado, por transladar a FI para uma frequência que não seja 0 Hz ( $FI = 0$ ). Contudo, caso as fontes coerentes não estejam adequadamente estabilizadas, a medição torna-se crítica [104].

A largura de linha medida no analisador de espectro de RF do batimento entre duas fontes  $\Delta\nu_{FI}$  sem modulação e com distribuição de frequências Lorentziana é igual à soma das larguras de linha das duas fontes independentes ( $\Delta\nu_{FI} = \Delta\nu_{LEC_1} + \Delta\nu_{LEC_2}$ ) [3,44].

O método de batimento óptico entre duas cavidades externas longas (LEC Lasers) poderá ser usado para se medir a largura de linha  $\Delta\nu_{LEC}$  da cavidade desenvolvida nesse trabalho. Essa medição será realizada tão logo estejam concluídas as montagens da segunda LEC Laser que esta sendo desenvolvida no LCO como tese de doutorado de Codá [105].

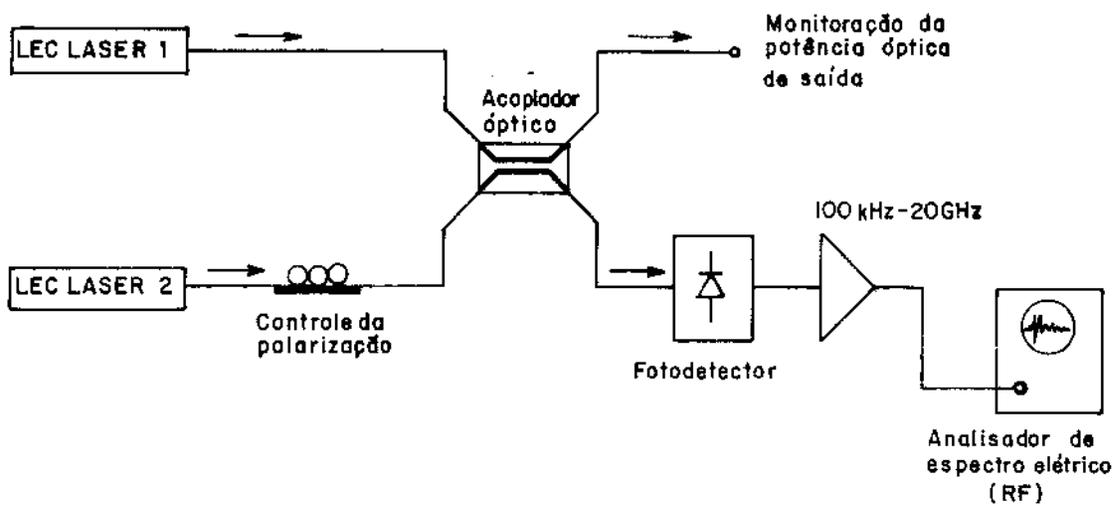


Fig. 2.9 - Método de batimento óptico em frequência.

## **Capítulo 3**

### **Construção das Cavidades e Caracterização dos Circuitos e Componentes Utilizados**

Neste capítulo descrevem-se e caracterizam-se os principais componentes e circuitos utilizados nas três configurações de cavidades externas montadas.

### 3.1 Descrição Geral das Montagens

Foram implementados e investigados três tipos de montagem de LEC Lasers. Nas duas primeiras versões, operando em 850 nm e 780 nm, não foi conseguida operação monomodo do laser em cavidade externa. Talvez por problemas de alinhamento, sinal de realimentação inadequado ou ausência de uma camada antirefletora de qualidade. Entretanto, essas montagens iniciais possibilitaram o aprendizado da tecnologia básica de cavidades externas, alinhamento óptico e investigação de métodos de medição. Isso possibilitou um significativo avanço nesse sentido.

Após várias tentativas, foi conseguida a operação monomodo como também a sintonia de um laser à cavidade externa. Isso só foi possível com a terceira montagem experimental, na qual o laser utilizado possuía uma camada antirefletora adequada, operando em 1300 nm. As medidas de desempenho e características dessa montagem são apresentadas no Capítulo 5.

As duas primeiras montagens podem ser classificadas, segundo o item 2.7 do Capítulo 2, em cavidades compostas<sup>1</sup>, enquanto a terceira refere-se a uma cavidade seletiva sob realimentação óptica forte<sup>2</sup>.

A seguir será mostrada, na Figura 3.1, a montagem padrão que foi utilizada para os três casos.

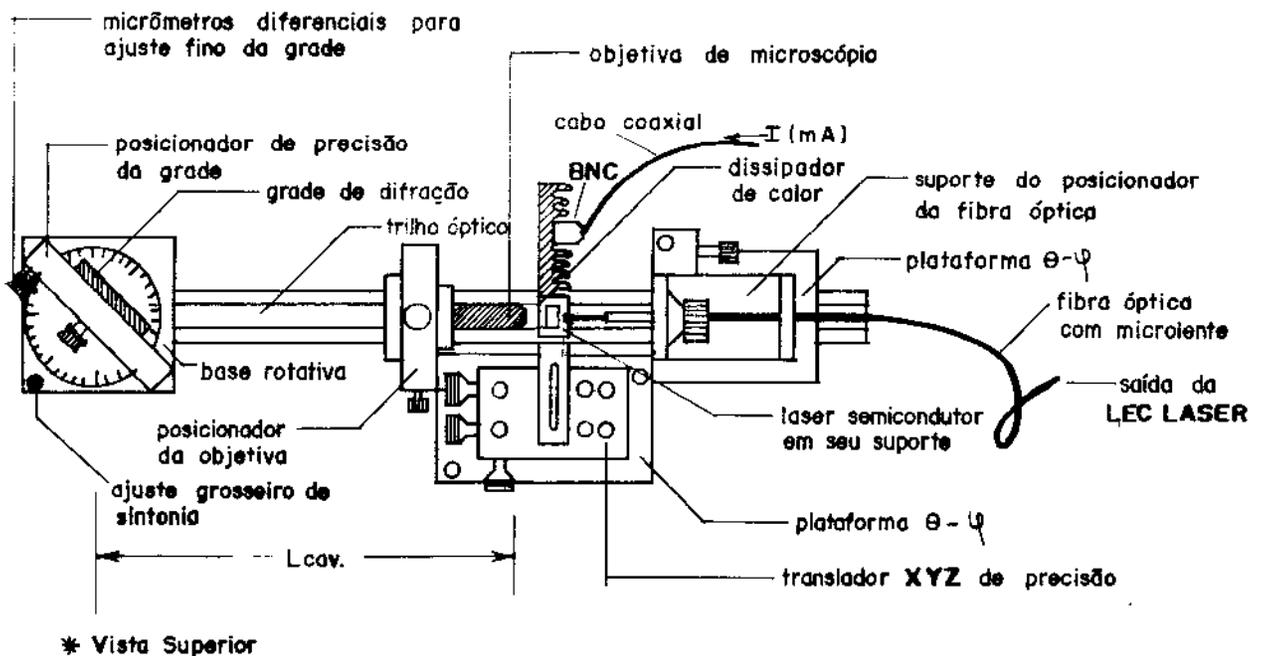


Fig. 3.1 - Montagem mecânica padrão das cavidades construídas.

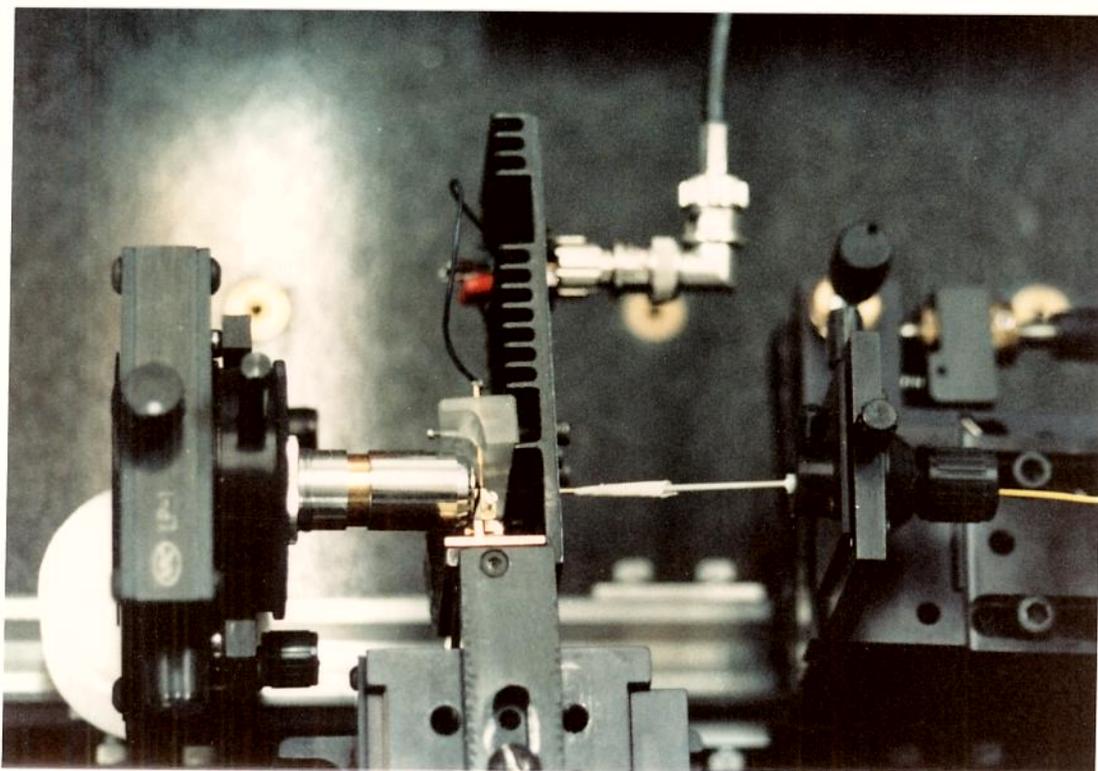
1 "Três espelhos".  
2 "Dois espelhos".

Os componentes ópticos usados nas montagens foram importados basicamente da empresa Melles Griot - USA (espelhos, objetivas planares, microlentes, etc.) e os mecânicos das empresas Microcontrole - França e New Port (NRC) - USA (estágios de rotação, translação e inclinação com micrômetros diferenciais para ajustes de 10 nm e  $10^{-5}$  radianos, acopladores laser-fibra e posicionadores de lente).

Nesta etapa inicial de construção da cavidade foram confeccionadas as peças para os suportes dos componentes, todos montados sobre o trilho óptico. Utilizou-se uma configuração híbrida com diversos componentes ópticos e mecânicos fazendo parte do sistema. Alguns autores utilizam barras de super-invar como suportes mecânicos dessas cavidades, devido a elevada estabilidade térmica apresentada por esses materiais [77,112].

O comprimento da cavidade óptica formada entre a face do chip do laser e a grade de difração ( $L_{cav}$ ) pode ser ajustado pela translação da grade sobre o trilho óptico. Esses comprimentos foram de 12,5, 13 e 26 cm para as montagens com os lasers de 850, 780 e 1300 nm, respectivamente.

A Figura 3.2 ilustra uma foto da montagem mecânica apresentada na Figura 3.1.



*Fig. 3.2 - Montagem da cavidade com seus componentes ópticos e mecânicos.*

## 3.2 Equipamentos Utilizados nas Montagens

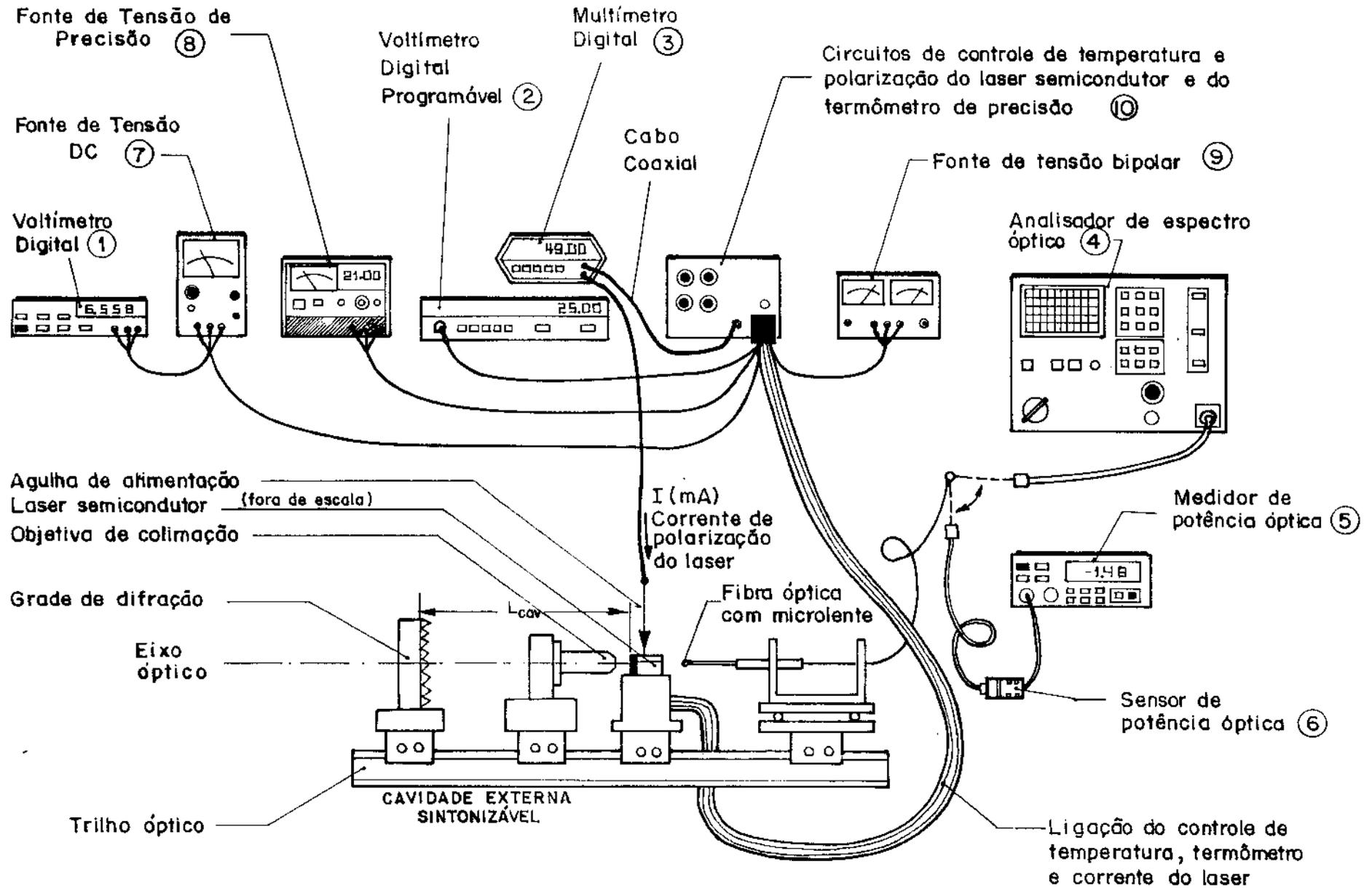
Os equipamentos utilizados nas montagens das cavidades externas são apresentados a seguir. A configuração, mostrada nas Figuras 3.3 e 3.4, é da montagem da cavidade externa operando em 1300 nm. Os equipamentos de medição utilizados são:

1. **HP 3455A Digital Voltmeter** (precisão de  $10^{-5}$ ) - usado para verificar as variações de tensão da fonte DC (HP 6226B) do termômetro de precisão com circuito integrado AD540, situado no bloco suporte de cobre do laser;
2. **EMG Programmable Digital Voltmeter** (tipo TR-1676-Hungary, precisão de  $10^{-5}$ ) - usado para registrar as variações de tensões proporcionais às variações de temperaturas sobre o bloco suporte do laser, sob ação do controle de temperatura. A leitura é dada em graus centígrados ( $^{\circ}\text{C}$ );
3. **HP 3466A Digital Multimeter** (precisão de  $10^{-2}$ ) - usado para medir a corrente de polarização de precisão do laser semiconductor;
4. **Anritsu Optical Spectrum Analyzer MS96A (0,6 - 1,6  $\mu\text{m}$ )** - usado para medir as características espectrais ópticas de média resolução dos dispositivos e componentes ópticos;
5. **Anritsu Optical Power Meter ML910A** - usado para medir as potências ópticas dos lasers e cavidades externas;
6. **Optical Power Sensor MA9301A (0,75 - 1,7  $\mu\text{m}$ ) de alta sensibilidade e MA9302A (0,75 - 1,8  $\mu\text{m}$ ) de média sensibilidade** - usado como sensor óptico acoplado ao medidor de potência óptica;
7. **HP 6226B DC Power Supply (0 - 50 V, 0 - 1,5 A)** - usado para alimentar o termômetro de precisão (CI AD540).
8. **HP 6115A Precision Power Supply (0-50 V / 0,8 A; 50-100 V / 0,4 A)** (precisão de  $10^{-2}$ ) - usado para alimentar o circuito de polarização de precisão do laser semiconductor.
9. **Tectrol Ind. Eletrônica - Fonte de Tensão Bipolar TC 2000585 ( $\pm 20$  V / 0,5 A)** - usado para alimentar o circuito de controle de temperatura do laser semiconductor com  $\pm 6$  V.

Outros equipamentos utilizados nas montagens:

10. **Circuitos precisos de controle de temperatura e polarização do laser semiconductor e circuito do termômetro de precisão.**
11. **Microscópio BAUSCH & LOMB (AT. No. 31-35-38)** - usado para alinhar o laser semiconductor e a fibra óptica na cavidade externa. Aumento de 15 vezes.
12. **Microscópio CARL ZEISS - CITOVAL 2** - usado para observar detalhes em lasers e fibras ópticas com microlentes. Aumento de até 200 vezes.

Fig. 3.3 - Equipamentos utilizados nas montagens.



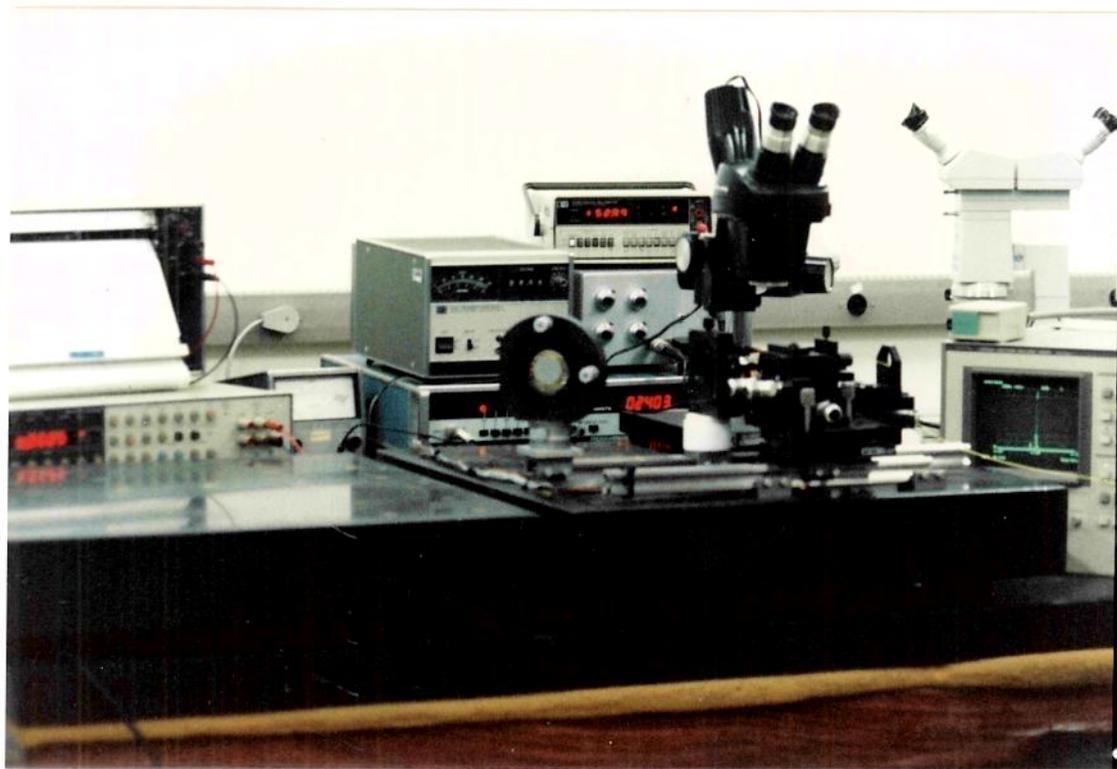


Fig. 3.4 - Equipamentos utilizados nas montagens.

### 3.3 Alinhamento Óptico do Sistema

Após confeccionadas e montadas todas as peças e componentes do LEC Laser, é necessário proceder-se ao alinhamento óptico do sistema construído, possibilitando um bom acoplamento do feixe realimentado pela cavidade externa com o laser solitário. Tem havido muita relutância na implementação dessas cavidades externas híbridas, devido a necessidade de todos os componentes ópticos terem que ser alinhados, de forma que no final o sistema seja alinhado como um todo, e não apenas componentes ópticos isolados (por exemplo, a grade de difração). Todos esses componentes, após o alinhamento, necessitam permanecer mecanicamente estáveis, evitando-se problemas de desalinhamento da cavidade ao longo do tempo<sup>1</sup>. O efeito do desalinhamento óptico do sistema atua sobre o espectro de saída da cavidade externa, além de atuar no acoplamento do feixe realimentado e colimado sobre o laser semiconductor, alterando as medições [113]. A tese de doutorado de L. M. R. Codá [105], que vem sendo desenvolvida no LCO - Unicamp, visa a construção de um LEC Laser tolerável à esses problemas de desalinhamento óptico, tornando-o mais estável mecanicamente.

Deve ser seguido um procedimento todo especial para garantir um alinhamento óptico perfeito, e com isso, uma operação eficiente do LEC Laser.

---

1 Ver item 5.6 do Capítulo 5.

Resolveu-se incluir esse item na tese por ser a etapa mais crucial e de vital importância na montagem do LEC Laser, pois perde-se um tempo relativamente longo nesse procedimento, exigindo muita prática e paciência durante o alinhamento do sistema. O procedimento de alinhamento exposto a seguir foi aprendido com a experiência prática adquirida nas montagens dessas cavidades externas e é um procedimento empírico. A cada nova montagem, o procedimento ia sendo aprimorado e o que se segue é uma descrição de cada etapa desse processo:

### **1. Estabelecimento de um eixo óptico**

O sistema a ser alinhado necessita ter um eixo óptico de referência. Isto é feito com o feixe de um laser de He-Ne. Para tanto, deve-se posicionar esse laser a alguns metros do sistema óptico de modo que a trajetória do feixe passe por dois pontos fixos, paralelo ao trilho óptico. Para isso, pode-se usar um suporte para onde esse feixe possa passar (por exemplo, o suporte (tubo) da fibra óptica), movendo-o ao longo do trilho. Garantindo-se que o feixe incide sobre o suporte no começo e no fim do trilho, garante-se que o eixo óptico foi estabelecido. Em seguida, marca-se um ponto onde o feixe incide sobre um anteparo (parede do laboratório), que é o ponto de referência para o eixo óptico do sistema.

### **2. Alinhamento da objetiva de colimação**

A objetiva de microscópio é posicionada com seu suporte no trilho óptico. O feixe do laser de He-Ne incide sobre essa objetiva formando franjas de interferências de Fresnel no anteparo. O ajuste fino da objetiva é feito através dos seus micrômetros (ângulo, foco, distância x e y) de modo a centralizar essas franjas no ponto de referência adotado como eixo óptico. Isso garante o alinhamento da objetiva.

### **3. Alinhamento do laser semiconductor**

Para se alinhar o laser semiconductor, é necessário que o translador xyz, no qual o laser se encontra em seu suporte, seja posicionado de tal forma que o dispositivo fique colinear com o eixo óptico formado pelo feixe do laser de He-Ne. Em seguida, a objetiva anteriormente alinhada é aproximada junto ao laser semiconductor, de modo que o feixe do laser de He-Ne, ao incidir sobre a mesma, irá formar a imagem do laser semiconductor, que é colimada e expandida pela objetiva, sobre o anteparo. Através de ajustes nos micrômetros do translador xyz do laser (ajuste de "tilt", e deslocamentos axiais e transversais), faz-se a imagem formada do dispositivo centralizar sobre o ponto de referência previamente estabelecido. Em seguida ajusta-se o foco da objetiva observando a definição da imagem projetada sobre o anteparo. Esse primeiro passo é um alinhamento grosseiro.

Caso o laser de He-Ne esteja situado em direção oposta, o alinhamento da objetiva com o laser é feita observando-se no microscópio de 10 vezes de aumento, o ponto focal luminoso do feixe do laser de He-Ne que passa pela objetiva e incide sobre a face do laser semiconductor. Através de ajustes nos micrômetros do suporte da objetiva, consegue-se observar visualmente e alinhar o feixe luminoso proveniente do laser de He-Ne que incide e é focalizado sobre o espelho do laser.

Para proceder-se a um alinhamento apurado, posiciona-se, sobre o eixo óptico, o sensor óptico do medidor de potência situado a alguns centímetros do laser semiconductor ligado.

Esse sensor é colocado do lado onde se encontra a objetiva de modo a receber o feixe colimado e expandido pela mesma. Com ajustes finos nos micrômetros da base do laser, otimiza-se a potência óptica do laser semiconductor que incide sobre esse sensor.

Cuidados especiais devem ser tomados ao se aproximar a objetiva junto do laser, evitando-se o contato entre eles. Para evitar esse inconveniente, utiliza-se um microscópio de alinhamento. Com ele é possível observar o laser e posicionar a objetiva, mantendo-a em sua distância de trabalho. Garante-se com isso, o alinhamento do laser com o eixo óptico.

#### 4. Alinhamento da grade de difração

A grade é inicialmente posicionada na extremidade do trilho óptico, de modo que a face refletora da mesma fique em frente ao feixe do laser de He-Ne. Num ajuste grosseiro do ângulo da grade faz-se o feixe incidente refletir na sua superfície e retornar ao laser de He-Ne. O ajuste da grade, de modo que suas linhas fiquem na direção do plano paralelo ou perpendicular ao eixo óptico<sup>1</sup>, é feita girando-a no sentido horário ou anti-horário no eixo óptico. Com esse último ajuste, ao girar a grade em torno de sua base (sintonia), os modos do laser de He-Ne difratados pela mesma (geralmente três<sup>2</sup>) têm que passar todos eles pela abertura de emissão do laser de He-Ne, garantindo o alinhamento horizontal ou vertical da grade<sup>3</sup>.

Após esse alinhamento, retira-se a grade da extremidade do trilho posicionando-a no outro lado, com sua face refletora voltada agora para a objetiva de colimação. A imagem do laser anteriormente projetada sobre o anteparo, será agora projetada sobre a superfície refletora da grade. O ajuste da grade agora é feito no sentido de centralizar a imagem do laser sobre a mesma.

A partir desse ponto, é necessário e relativamente difícil realimentar o feixe do laser semiconductor, refletido pela grade, sobre sua região ativa (dimensões típicas de 0,15 x 2,5  $\mu\text{m}$ ). Para isso, introduz-se no Capítulo 4 um método relativamente fácil de se obter esse sinal realimentado, onde será dada continuidade a esse procedimento de alinhamento da grade.

#### 5. Alinhamento laser - fibra óptica

Após alinhada a grade, aproxima-se o suporte da fibra óptica com microlente do laser, situado na saída da cavidade, no lado oposto ao da grade. Em seguida, com o uso do microscópio de alinhamento, observa-se a aproximação da ponta desta fibra junto ao laser. Cuidados devem ser tomados para evitar o contato entre os dois, causando danos irreversíveis ao espelho do diodo. Em seguida, com a outra extremidade da fibra acoplada ao medidor de potência óptica ou ao analisador de espectro, tenta-se otimizar o nível de potência coletado pela fibra. Isto é feito através do ajuste dos micrômetros do posicionador da fibra, observando-se ao mesmo tempo, no microscópio, esse acoplamento.

---

1 Dependendo da posição da grade situada em seu suporte.

2 O modo de maior intensidade é o refletido com a grade posicionada como espelho onde  $\theta_B = 0^\circ$  ( $m = 0$ ), e o outro mais forte é o de ordem  $m = 1$ .

3 Dependendo da posição da grade situada em seu suporte.

Como a frequência de emissão do laser semiconductor é uma radiação infravermelha (IR), invisível ao olho humano, é necessário, mas não imprescindível, o uso de visores ópticos ou cartões foto-sensíveis ao infravermelho. Com esses visores, o trabalho de alinhamento é enormemente facilitado. Cuidados especiais devem ser tomados com a radiação emitida pelo laser de He-Ne ou laser semiconductor, pois danos irreversíveis à visão podem ocorrer caso não se tome as precauções necessárias, que são:

- Nunca olhar diretamente sobre o feixe emitido pelos laser de He-Ne e laser semiconductor. Apesar da elevada divergência do feixe do laser semiconductor oferecer uma proteção natural contra exposições inadvertidas de níveis de potência sobre os olhos, exposições perto do laser ou quando o feixe é focalizado por uma objetiva, podem danificar seriamente a visão;
- Evitar olhar reflexões especulares sobre superfícies metálicas.

A Figura 3.5 ilustra a esquematização deste alinhamento óptico.

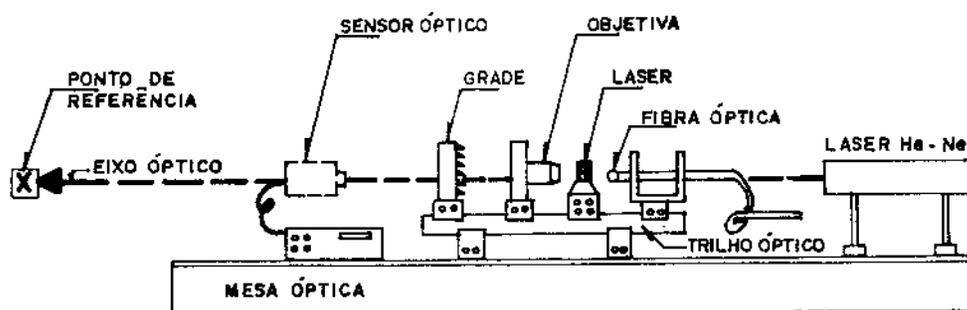


Fig. 3.5 - Diagrama esquemático do alinhamento óptico do sistema.

### 3.4 Circuitos Precisos de Controle de Temperatura e Polarização do Laser Semiconductor

A alta estabilidade do laser significa que a variação em frequência (deriva de  $f$ ) devida a problemas de variação de temperatura, corrente de polarização, envelhecimento, etc., é muito pequena. Por outro lado, a pequena largura espectral impõe a não existência de rápidas flutuações na frequência de oscilação do laser. Deslocamentos em frequência em lasers de 850 nm, da ordem de 2 MHz/min, têm sido medidos, com instabilidades sendo devidas a deslocamentos térmicos do laser [129-131].

Os dois parâmetros que causam desvio na frequência central do laser ( $\lambda_c$ ) são: temperatura da junção p-n e corrente de polarização [132].

Foi visto no item 2.9 do Capítulo 2 que o sistema coerente a ser desenvolvido no LCO-Unicamp necessita de uma estabilidade em frequência contínua da portadora óptica menor

que 35 MHz. Para conseguir essa estabilidade é necessário, conforme discutido anteriormente, construir circuitos de estabilização da temperatura e corrente de polarização do laser semiconductor.

Esta etapa do desenvolvimento experimental consiste na confecção de circuitos de polarização e controle ativo da temperatura do laser. A seguir são descritos e caracterizados esses circuitos.

### 3.4.1 Circuito de Estabilização de Temperatura do Laser

Mudanças na temperatura afetam o “gap” da junção semicondutora do laser e conseqüentemente o valor de pico da curva de ganho e o comprimento do caminho óptico dentro do laser. Valores típicos da dependência do comprimento de onda (frequência) do modo longitudinal com a temperatura ( $\Delta\lambda/\Delta T$ ) são da ordem de 0,5 nm/°C (10-20 GHz/°C) para lasers de InGaAsP e 0,25 nm/°C (30 GHz/°C) para lasers de GaAlAs [98,100,133]. Com a inserção da cavidade externa, reporta-se um valor de 0,09 nm/°C para o laser operando em 1550 nm [124]. Flutuações do feixe realimentado e mudanças térmicas causam também o salto de modos [12]. Esse efeito é minimizado com o controle ativo de temperatura do laser em cavidade externa.

Nesta etapa foram montados e testados dois circuitos de controle de temperatura. Iniciou-se com a montagem e testes do circuito de controle de temperatura da unidade moduladora (MDL) do ELO - 34 com algumas modificações, cedido por empréstimo pelo CPqD-Telebras. Esse circuito após caracterizado apresentou precisão maior que  $\pm 0,5$  °C em curto prazo, sendo inadequado para o propósito desejado.

O segundo circuito de controle foi construído usando componentes mais precisos que os do circuito anterior (amplificador operacional e resistores de precisão) e operou no modo proporcional, isto é, com a corrente do Peltier variando linearmente com a diferença entre a temperatura ambiente e a temperatura desejada.

No primeiro circuito usou-se um amplificador operacional com deslocamento de tensão (“drift”) de 5 mV/°C (LM 108) enquanto que no segundo foi utilizado um amplificador operacional de precisão com alta impedância e baixa deriva de 2 mV/°C<sup>1</sup> (LM 355).

O controle ativo de temperatura, usualmente construído com um “loop” de realimentação eletrônica, onde os elementos chaves são: o sensor, que é um *termistor semiconductor* e o atuador, que é um *módulo resfriador termoelétrico* baseado no efeito Peltier, é mostrado em diagrama de blocos na Figura 3.6.

A variação da temperatura de operação do dispositivo pode ser precisamente controlada pelo resfriador termoelétrico (“Peltier”) sobre o qual está montado o dissipador térmico.

Os circuitos de estabilização de temperatura e polarização do laser semiconductor, bem como o termômetro de precisão construídos para operar nas montagens das cavidades externas desta tese são mostrados na Figura 3.7.

---

<sup>1</sup> Low voltage drift.

Os outros elementos desse circuito, conforme observado na Figura 3.7, são o amplificador de sinal de erro diferencial de elevada precisão (LM 355) e o amplificador de potência que fornece corrente para o Peltier, composto do par complementar de transistores BD 237 e 238.

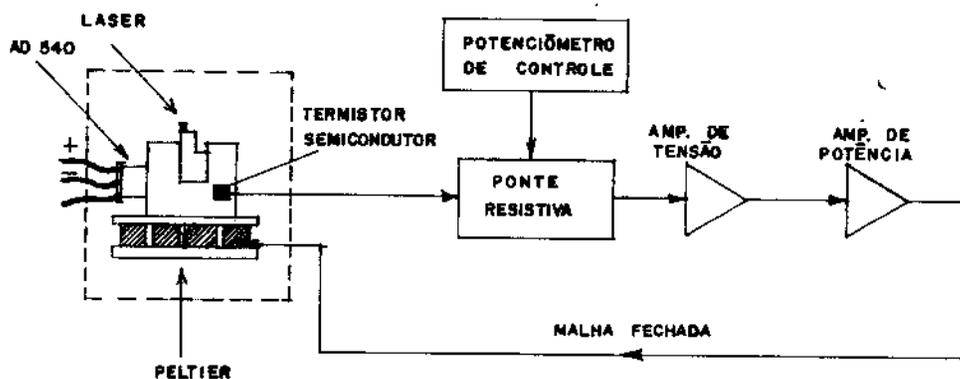


Fig. 3.6 - Diagrama de blocos do circuito de estabilização ativo de temperatura, em malha fechada, do diodo laser.

*Termistores semicondutores* são dispositivos eletrônicos cuja resistência elétrica muda rapidamente com a variação térmica, comportando-se como resistores térmicos. São dispositivos utilizados como sensores térmicos em circuitos de controle de temperatura. O termistor semicondutor utilizado no circuito da Figura 3.7, é do tipo NTC<sup>1</sup>, possui precisão  $10^{-2}^{\circ}\text{C}$  e apresenta resistência típica de  $10\text{ k}\Omega$  em  $25^{\circ}\text{C}$  (temperatura ambiente). A curva característica desse termistor é apresentada na Figura 3.8. O termistor semicondutor possui como desvantagem a não-linearidade da sua curva característica, conforme mostrado na figura acima. Contudo, isso não é necessariamente uma desvantagem caso se trabalhe com o dispositivo operando numa faixa pequena de variação térmica de  $\pm 4^{\circ}\text{C}$ , onde sua curva característica pode ser aproximada por uma região linear. Para a curva da Figura 3.8, tem-se entre  $15$  a  $30^{\circ}\text{C}$ , uma taxa de variação da resistência ( $R(\text{k}\Omega)$ ) com a temperatura ( $T(^{\circ}\text{C})$ ),  $\Delta R/\Delta T$ , de  $-0,53\text{ k}\Omega/^{\circ}\text{C}$ .

A finalidade do módulo *resfriador termoelétrico semicondutor* é manter a temperatura do dispositivo no qual atua (no caso, o suporte de cobre do laser semicondutor) dentro de um valor previamente estabelecido pelo circuito de controle. O funcionamento básico desse resfriador é o de transferir (bombear), sob ação de um sinal de controle externo (corrente elétrica), a quantidade de calor dissipado pelo laser em seu bloco suporte ( $P_d$ ) em operação em regime contínuo (cw), para o dissipador térmico situado em sua face oposta, numa taxa proporcional à corrente que passa pelo dispositivo [134-136].

1 Negative Temperature Coefficient.

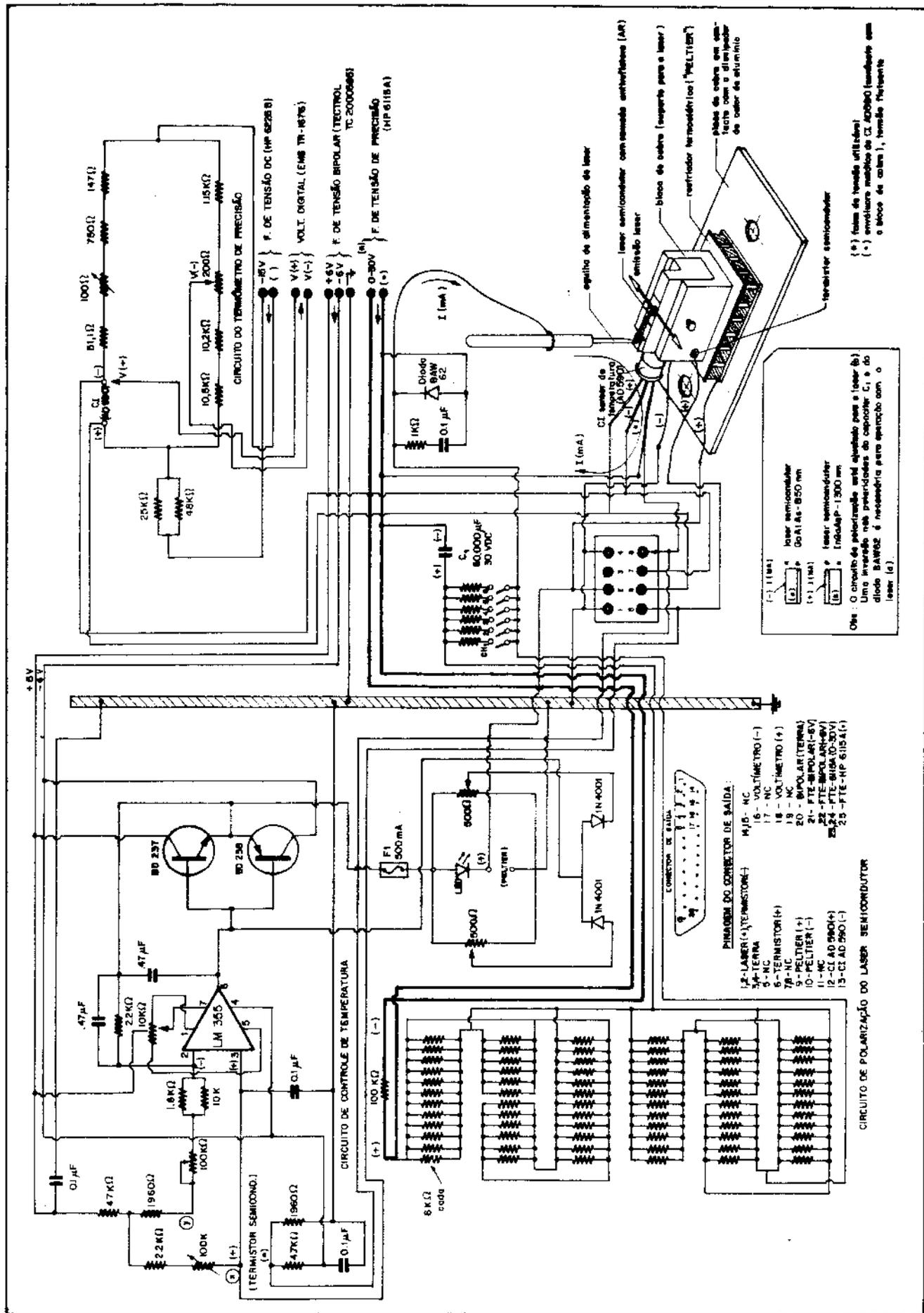


Fig. 3.7 - Circuitos de controle de temperatura e polarização do laser semicondutor e termômetro de precisão.

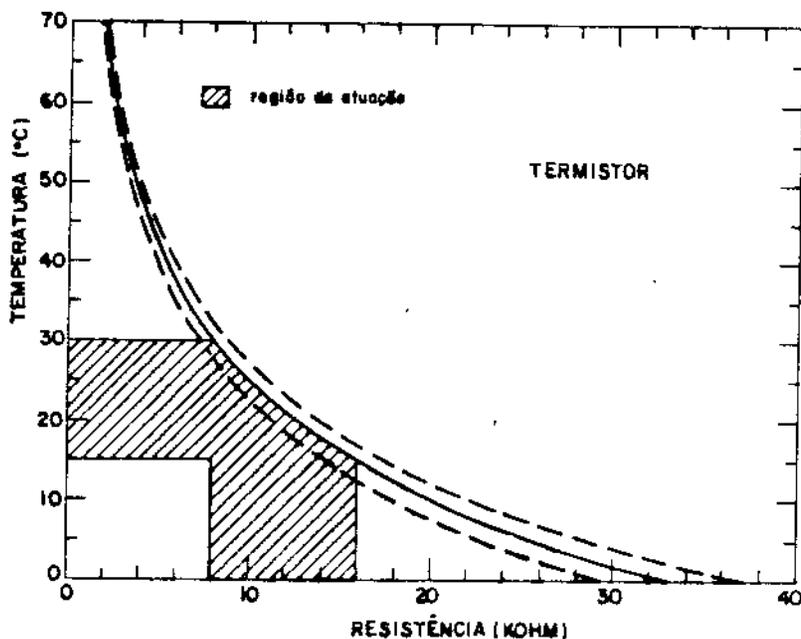


Fig. 3.8 - Curva característica do termistor semiconductor (resistência x temperatura) tipo NTC utilizado no circuito.

Para o laser de 1300 nm com camada antirefletora, montado em seu respectivo suporte, Fig. 3.7, operando um pouco acima da corrente de limiar, tem-se que:

$$P_d = V_F I_F - P_o = (62 \text{ mA} \times 1,3 \text{ V}) - 3 \text{ mW} = 77,6 \text{ mW} \quad (3.1)$$

onde  $P_d$  é a potência dissipada no bloco de cobre do laser,  $V_F$  e  $I_F$  são as características de tensão e corrente de operação do laser e  $P_o$  a potência óptica nominal de saída. A capacidade de transferência de calor do Peltier depende da quantidade de corrente que o módulo suporta. Nesse caso, o Peltier tem que escoar 77,6 mW de potência (calor) para o dissipador térmico situado no outro lado. O desenho esquemático e as dimensões físicas de um módulo refrinador termoelétrico são mostrados na Figura 3.9. Este módulo consiste de diversos elementos semicondutores dopados do tipo *n* e *p* de Telureto de Bismuto (BiTe), os quais são conectados eletricamente em série ou termicamente em paralelo.

A operação do Peltier depende do sentido da corrente que circula através dele, podendo esquentar ou esfriar o dispositivo no qual está em contato. No circuito da Figura 3.7, o Peltier atua no sentido de refrigerar o laser e mantê-lo, com a atuação do circuito de controle, numa temperatura de operação estável pré-determinada. Normalmente, trabalha-se com o dispositivo ajustado para operar um pouco abaixo da temperatura ambiente ( $T_a$ ), devido à operação contínua do laser provocar um grande aquecimento na sua junção, comprometendo seu desempenho e tempo de vida. Alguns autores sugerem que o controle de temperatura seja ajustado um pouco acima da temperatura ambiente, evitando a condensação térmica nos espelhos no laser. Entretanto, o ajuste do circuito para operar em 18 ou 20°C é um valor mais que satisfatório e evita o problema da condensação.

O Peltier pode mudar a temperatura do chip do laser, indo da temperatura ambiente à 0°C em 2 ou 3 segundos, com a aplicação de uma potência elétrica menor que 1 watt. Contudo, para mudar a temperatura do bloco do laser na mesma faixa de variação, necessita-se de 40 segundos e uma aplicação de cerca de 50 watts.

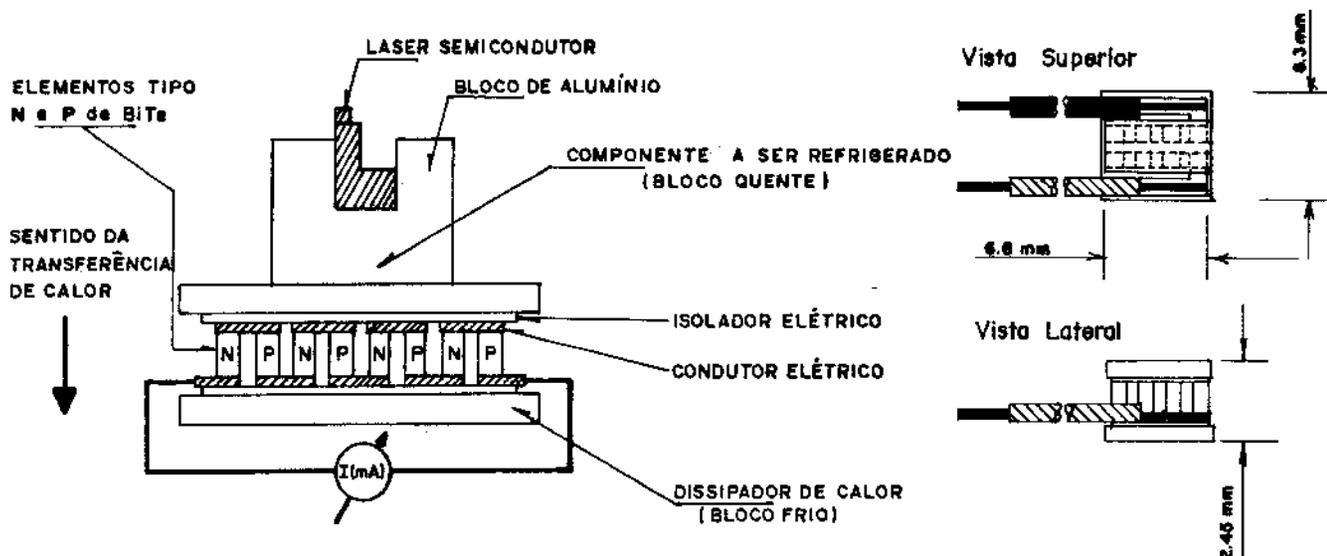


Fig. 3.9 - Desenho esquemático de um módulo de resfriador termoeletrico ("Peltier").

A escolha do Peltier é função da quantidade de calor que o mesmo pode bombear. No circuito da Fig. 3.7, utilizou-se o resfriador termoeletrico da MELCOR (FC 0.45-32-05L) que opera com corrente e tensão máximas de 0,8 A e 3,87 V, respectivamente, podendo dissipar até 1,72 watts de calor. Esse dispositivo apresentou uma resistência de 7,1  $\Omega$ .

A temperatura do bloco suporte do diodo laser é medida por um CI AD590<sup>1</sup>, que é um dispositivo analógico e linear, apresentando a variação de 1  $\mu$ A por grau kelvin. Esse CI foi soldado junto ao bloco suporte do laser, Fig. 3.7, de modo a medir em forma de variação de corrente, a variação térmica sobre o bloco. Um circuito resistivo foi construído<sup>2</sup> para converter a leitura de kelvin para graus celsius. A leitura da temperatura é feita diretamente, lendo-se a tensão mostrada no "display" de um voltímetro digital de elevada precisão como sendo a temperatura em graus celsius.

O circuito da Fig. 3.7 é composto por uma ponte resistiva balanceada contendo o termistor e um resistor variável, que é ajustado para que a ponte fique balanceada (isto é,  $V_{xy} = 0$ ) na temperatura desejada. Alguma mudança na temperatura sobre o laser altera a resistência do termistor que também está soldado nesse bloco e possui dependência inversamente proporcional à variação térmica, causando um desbalanceamento na ponte. A tensão  $V_{xy}$  produzida é amplificada pelo LM 355 e fornece uma saída proporcional à entrada que irá atuar no circuito de alimentação ("drive") do Peltier, composto por um par de transistores bipolares complementares, adequadamente escolhido, do tipo BD 237 e 238.

O ganho do LM 355 pode ser ajustado no potenciômetro de entrada de 100 k $\Omega$ , determinando-se a inclinação da curva  $I(\text{mA}) \times \text{Temp.}$  do Peltier na região proporcional.

Uma desvantagem na operação do controle no modo proporcional é que o Peltier possui resposta lenta às variações térmicas. Este problema é solucionado pela inclusão de um circuito de alimentação que opera no modo proporcional apenas para uma pequena faixa da temperatura ambiente próxima da temperatura desejada. Se a temperatura ambiente desvia-se dessa faixa, o

1 Ver Apêndice IV.

2 Circuito do termômetro de precisão.

circuito reverte para o modo chaveado e passa corrente máxima pelo Peltier, conseguindo velocidade de resposta alta, mantendo ainda a estabilidade.

A parte do amplificador de potência classe B contém um arranjo simples de limitação de corrente que circula pelo Peltier, constituído por dois diodos 1N4001 e resistores variáveis paralelos com o dispositivo. A máxima corrente de aquecimento ou refrigeração é ajustada por esses resistores.

### 3.4.2 Circuito de Polarização de Alta Estabilidade do Laser

A variação da corrente de polarização no laser isolado causa simultâneos e inseparáveis deslocamentos (“shifts”) na frequência do laser devido à dependência do índice de refração com a corrente de polarização, variando a potência óptica de saída. Para lasers multimodo, há alocação de potência entre os vários modos, chamado de ruído de partição modal. A corrente que circula pelo laser provoca aquecimento na junção semicondutora, contribuindo com deslocamento em frequência numa taxa típica,  $\Delta f/\Delta I$ , de  $\approx 3$  GHz/mA. Esse valor pode ser reduzido com o laser operando em regime pulsado na cavidade externa, diminuindo com isso o aquecimento térmico do dispositivo. Essa dependência de 3 GHz/mA possui resposta rápida e é normalmente usada em controle ativo em malha de servo-controle para grampear a frequência do laser [93]. Reporta-se um valor de 28 MHz/mA com a inserção de uma cavidade externa. Reduções do valor de  $\Delta f/\Delta I$  para laser solitário de aproximadamente 500 vezes é reportado usando-se um LEC Laser de 20 cm de comprimento [100].

A Figura 3.7 ilustra o circuito de polarização de alta estabilidade do laser semicondutor. A compensação não-linear da relação corrente-tensão do diodo laser é conseguida por associações série-paralelo de vários resistores de precisão, resultando numa resistência total de 353  $\Omega$  em série com o diodo laser. É desejável que os resistores de polarização sejam estáveis com a variação térmica e com a variação da corrente da fonte. Fez-se um teste da dependência da resistência com a corrente submetendo-se quatro resistores de alta precisão utilizados no circuito de alimentação do laser, com resistência nominal de aproximadamente 6 k $\Omega$ , a diversos valores de corrente. Observa-se no gráfico da Figura 3.10, que essa variação com a corrente é mínima em torno da resistência nominal, apresentando um erro percentual máximo de 0,021%. Com isso, conclui-se que esses resistores de filme metálico com precisão de 1% com 100 ppm são adequados para serem usados no circuito de alta estabilidade para polarizar o diodo laser.

Utilizou-se para alimentar o circuito uma fonte de tensão da HP programável (HP 6115A) de elevada precisão, com “drift” de 0,0015% + 15  $\mu$ V (8h). O gráfico da Fig. 3.11 é a calibração da tensão da fonte de precisão HP 6115A versus a corrente que circula pelo laser, aplicada no circuito de polarização da Figura 3.7.

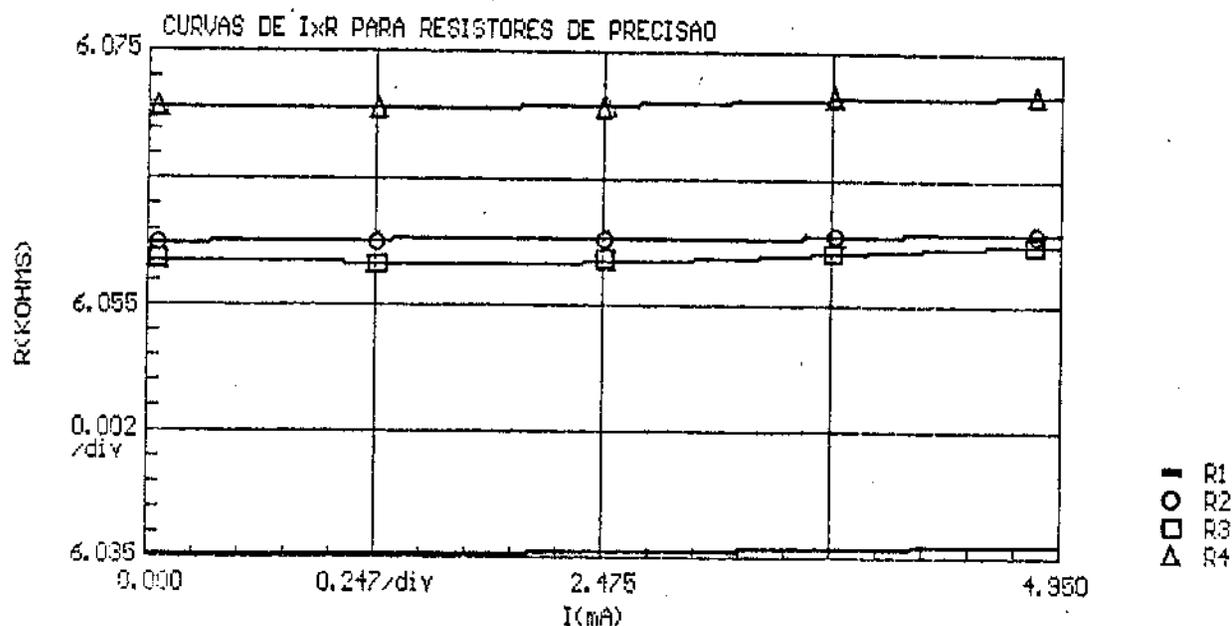


Fig. 3.10 - Dependência da resistência nominal de resistores de precisão para vários valores da corrente de polarização.

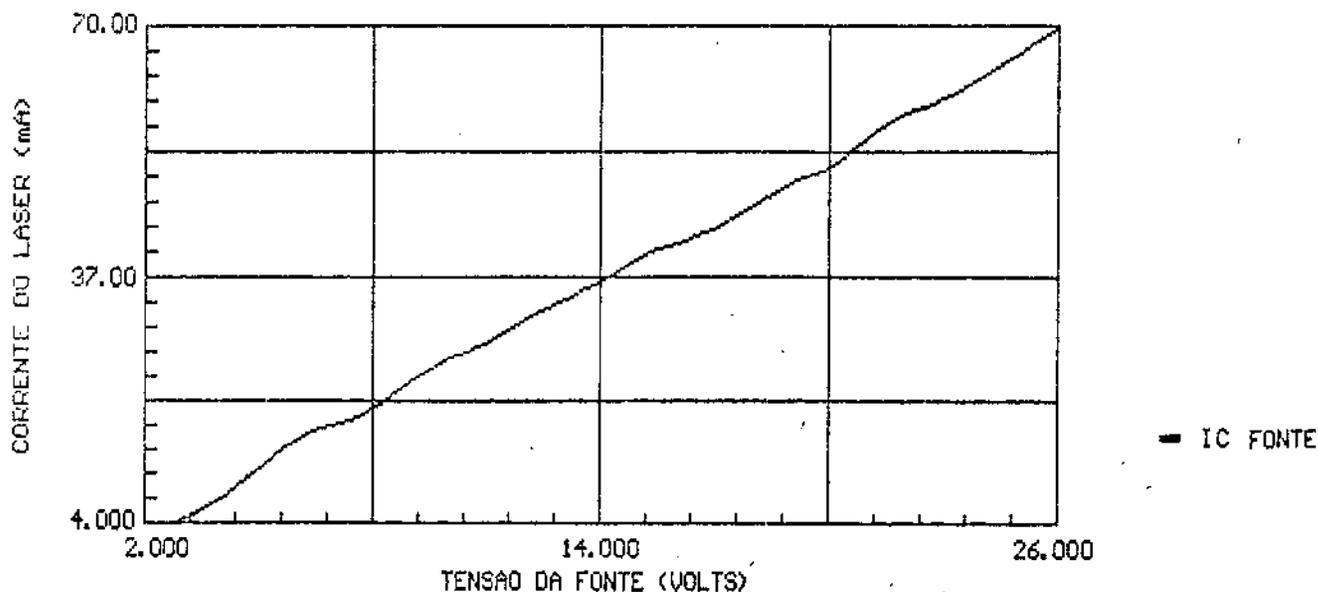


Fig. 3.11 - Tensão da fonte de precisão do circuito de polarização versus corrente do laser.

Correntes muito altas sobre o laser podem causar a destruição catastrófica nos espelhos do diodo, causada por densidades de potências ópticas excessivas, da ordem de  $10^6 \text{ W/cm}^2$  [52]. Como não existe “no break” no laboratório, é necessário proteger o laser contra surtos de tensão da rede elétrica<sup>1</sup>. Para isso, foi escolhido um capacitor eletrolítico ( $C_1$ ) de  $60.000 \mu\text{F}$  (30 VDC) para proporcionar um carregamento e descarregamento suave da tensão sobre o diodo laser. Com esse capacitor garante-se que o laser seja ligado e desligado com uma variação de corrente muito lenta ( $> 0,5$  segundos) até atingir o nível desejado para se conseguir uma potência de saída adequada.

1 Surtos de tensão de 100 ns destroem o laser.

Além disso, próximo à agulha de alimentação do laser com seus respectivos ajustes mecânicos, foi construído um filtro RC junto com um diodo BAW62, que protege o laser de possíveis transientes e correntes espúrias.

Os circuitos foram montados em uma caixa de alumínio com a utilização de um cabo coaxial para alimentação do laser. Ver montagem na Figura 3.3.

### 3.4.3 Caracterização dos Circuitos

Para caracterizar os circuitos montados, operou-se a cavidade externa continuamente por 16 dias ( $\approx 388$  horas), com a leitura dos resultados sendo amostradas em períodos não regulares de tempo. Os gráficos a seguir mostram a variação com o tempo da temperatura do laser controlado pelo circuito de estabilização e da corrente de polarização do mesmo.

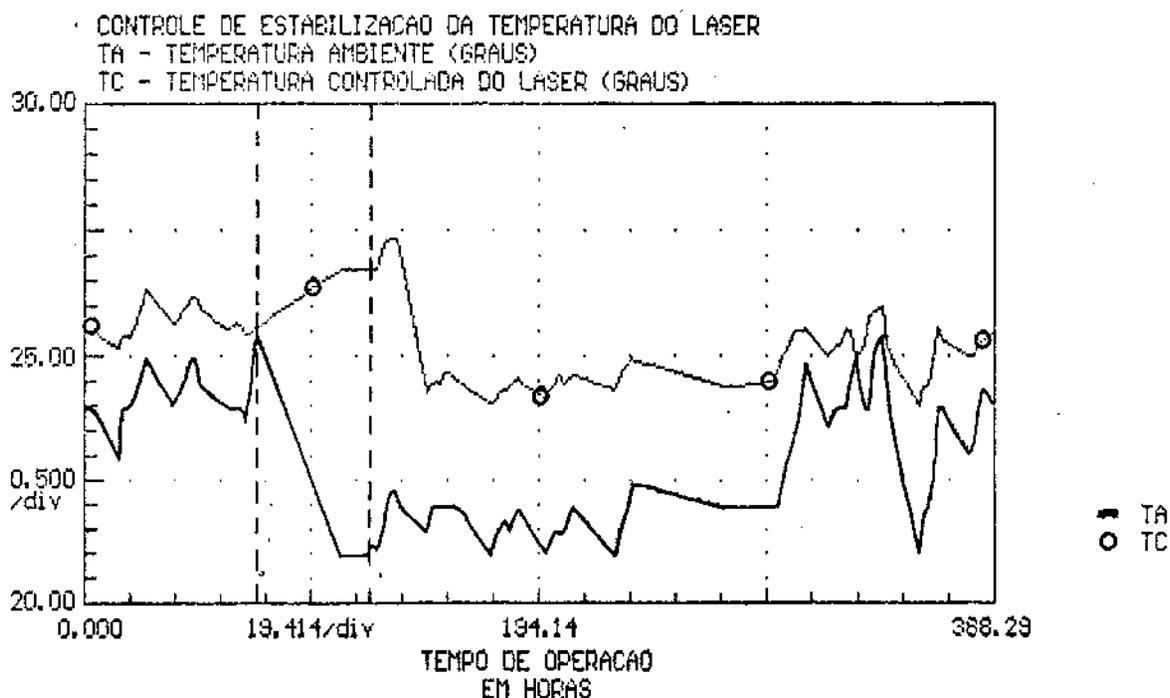


Fig. 3.12 - Controle de estabilização da temperatura do laser ao longo do tempo.

Observando o gráfico da Fig. 3.12, tem-se que a variação da temperatura ambiente do laboratório  $\Delta T$  durante o período de observação manteve-se dentro de uma faixa de  $4,5^\circ\text{C}$ . Essa variação está dentro da região de  $\pm 4^\circ\text{C}$  (em torno de  $25^\circ\text{C}$ ) onde foi feita a aproximação linear da curva característica do termistor. Do que foi exposto anteriormente, caso não se utilize circuitos de estabilização de temperatura, a variação em frequência do laser solitário de  $1300\text{ nm}$  - InGaAsP no período observado será de:

$$\Delta\lambda_{LD} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \times \Delta T = \frac{0,5\text{ nm}}{^\circ\text{C}} \times 4,5^\circ\text{C} = 2,25\text{ nm} \quad (3.2)$$

ou seja de  $\approx 400\text{ GHz}$  com a variação da temperatura ambiente em torno da frequência central de operação. Como foi mencionado anteriormente, essa variação é menor com o laser operando em cavidade externa.

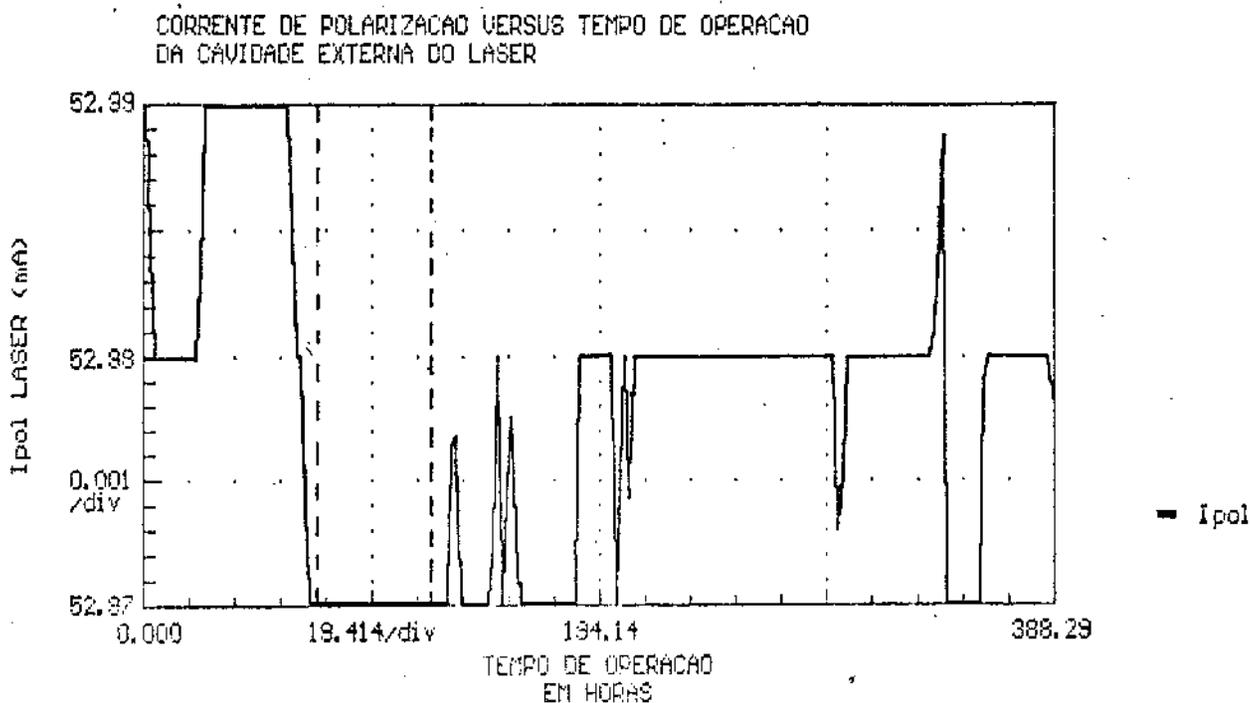


Fig. 3.13 - Corrente de polarização do laser em função do tempo de operação da cavidade externa.

O circuito de controle de temperatura da Figura 3.7 obteve desempenho satisfatório apenas para períodos de curta duração com temperatura ambiente controlada. Essa estabilidade foi de aproximadamente  $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$ .

As instabilidades observadas no gráfico da Figura 3.12 são decorrentes de fluxos de correntes de ar que circulam no meio ao redor do laser, causando uma transferência térmica entre o bloco a ser refrigerado e o ambiente ao redor, devido a baixa condutividade térmica que faz com que a temperatura na carga refrigerada escoe lentamente, sendo altamente susceptível a mudanças induzidas por fluxos de ar. Isto leva à operação instável do circuito. Esses fluxos são devidos ao abrir e fechar da porta do laboratório, mantendo instável a temperatura ao redor (com ar condicionado ligado) do dispositivo. Além disso, variações térmicas induzidas na fonte de polarização do CI AD540 contribuíram para a medição instável do circuito de controle de temperatura.

O que foi dito acima é comprovado no gráfico da Figura 3.12, delimitando-o com duas linhas tracejadas que indicam a transição de um fim de semana (de sexta para segunda-feira), onde a temperatura ambiente ficou livre de fluxos de correntes de ar e, conseqüentemente, a atuação do circuito de controle foi melhorada no sentido de estabilizar a temperatura.

Uma possível solução para evitar o problema decorrente de fluxos de ar é isolar termicamente o laser através de uma caixa de acrílico ou algodão ao redor do mesmo. Alguns autores reportam tais problemas e adotam o mesmo procedimento para evitá-los [14]. Olsson e Ziel [111] reportam a redução da flutuação da frequência da portadora óptica de 15 MHz para 1 MHz isolando o laser de fluxos de ar com uma caixa de acrílico ao redor do mesmo.

Outro procedimento para evitar tais instabilidades a longo prazo é fixar a temperatura desejada para operação do controle em 18 ou 20 $^{\circ}\text{C}$ , conforme citado anteriormente, onde a temperatura pré-fixada não está sujeita às variações induzidas pela temperatura ambiente.

Uma possível melhoria na estabilidade do circuito para precisão melhor que  $\pm 0,01^\circ\text{C}$ , além das já citadas, seria construir um circuito de estabilização com controle proporcional-integral-diferencial (PID).

Diversas fontes coerentes têm sido reportadas utilizando circuitos de controle de  $0,1^\circ\text{C}$  [14,37,54,89],  $0,01^\circ\text{C}$  [17,121,137],  $0,005^\circ\text{C}$  [96] e  $0,001^\circ\text{C}$  [69,96].

O circuito de polarização do laser foi implementado e testado, obtendo uma estabilidade de  $3 \times 10^{-2}$  mA a longo prazo e uma estabilização praticamente constante em curto prazo, em ambiente controlado, conforme é observado no gráfico da Figura 3.13, na região delimitada pelas linhas tracejadas.

Para estabilização da frequência da portadora óptica em 35 MHz, conforme determinado no item 2.9 do Capítulo 2, para o sistema a ser desenvolvido no LCO, é necessária uma estabilização em temperatura da ordem de aproximadamente  $0,001^\circ\text{C}$  (35 MHz/30 GHz) e uma estabilização da corrente de polarização em 0,01 mA (35 MHz/3 GHz), de acordo com os respectivos coeficientes de variação da frequência com a temperatura ( $\Delta f/\Delta T$ ) e corrente ( $\Delta f/\Delta I$ ) para o laser solitário. Portanto, é necessário para se atingir esses valores, controlar a temperatura ambiente e construir um circuito de estabilização do tipo PID, já que o circuito de polarização construído é altamente estável.

### 3.5 Características dos Lasers Semicondutores Utilizados

Nesta tese foram utilizadas três montagens distintas de cavidades externas, com lasers semicondutores operando em 780, 850 e 1300 nm. O laser de 780 nm é um modelo comercial da Mitsubishi (mod. ML 4102) e os de 850 e 1300 nm são lasers fabricados<sup>1</sup> e tomados por empréstimo no CPqD-Telebrás. A Figura 3.14, ilustra o tipo de laser semicondutor utilizado na montagem da cavidade externa operando em 1300 nm.

O que se segue é uma descrição das características elétricas, espectrais e espaciais desses dispositivos.

#### 3.5.1 Modos Longitudinais

Modos longitudinais são configurações de campo auto-consistente, ou seja, a distribuição do campo óptico que se reproduz após percorrer um caminho fechado dentro da cavidade do laser, formando um padrão de ondas estacionárias entre os espelhos do mesmo. A condição de ressonância para uma cavidade Fabry-Perot de comprimento  $l_d$  é dada por [5,20]:

$$m\lambda = 2 l_d n, \quad m=0,1,2,\dots \quad (3.3)$$

onde  $n$  é o índice de refração correspondente ao comprimento de onda  $\lambda$ .

---

1 Em seus respectivos suportes.

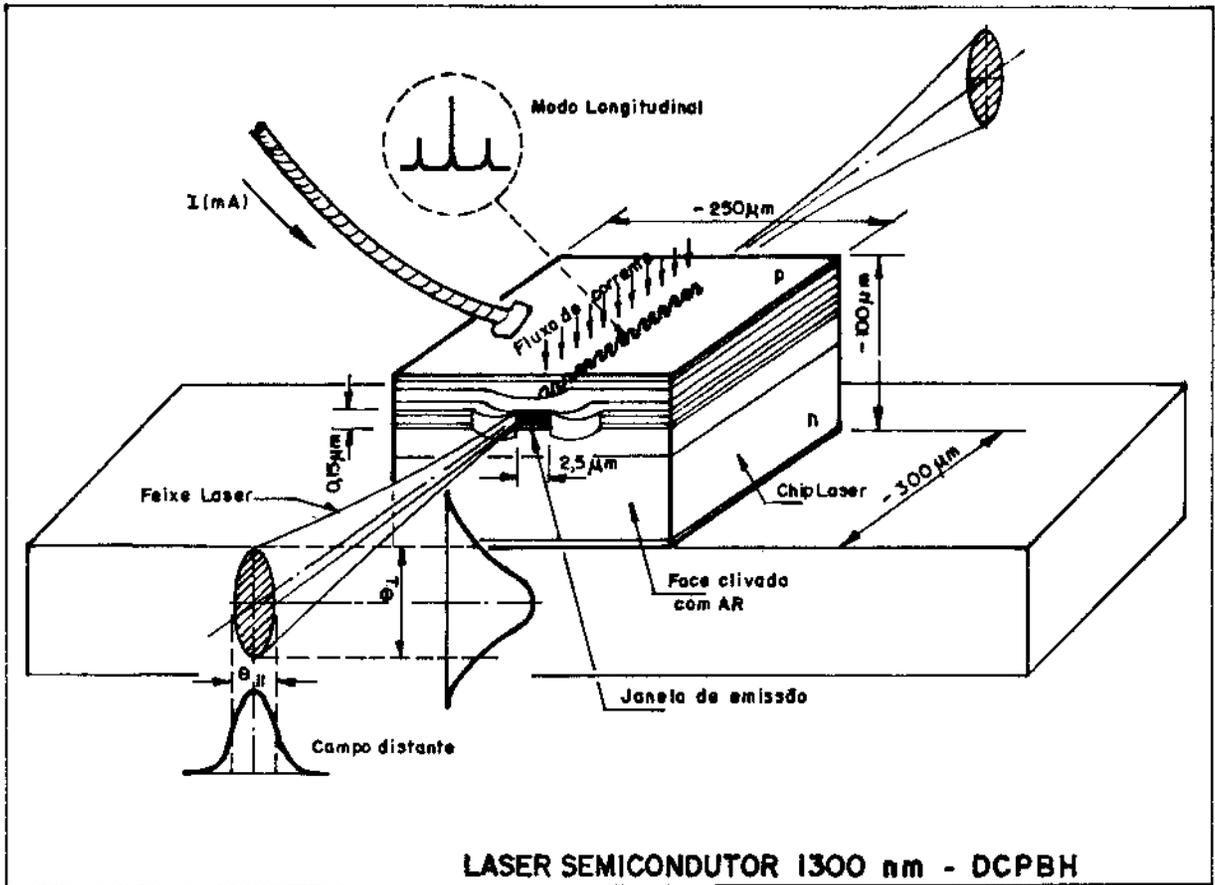


Fig. 3.14 - Laser semiconductor 1300 nm - DCPBH<sup>1</sup>.

Ao contrário de um laser a gás, o meio ativo de um laser semiconductor é bastante dispersivo, ou seja, existe uma variação marcante do índice de refração com a frequência fazendo com que o intervalo de frequências entre modos longitudinais não seja constante. O espaçamento em frequências pode ser obtido utilizando  $\lambda = c/v$  e derivando (3.3) em relação a  $v$ , obtendo-se:

$$f_D = \frac{c}{2 l_d \left[ n + v \frac{dn}{dv} \right]} \quad (3.4)$$

e em comprimento de onda

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 l_d n_g} \quad (3.5)$$

onde  $n_g = h \frac{dh}{d\lambda}$  é o índice de refração de grupo<sup>2</sup>.

Observa-se portanto, que o termo  $v (dn/dv)$  do denominador da expressão (3.4) é o responsável pela variação do espaçamento entre os modos longitudinais da cavidade do laser e, para efeitos práticos, pode ser desprezado, resultando em:

1 Double Channel Planar Buried Heterostructure.

2  $n_g = 4$  para o laser de InGaAsP e 3,6 para GaAlAs.

$$f_D = \frac{c}{2 n l_d} \quad (3.6)$$

e

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 n l_d} \quad (3.7)$$

A expressão que dá a conversão de um intervalo de variação de frequência em função de uma variação em comprimentos de onda é:

$$\Delta f_c = -\frac{c}{\lambda_0^2} \Delta \lambda_c \quad (3.8)$$

Normalmente poucos modos se encontram dentro da curva de ganho do laser onde as perdas são superadas, permitindo a oscilação desses modos, com a cavidade sendo o único modo de discriminação longitudinal na estrutura. A saída do laser consistirá, então, de diversas linhas com uma largura de banda finita, determinada pelas perdas da cavidade. A Figura 3.15 ilustra os modos da cavidade que possuem suficiente ganho para oscilação.

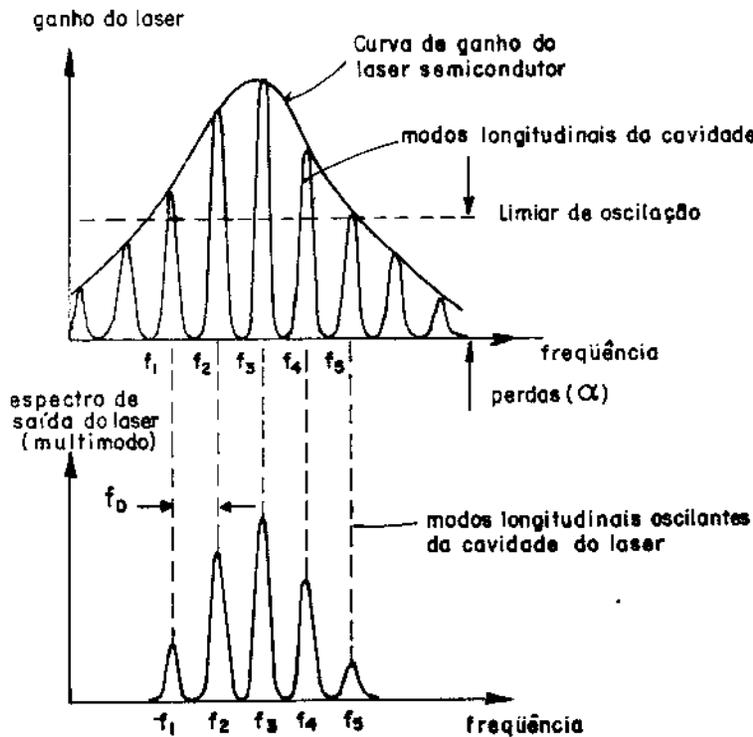


Fig.3.15 - Espectro de frequência dos modos de oscilação.

### 3.5.2 Característica Potência Óptica versus Corrente de Polarização

Os gráficos das Figs. 3.16 e 3.17 mostram as características elétricas dos lasers de GaAlAs operando em 780 e 850 nm, respectivamente.

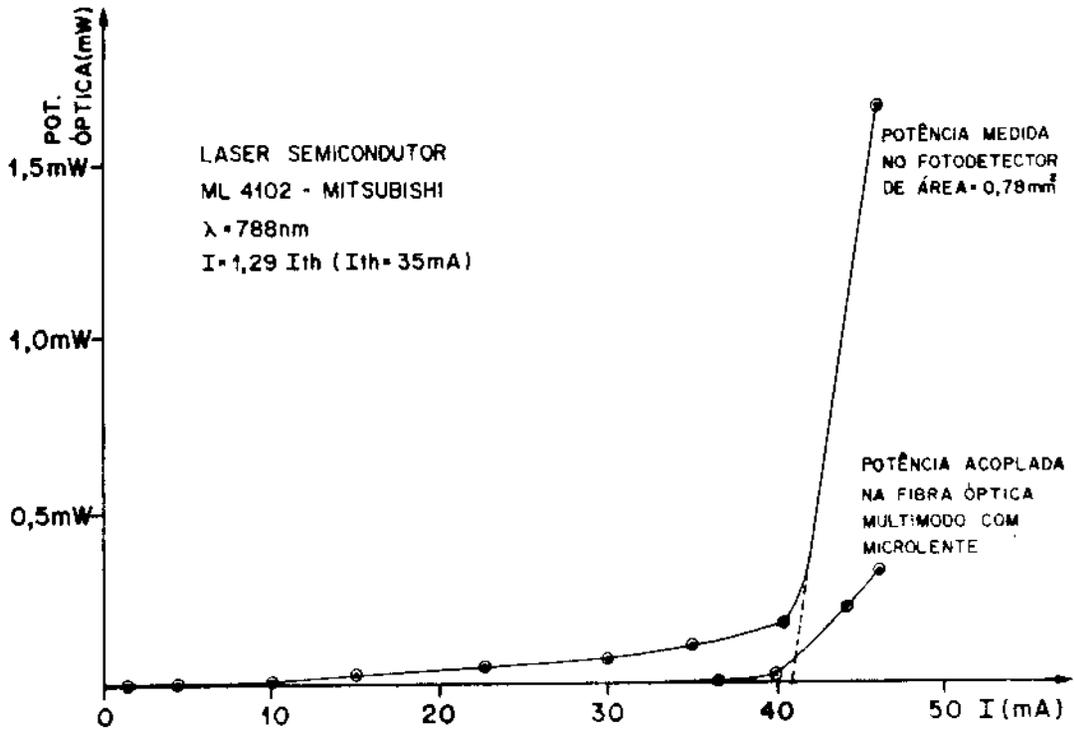


Fig. 3.16 - Curva  $P \times I$  para o laser de 780 nm com potência acoplada a um fotodetector e a uma fibra óptica multimodo com microlente.

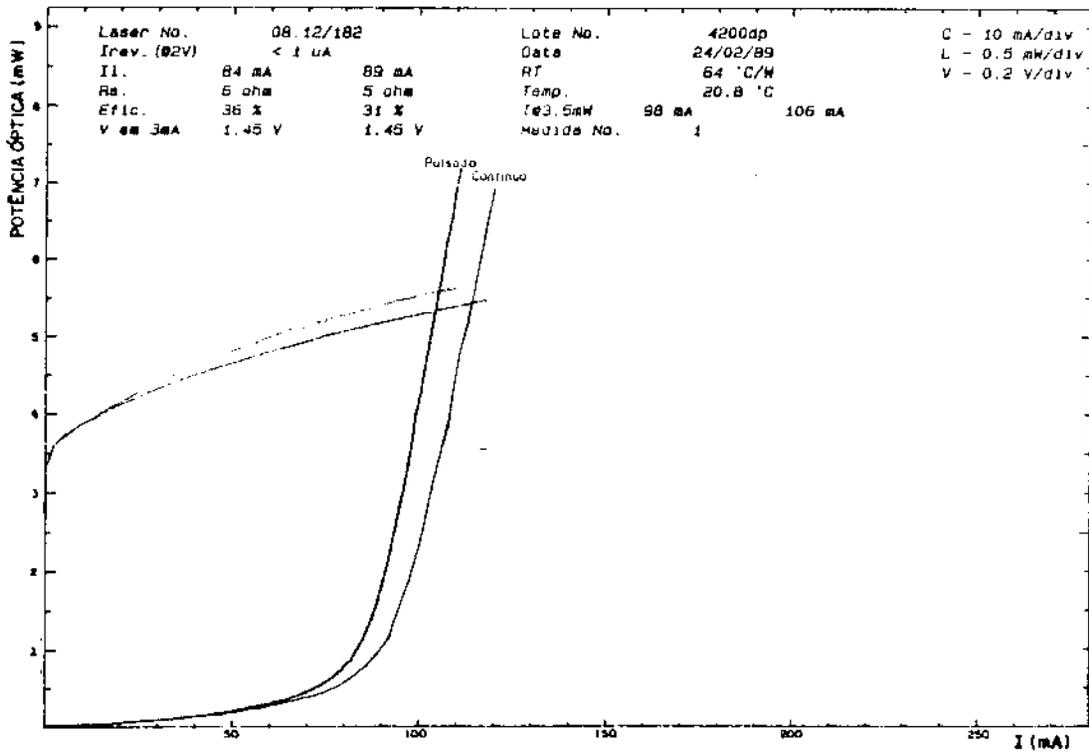


Fig. 3.17 - Curva  $P \times I$  para laser de 850 nm com camada antirefletora<sup>1</sup> depositada na face frontal.

1 Essa camada antirefletora possui refletividade inadequada para operação do laser em cavidade externa ( $R_{AR} \approx 15\%$ ).

O laser comercial de 780 nm<sup>1</sup> é do tipo BH<sup>2</sup>, estrutura enterrada, possui dimensões típicas da região ativa de 0,7 x 2,5 μm<sup>2</sup>, possui corrente de limiar de 35 mA e corrente de operação de 45 mA, com potência típica de saída de 3 mW. Esse laser é normalmente utilizado em toca-discos laser.

O laser de 850 nm, fabricado no CPqD-Telebrás, possui guiamento pelo ganho, em contato de faixa e estrutura plana. Sua corrente de limiar típica é entre 80 a 90 mA, dependendo do laser utilizado. Possui dimensões típicas da região ativa de 0,15 x 10 μm<sup>2</sup> e da sua estrutura de 300 x 250 x 100 μm<sup>3</sup>. A região ativa do laser GaAlAs operando em 850 nm possui a camada dopada com material do tipo P em contato com o dispositivo Peltier para obter um escoamento mais eficiente do calor dissipado na junção. Com isso, a faixa da região ativa fica aproximadamente de 10 μm acima desse suporte [138]. Durante o alinhamento laser-fibra utilizando esse laser na primeira montagem, observou-se a dificuldade de se obter um alinhamento perfeito devido à assimetria dessa junção. Com o uso de um visor de infravermelho pode-se observar ainda que a luz difratada refletiu na placa suporte de cobre, onde o Peltier estava soldado, interferindo com o feixe direto e causando franjas de interferência de Fresnel.

Com a deposição da camada antirefletora na face do laser de 850 nm, a eficiência diferencial passou de aproximadamente 50% para 30% com um pequeno incremento em sua corrente de limiar.

Os gráficos do laser operando em 1300 nm serão mostrados no sub-item 3.5.5.

### 3.5.3 Espectros de Potência

Os gráficos da Fig. 3.18 mostram os espectros de potência óptica dos lasers de GaAlAs operando em 780 (a) e 850 nm (b).

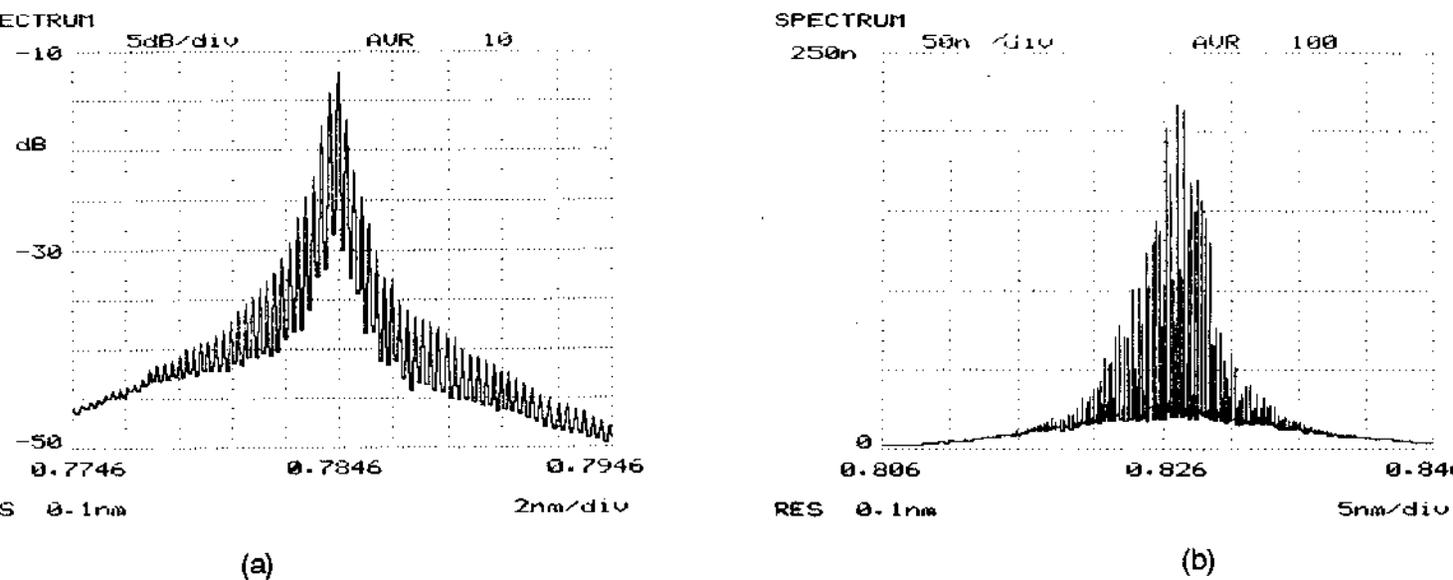


Fig.3.18 - Espectros de potência óptica dos lasers de: (a) 780 nm e (b) 850 nm, operando acima da corrente de limiar.

1 Ver Apêndice V.  
2 Buried Heterostructure.

Utilizando as expressões (3.6), (3.7) e (3.8), tem-se que os espaçamentos típicos em frequência  $f_D$  entre os modos longitudinais<sup>1</sup> para os lasers de GaAlAs (780 e 850 nm) e InGaAsP (1300 nm) são, respectivamente, 138,12 GHz ( $\approx 0,33$  nm) e 142 GHz ( $\approx 0,8$  nm). As larguras de linha típicas são de 2 nm (800 GHz) para lasers de GaAlAs e 3 nm (530 GHz) para lasers de InGaAsP [139]. Esses lasers são lasers multimodo, pois cada gráfico da Fig. 3.18 contém cerca de 60 modos.

Os espectros de potência óptica do laser operando em 1300 nm serão mostrados no item 3.5.5.

### 3.5.4 Medidas de Campo Próximo

O campo próximo<sup>2</sup> ou região de Fresnel é definido como sendo a esfera delimitada por um raio equivalente à distância focal da lente de colimação do feixe laser [140].

Essa medição é feita com o campo próximo do laser sendo projetado através de uma objetiva de colimação sobre um fotodetector de área larga com um anteparo possuindo um pequeno furo, por onde a intensidade do campo próximo radiado, dada pela distribuição de potência na face de saída do laser, é detectada [132]. Essa medida consiste, essencialmente, em medir a imagem de saída do laser, ou seja, a distribuição de potência ao longo da abertura da região de emissão da fonte.

O fotodetector é posicionado numa base xyz de modo que, com as translações horizontais (eixo x) e verticais (eixo y) feitas por micrômetros de precisão, as distribuições da intensidade do campo próximo perpendicular e paralelo à junção do laser, respectivamente, sejam medidas. Um detalhe que é conveniente ressaltar é que o “chip” laser, devido às facilidades de posicionamento da agulha de alimentação e do alinhamento óptico, foi posicionado com seu plano de junção perpendicular ao eixo óptico.

As medidas da distribuição do campo próximo radiado pelo laser, em 1300 nm - DCPBH, com camada antirefletora em sua face de colimação e operando com corrente próxima ao limiar ( $I \approx I_{th} = 53$  mA) são mostradas nos gráficos das Figs. 3.19 e 3.20.

Esses gráficos foram traçados usando o programa editor gráfico EDGRAF. Utilizou-se uma objetiva de 40 vezes de aumento e abertura numérica de 0,65, situada a, aproximadamente, 26 cm da face do laser, na mesma distância ( $L_{cav}$ ) onde a grade é posicionada quando o laser opera em cavidade externa.

1 Foi usado  $l_d = 300$  mm (valor típico),  $n_{GaAlAs} = 3,62$  e  $n_{InGaAsP} = 3,52$ .

2 Near - field.

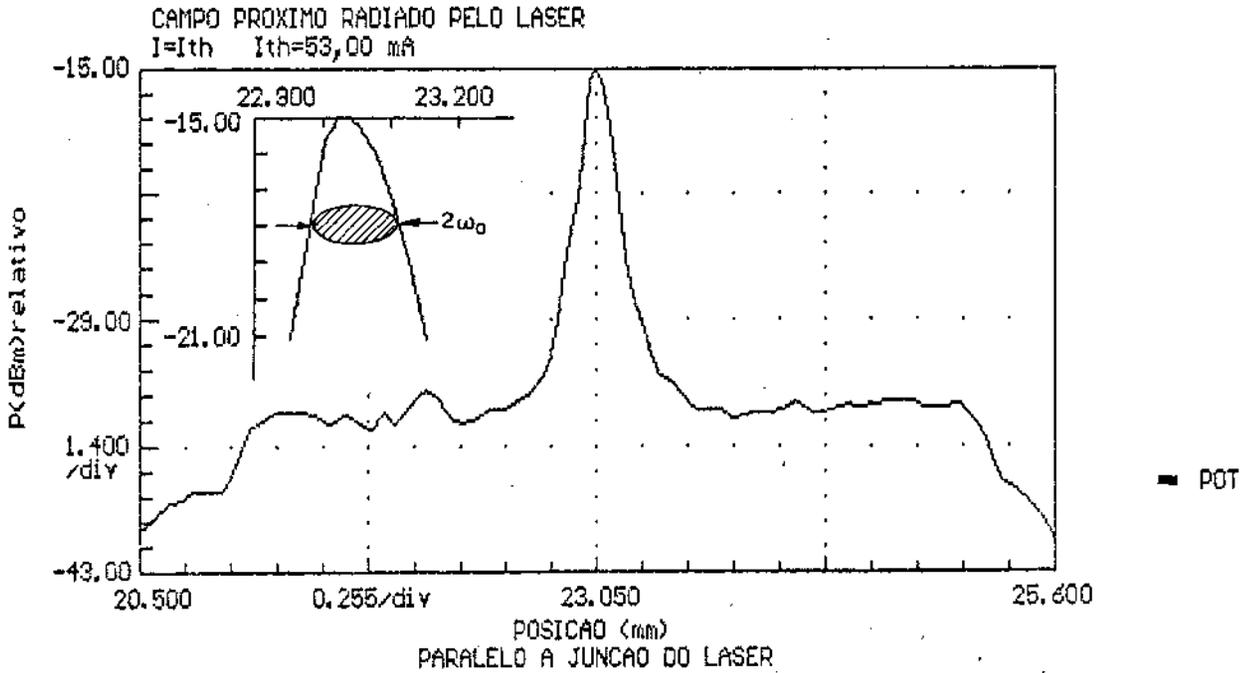


Fig.3.19 - Distribuição do campo próximo radiado pelo laser paralelo à junção,  $I = I_{th} = 53$  mA.

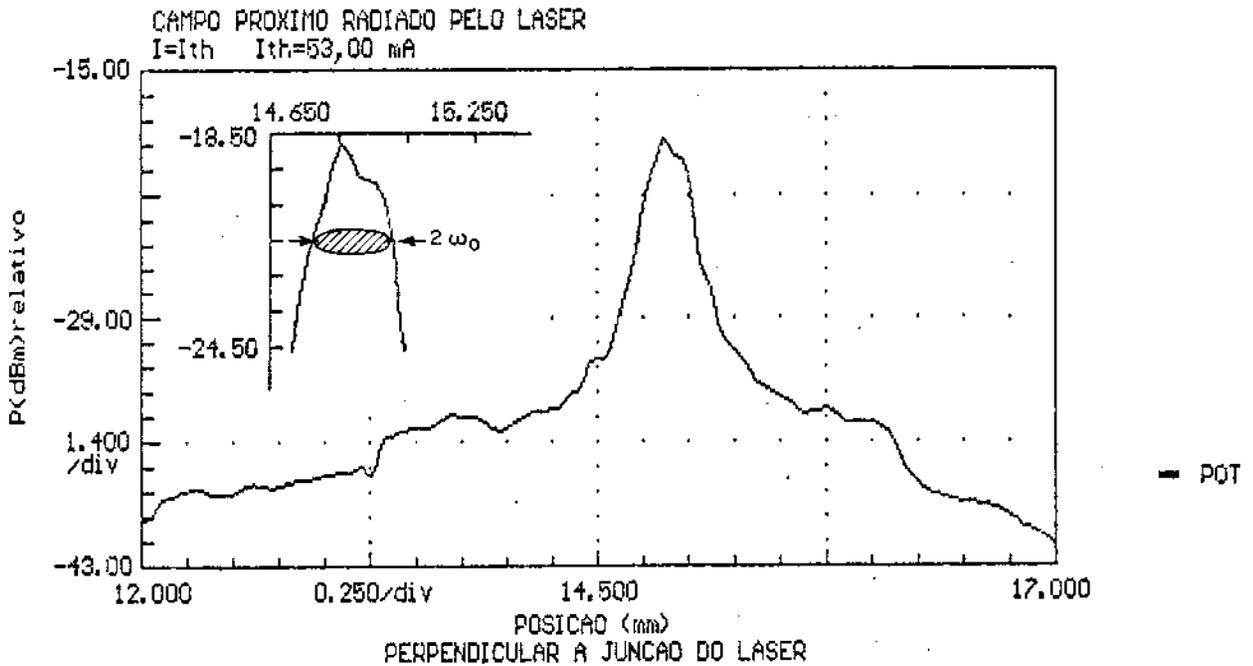


Fig. 3.20 - Distribuição do campo próximo radiado pelo laser perpendicular à junção,  $I = I_{th} = 53$  mA.

### 3.5.5 Considerações Sobre Camadas Antirrefletoras (AR)

Este é um tópico de fundamental importância, pois a deposição de uma camada antirrefletora (AR)<sup>1</sup> adequada irá viabilizar a construção de LEC Lasers.

1 Antireflection Coating.

Reflexões de uma onda plana na interface de um diodo laser podem ser eliminadas pela aplicação de uma camada AR na interface semiconductor-ar adequadamente escolhida.

O projeto e a construção de muitos sistemas ópticos sofisticados necessitam de coberturas de filmes finos de múltiplas camadas que possuam propriedades físicas e elétricas que satisfaçam às várias condições e características do meio ambiente e também a padrões para se atingir qualidades ópticas específicas. As principais especificações que as camadas AR devem possuir para serem aplicadas nas faces de lasers semicondutores usados em cavidades externas são [141,142]:

- Baixa refletividade na face do diodo;
- Faixa larga de atuação em comprimento de onda;
- Durabilidade.

Além do método de deposição de uma cobertura AR, utilizada para mudar a reflexão na face do “chip” do laser voltada para a cavidade externa, pode-se utilizar também a clivagem do espelho do laser em ângulo oblíquo entre 10° e 15°, formando um ângulo de Brewster<sup>1</sup> entre a normal da superfície clivada e o plano da região ativa [79]. O método de clivagem da face do diodo em ângulo de Brewster ( $\theta_B$ ) foi mais utilizado durante a década de 70 quando ainda não existia uma tecnologia dominada para produzir camadas de filmes finos satisfatórios. Além disso, esse método não serve para ser usado em laser de estrutura enterrada (BH) [79].

Filmes de uma monocamada antirefletora são usados para transformar lasers de injeção em diferentes tipos de dispositivos tais como: diodos superluminescente e amplificadores ópticos, com camadas AR aplicadas em uma face do “chip” ou em ambas as faces, respectivamente. Dispositivos com camada AR em uma das faces são comumente usados em aplicações que envolvem fontes em cavidades externas e “mode-locking” em lasers semicondutores [126].

O primeiro laser utilizado nas montagens, operando em 850 nm, teve deposição em uma de suas faces de uma camada antirefletora de alumina<sup>2</sup> ( $Al_2O_3$ ), própria para esse comprimento de onda. Contudo, como o CPqD-Telebrás ainda estava dominando essa técnica de deposição, a refletividade obtida nessa face não tinha um valor adequado para operar o laser em cavidade externa com “dois espelhos”.

Através das potências medidas nas faces de saída do laser, com o uso de um fotodetector de área larga, pode-se estimar o valor da refletividade da camada depositada, usando a seguinte relação [80,143]:

$$\frac{P_{AR}}{P_1} = \frac{R_{AR}^{-1/2} - R_{AR}^{1/2}}{R_1^{-1/2} - R_1^{1/2}} \quad (3.9)$$

onde  $P_{AR}$  e  $P_1$  são, respectivamente, as potências na face que possui camada AR e na face de saída da cavidade ( $P_1 = P_0$ ), com as respectivas refletividades,  $R_{AR}$  e  $R_1 = 0,32$  (face lateral).

1 Possui a desvantagem de formar sistemas ópticos mais complexos (ver Fig. 2.5(h)).

2 Possui desvantagem de não ser flexível na composição.

Estimou-se, usando a expressão (3.9), que o valor da refletividade na face frontal do laser de 850 nm está situado na faixa entre 7,5 a 18,5%, usando alguns valores de potência medidos em ambas as faces.

O operação do LEC Laser só foi conseguida com a melhoria das técnicas de deposição de AR por parte do CPqD-Telebrás, que resultou na terceira montagem utilizando um laser operando em 1300 nm de InGaAsP. Esse laser possui estrutura de duplo canal enterrado (DCPBH), onde foi depositada uma monocamada do composto  $\text{SiO}_x$ <sup>1</sup> ( $0 < x < 2$ ), com espessura (e) de  $\lambda/4 n_{AR}^2$  sobre a face do laser voltada para a grade de difração. A Fig. 3.21 ilustra um laser semiconductor com camada antirefletora na sua face frontal.

A deposição da camada AR na face frontal do laser de 1300 nm foi realizada por evaporação catódica (“electron-beam”) de uma monocamada do composto dielétrico  $\text{SiO}_x$  numa atmosfera controlada de oxigênio. A pressão parcial do oxigênio e a taxa de evaporação são ajustados durante o processo para dar um índice de refração ótimo da camada (ou camadas). Um controle exato da espessura da camada é essencial. Para isso, durante a evaporação do composto a espessura do filme é controlada pela monitoração “in loco” da saída de luz do laser onde o AR está sendo depositado. Essa monitoração pode se feita observando-se uma curva P x I do laser num osciloscópio, e com isso, a corrente de limiar ( $I_{th}$ ) pode ser medida e a deposição deve parar imediatamente quando um certo valor máximo é atingido [144-146].

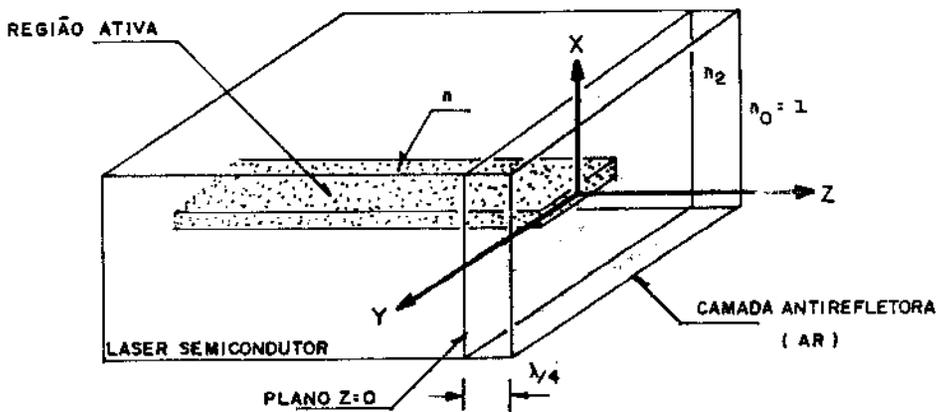


Fig. 3.21 - Laser semiconductor com camada AR.

A escolha do depositante ser o monóxido de silício ( $\text{SiO}_x$ ) deve-se ao fato do mesmo ser, entre todos os materiais possíveis, o que oferece maior razão de índices de refração, dispensando com isso um número muito grande de camadas necessárias para atingir um valor extremamente baixo de reflectância. Poucas camadas depositadas significa menor “stress” na camada como também menor tempo de deposição. Outra opção para o InGaAsP (1300 nm) é usar o composto de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  como filme antirefletor [142].

1 Geralmente usa-se uma composição de  $\text{SiO}_2 + \text{SiO}$  para atingir o índice de refração desejado, com  $n_{\text{SiO}} = 1,9$  e  $n_{\text{SiO}_2} = 1,46$ .  
 2  $n_{AR}$  é o índice de refração da camada AR,  $n_{AR} = \sqrt{n_s}$  e  $n_s$  é o índice de refração do substrato.

Os processos de deposição estão continuamente em evolução para atingir as necessidades de sistemas ópticos avançados.

O laser utilizado possui dimensões típicas da região ativa de  $0,15 \times 2,5 \mu\text{m}^2$  e de sua estrutura de  $300 \times 250 \times 100 \mu\text{m}^3$ , com correntes típicas de limiar entre 20 e 30 mA. A estrutura desse dispositivo possui a camada semicondutora do tipo N soldada na face do Peltier, ao contrário do laser de GaAlAs (850 nm), devido à facilidade de escoamento térmico nessa disposição. Com isso, a região ativa fica situada cerca de  $90 \mu\text{m}$  acima da base (tipo N), facilitando enormemente o alinhamento óptico com a fibra óptica [138,139]. Tanto o laser quanto a deposição da camada antirefletora foram obtidos junto ao Grupo de Dispositivos Optoeletrônicos do CPqD-Telebrás.

A Fig. 3.22 ilustra as características  $P \times I$  do laser de 1300 nm, com curvas características medidas antes e após a deposição da camada AR na face frontal do laser. Devido à deposição dessa camada, características superluminescentes na saída do diodo são observadas nas curvas  $P \times I$  dessa figura. Observa-se nesse gráfico que o laser possui, após a deposição da camada, ambas as curvas características nas faces frontal e traseira com mesma corrente de limiar. Contudo, a face frontal que tem a camada AR depositada possui uma eficiência diferencial maior (0,296 W/A) comparada com a da face lateral de saída da cavidade (0,097 W/A). Isso é devido à destruição parcial do espelho frontal pela camada AR.

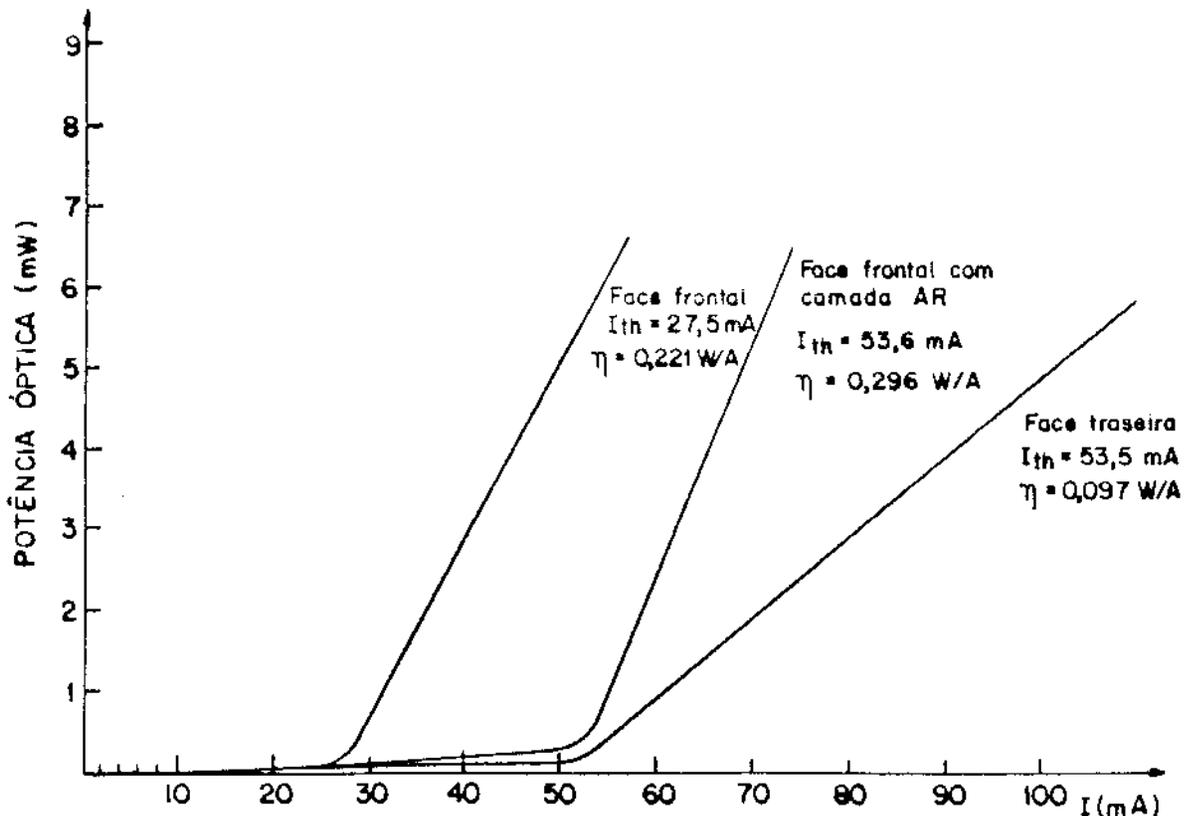
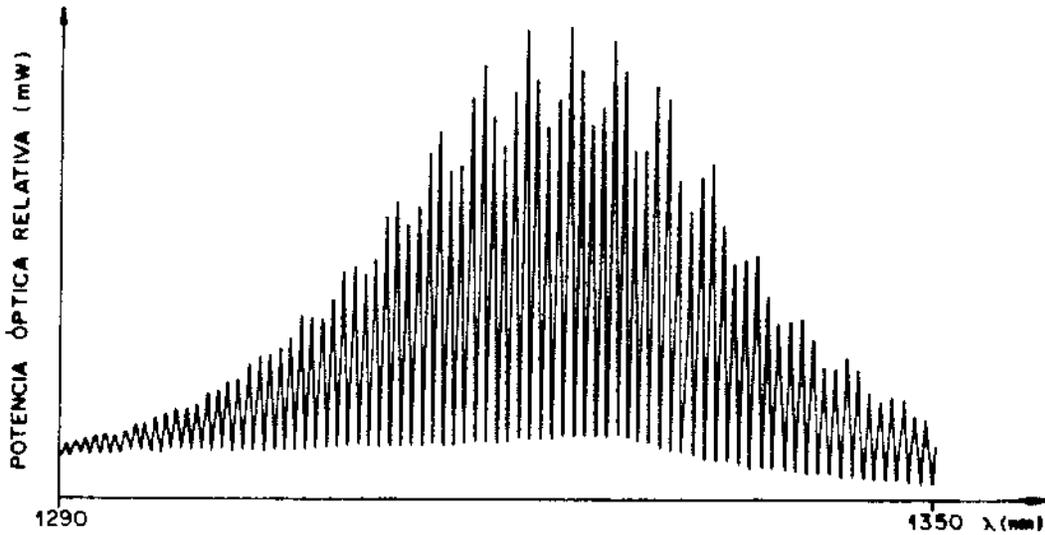


Fig. 3.22 - Características  $P \times I$  do laser operando em 1300 nm DCPBH medidas antes e após a deposição da camada AR.

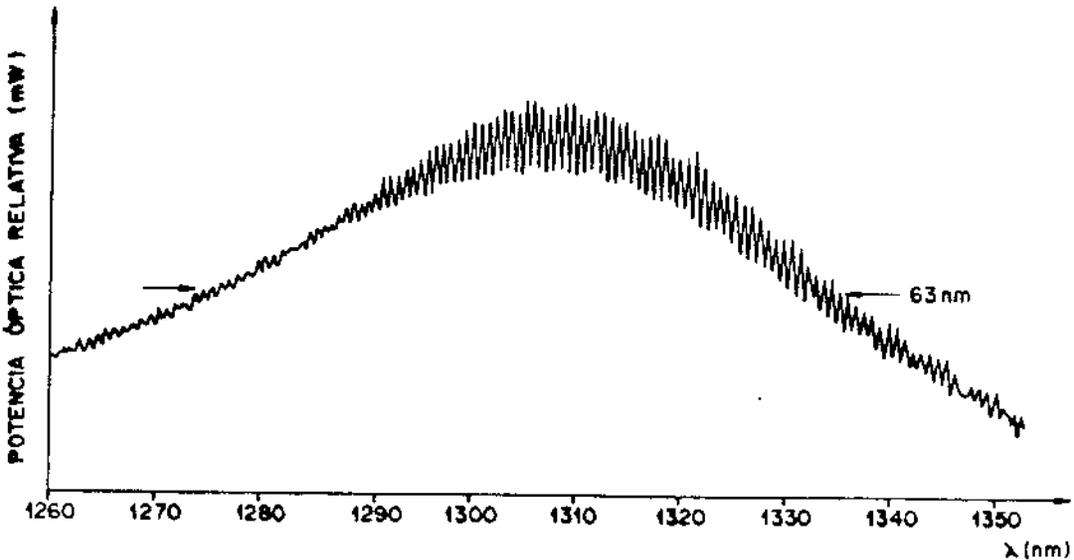
Com a deposição da camada AR, houve um aumento da corrente de limiar da face frontal de 27,5 mA para 53,6 mA, previsto pela teoria, além de um aumento na eficiência diferencial de 0,221 W/A para 0,296 W/A. A razão entre a corrente de limiar do laser com camada AR em relação ao laser sem camada é de  $I_{th_{AR}}/I_{th} = 1,95$ , segundo a Fig 3.22. O significado desse valor

de 1,95 é que, durante o processo de evaporação, o laser é operado com uma corrente duas vezes a corrente de limiar, com o processo de deposição sendo finalizado quando não ocorre mais emissão laser [79].

A Fig. 3.23 ilustra as características espectrais da emissão espontânea do laser semiconductor antes e depois da aplicação da camada AR, para polarização TE<sup>1</sup> em torno de 1300 nm, respectivamente.



(a)



(b)

Fig. 3.23 - Características espectrais do laser semiconductor:  
(a) antes e (b) depois da deposição da camada antirefletora, medido com  $I < I_{th}$  ( $\approx 24$  mA).

1 Polarização onde se concentra a maior parte da potência óptica entre os modos (> 75%) possuindo o vetor elétrico no plano da junção.

Da análise dos espectros e das curvas  $P \times I$ , Figs. 3.22 e 3.23, pode-se concluir que o efeito da camada AR é aumentar significativamente as perdas intrínsecas na cavidade do laser. Com isso, o limiar de oscilação dos modos Fabry-Perot só pode ser atingido com correntes de injeção mais elevadas. Com a aplicação da camada AR, a potência óptica emitida pela face frontal aumenta em valores até 50% do valor do laser antes da deposição. Barbosa e Neto [141] reportam um aumento nas perdas nos espelhos ( $\alpha$ ) de  $30 \text{ cm}^{-1}$  para  $60 \text{ cm}^{-1}$  com a refletividade indo de 32% para 3%, com aplicação de uma camada AR.

Observa-se ainda na Fig. 3.23 que o processo de deposição desloca a curva de ganho do laser para a esquerda, no sentido de comprimentos de onda menores.

Com os gráficos (a) e (b) da Fig. 3.23 e utilizando a expressão dada a seguir, é possível traçar a curva da refletividade da face frontal do laser com camada antirefletora versus o comprimento da onda de emissão ( $\lambda$ ), mostrada na Fig. 3.24 [145,147-150].

$$R_{AR} = R_1 \left( \frac{F_D}{F_A} \right)^2 \quad (3.10)$$

onde

$$F_i = \frac{\sqrt{x_i} - 1}{\sqrt{x_i} + 1}$$

$$x_i = \frac{P_{\max}}{P_{\min}}, \quad \text{com } i = A, D \quad (3.10.1)$$

sendo  $x_i$  a razão entre os picos máximo e mínimo das ressonâncias e anti-ressonâncias da cavidade Fabry-Perot do diodo, tomados antes ( $x_A$ ) e depois ( $x_D$ ) de ter sido aplicada a camada AR, ou seja, a profundidade de modulação das curvas dos espectros da Fig. 3.23 (a) e (b) para uma dada corrente constante.

Na Fig. 3.24 observa-se que os modos Fabry-Perot residuais (“ripple”) da banda de passagem da curva de ganho do laser da Fig. 3.23 (b) e que não foram completamente eliminados pela camada influenciam na curva da refletividade versus comprimento de onda. Como a camada depositada não é perfeita, aparecem essas reflexões residuais cuja fase irá interferir com a fase dos modos da cavidade externa, afetando a largura de linha de saída [81]. É difícil suprimir completamente os modos Fabry-Perot residuais da cavidade do laser com a camada AR [20].

Ainda no gráfico da Fig. 3.24, observa-se que para uma sintonia de  $25 \text{ nm}^1$ , conseguida com a cavidade externa operando em  $1300 \text{ nm}$ , a refletividade da face frontal do laser onde foi utilizada uma monocamada antirefletora, varia de 0,70% até 1%, em torno do comprimento de onda de  $1323 \text{ nm}$  onde foi obtido o valor mínimo de refletividade de 0,52%. Mantendo a refletividade num valor  $R_{AR} \leq 1\%$ , é possível conseguir-se uma faixa mais larga de  $\Delta\lambda = 31 \text{ nm}$ , medida no gráfico da Fig. 3.24. Conseqüentemente, uma camada mais elaborada (multi-camadas) faz-se necessária para atingir uma faixa maior de comprimentos de onda ( $\Delta\lambda$ ) com baixas refletividades ( $R_{AR}$ ) [19]. No comprimento de onda de  $1290 \text{ nm}$ , onde a cavidade

1 Conforme será visto no capítulo 5.

externa operou, essa refletividade foi medida no gráfico da Fig. 3.24 como sendo  $R_{AR} = 3,3\%$ <sup>1</sup>. Amplificadores ópticos com camadas AR em ambas as faces do diodo e ganho de 30 dB, necessitam de refletividades nas faces do laser da ordem de  $6 \times 10^{-5}$ , que é difícil de se conseguir na prática para manter o “ripple” da curva de ganho em valores extremamente baixos [151]. É possível conseguir-se  $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$  com  $R_{AR} < 1\%$  com uso de multi-camadas [152]. Entretanto, refletividades residuais de diodos superluminescentes de  $\approx 0,1 - 0,5\%$  são normalmente pequenas o suficiente para garantir a operação apropriada em aplicações práticas envolvendo cavidades externas [142]. Larguras de linha ( $\Delta\nu$ ) da ordem de sub-kilohertz têm sido conseguidas com camadas AR otimizadas [81].

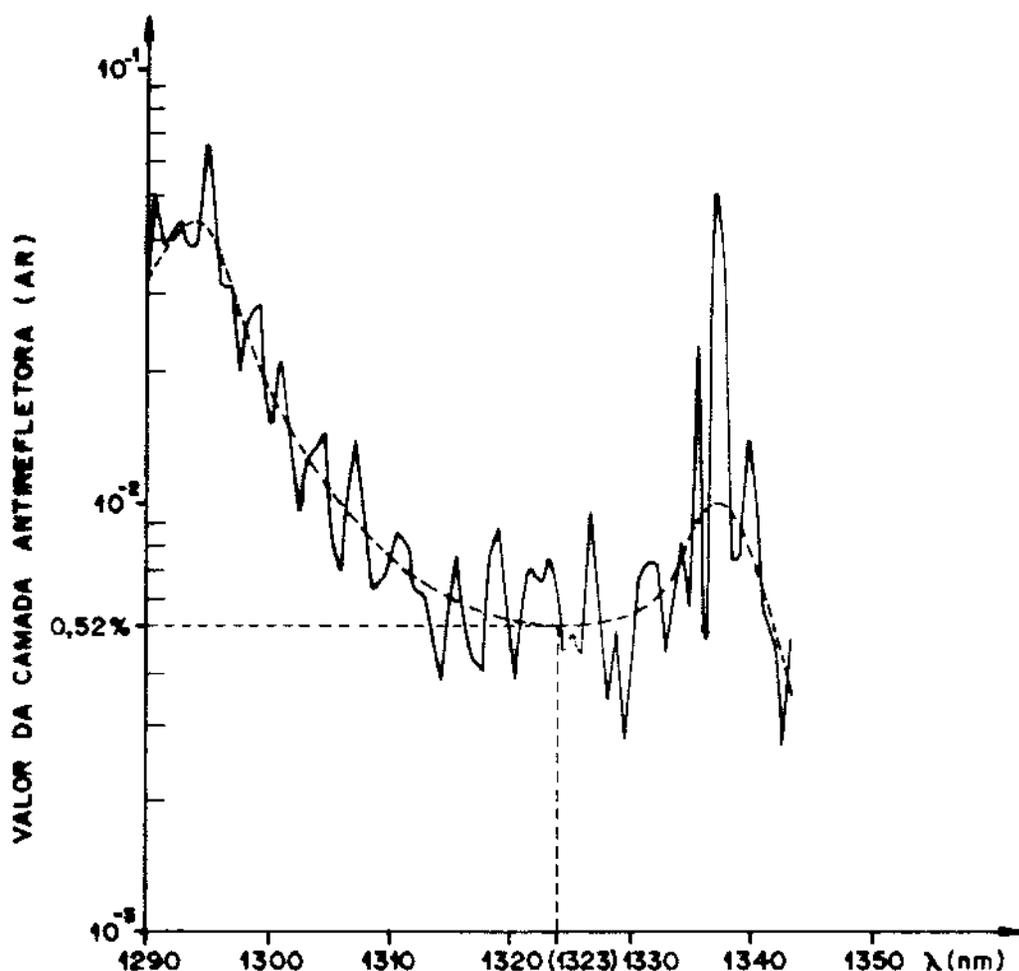


Fig. 3.24 - Medida da refletividade da camada AR de SiO<sub>x</sub> depositada na face frontal do laser ( $R_{AR}$ ) versus o comprimento de onda, para polarização TE. A linha cheia indica valores calculados e a tracejada, a média quadrática desses valores.

A Tabela 1 mostra os valores das refletividades das camadas AR das montagens experimentais de fontes coerentes mostradas no Apêndice I.

O laser utilizado nesta tese apresentou refletividade mínima de  $0,52\%$  ( $\lambda = 1323 \text{ nm}$ )<sup>2</sup> com  $\Delta\lambda = 25 \text{ nm}$ <sup>3</sup>. Resultados preliminares permitem estimar que o laser com camada AR

<sup>1</sup> A medidas do gráfico da Fig. 3.24, tomadas com os dados tirados do espectrômetro do CPqD-Telebrás, apresentam um desvio de aproximadamente 30 nm no valor do comprimento de onda onde a refletividade é mínima, em relação às medidas realizadas com o analisador óptico da Anritsu.

utilizado nas montagens da segunda cavidade da tese de Codá [105], em desenvolvimento no LCO, apresenta  $R_{AR} = 0,3\%$  com  $\Delta\lambda = 50$  nm. Desenvolvimentos semelhantes no CPqD-Telebrás reportam valores de  $R_{AR} = 0,07\%$ , com  $\Delta\lambda = 70$  nm. Convém ressaltar que todas as três medidas são para lasers de 1300 nm - DCPBH fabricadas no CPqD, utilizando o mesmo método de deposição, só que com melhoramentos feitos nessas técnicas. A Fig. 3.25, ilustra os espectros dos lasers com camadas AR medidos para o laser desta tese e para o que vem sendo utilizado por Codá [105].

Ref.	$R_{AR}$ (%)	Observações
[69]	$\approx 1$	LD 1300 nm
[35]	$\approx 2$	-
[26]	3	multicamada, LD DCPBH, 1550 nm, evaporação por feixe de elétrons ("electron-beam")
[153]	$\approx 3,5$	LD BC, multimodo antes da deposição
[115]	$\approx 4$	LD InGaAsP DCPBH, 1500 nm
[28]	3 - 9	LD InGaAsP, 1500 nm
[81]	9	LD DCPBH
[19]	0,5	monocamada
[94]	$< 0,4$	LD GaAlAs, AR de SiO - SiO <sub>2</sub>
[29]	$< 0,3$	LD InGaAsP/InP
[12]	0,3	monocamada
[77]	$< 0,2 - 1$	LD GaAlAs, 825 nm
[12]	$< 0,02$	LD DFB TJS
[108]	0,01	LD BH, 1260 nm, monocamada, $\Delta\lambda = 30$ nm, AR de SiO

*Tabela I - Refletividades das camadas AR das montagens experimentais de fontes coerentes mostradas no Apêndice I.*

Observa-se na Fig. 3.25 que o espectro do gráfico (b) possui menos modos Fabry-Perot residuais quando comparados ao gráfico (a), comprovando com isso a superioridade da camada AR desse laser, devido à melhoria das técnicas de deposição de filmes antirefletores desenvolvidos no CPqD-Telebrás.

Os lasers semicondutores de 1300 nm-DCPBH utilizados no LCO para a montagem das duas cavidades, oriundos de um mesmo lote, apresentaram irregularidades nos seus espectros, conforme é observado nos gráficos da Fig. 3.23 (a) e (b) e no gráfico da Fig. 3.24, onde os espectros possuem regiões de supressão de ganho na curva total de ganho do laser. Essas supressões são espaçadas de 3 nm e não são devido a problemas de reflexões espúrias nos

4  $\lambda = 1290$  nm para valores medidos com o analisador da Anritsu.

5 Valor medido.

componentes próximos ao laser. O que se observa é um efeito de modulação na curva de ganho do laser. Há várias origens possíveis para essa modulação. Entretanto, após várias hipóteses possíveis e comparações com estruturas semelhantes citadas por outros autores [154] e que apresentam o mesmo efeito, leva-se a acreditar presentemente que sejam efeitos de interferência no interior da estrutura do material do próprio laser.

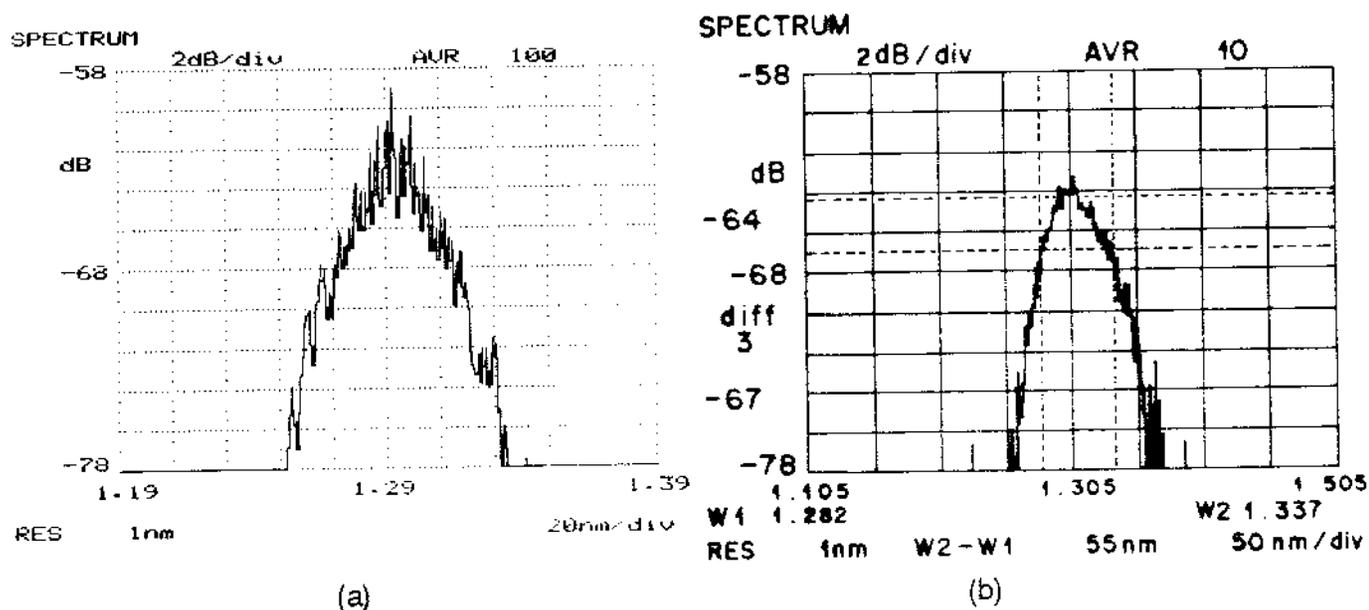


Fig. 3.25 - Espectros de potência dos lasers com camadas antirefletoras, em torno de 1300 nm, utilizados nas montagens desta tese (a) e nas montagens da segunda cavidade externa no LCO (b), operando em torno da corrente de limiar ( $\approx 52 - 53$  mA).

A camada antirefletora, após depositada na superfície do laser, pode ser facilmente removida. O processo de remoção não degrada o laser recuperando-se suas características iniciais ( $\lambda$ ,  $I_{th}$ ).

Segundo resultados ainda preliminares do CPqD-Telebrás sobre o processo de obtenção dessas camadas antirefletoras, foi observada uma degradação dessa camada com o tempo. Essa degradação leva a uma diminuição da corrente de limiar [79]. Isso explica a alteração com o tempo de alguns resultados obtidos nesse trabalho. Simon et al. [145] reportam um aumento de  $R_{AR}$  de  $1,6 \times 10^{-4}$  para  $2,8 \times 10^{-4}$  (em  $\lambda = 1285,7$  nm) num intervalo de quatro meses. Portanto, há a necessidade de se aprimorar o processo de deposição para resultar em filmes antirefletores mais duráveis [155]. Juntamente com o CPqD-Telebrás, esforços semelhantes vem sendo realizados no Instituto de Estudos Avançados - IEAv/CTA no sentido de viabilizar essas coberturas AR.

### 3.6 Características dos Componentes Ópticos Passivos e Lineares Acoplados ao Laser

Para um funcionamento adequado da fonte coerente é necessário determinar a melhor combinação dos componentes passivos e lineares que irão colimar, expandir e selecionar o feixe óptico que irá oscilar dentro da cavidade externa. Por isso, faz-se necessário ter conhecimento

das características físicas e geométricas desses componentes e da influência dos mesmos na operação do LEC Laser.

### 3.6.1 Objetiva de Colimação

Objetivas de colimação são elementos críticos na construção de LEC Lasers. O uso de um determinado tipo de objetiva irá viabilizar ou não a operação da cavidade externa. Essas objetivas necessitam ter uma abertura numérica elevada no sentido de coletar e expandir a maior parte do feixe divergente emitido pela face frontal do laser semiconductor com camada antirefletora, acoplado-o à cavidade externa. As objetivas devem ser relativamente livres de aberrações esféricas, com as dimensões do ponto focal (“spot size”) do feixe focalizado pela objetiva, próximas às da secção transversal da região ativa do diodo laser. Essas dimensões são assimétricas devido à geometria da região de confinamento do feixe no diodo laser. A colimação do feixe é complicada pelo fato da radiação ser gerada em dois planos de dimensões diferentes [156]. Além disso, devem ainda possuir uma alta transmissividade e perdas por espalhamento e reflexões espúrias negligíveis para minimizar as perdas intra-cavidades [77].

Na análise teórica baseada nos trabalhos de A. A. Leal [58] feita no item 2.5.3 do Capítulo 2, não foi introduzida a contribuição dos parâmetros da objetiva de colimação, tais como: transmitância, perdas por espalhamento, reflexões espúrias e absorção. Contudo, o parâmetro  $r_0$  incorporado ao valor da refletividade da grade,  $r_3(w)$ , dado na expressão (2.13), deve incorporar a influência dos demais componentes do LEC Laser (grade, etalon, objetiva). Para a configuração utilizada nesta tese,  $r_0$  leva em consideração apenas os parâmetros da grade (refletividade) e da objetiva de colimação (transmitância e eficiência de acoplamento laser-objetiva-grade). O parâmetro  $r_0$  é um dos dados necessários na simulação computacional feita no Capítulo 6, e para obtê-lo, é necessário saber a reflectância da grade, ( $r_g$ ), no comprimento de onda de operação da cavidade e, principalmente, o coeficiente de acoplamento efetivo ( $\eta_a$ ) do sinal realimentado pela grade que é acoplado pela objetiva à região ativa do laser semiconductor. Do que foi exposto acima, o valor de  $r_0$  pode ser dado por:

$$R_0 = r_0^2 = r_g \cdot T_{obj}^2 \cdot \eta_a^2 \quad (3.11)$$

onde  $T_{obj}$  é a transmissividade da objetiva de colimação.

Nas principais montagens da cavidade externa em 1300 nm foi utilizada uma objetiva de microscópio com camada antirefletora (AR), otimizada para 1300 nm, aumento de 40 vezes, campo plano e abertura numérica (NA) de 0,65, da empresa Melles Griot (mod. 04 OAP 007). A distância focal é de 4,5 mm e a distância de trabalho de 0,32 mm [157]. Esse tipo de objetiva é específico para esse tipo de aplicação. As reflexões espúrias (perdas de Fresnel)<sup>1</sup> nas faces da lente são minimizadas com a aplicação de uma camada antirefletora<sup>2</sup> de  $MgF_2$ , aumentando a transmissividade da objetiva.

A transmissividade dessa objetiva ( $T_{obj}$ ) é obtida medindo-se as potências ópticas emitida pelo laser com e sem objetiva<sup>3</sup>, utilizando um fotodetector de área larga. A diferença entre esses

1 Formam cavidades compostas.

2 Caso não haja camada AR, haverá reflexões da ordem de 4% na superfície da lente.

3 Pot. (com objetiva) = 0,41 mW, Pot. (sem objetiva) = 0,47 mW.

valores dá a perda de inserção da lente. A transmissividade medida foi de 87,5%, que é um valor encontrado na literatura.

O feixe gaussiano que se propaga na cavidade ao passar pela objetiva sofre uma transformação de Fourier no seu campo. Esse efeito praticamente não altera as características do feixe original devido a reversibilidade desta situação, quando da volta ao ser refletido pela grade, o feixe óptico é anti-transformado por essa lente [77,112,158].

Utilizou-se também uma objetiva da mesma empresa (mod. 04 OAP 005) com as seguintes especificações, além das já citadas para a lente anterior: aumento de 20 vezes, abertura numérica de 0,45 NA, distância focal de 8,4 mm e distância de trabalho de 0,7 mm [157].

A principal vantagem da objetiva de microscópio sobre a lente simples é o baixo nível de aberrações esféricas [156].

Feixes ópticos com ângulo de incidência muito oblíquo sobre a lente causam espalhamento devido à redução da efetividade da camada AR da objetiva para ângulos de incidência muito afastados do eixo óptico, causando truncamento nas extremidades da distribuição do campo do laser incidente na objetiva. Aberturas numéricas para coletar o feixe emergente do laser semiconductor possuem valores adequados entre 0,5 e 0,8, resultando num feixe laser com distribuição em intensidade transmitida sem truncamento nas extremidades [20,159].

Foi utilizada, conforme será visto no item a seguir, uma grade de difração com coeficiente de reflexão ( $r_g$ ) igual a 0,35 para o comprimento de onda de 1300 nm, segundo especificações do fabricante.

A abertura numérica da objetiva utilizada é de 0,65 NA, cerca de 3 vezes maior que a abertura numérica<sup>1</sup> do laser semiconductor de 1300 nm - DCPBH que é tipicamente igual à 0,22 (tomada no ângulo de divergência de maior valor). Portanto, quase toda a energia emitida pelo laser será coletada pela objetiva. Na volta, o feixe refletido é também coletado e focado sobre o laser.

Dos termos da expressão (3.11) resta saber o valor de  $\eta_a$ . Esse valor leva em consideração as perdas devido às dimensões da secção transversal da região ativa do laser, de formato retangular ( $2,5 \times 0,15 \mu\text{m}^2$ ), não serem compatíveis com as dimensões elípticas do ponto focal do feixe focalizado pela objetiva,  $d_s$ . Devido ao que foi exposto, não significa que toda a energia coletada pela objetiva irá ser acoplada ao laser, pois a abertura numérica do mesmo não é simétrica, não havendo compatibilidade entre aberturas numéricas e, também, porque o ponto focal possui dimensões finitas.

O valor de  $\eta_a$  é um parâmetro complicado de cálculo, pois envolve áreas efetivas diferentes, além das assimétrias dos feixes incidente e refletido. A maioria dos trabalhos publicados consideram que o valor de  $\eta_a$  está situado entre 30 e 40% [89], dependendo da objetiva utilizada. Para o caso particular desta tese, estimou-se, utilizando a Tabela 2, que o valor de 35% é adequado para o acoplamento laser-objetiva-grade para o tipo de laser e objetiva utilizados nas montagens. Com isso, a expressão (3.11) resulta em:

---

1 Estimada através de  $\theta_- = 15^\circ$  e  $\theta_+ = 25^\circ$ , que são os ângulos de divergência típicos do laser semiconductor utilizado.

$$R_o = (0,35).(0,875)^2.(0,35)^2 = 0,033 \quad (3.12)$$

Portanto, o valor de  $R_o = 3,3\%$  é o coeficiente que leva em consideração a influência de todos os componentes utilizados no sistema sobre o feixe propagante na cavidade, além de incorporar o valor do acoplamento efetivo do feixe realimentado sobre a região ativa do laser. Considerando que a refletividade da camada AR ( $R_{AR}$ ), em  $1290 \text{ nm}^1$ , é menor que a refletividade do elemento refletor externo, levando em conta o acoplamento laser-cavidade, pode-se assumir que a cavidade irá operar com realimentação forte.

Ref.	Objetiva	Características
[14]	0,6 NA, x 40	LD GaAlAs/GaAs
[111]	0,65 NA	Obj. de microscópio
[160]	0,65 NA	LD DCPBH
[81]	0,65 NA/4mm	com camada AR (1550 nm), LD InGaAsP
[117]	0,65 NA, x 40	LD DFB
[108]	0,615 NA	com camada AR, LD BH
[115]	0,60 NA	com camada AR (1300 nm), LD InGaAsP - DCPBH
[113]	0,40 NA, x 20	$\eta_a = 36\%$
[94]	0,4 NA, x 20	sem camada AR, LD GaAlAs, $T_{obj} = 70\%$
[80]	0,45 NA	GRIN ROD, LD InGaAsP - BH
[106]	0,45 NA, x 18	-
[161]	0,35 NA	Obj. de microscópio, sem camada AR, LD GaAlAs GG
[89]	0,35 NA	$\eta_a = 45\%$
[89]	0,35 NA	$\eta_a = 30\%$
[162]	0,35 NA, x 18	-
[116]	0,85 NA	Obj. de microscópio, $\eta_a = 30\%$
[69]	0,85 NA	$T_{obj} = 80\%$
[111]	0,85 NA	Obj. de microscópio
[89]	0,85 NA	$\eta_a = 30\%$
[153]	0,5 NA, x 20	com camada AR, FL 20 NRC, $\eta_a = 36 - 40\%$
[26]	0,54 NA	com camada AR (1550 nm), LD DCPBH
[77]	50 mm	$T_{obj} = 97\%$ (850 nm)
[88]	-	GRIN ROD, LD GaAl/AlGaAs
[42]	-	Obj. de microscópio, $\eta_a = 15\%$
[89]	-	LD HITACHI CSP, $\eta_a = 42\%$
[121]	-	$\eta_a = -20 \text{ a } -30 \text{ dB}$

Tabela 2 - Características das objetivas utilizadas em montagens experimentais.

<sup>1</sup>  $R_{AR} = 0,52\%$  para  $L = 1290 \text{ nm}$  (usando a calibração do analisador de espectro da Anritsu).

Zorabedian et al. [115] reporta um valor de  $R_0 = 20\%$  utilizando uma montagem operando em 1300 nm, com  $r_g = 0,8$  e  $\eta_a = 50\%$ .

O valor baixo encontrado na expressão (3.12) deve-se à baixa refletividade da grade que não é otimizada para operar em 1300 nm e sim em 1550 nm.

Perdas por reflexão na interface ar-camada antirefletora podem ser consideradas desprezíveis.

Um bom acoplamento entre o laser e a cavidade externa, por intermédio de uma objetiva, é muito importante pois contribui, juntamente com as perdas de atenuação do espaço-livre e as perdas na grade de difração, para a perda total do sistema. É necessário portanto, maximizar esse acoplamento durante o alinhamento óptico, para com isso, maximizar o sinal realimentado pela grade para uma melhor seleção dos modos.

O desalinhamento da objetiva pode ocorrer com translações laterais (eixo x e y) e axiais (eixo z) do diodo ou da objetiva no plano focal da lente, resultando em variações de segunda ordem no comprimento da cavidade óptica com alteração da eficiência de acoplamento ( $\eta_a$ ) do laser com a cavidade externa. É necessário, portanto, que a posição do dispositivo seja estabilizada com precisão linear da ordem de comprimentos de onda para se evitar instabilidades no funcionamento da fonte óptica. Mellis et al.[29] reportaram um incremento de potência de 0 dB para 6 dB apenas com a otimização do acoplamento da objetiva com a cavidade.

São também muito usadas lentes de índice de refração gradual<sup>1</sup> conhecidas comercialmente como lentes Selfoc de dimensões da ordem de milímetros, acopladas à saída do laser [158].

A Fig. 3.26 ilustra a geometria do acoplamento laser-objetiva-grade e a Fig. 3.27 mostra a foto desse acoplamento.

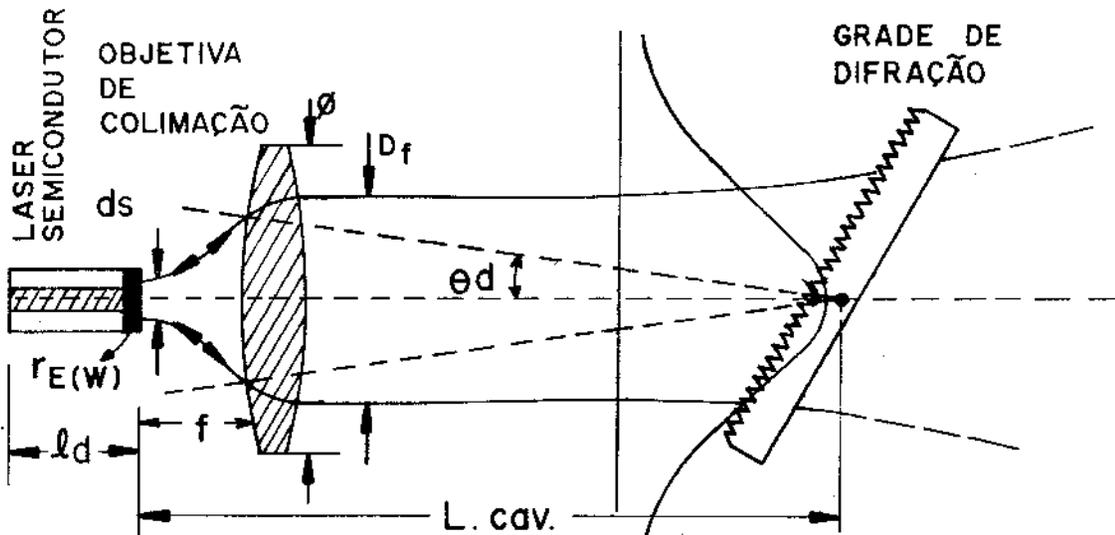


Fig. 3.26 - Geometria de acoplamento laser-cavidade externa.

1 GRIN ROD lens.

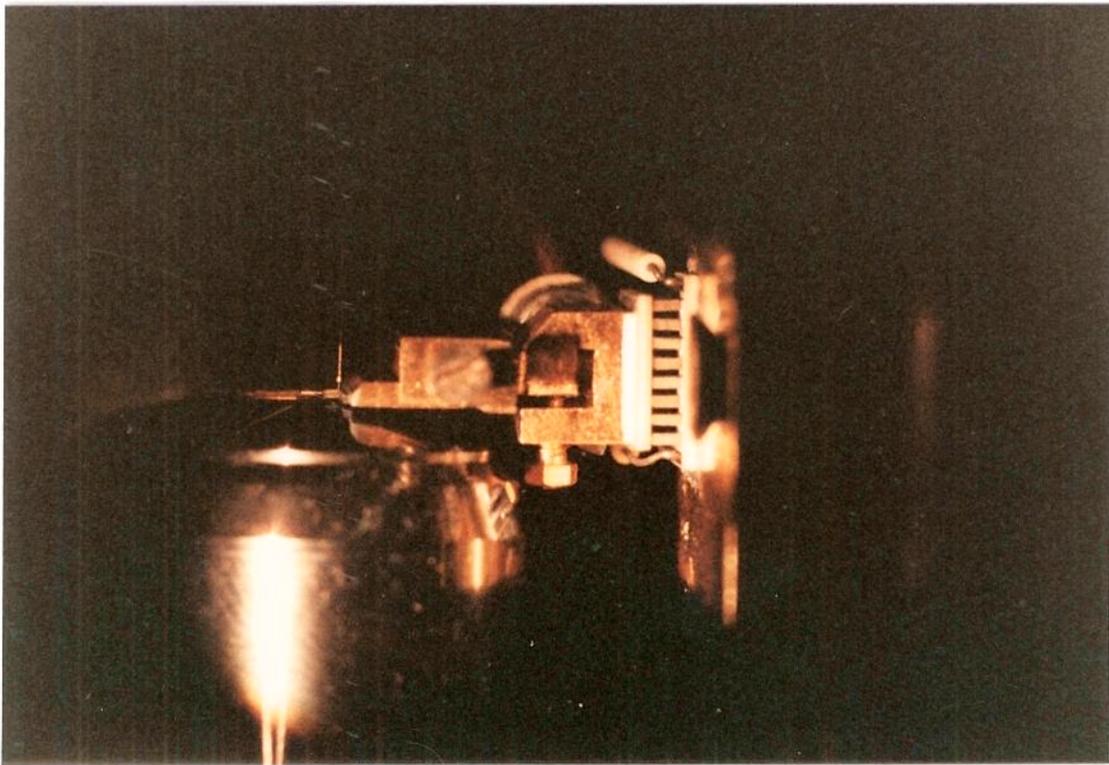


Fig. 3.27 - Acoplamento óptico laser-cavidade externa.

Medidas realizadas com o medidor de potência óptica obstruindo-se o feixe do laser, após colimado pela objetiva, permitiram determinar os valores do diâmetro do feixe,  $D_f$ , paralelo ( $D_{f\perp} = 2\omega_{0\perp} = 2,5 \text{ mm}$ ) à junção do laser semiconductor. Esses valores são tomados para uma queda de 3 dB na potência óptica e são utilizados no programa do Capítulo 6. Essas medidas foram realizadas com o foco da objetiva no infinito, de modo que o feixe, paralelo ao eixo óptico, iluminasse o maior número de linhas da grade de difração.

### 3.6.2 Grade de Difração

Neste tópico procurou-se caracterizar a grade de difração no que diz respeito às suas características espectrais e espaciais.

É necessário o conhecimento da seletividade, eficiência, banda de passagem e sintonia da grade de difração, pois a operação em regime de seleção de modos só permite um controle externo do comprimento de onda do laser sobre uma faixa limitada de sintonia, localizada perto da ressonância dos modos longitudinais do laser solitário.

O uso de uma grade dispersiva na cavidade externa compensa a dispersão causada pelo meio do laser, possuindo características dispersivas opostas àquelas do meio laser, conforme sugerido por Paoli e Ripper em 1970.

A grade de difração de reflexão é formada por um arranjo periódico de superfícies refletoras de período  $a$ , o qual impõe uma variação periódica na amplitude ou fase da onda incidente [52,163]. Uma onda plana incidente na superfície da grade é dispersa por reflexão em

diferentes ordens ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ), isto é, a onda plana refletida retorna em diferentes ângulos ( $\theta_i$ ). O ângulo  $\theta_i$  depende da frequência da onda incidente ( $\lambda_i$ ), com a grade conseguindo separar espectralmente em frequência essa onda. A figura abaixo ilustra o esquema da superfície de uma grade dentada (linha cheia) e senoidal (linha tracejada), onde os degraus refletivos são perpendiculares à radiação incidente. A reflexão na direção axial será muito forte se o degrau é um múltiplo de  $\lambda/2$ . A grade é operada na configuração de Littrow quando o ângulo do feixe incidente é colinear com o feixe refletido.

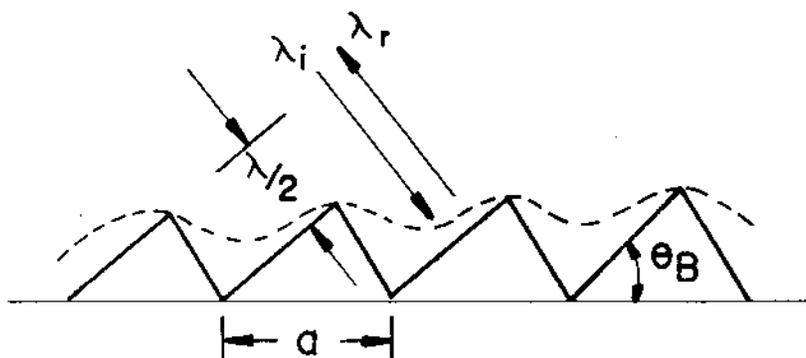


Fig. 3.28 - Esquema da superfície de uma grade de difração dentada (linha cheia) e senoidal (linha tracejada).

Nas montagens desta tese foram utilizadas duas grades de difração, otimizadas para operação em 1500 nm.

A primeira e mais utilizada, foi uma grade holográfica<sup>1</sup> senoidal da empresa Shimadzu (Japão), com ângulo de blaze<sup>2</sup> em 1550 nm, de formato quadrado, cobertura com filme de ouro, 1200 linhas/mm (N) e área efetiva de 21 x 21 mm. Essa grade apresenta eficiência em 1300 nm de 35% e em 1550 nm de 15%. Durante a redação desta tese essa grade será referenciada como grade de 1300 nm por apresentar maior eficiência nessa região.

A segunda grade, com superfície dentada, da empresa Jobin-Yvon (França), com ângulo de blaze em 1550 nm, de formato circular, com  $\varnothing = 50$  mm, 1200 l/mm e cobertura com filme de alumínio. Essa grade é referenciada como grade de 1550 nm.

Essas informações são fornecidas pelo fabricante. As grades holográficas são usualmente menos eficientes que as grades dentadas. Contudo, a grade holográfica e de superfície senoidal é insensível ao sentido de rotação para a sintonia. O sentido de rotação da grade é importante, pois pode-se cair em regiões de biestabilidade. Além disso, as grades holográficas possuem forte reflexão nos modos de ordem  $\pm 1$ .

Durante as montagens, as grades foram posicionadas num suporte com base giratória que possui micrômetros diferenciais de precisão para alinhar a grade com a região de emissão do diodo laser. Isso é feito através de ajustes finos nesses micrômetros, com passo de 0,1  $\mu\text{m}$ . Essa base pode ser deslocada ao longo do eixo axial, alterando o comprimento,  $L_{\text{cav}}$ , da cavidade externa. A grade é posicionada com suas linhas paralelas<sup>3</sup> à junção do laser semiconductor para prover uma dispersão máxima da mesma, melhorando a resolução espectral e espacial com

1 BHG ("blazed holographic grating").

2 Para comprimento de onda ( $\lambda_B$ ) do feixe em ângulo de blaze ( $\theta_B$ ) e configuração de Littrow.

3 Com isso, obtém-se o modo (TE) de reflexão de mais alta ordem com o campo elétrico do laser perpendicular às linhas da grade.

relação às dimensões da região de emissão do diodo. Esse posicionamento é devido à camada ativa do diodo formar uma fenda natural (“slit”) pelo qual o feixe difratado irá incidir para obter a seleção em frequência. Se as linhas da grade estiverem paralelas ao plano de junção, tem-se uma fenda de  $0,15 \mu\text{m}$ , caso contrário, a fenda será de  $2,5 \mu\text{m}$ . Além disso, essa configuração possibilita que um maior número de linhas sejam iluminadas pela distribuição de campo do laser, que possui uma maior divergência no plano perpendicular à junção. Isso aumentará o número de linhas efetivamente iluminadas (Nef.) e, conseqüentemente, aumentará a seletividade da grade [25,77,153]. Morosini [25] reporta uma maior facilidade na obtenção de modos realimentados com a grade posicionada conforme descrito acima.

A figura a seguir ilustra o “spot” de formato elíptico<sup>1</sup> do feixe que é colimado pela objetiva e incide sobre a grade de difração, iluminando um número efetivo (Nef) de linhas.

O modelo adotado por Osmundsen [60] no qual foram baseados os trabalhos de A. A. Leal [58], assumiu que esse “spot” possui formato circular. Para adequar os dados experimentais desta tese a esse modelo, faz-se uma média geométrica dos valores de  $\omega_0$  e  $\omega_{\perp}$  do campo do laser que incide na grade, que é o valor que será usado para cálculo do número de linhas efetivas (Nef) iluminadas na grade, a ser usado no Capítulo 6.

Cada ordem contém uma parte da energia dispersa pela grade  $m = 0, \pm 1$ . O modo de ordem zero, que é o que não dispersa a luz, possui a maior concentração de energia. Nas montagens experimentais, a grade foi posicionada de modo que a realimentação fosse feita pelo modo de ordem  $m = +1$ , Fig. 3.29. Geralmente os modos de ordem superiores ( $m = \pm 1$ ) concentram 70% da potência do modo de ordem zero [164].

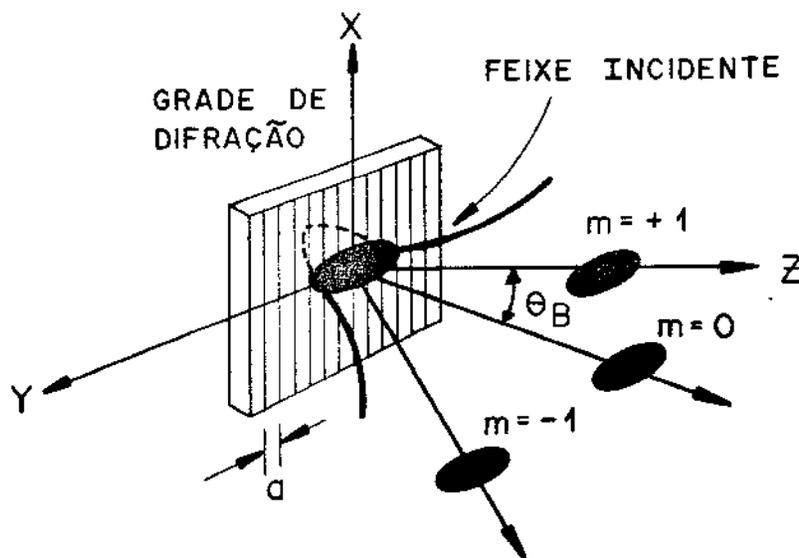


Fig. 3.29 - Operação da grade de difração.

O ângulo de blaze é o ângulo no qual toda a energia difratada pela grade, para um dado comprimento de onda particular, é concentrado em uma única ordem (geralmente  $m = \pm 1$ ), sendo dado por [164]:

1 Comprovado visualmente com uso de um visor de infravermelho.

$$\theta_B = \text{arc sen} \frac{m \lambda_B}{2 a} \quad (3.13)$$

onde  $m$  é a ordem do modo,  $a$  é o período espacial da grade e  $\lambda_B$  o comprimento de onda de operação para o ângulo  $\theta_B$ .

Com os dados da grade de 1300 nm ( $a = 1/N = 0,83 \mu\text{m}$ ,  $m = +1$ ) e utilizando o comprimento de onda no qual a cavidade a ser caracterizada no Capítulo 5 opera ( $\lambda = 1290 \text{ nm}$ ), tem-se que  $\theta_B = 50,9^\circ$ . O ângulo medido foi de  $50,5^\circ$ , estando em boa concordância com o valor calculado. Para a mesma grade operar em 1500 nm, o ângulo  $\theta_B$  será de  $69^\circ$ . Uma grade com ângulo de blaze operando na primeira ordem, também irá operar em  $\lambda_B/2$  na segunda ordem.

O gráfico da Fig. 3.30 mostra a caracterização espacial das grades de 1550 nm (grade 1) e 1300 nm (grade 2). Com esse gráfico é possível extrair informações importantes sobre a operação das grades utilizadas. Essa medida foi realizada posicionando-se um fotodetector de área larga próximo ao laser, situado a mais ou menos 26 cm da grade. Em seguida a grade foi girada<sup>1</sup> através de micrômetros diferenciais e a potência foi levantada em função do ângulo de realimentação do feixe. Ambas as grades foram medidas com  $I = 53 \text{ mA}$ .

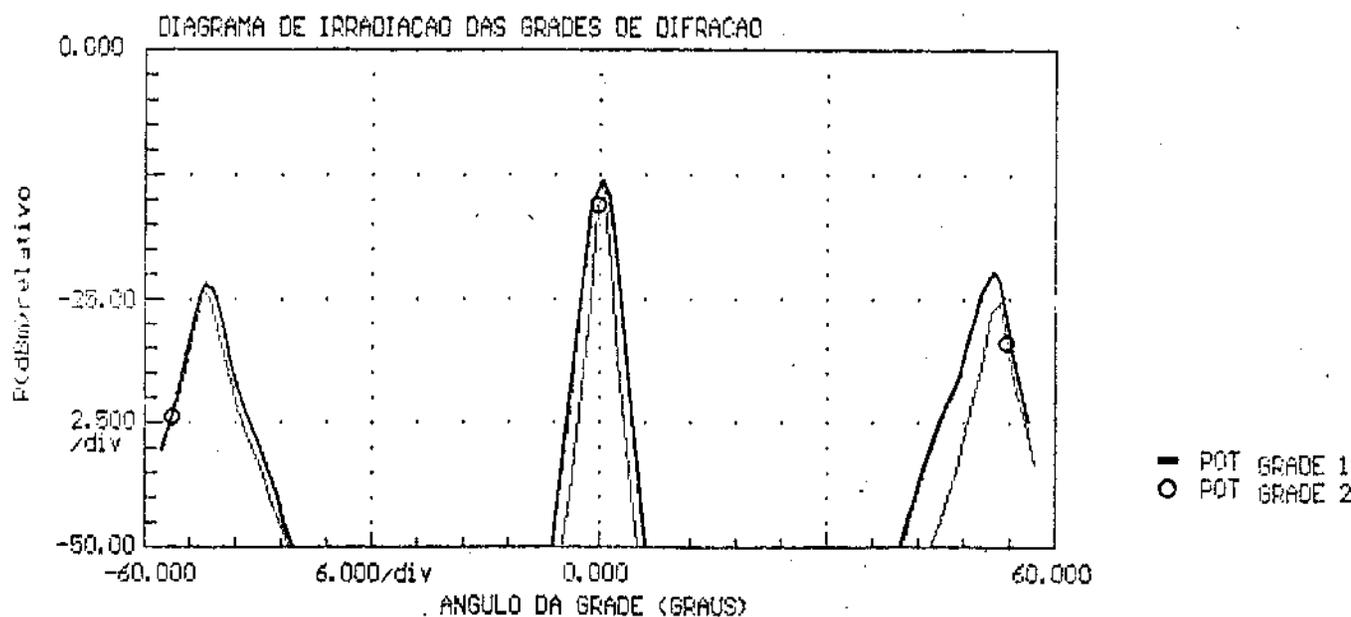


Fig. 3.30 - Caracterização espacial das grades de difração utilizadas nas montagens.

Observa-se na Fig. 3.30 que o modo de ordem zero ( $m=0$ ), obteve  $-12,77 \text{ dBm}$  (grade 1) e  $-12,94 \text{ dBm}$  (grade 2) e os modos de ordem  $m = +1$ , obtiveram  $-21,64 \text{ dB}$  (grade 1) e  $-23,03 \text{ dB}$  (grade 2) e  $m = -1$ , com  $-23,40 \text{ dB}$  (grade 1) e  $-24,41 \text{ dB}$  (grade 2). Isso comprova a maior eficiência da grade 1 (1550 nm) em relação à grade 2 (1300 nm), indicando boa concordância com o que foi mencionado anteriormente. Nesse gráfico, observa-se ainda que os modos ( $m = \pm 1$ ) são obtidos para  $\theta_B = \pm 50,5^\circ$ , com o modo  $m = 0$  em  $0^\circ$ . O modo de ordem  $m = +1$ , reflete mais potência que o modo de ordem  $m = -1$ . A faixa de variação angular possível para rotação

1 No sentido horário e anti-horário.

das grades é em torno de  $\Delta\theta = \pm 60^\circ$ , conforme é observado na Fig. 3.30. O modo de ordem  $m = +1$  da grade 2 está situado dentro de uma variação angular máxima de  $\Delta\theta(m = +1) = 18^\circ$ , sendo espacialmente mais seletiva que a grade 1. O ajuste grosseiro de  $\pm 60^\circ$  só é possível com o giro manual da grade ou com o avanço grosseiro do micrômetro diferencial. Com isso é possível sintonia de  $\approx 10.000$  GHz [77]. Comprimentos de onda não acessíveis pela grade podem ser obtidos pela mudança na temperatura ou corrente do diodo laser [106].

Grades de difração que possuem poucos dentes ou estejam sujas causarão espalhamento do feixe incidente, resultando em baixa eficiência.

A resolução da grade mede sua habilidade de separar linhas espectrais adjacentes ( $\lambda_i$  e  $\lambda_j$ ). Isto é definido como poder de resolução cromática (PRC), dado por [23,25,164]:

$$\text{PRC} = mN = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \tag{3.14}$$

para  $m = 1$

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{N} \tag{3.15}$$

onde  $\delta\lambda$  é a diferença entre dois comprimentos de onda adjacentes ( $\delta\lambda = \lambda_j - \lambda_i$ ). Dois picos são considerados resolvidos quando o pico do valor de  $\lambda_i$  coincide com o mínimo do valor adjacente ( $\lambda_j$ ). Esse é o limite de resolução de Rayleigh, conforme ilustra a Fig. 3.31.

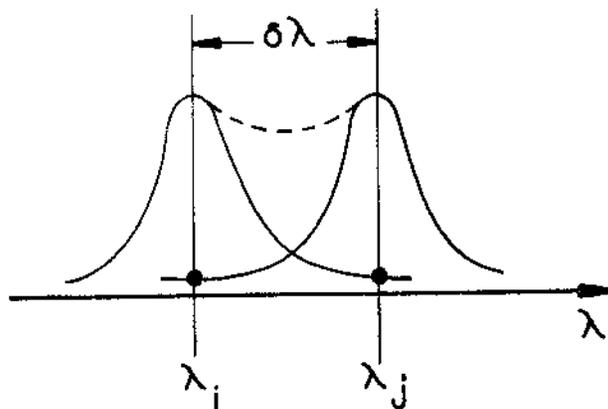


Fig. 3.31 - Resolução espectral pela grade de difração.

A grade de 1300 nm, com área efetiva<sup>1</sup> de 21 x 21 mm, possui poder de resolução cromática de:

$$\text{PRC} = N_{ef} = 1200 \text{ linhas/mm} \times 21 \text{ mm} = 25.200 \text{ linhas} \tag{3.16}$$

com  $\delta\lambda = \delta\lambda_g$  dado por:

$$\delta\lambda_g = 1300\text{nm}/25.200 \text{ linhas} = 0,05 \text{ nm/linha} \tag{3.17}$$

1 Com toda a grade iluminada, para  $m = +1$ .

ou seja, cada linha da grade consegue resolver 0,05 nm em  $\lambda$ , que é a resolução máxima, com todas as linhas efetivamente iluminadas.

Para resolver um modo do laser de 1300 nm, separados de 0,75 nm, é necessário ter um poder de resolução de 1733, ou seja,  $N_{ef} = 1733$  linhas iluminadas<sup>1</sup>. Para isso, é necessário que sejam iluminados 1,44 mm na grade.

A dispersão angular da grade ( $d\lambda/d\theta$ ) é a separação angular obtida para dois comprimentos de onda distintos separados de  $\delta\lambda$ , dado por:

$$\frac{d\lambda}{d\theta} = \frac{\lambda}{\tan \theta} \quad (3.18)$$

que para os dados da grade 2 com  $\lambda = 1290$  nm, tem-se  $1,06 \mu\text{m}/\text{grau}^2$ .

A dispersão linear é o produto da dispersão angular pelo inverso da distância focal ( $f$ ), sendo dado por:

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{1}{f} \frac{d\lambda}{d\theta} \quad (3.19)$$

Para calcular o valor da banda de resolução espectral da grade que separa dois valores adjacentes de  $\lambda$ , em função da espessura da fenda é dada a seguinte expressão:

$$\delta\lambda_g \geq d \left( \frac{d\lambda}{dx} \right) \quad (3.20)$$

que para os valores obtidos com a expressão (3.19) de  $0,235 \mu\text{m}/\text{mm}$  e a espessura da região ativa do laser de  $d = 0,15 \mu\text{m}$ , tem-se  $\delta\lambda_g = 0,035$  nm.

Com o resultado da expressão (3.18) e utilizando a variação angular possível da grade de difração em torno do modo de primeira ordem, tem-se que uma banda de sintonia de aproximadamente, 60 nm ( $1,06 \mu\text{m}/18^\circ$ ) é possível de ser conseguida com a grade operando nesse modo. Essa faixa de sintonia, conforme será visto mais adiante, é limitada por outros fatores inerentes ao laser, tais como: banda de ganho do meio laser e faixa de operação da camada AR. Resultados experimentais preliminares com a operação da segunda cavidade vêm comprovar esse valor.

Utilizando o método de caracterização da grade que será descrito no capítulo seguinte, traçou-se a curva espectral da grade de difração<sup>3</sup> em torno de 1290 nm, com os dados obtidos a partir desse método, resultando numa largura de banda da grade de 0,85 nm ( $\approx 154$  GHz), para uma queda de 3 dB. No gráfico da Fig 3.32, a grade age como um filtro óptico de comprimentos de onda, deixando passar um determinado número de  $\lambda$ 's, com banda de passagem  $\Delta\lambda_g$ . Quando se leva em consideração a emissão espontânea, o formato da curva do espectro da grade pode ser considerado Lorentziano [16].

1 Para  $m = +1$  com  $N = 1200$  l/mm.

2 Esta dispersão aumenta para  $0,6 \mu\text{m}/\text{grau}$  caso se utilize essa grade com  $\theta_B = 69^\circ$  e  $\lambda = 1550$  nm.

3 Para  $m = +1$ .

Sunak e Oh[16] obtiveram um valor de  $\Delta\lambda_g$  de 82 GHz (FWHM) para  $N_{ef} = 2500$  linhas. Se  $\Delta\lambda_g$  é situado numa faixa de 200-400 GHz, o espectro do laser não é alterado pela grade [16]. A seleção pode ser ignorada para valores de  $\Delta\lambda_g > 200$  GHz ( $\approx 1,12$  nm). Filtros ópticos integrados [83] com  $\Delta\lambda_g = 1$  nm (FWHM) têm sido usados como elementos seletores de modos.

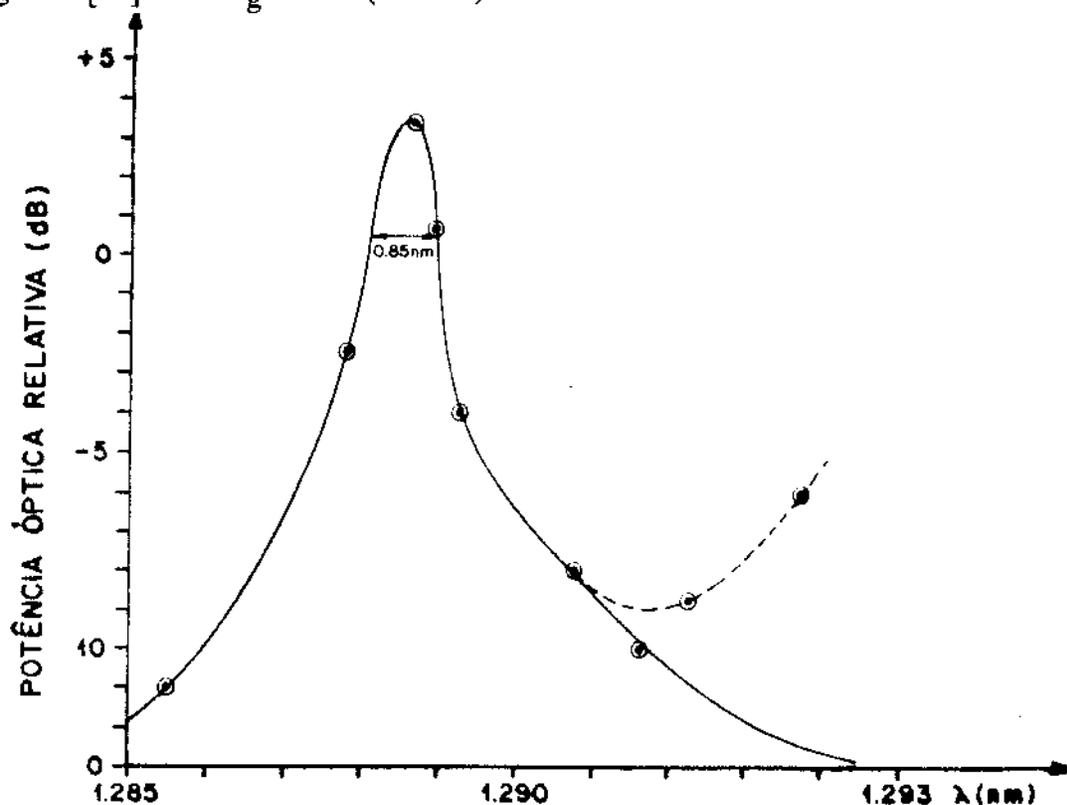


Fig 3.32 - Largura de banda da grade de difração ( $\Delta\lambda_g$ ) em 1300 nm medida utilizando o método de retroalimentação óptica focal.

A seguir é dada uma tabela com as características das grades utilizadas nas montagens de cavidades externas reportadas na literatura.

Ref.	Características
[29]	grade miniatura, com baixa dispersão, 1200 l/mm, $\Delta\theta = \pm 2^\circ$ , $\theta_B = 1500$ nm, 3 ajustes (rotação, "tilt") com 3 PZT's
[25]	1200 l/mm, $\theta_B = 760$ nm
[26]-[114]	1200 l/mm
[119]	1200 l/mm, LD InGaAsP
[81]	1200 l/mm, camada de ouro, $\eta = 83\%$ (1500 nm)
[115]	holográfica, camada de ouro, 1200 l/mm
[35]	600 l/mm
[111]	1600 l/mm
[108]	1200 l/mm, ajuste fino de 1 GHz
[82]	850 l/mm, $\theta_B = 26,7^\circ$ (750 nm)
[165]	$\theta_B = 750$ nm

Tabela 3 - Características das grades utilizadas nas montagens de cavidades externas.

### 3.6.3 Fibra Óptica com Micro lente

Nesse tópic o são feitas considerações sobre fibras ópticas com micro lente e seu acoplamento com o diodo laser.

Numa cavidade externa é necessário um perfeito acoplamento com a saída do laser, para extrair potência suficiente para ser lançada no sistema. Esse acoplamento é feito por meio de uma fibra óptica com micro lente na sua extremidade<sup>1</sup>, magnificando a área de emissão da fonte e aumentando com isso a eficiência de coleta<sup>2</sup> da luz emitida pela face de saída do laser, oposta à face voltada para a cavidade externa, conforme ilustra a figura abaixo [166-170]:

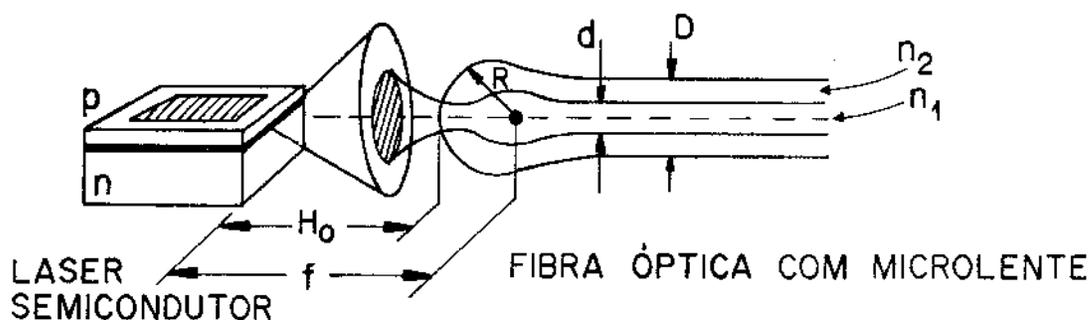


Fig. 3.33 - Geometria do acoplamento laser-fibra óptica com micro lente.

Outros sistemas convergentes podem ser usados, tais como: micro lentes cilíndricas (GRIN) e microesferas com alto índice de refração. A opção por micro lente na ponta da fibra deve-se à boa eficiência de acoplamento e o processo de fabricação já dominado pelo CPqD-Telebrás. Essas micro lentes podem ser fabricadas por duas técnicas: ataque químico em ácido fluorídrico (HF) - clivagem - fusão e o afilamento-clivagem-fusão [166].

Foram utilizadas fibras ópticas com micro lente hemisférica feitas no CADO-CPqD-Telebrás pelo método de clivagem-fusão com arco voltáico. Essa técnica permite o controle dos parâmetros desejados<sup>3</sup> da micro lente, utilizando a própria máquina de emenda de fibras, com tração controlada por um motor de passo, para fabricá-las.

Valores típicos de aberturas numéricas (NA) para fibras ópticas fabricados no CPqD-Telebrás são: 0,20 (multimodo), 0,10 (monomodo), 0,35 (multimodo com micro lente) e 0,25 (monomodo com micro lente).

Uma fibra óptica multimodo com geometria de face plana acopla apenas 20-30% da potência incidente. O uso de micro lente, além de aumentar o acoplamento, evita problemas de reflexões espúrias<sup>4</sup> desta sobre o laser. Acoplamentos laser-fibra com micro lente típico  $\geq 60\%$  são conseguidos com fibra óptica multimodo.

Na prática, entretanto, as eficiências medidas ficam entre 20 e 50%, com os melhores resultados obtidos para lasers de estrutura enterrada que apresentam distribuição de intensidade

1 Taper-ended fiber.

2 Aumento do NA da fibra.

3 A intensidade da corrente, a duração do arco voltáico e o controle da velocidade do motor de passo que puxa a fibra podem ser controlados, determinando a forma e o tamanho da micro lente.

4 Evitando a formação de outras cavidades.

do campo de emissão simétrica e pouco divergente nas direções paralela e perpendicular à janela de emissão, permitindo um bom casamento entre os campos do laser e da fibra com microlente. Lasers de 850 nm, guiados pelo ganho (GG) apresentam eficiências de acoplamento de 25-30% [166].

Efeitos Fabry-Perot são significativamente reduzidos com o uso de fibras com lentes semi-esféricas e são mínimos com uso de lentes cônicas.

É observado na Fig. 3.33 que o núcleo da microlente toma a forma de gargalo no processo de formação da microlente.

Para valores de  $H_0$  (distância de trabalho laser-fibra)  $\geq 20\mu\text{m}$ , a realimentação óptica feita pelas faces da microlente, são mantidos em valores baixos, permitindo, sem comprometer muito a eficiência de acoplamento, um alinhamento mais seguro com menor risco para o laser que pode ser acidentalmente tocado pela fibra durante o alinhamento, quando  $H_0 \leq 10\mu\text{m}$ , danificando o espelho do laser.

Para o gráfico da Fig. 3.16, onde foi medida a potência acoplada numa fibra óptica multimodo com microlente e a potência sobre um fotodetector, não é possível fazer uma estimativa desse acoplamento, definida pela razão entre as inclinações das curvas de emissão do laser na emissão estimulada antes e depois do acoplamento com a fibra, baseado na eficiência quântica diferencial do laser<sup>1</sup>. Essa estimativa não é feita por não se ter conseguido acoplar potência suficiente na fibra para existir uma região estimulada<sup>2</sup> onde é possível medir a inclinação da curva [166]. Entretanto, foram medidas as potências para um dado valor de corrente, para o laser operando acima da corrente de limiar ( $I > I_{th}$ ), com e sem fibra acoplada. As potências medidas foram de 10 mW e 29,5 mW com e sem fibra óptica, respectivamente, apresentando uma eficiência de acoplamento de 34%. Esse valor está coerente com valores práticos reportados na literatura. A limitação dessa eficiência<sup>3</sup> deve-se ao fato da medição ter sido efetuada apenas em um ponto da curva  $P \times I$  do laser. Olsson e Ziel [111] reportam um valor de potência medido de 22 mW sem fibra óptica e de 5 mW acoplado a fibra, resultando numa eficiência de acoplamento de 31,8%.

O ângulo máximo de divergência da fonte que uma lente esférica na extremidade da fibra pode coletar é dado por [166]:

$$\theta_{\max} = \text{arc sen} \frac{R}{R + H_0} \quad (3.21)$$

onde  $R$  é o raio de curvatura da lente e  $H_0$  a distância entre o laser e a fibra.

Com o auxílio de um microscópio de 200 vezes de aumento da Carl Zeiss e utilizando retículos milimetrados, mediu-se os raios das microlentes ( $R$ ) e os diâmetros das cascas das fibras ( $D$ ) utilizadas como sendo respectivamente, 25 e 130  $\mu\text{m}$ .

A distância focal entre o laser e a microlente da fibra é dada por [166]:

- 
- 1 Independentemente do ponto que se toma na curva.
  - 2 Dando a eficiência de acoplamento intrínseco do dispositivo.
  - 3 Existe variação da eficiência de acoplamento  $\eta$  com a corrente do laser.

$$f = \frac{R}{n_1 - 1} \quad (3.22)$$

onde  $n_1$  é o índice de refração do núcleo da fibra óptica<sup>1</sup>.

Substituindo-se os dados na expressão (3.22), obtém-se  $f \approx 54 \mu\text{m}$ .

Da Fig. 3.33, tem-se  $H_0 = f - R$  que é igual a  $29 \mu\text{m}$ , estando dentro da margem de  $H_0 \geq 20 \mu\text{m}$  estabelecido anteriormente.

Com os dados de  $H_0$  e  $R$ , através de (3.21), obtém-se  $\theta_{\text{max}} = 27,6^\circ$ , resultando numa abertura numérica para a fibra óptica com microlente de  $\text{NA}_{\text{fibra}} = \text{sen}(\theta_{\text{max}}/2) = 0,24$ .

A perda de acoplamento entre fibra e laser pode ser calculada por:

$$\text{Perda(dB)} = 10 \log_{10} \left[ \frac{\text{NA}_{\text{fibra}}}{\text{NA}_{\text{laser}}} \right]^2 \quad (3.23)$$

Como o NA do laser utilizado é de 0,22, tem-se que as perdas calculadas serão de, aproximadamente, 0,75 dB. Essas perdas serão maiores caso seja levada em consideração a assimetria do feixe emitido pelo diodo laser.

As microlentes de esfera pequena para fibras multimodos conseguem um bom acoplamento quando  $R = D/2$ . A fibra multimodo utilizada possui um valor do raio da microlente ( $R$ ) cerca de 2,6 vezes menor que esse valor ótimo. Microlentes esféricas com raio grande são da ordem de 70-80  $\mu\text{m}$ . Quando o raio da microlente cresce muito, a eficiência de acoplamento tende a se igualar à eficiência da fibra de face plana.

A fibra óptica foi posicionada em seu suporte, com posicionamento para translação da fibra nos plano transversal (eixos  $x$  e  $y$ ) e axial<sup>2</sup> (eixo  $z$ ).

O problema de se acoplar a saída da cavidade externa a uma fibra óptica monomodo com microlente é dificultado pelo alinhamento óptico que precisa ser realizado com extrema precisão, além da estabilidade mecânica necessária dos suportes para garantir uma potência incidente constante sobre a fibra. Nas montagens com esse tipo de fibra ficou comprovado a dificuldade no alinhamento óptico, com a fibra sofrendo uma certa acomodação em relação ao eixo alinhado, com o tempo, diminuindo a potência acoplada na saída da cavidade. Isso deve-se ao diâmetro da fibra monomodo ser 84% menor que o da fibra multimodo, além de possuir um diagrama de recepção mais diretivo. Lipson et al. [170] mede uma queda de  $\approx 68\%$  no acoplamento laser-fibra ao deslocar lateralmente uma fibra óptica monomodo com face plana sobre uma faixa de mais ou menos  $4 \mu\text{m}$ . Obteve-se ainda uma queda de 84% no acoplamento ao se utilizar uma fibra monomodo com microlente com raio de  $16 \mu\text{m}$  nessa mesma faixa de variação.

Um estudo mais detalhado do acoplamento do laser com fibras ópticas com microlente, com análises teóricas e experimentais, pode ser encontrado nas referências [166-170]. As referências [26,29,111,127] usaram esse tipo de acoplamento na saída de cavidades externas.

1 Para fibras fabricadas no CPqD-Telebrás,  $n_1 \approx 1,46$ .

2 Foco.

## **Capítulo 4**

### **Método de Caracterização “In Loco” dos Componentes Ópticos de um LEC Laser**

## 4.1 Introdução

Este capítulo é resultado do trabalho apresentado no IV Simpósio Brasileiro de Microondas [171], elaborado em co-autoria com L.R. Codá e E. Conforti. Segue-se o texto básico do trabalho original, introduzindo-se, no entanto, algumas modificações e correções. A introdução de um método de medição do nível de realimentação óptica e a caracterização da grade de difração são as principais contribuições deste capítulo.

## 4.2 Realimentação Óptica

Um perfeito entendimento sobre realimentação óptica em lasers semicondutores por montagem em cavidade externa faz-se necessário para uma compreensão da influência da realimentação no comportamento do laser semiconductor solitário. Diversos modelos têm sido apresentados [58,67,94,99,117,120,127,172]. Suas análises são praticamente limitadas à realimentação óptica forte e fraca.

Os parâmetros importantes na construção de LEC Lasers que afetam a largura de linha das cavidades, são:

- Nível de potência realimentada;
- Refletividade efetiva na face frontal do laser<sup>1</sup>;
- Comprimento da cavidade ( $L_{cav}$ );
- Faixa de sintonia ( $\Delta\lambda$ );
- Banda de passagem da grade ( $\Delta\lambda_g$ ).

A maioria dos autores diverge quando atribui valores limites para as regiões de realimentação óptica fraca, forte e moderada sobre o laser solitário. Na verdade esse assunto não está ainda bem esclarecido atualmente, dependendo de parâmetros utilizados por cada um para estimar o valor do nível do sinal realimentado. Existem muitas maneiras de se medir o nível de realimentação conforme o procedimento usado para realizá-lo. Em alguns casos esse procedimento não fica bem esclarecido nos artigos especializados, não existindo um critério bem definido para medi-los. Com base nisso, resolveu-se adotar uma terminologia própria para medir o sinal realimentado, adotando a definição que mede a potência óptica refletida pela grade e objetiva normalizadas em relação à potência emitida pela face do laser. Esses valores são medidos no plano de referência situado na face frontal do laser voltada para a cavidade ( $z = 0$ ) da Fig. 2.3. Alguns autores [58] definem o nível de realimentação como sendo a razão da potência refletida pelo elemento refletor externo pela potência refletida das faces internas da cavidade do diodo.

A realimentação óptica é classificada quanto à intensidade da onda realimentada em forte e fraca. Na *realimentação fraca*<sup>2</sup>, o laser semiconductor geralmente não possui camada AR na sua face frontal, com a cavidade do diodo acoplada a uma cavidade externa, formando uma cavidade de “três espelhos”, que pode ser formada por um espelho plano, uma fibra óptica, uma

1 Leva em consideração a refletividade  $R_2$  (com camada AR) e  $R_3$  (grade e acoplamento laser-cavidade).

2 É usada para estreitar  $\Delta\nu$  de lasers DFB.

lente GRIN ou material semiconductor. As propriedades do dispositivo são nesse caso determinadas a partir do efeito combinado entre a cavidade interna do diodo e a cavidade formada com o ressoador dielétrico, limitando na prática o nível de realimentação. A redução da largura de linha será, portanto, dependente da fase do sinal realimentado. Muitos autores limitam suas análises teóricas a esse tipo de realimentação [80]. As primeiras cavidades construídas na década de 70 foram cavidades com realimentação fraca<sup>1</sup>.

Para a *realimentação óptica forte* são usadas cavidades com “dois espelhos” onde existe uma camada AR na face frontal voltada para a cavidade que é formada por uma grade dispersiva. A grade governa o comportamento estacionário e dinâmico do laser semiconductor [58]. Em particular, esse tipo de realimentação forte e seletiva em frequência provê a operação monomodo estável com redução de  $\Delta\nu_0$  pelo LEC Laser, além de ser imune à realimentação dos componentes ópticos do sistema [67,111]. Lasers com realimentação óptica eliminam o efeito da pulsação própria [25], influenciando também na dinâmica do laser, eliminando a tendência de exibir flutuações nas baixas frequências com realimentações fortes [20,173].

Sunak e Oh [16] comprovaram que é mais importante ter baixos valores de  $r_2^2$  ( $< 3\%$ ) do que valores altos de  $r_3^2$  ( $> 10\%$ ). A fração da potência realimentada que retorna ao laser é inversamente proporcional ao valor da camada AR aplicada na face frontal do diodo, elevando com isso, o nível do sinal realimentado [58].

Com a realimentação fraca, a operação estável de maneira geral, depende do comprimento da cavidade. Contudo, a região de operação da realimentação forte é independente de  $L_{cav}$ .

Tem sido observado que níveis de realimentação pequenos de -80 dB podem estreitar ou alargar significativamente a  $\Delta\nu$  do LEC Laser. Lasers em operação contínua podem exibir uma grande variedade de efeitos de realimentação que podem ser categorizados em cinco regimes distintos, dependendo do nível de realimentação e da distância do elemento refletor externo. A referência [174] reporta em detalhes esses regimes. De um modo geral, níveis de realimentação abaixo de -20 dB são considerados realimentação fraca [72]. Níveis de realimentação entre -15 e -30 dB, ou de 1 a 10% de reflexão de potência pela grade ou espelho plano, são considerados níveis moderados [14]. Sunak e Oh [16] reportaram realimentação óptica de -40 dB, com  $L_{cav} = 50$  cm, obtendo  $\Delta\nu < 100$  kHz.

Quando a realimentação é muito forte, bandas laterais do ruído FM aparecem no espectro da cavidade. Esse ruído irá deteriorar o desempenho do sistema coerente. É sabido que o diodo laser é levado ao estado de colapso de coerência acima de um certo valor crítico de realimentação ( $> 20\%$ ), o qual é acompanhado de um drástico aumento do ruído  $RIN^2$  e da largura de linha, com aumentos da ordem de 10 - 25 GHz. Esse ruído é caracterizado pela ocorrência de elevada flutuação de fase e é devido a uma dinâmica não-linear do laser, com efeitos de saturação do meio laser [49,82,111,175,176], com as cavidades de “dois espelhos” sendo mais susceptíveis a esse fenômeno. Um estudo mais detalhado desse fenômeno é feito por Cohen e Lenstra [175].

Kikuchi e Lee [72] mostram que o laser com realimentação óptica revela diferentes comportamentos espectrais, dependendo da relação existente entre  $\Delta f_{cav}$  e  $f_r$ . Para melhor estabilidade  $\Delta f_{cav}$  deve ser 10 vezes maior que  $f_r$ .

1 Sem camada antirefletora.

2 Relative Intensity Noise.

Características espectrais de LEC e SEC Lasers, em função do nível de realimentação, são diferentes entre si. No LEC Laser, a largura espectral torna-se muito larga<sup>1</sup> quando a potência de realimentação aumenta a partir de um certo nível. Por outro lado, em SEC Lasers tais instabilidades espectrais não têm sido observadas [72].

É reportado a redução do gorgueio do laser [177] e do ruído FM com realimentação óptica [178]. Com realimentação forte, o envelope dos modos do LEC Laser é deslocado na direção das baixas frequências, sendo atribuída à mudança da densidade de portadores devido à realimentação [127], além de modificar a distribuição da curva de ganho que pode resultar na situação onde dois ou mais modos possuem ganhos idênticos, competindo entre si.

Cavidades com fibra óptica com camada de alta refletividade nas faces ( $R = 90\%$ ) provêm uma razão de extinção entre modos de  $-25$  dB para  $L_{cav} = 5$  cm.

Zorabedian et al. [115] obtiveram realimentação forte de 22% com LEC Laser com grade em 1300 nm, camada AR e laser DCPBH, com  $L_{cav} = 20$  cm.

### 4.3 Descrição do Método

Na maioria dos modelos apresentados pelos autores, leva-se em consideração apenas a realimentação proveniente da cavidade (grade ou espelho plano), ignorando a influência da contribuição das reflexões dos demais componentes ópticos intra-cavidade sobre o feixe realimentado pela cavidade externa. A importância de se obter o nível efetivo do feixe óptico realimentado, para uma perfeita seleção da frequência óptica desejada em uma cavidade externa, tem levado a diversos métodos experimentais. Um desses métodos é o da obtenção de uma pequena amostra do sinal óptico dentro da cavidade através do uso de divisores de feixe. A referência [80] utiliza uma análise teórica, onde uma estimativa prévia do valor da camada antirefletora e o conhecimento da corrente de limiar do laser com e sem realimentação faz-se necessário para melhor determinar a realimentação óptica efetiva.

É proposta uma técnica de caracterização “in loco” dos componentes ópticos utilizados em uma cavidade externa a laser semiconductor incluindo a grade de difração, objetivas e outros componentes ópticos. A técnica utiliza a retroalimentação óptica focal na qual a fibra com microlente é posicionada aproximadamente 10  $\mu\text{m}$  acima do chip do laser solitário de modo a receber o feixe óptico realimentado pela cavidade. Com essa técnica é possível caracterizar a grade de difração, medir o nível do sinal óptico realimentado e as reflexões indesejáveis da objetiva e de outros componentes intra-cavidade, que é o mesmo sinal que irá incidir sobre o laser solitário quando a grade for posicionada para focalizar sobre o laser. A figura a seguir ilustra essa técnica.

---

1 Colapso de coerência.

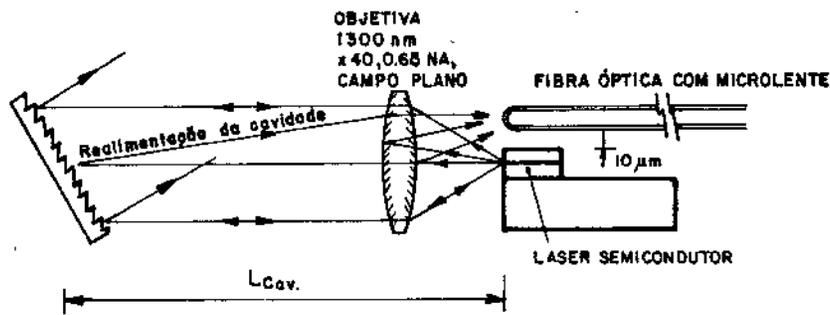


Fig. 4.1 - Técnica de retroalimentação óptica focal.

A idéia desse método surgiu de um problema apresentado durante as montagens. Como em todas elas foi utilizada uma fibra óptica multimodo com microlente, posicionada na frente do laser, o feixe refletido pela grade que era alinhado com o laser, passava sobre o laser e não dentro da região ativa do dispositivo, como era de se esperar. Isso acontecia devido ao diâmetro da fibra possuir dimensões muito maiores que a secção transversal do diodo. Com isso, todo sinal realimentado pela cavidade era coletado pela fibra, com muitos resultados sendo confundidos com a operação real de um LEC Laser, resultando nessa técnica, onde a fibra é aproximado sobre o laser para coletar o sinal vindo da cavidade.

O método também foi utilizado para alinhar os modos realimentados pela grade sobre o laser, conforme foi mencionado no item 3.3. Nesse caso, com a fibra posicionada sobre o laser e com sua outra extremidade conectada no analisador de espectro óptico, tenta-se obter o sinal no instrumento ao girar a grade com ajustes grosseiros. É necessário que o instrumento opere com um  $SPAN^1 = 0$ ,  $AVR^2 = 10$ ,  $RES^3 = 1$  nm e escala de 2 dB/div para ficar sensível a qualquer sinal refletido pela grade. Com esse procedimento o sinal da grade é rapidamente alinhado. Esse alinhamento inicial da grade foi feito no modo de ordem zero, com a grade<sup>4</sup> funcionando como espelho plano, com -12,94 dB de potência realimentada sobre o fotodetector, para  $I = 53$  mA. Em seguida, ela é alinhada com o modo de ordem +1, que possui 10 dB menos potência refletida em relação ao modo  $m = 0$ , conforme é mostrada no gráfico da Figura 3.30.

Nas montagens para a utilização do método na medição do nível do sinal realimentado, foi utilizado um laser multimodo de GaAlAs da Mitsubishi (mod. ML 4102)<sup>5</sup> sem camada antirefletora, operando em 788 nm. O laser teve seu encapsulamento aberto e foi feito um furo no seu suporte de modo a se ter acesso às duas faces de saída do feixe laser. Em uma dessas faces foi acoplada uma fibra óptica multimodo com microlente na sua ponta, feita no CPqD-Telebrás. Esse laser com seu encapsulamento é apresentado na Fig. 4.2.

O laser foi polarizado com uma corrente de, aproximadamente, 28% acima do valor da corrente de limiar ( $I_{th} = 35$  mA). A montagem utilizada é mostrada na Fig. 4.1. A operação desse laser em cavidade externa forma uma cavidade de “três-espelhos”.

- 1 nm/div (para o modo principal).
- 2 Tempo médio de varredura.
- 3 Resolução do instrumento.
- 4 Grade de 1300 nm.
- 5 Ver Apêndice 5.

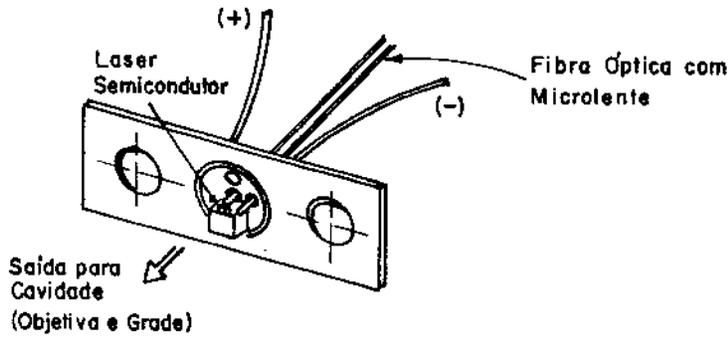


Fig. 4.2 - Detalhe do laser comercial desencapsulado acoplado a uma fibra óptica com microlente.

As curvas da Fig. 4.3 mostram o espectro de emissão do laser semicondutor por montagem em cavidade externa, medidos com o analisador óptico da Anristu (mod. M565A), operando com  $I/I_{th} = 1,28$ , utilizando o método descrito em três diferentes configurações. Essas curvas foram medidas com uma resolução espectral baixa ( $RES = 1 \text{ nm}$ ), contendo apenas informação da envoltória das linhas da cavidade Fabry-Perot do laser e das reflexões dos componentes intra-cavidade. Procedeu-se assim, visto que o interesse era apenas medir os níveis relativos de realimentação, a partir da envoltória dessas curvas, tomadas em uma determinada região de frequência do espectro óptico.

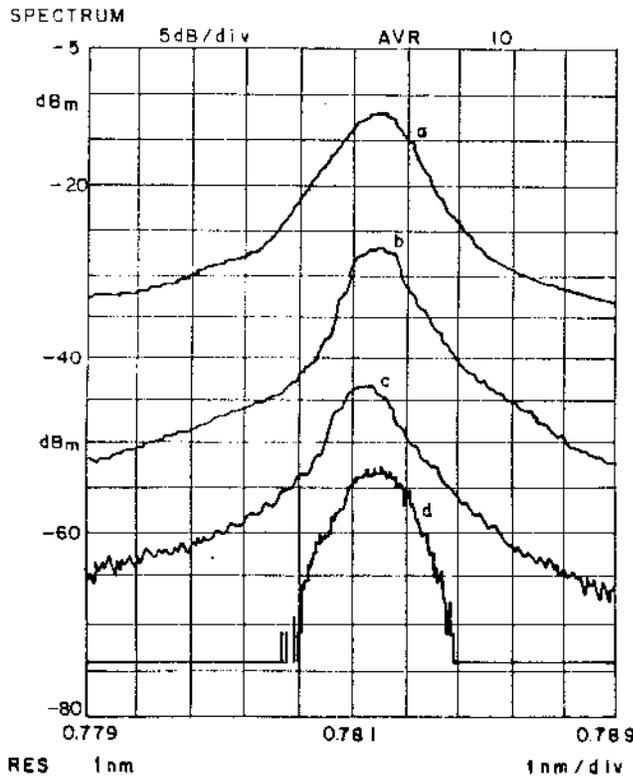


Fig. 4.3 - Espectro das realimentações dos feixes ópticos dos componentes da cavidade externa montada: (a) sinal do laser semicondutor solitário; (b) grade; (c) objetiva de colimação e (d) região de Fresnel do laser semicondutor solitário.

A curva (a) da Fig. 4.3 é a medida da potência óptica emitida pelo laser utilizada como referência. Essa curva foi obtida com a fibra posicionada em frente a uma das faces do laser solitário captando diretamente a emissão do mesmo. A curva (b) representa a potência óptica recebida pela fibra, na montagem proposta pela Fig. 4.1, após o feixe colimado ter incidido na

grade de difração e voltado para o laser. Neste caso o sinal foi difratado com a grade posicionada no modo de primeira ordem. A curva (c) ilustra o espectro das reflexões provenientes da objetiva de colimação do feixe laser sem a presença da grade de difração. A curva (d) ilustra o espectro da região de Fresnel do laser semiconductor solitário, que é a região onde está contido o campo próximo radiado pelo laser. A distância de aproximadamente  $10 \mu\text{m}$ , na qual a fibra óptica foi posicionada acima do laser para obtenção da curva (d), encontra-se dentro dessa região de Fresnel a qual é delimitada por uma esfera com centro a partir da janela de emissão do laser e de raio  $R_f = f$  (distância focal da objetiva). Esta última medida foi realizada retirando-se todos os componentes da frente do laser semiconductor (grade e objetiva) e colocando-se a fibra com microlente posicionada como citado anteriormente de forma que a microlente ficasse dentro da esfera que delimita a região de Fresnel do laser. A curva (d) apenas serve para certificar que os sinais espúrios por ela representados estão bem abaixo dos sinais que se desejam medir (curvas a, b e c), conforme é observado na Fig. 4.3.

Tanto a potência óptica de saída do laser solitário, curva (a), quanto a potência óptica realimentada pela cavidade e pelos componentes intra-cavidade, curvas (b) e (c), foram acopladas a uma fibra óptica multimodo com microlente e são, portanto, potências normalizadas com relação a esse acoplamento.

Para uma análise dos resultados experimentais, tomando agora valores das curvas da Fig. 4.3, perto do valor da frequência central do gráfico entre 784 e 785 nm, tem-se que o laser semiconductor solitário emite um nível de, aproximadamente, -11 dBm ( $79,4 \mu\text{W}$ ) em direção à cavidade (potência acoplada na fibra multimodo com microlente). A objetiva de colimação reflete um sinal óptico de -44 dBm ( $r_{obj}^2 \approx 0,05\%$ ). O valor efetivo do feixe óptico realimentado pela cavidade externa (grade e objetiva) e que incide no plano de referência ( $z = 0$ ) é de -15 dB (-11 +26), ou seja  $r_{cav,eff}^2 \approx 3,2\%$ . As reflexões da objetiva de colimação podem ser desprezadas face ao feixe realimentado.

A Fig. 4.4, ilustra as várias potências refletidas, considerando também a potência refletida internamente pelas faces do laser semiconductor.

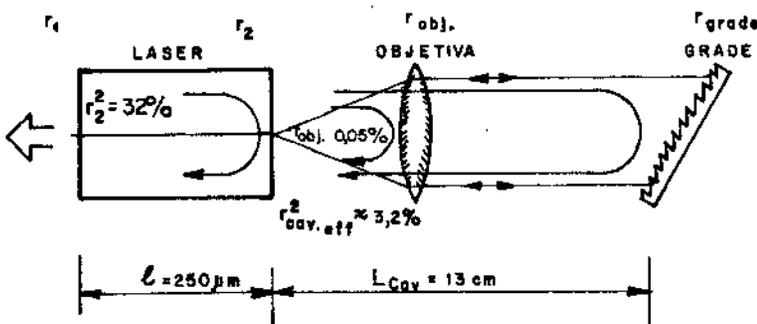


Fig. 4.4 - Contribuição das realimentações ópticas dos componentes de uma cavidade externa sintonizável.

Essa é uma cavidade com realimentação fraca<sup>1</sup>, pois além de não possuir uma camada AR na face do laser, o sinal que incide nessa face é cerca de 10% do valor refletido internamente pelos espelhos do laser. Nesse cálculo não se entra no mérito da questão do acoplamento do feixe realimentado com o meio laser devido às assimetrias das aberturas numéricas.

1 Cavidade acoplada.

A cavidade do diodo será muito pouco influenciada por essa cavidade acoplada, a menos que se aplique uma camada AR na face frontal para que o sinal externo possa governar o comportamento dos modos estacionários da cavidade Fabry-Perot do diodo.

As dimensões do núcleo da fibra óptica multimodo ( $\varnothing = 50\mu\text{m}$ ) são muito maiores que as dimensões do guia óptico da região ativa do laser semiconductor ( $2,5 \times 0,7 \mu\text{m}^2$ ). Convém salientar também que as aberturas numéricas do laser comercial ( $\text{NA} = 0,28$ ) e da fibra óptica multimodo com microlente ( $\text{NA} = 0,35$ )<sup>1</sup> são diferentes entre si, embora compatíveis. Além disso, a assimetria do feixe do laser somada às diferenças das aberturas numéricas, torna a capacidade efetiva de captação da luz que retorna da grade para o laser da ordem de 1/3 da captação da luz pela fibra óptica multimodo com microlente.

#### 4.4 Caracterização da Grade de Difração Usando o Método

Utilizando o método, caracteriza-se a grade de difração operando em 1300 nm.

A curva da Fig. 3.32, que dá a largura da banda de passagem da grade, foi obtida medindo-se os espectros<sup>2</sup> da grade+campo próximo e o campo próximo do laser solitário. Com esses dois espectros, subtraiu-se um valor do outro, para evitar a influência do efeito não-linear do ganho do laser sobre a curva da grade. Esses valores foram tomados para certos pontos nas curvas, dados em comprimentos de onda. Com as diferenças traçou-se o gráfico da Fig. 3.32, que dá uma banda de passagem de 0,85 nm para a grade de difração livre dos efeitos do laser.

O gráfico da figura a seguir é a curva da grade centralizada em torno da frequência central ( $\lambda = 1290 \text{ nm}$ ) da curva de ganho do meio laser. Observa-se um aumento de  $\Delta\lambda_g$  para 1 nm.

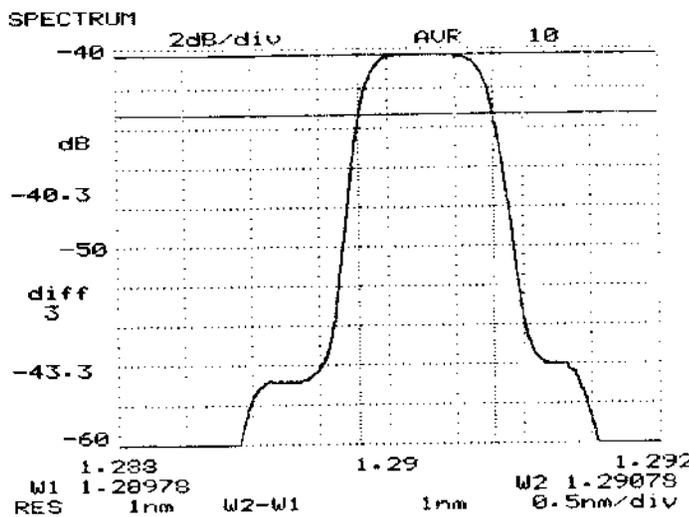


Fig. 4.5 - Banda de passagem da grade de difração em 1300 nm, incluindo o efeito do meio laser.

1 Valor típico.  
2 Medidos com uma resolução de 0,1 nm.

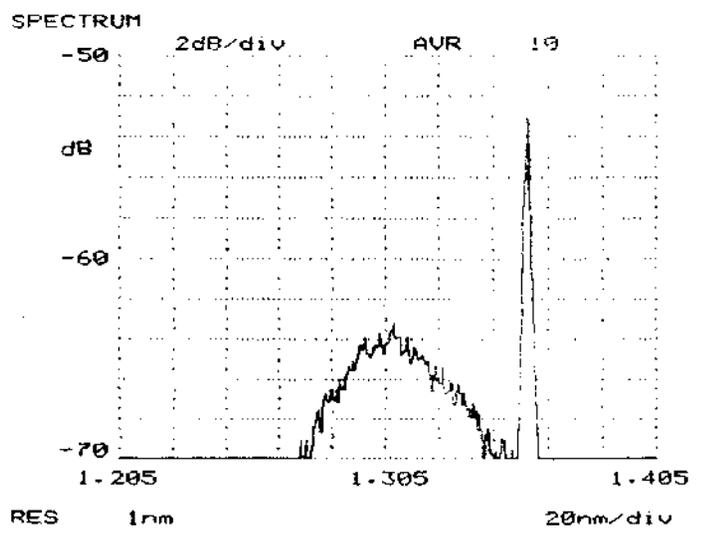
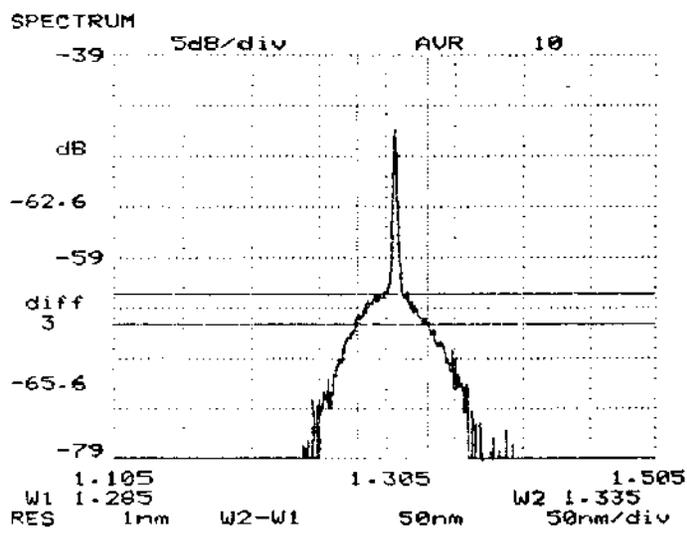
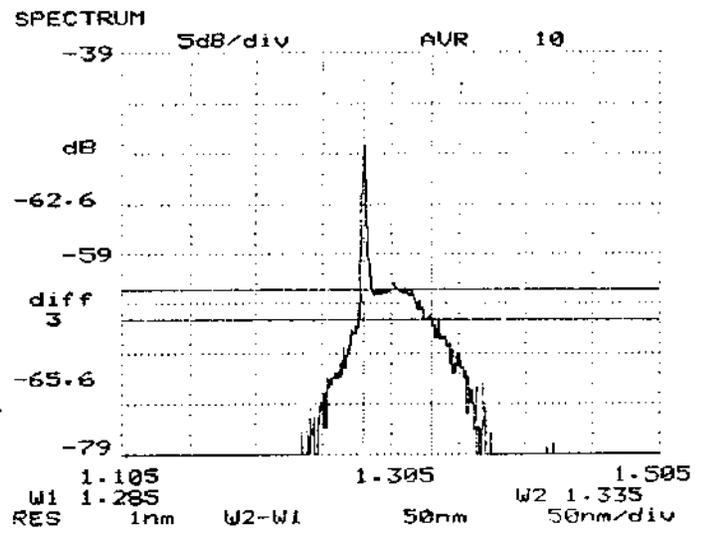
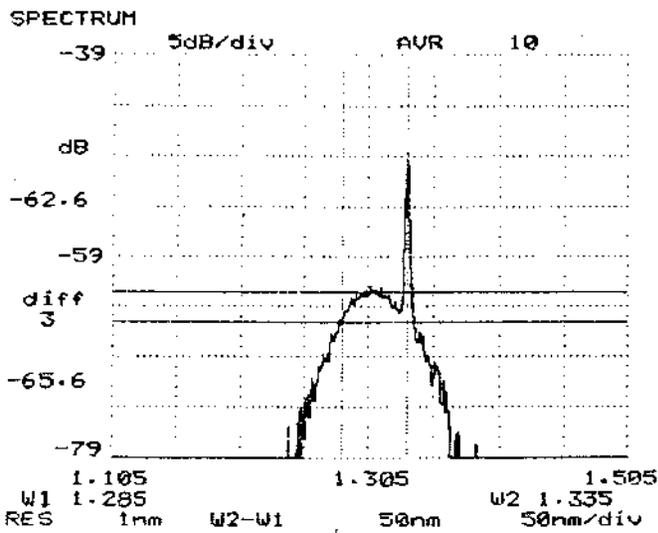


Fig. 4.6 - Características de sintonia da grade sobre a banda de ganho do laser.

Os gráficos da Fig. 4.6 e 4.7 são medidos com a fibra posicionada sobre o laser, onde se observa ao girar a grade, a sintonia da banda de passagem da mesma sobre o espectro do laser e fora deste. Observa-se ainda a faixa de sintonia possível de 50 nm. Esses gráficos foram medidos na segunda cavidade externa que está sendo desenvolvida no LCO, usando uma objetiva de 20 vezes com 0,45 NA e uma corrente de 52 mA.

Com a curva da grade fora da região do meio laser, situada aproximadamente 100 nm da frequência central de emissão, mediu-se o valor de  $\Delta\lambda_g$ , dado no gráfico a seguir, ilustrando o formato desta curva. A diferença do valor de  $3,7 \text{ nm}^1$  encontrado no gráfico da Fig. 4.7 e o valor de  $0,85 \text{ nm}$  medido no gráfico da Fig. 3.32 deve-se à variação de  $\Delta\lambda_g$  com o espectro óptico, longe do valor otimizado para  $\theta_B = 50,5^\circ$ , na região do infravermelho.

1 Queda de 3 dB.

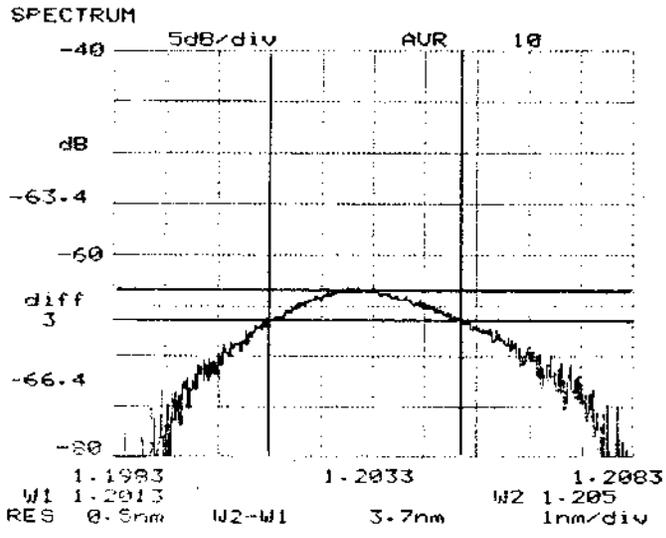


Fig. 4.7 - Curva da grade de 1300 nm longe da influência do meio laser.

## **Capítulo 5**

### **Características de Desempenho de um LEC Laser Sintonizável Operando em 1300 nm**

## 5.1 Introdução

Neste capítulo discute-se as características de desempenho de um LEC Laser sintonizável operando em 1300 nm, com os parâmetros mais relevantes sendo abordados, tais como: seletividade, sintonia e estabilidade em frequência.

A seguir é mostrada a configuração básica do LEC Laser construído e caracterizado nesta tese:

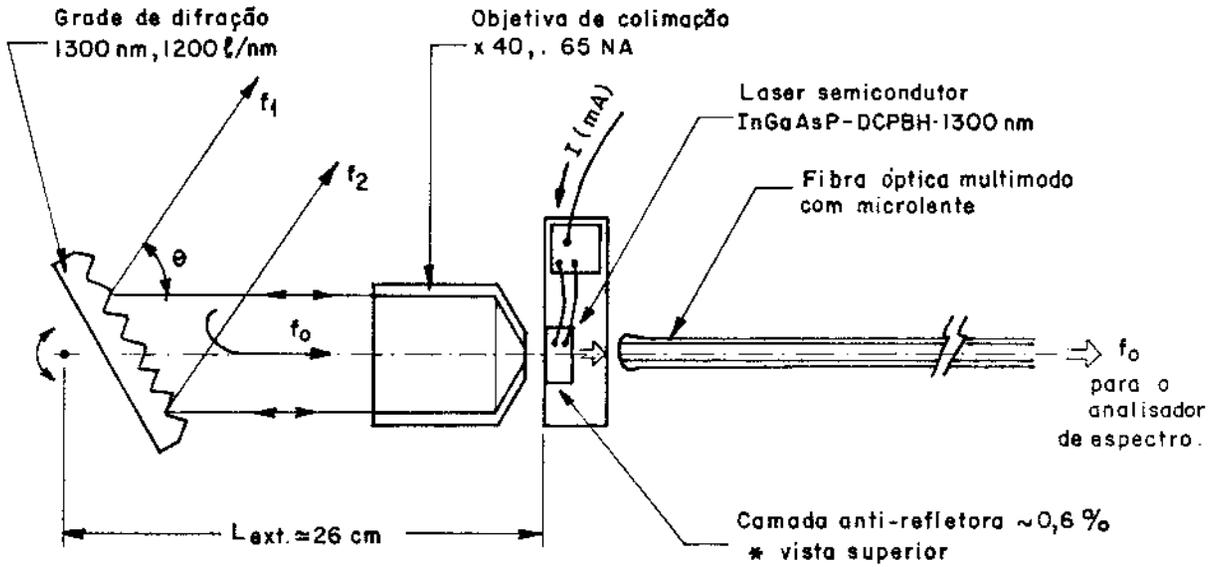


Fig. 5.1 - Configuração do LEC Laser sintonizável operando em 1300 nm.

Os componentes utilizados na montagem foram descritos e caracterizados no Capítulo 3.

## 5.2 Modos Longitudinais de uma LEC Laser

A largura do modo selecionado em comparação com a distância entre modos depende da qualidade do sistema ressonador externo, como também da eficiência das lentes, espelhos e grades. Elementos seletivos adicionais podem ser incorporados ao ressonador longo, tais como filtros interferométricos do tipo Fabry-Perot (FPI)<sup>1</sup>, produzindo linhas muito estreitas.

As cavidades compostas possuem comportamento diferente das cavidades Fabry-Perot convencionais de “dois espelhos”, pois possuem dois tipos de modos longitudinais [20]:

- i) Aqueles pertencentes a cavidade do diodo;
- ii) Os que pertencem à cavidade externa.

Devido a  $L_{cav} \gg l_d$ , os modos do LEC Laser são muito próximos um do outro e formam, essencialmente, uma curva com envelope praticamente contínuo centrado ao redor do modo do laser que confina muitos modos da cavidade externa. Isso resulta num certo alargamento da largura de linha dos modos do diodo. Como os modos do LEC Laser são muito próximos um do

1 Etalon.

outro, fica difícil a resolução pela grade de difração. O uso da grade seleciona alguns modos da cavidade do laser semiconductor os quais contém muitos modos da cavidade externa. É necessário nesse caso usar a grade conjuntamente com o etalon.

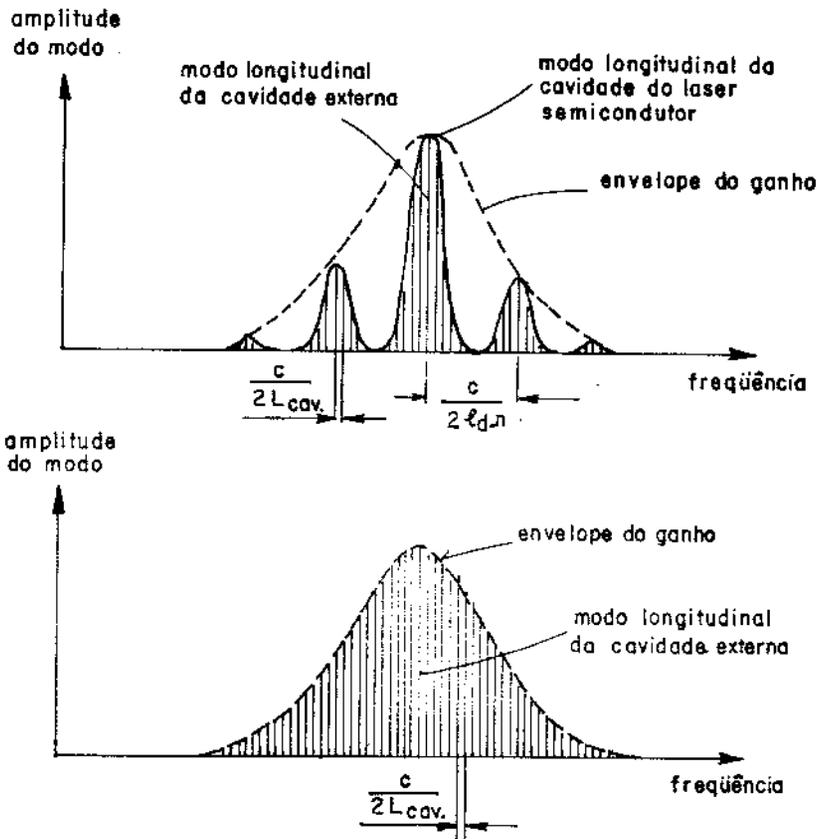


Fig. 5.2 - Modos da cavidade externa combinados com modos do diodo laser.

O efeito da camada antirefletora é eliminar as ressonâncias do diodo que possuem características para modular a curva do envelope do ganho, resultando num envelope contínuo onde apenas os modos longitudinais da cavidade externa irão oscilar, Fig.5.2.

Os modos internos do diodo limitam as características de sintonia dos modos do LEC Laser na faixa de  $c/2n\ell_d$ .

Será adotado o critério que duas frequências são resolvidas quando seus máximos são separados por FWHM.

A cavidade externa montada<sup>1</sup> possui cerca de 400.000 modos longitudinais enquanto que a cavidade do diodo<sup>2</sup> possui 1625 modos. Entretanto, apenas os modos dentro da curva de ganho que superam as perdas é que irão oscilar.

Cada modo longitudinal, que será mostrado no item seguinte, e que foi observado no analisador de espectro, contém aproximadamente 30 modos do LEC Laser. Esses modos não são individualmente resolvidos pelo analisador de espectro óptico da Anritsu, que possui resolução máxima de 0,1 nm (17,75 GHz)<sup>3</sup>, enquanto os modos longitudinais da cavidade externa utilizada,

1  $q_{LEC} = 2 L_{cav}/\lambda$ ,  $L_{cav} = 26$  cm.

2  $q_{LD} = 2n \ell_d/\lambda$ ,  $\ell_d = 300$   $\mu$ m.

3 Isso foi observado em algumas montagens de cavidades externas com fibras ópticas (FEC Lasers).

com  $L_{cav} = 26$  cm, estão espaçados de aproximadamente 576,9 MHz ( $c/2L_{cav}$ ). A resolução necessária para medir tais linhas teria que ser, portanto, da ordem de aproximadamente 0,0033 nm (3,3 pm). Alguns instrumentos de medição<sup>1</sup> que usam o processo de interferometria ficam ainda limitados com relação a essa resolução. Com isso, é necessário o uso de um etalon intra-cavidade para proporcionar uma seletividade e uma sintonia fina entre esses modos [179].

A banda passante da grade de difração de 0,85 nm, obtida no gráfico da Fig. 3.32, consegue resolver apenas um modo da cavidade do diodo que, por sua vez, contém muitos modos do LEC Laser. Com as características da grade utilizada nas montagens, apenas distâncias de  $L_{cav} = 1$  mm permitiriam à grade resolver um único modo da cavidade externa.

Uma importante conclusão que pode ser tirada do que foi abordado neste item, para que cavidades externas longas operem satisfatoriamente em um modo único com larguras de linha estreitas, da ordem de kHz, além de sintonia numa faixa larga, é ter um etalon intra-cavidade que, conjuntamente com a grade, irá resolver os modos da cavidade externa que se encontram muito próximos um do outro. Caso contrário, será necessário utilizar cavidades curtas cujo espaçamento entre frequências é maior, dispensando o uso de um etalon [58,69,86]. Portanto, a montagem desta tese só apresentará resultados de medição de  $\Delta\nu_{LEC}$  coerentes com os encontrados na literatura (SEC Laser com grade ou LEC Laser com grade + etalon) caso seja utilizado um FPI [29,81,106]. A análise computacional feita por A. A. Leal [58] já previa o uso do etalon nessas configurações.

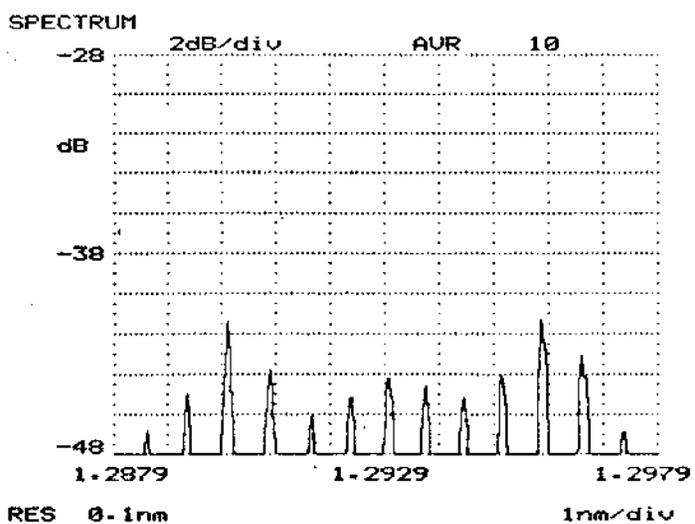
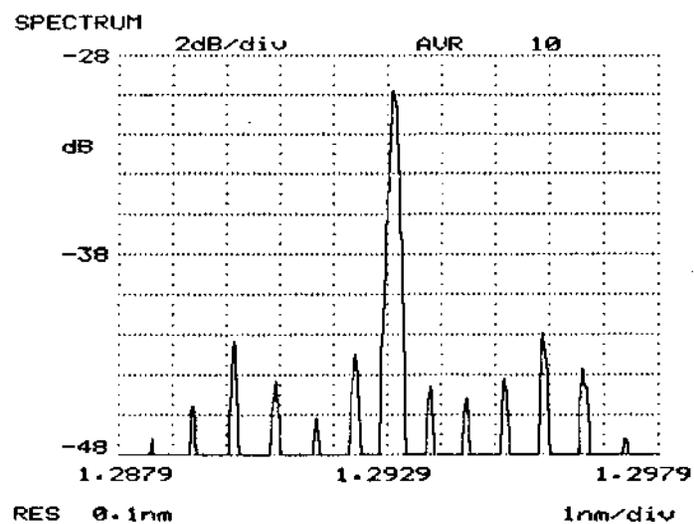
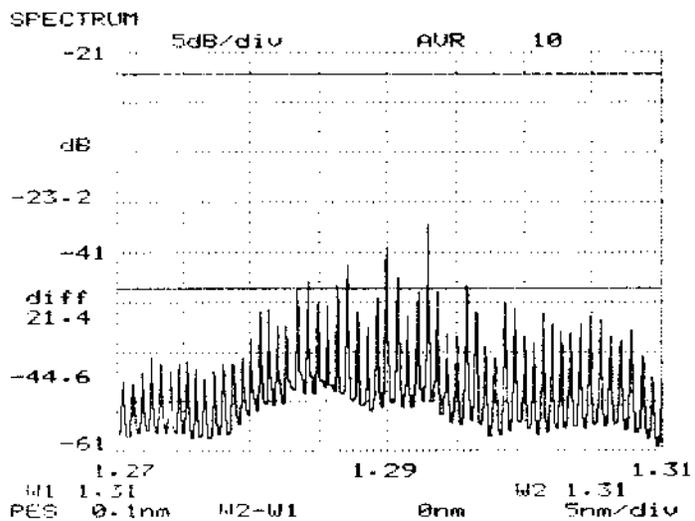
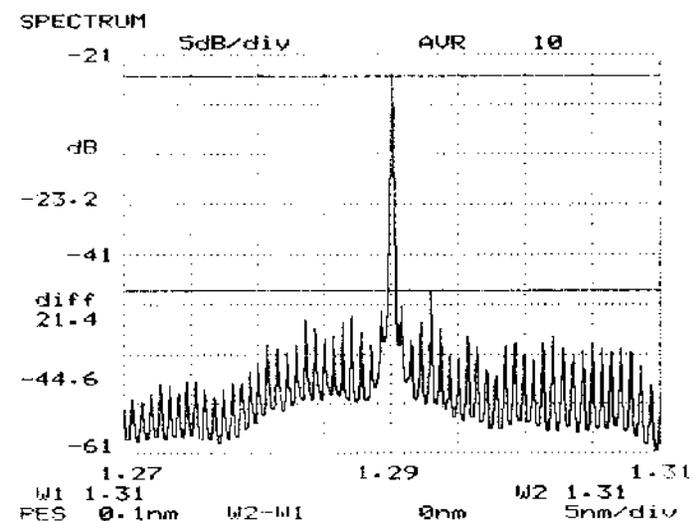
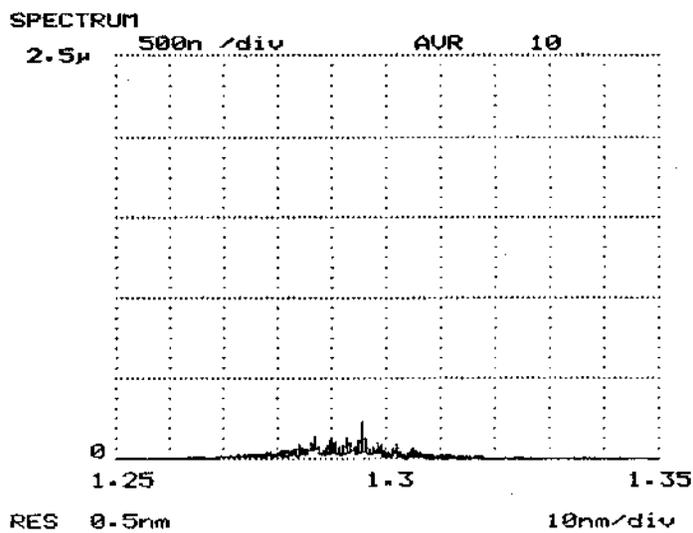
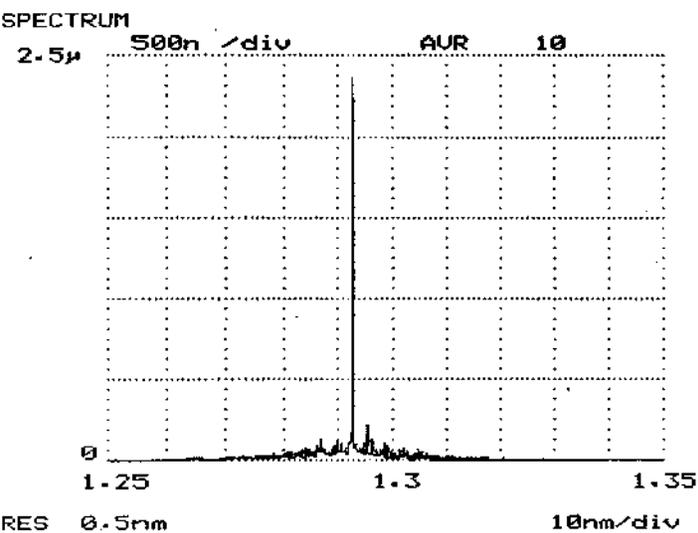
É necessário, portanto, escolher um etalon adequado para que seja propiciada uma seletividade adicional sobre a banda de 0,85 nm, já selecionada pela grade, favorecendo operação monomodo estável da cavidade.

### 5.3 Seletividade em Frequência e Estimativa de $\Delta\nu_{LEC}$

Utilizando a montagem da Fig. 5.1, e com a grade operando em 1300 nm, no modo de ordem  $m = +1$ , foi registrado no analisador de espectro óptico da Anritsu a realimentação seletiva do LEC Laser. Os gráficos da figura 5.3 mostram essa seletividade em frequência.

A Figura 5.4 mostra as melhores seletividades conseguidas, com razão de extinção entre o modo principal e os modos secundários de 26 e 24 dB. O aumento da seletividade, ou seja, da taxa de rejeição entre o modo principal e o secundário, depende diretamente da razão de acoplamento da cavidade com o laser. Ficou comprovado que um bom alinhamento óptico da grade e objetiva permite obter razões de extinção maiores que 25 dB. Nesses gráficos, observa-se que o comprimento de onda central de operação do LEC Laser, situa-se aproximadamente em 1290 nm. Os resultados foram medidos com a cavidade operando com correntes de polarização entre 49 e 53 mA. A seletividade desses gráficos é limitada pela resolução do instrumento. Portanto, cada linha dessas selecionadas irá conter aproximadamente 30 modos da cavidade externa. Os valores de rejeição apresentados pelos gráficos da Fig. 5.4 são considerados valores muito bons se for levado em consideração que lasers DFB possuem taxas de rejeição típicas de 30 dB.

<sup>1</sup> Instrumento Anritsu (mod. MS 9003A) possui resolução máxima de 13 pm (2,36 GHz).



(a)

(b)

Fig. 5.3 - Gráficos de seletividade em frequência do espectro da LEC Laser:  
(a) com realimentação óptica; (b) sem realimentação.

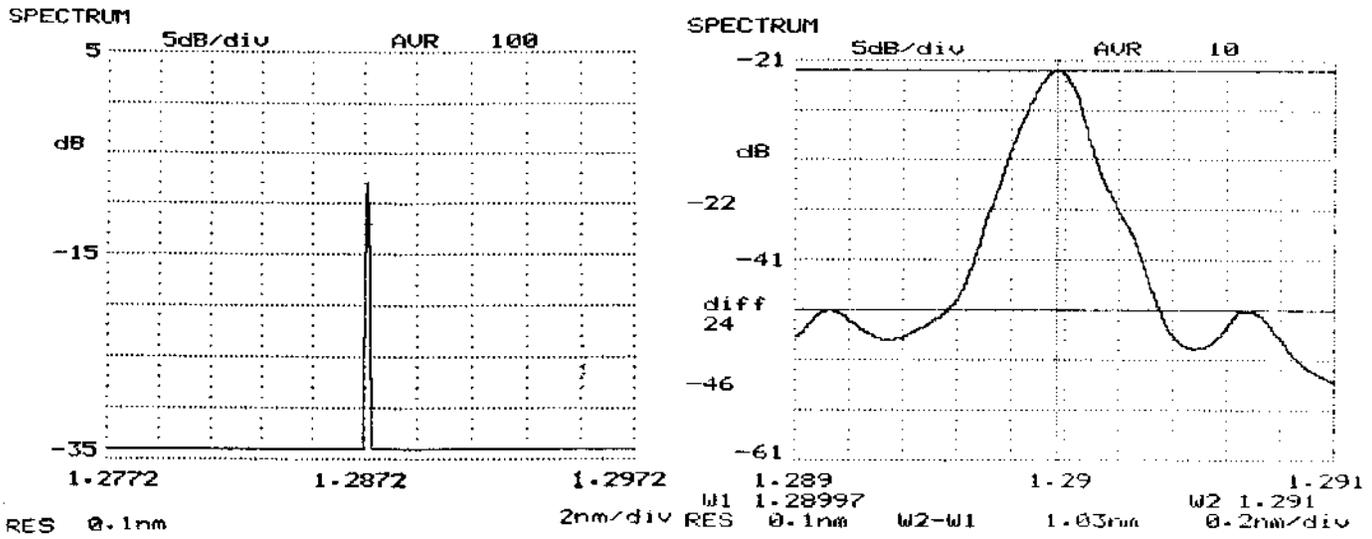


Fig. 5.4 - Seletividades com alto valor de rejeição entre o modo principal e os modos secundários.

Para garantir que os resultados apresentados nas Fig. 5.3 e 5.4 sejam devidos realmente à operação do LEC Laser e não devidos ao feixe, que após refletido pela grade é coletado diretamente pela fibra, passando sobre o laser, procede-se da seguinte maneira:

- i) Observar se existe algum sinal “realimentado” fora da região da curva de ganho do meio laser, indicando que não está existindo realimentação dentro do dispositivo;
- ii) Afastar a fibra com microlente do laser e observar se o pico do sinal “realimentado” cai como um todo, ou apenas o pico do sinal, indicando que o sinal realimentado pela grade independe da curva de ganho do meio do meio laser e que a luz está sendo coletada sobre o mesmo.

Após este procedimento, garante-se que realmente existe a confirmação experimental para o funcionamento do LEC Laser.

É muito fácil confundir a operação normal da cavidade externa com a operação mostrada pelos gráficos do item 4.6, o que ocorreu nas primeiras montagens.

Um procedimento teórico da estimativa da largura de linha ( $\Delta\nu_{LEC}$ ) da cavidade construída, feito por Henry [67], dá o estreitamento do espectro propiciado pela cavidade externa, restrita à análise para o caso particular de cavidades Fabry-Perot com secção passiva (preenchida com ar) e com camada antirrefletora perfeita ( $R_2 = 0$ ). O fator de redução da largura de linha  $F$  em relação ao laser solitário, para  $L_{cav} \gg l_d$ , é dado por [58,67]:

$$F = \frac{\Delta\nu_{LEC}}{\Delta\nu_0} = \left[ \frac{n_g \cdot l_d}{n_g \cdot l_d + L_{cav}} \right]^2 \approx \frac{[n_g \cdot l_d]^2}{L_{cav}^2} \quad (5.1)$$

onde  $n_g$  é o índice de refração de grupo na região ativa para o InGaAsP ( $n_g = 4$ ),  $l_d$  o comprimento do diodo e  $L_{cav}$  o comprimento da cavidade externa.

Utilizando os dados da cavidade desta tese, tem-se que  $F = 2,13 \times 10^{-5}$ , resultando em:

$$\Delta\nu_{LEC} \approx 11,3 \text{ MHz} \quad (5.2)$$

utilizando  $\Delta\nu_0 = 530$  GHz (3 nm) para lasers multimodo de InGaAsP em 1300 nm.

Convém ressaltar que essa é uma estimativa para o caso de se usar uma camada antirefletora perfeita. Entretanto, considerando que a camada de AR usada para esse trabalho possui valor de refletividade próximo a zero, a análise é válida, com o valor de  $\Delta\nu_{LEC}$  estimado um pouco maior que o encontrado pela expressão (5.1).

A. A. Leal [58] concluiu que o espectro óptico obtido usando LEC Laser com FPI é da ordem de 64 vezes mais estreito que o espectro obtido para o caso de cavidades externas sem esse filtro óptico. Portanto, caso se incorpore um etalon intra-cavidade o valor obtido será:

$$\Delta\nu_{LEC+FPI} \approx 176,5 \text{ kHz} \quad (5.3)$$

Este valor é aceitável e se encontra dentro do previsto em relação aos valores para LEC Lasers encontrados na literatura<sup>1</sup>.

O comprimento de coerência  $L_c = c/\Delta\nu$ , usual para lasers semicondutores, é da ordem de 10 a 30 metros [52]. Com a cavidade com FPI este comprimento será de 170 metros, aproximadamente.

O fator de qualidade Q da cavidade externa é normalmente superior ao do laser solitário, reduzindo o ruído FM do laser e agindo como um “integrador” óptico para flutuações de fase.

## 5.4 Características P x I

Com a cavidade operando conforme a Fig. 5.1, mediu-se a curva característica P x I para o dispositivo operando com e sem cavidade externa. A Figura 5.5 ilustra essa curva para a operação da cavidade em 1290 nm, com a grade posicionada no modo de ordem  $m = +1$ , com  $L_{cav} = 26$  cm, medido no modo principal do LEC Laser.

A Fig. 5.6 mostra essa mesma curva para a cavidade externa com espelho plano, com  $L_{cav} = 13$  cm.

Observa-se em ambos os casos<sup>2</sup>, uma redução na corrente de limiar ( $I_{th}$ ) do laser. Essa alteração de  $I_{th}$  oferece informações sobre o desempenho da cavidade.

Ocorreu uma diminuição de 4,5 mA ( $\Delta I_{th}$ )<sup>3</sup> na corrente de limiar do laser operando com grade de difração. Observa-se ainda, na Fig. 5.5, que para acoplar 1 mW de potência de saída na fibra, o dispositivo operando em cavidade externa necessita de uma corrente de  $\approx 65$  mA, enquanto que sem a cavidade será necessário 75 mA para resultar na mesma potência.

Com a cavidade com espelho plano, essa redução foi menos acentuada, de  $\approx 1,5$  mA.

1 Ver Apêndice I.

2 Os gráficos das Figs. 5.5 e 5.6 foram medidos com as saídas das cavidades acopladas a uma fibra multimodo com microlente.

3  $\Delta I_{th} = 8,65\%$

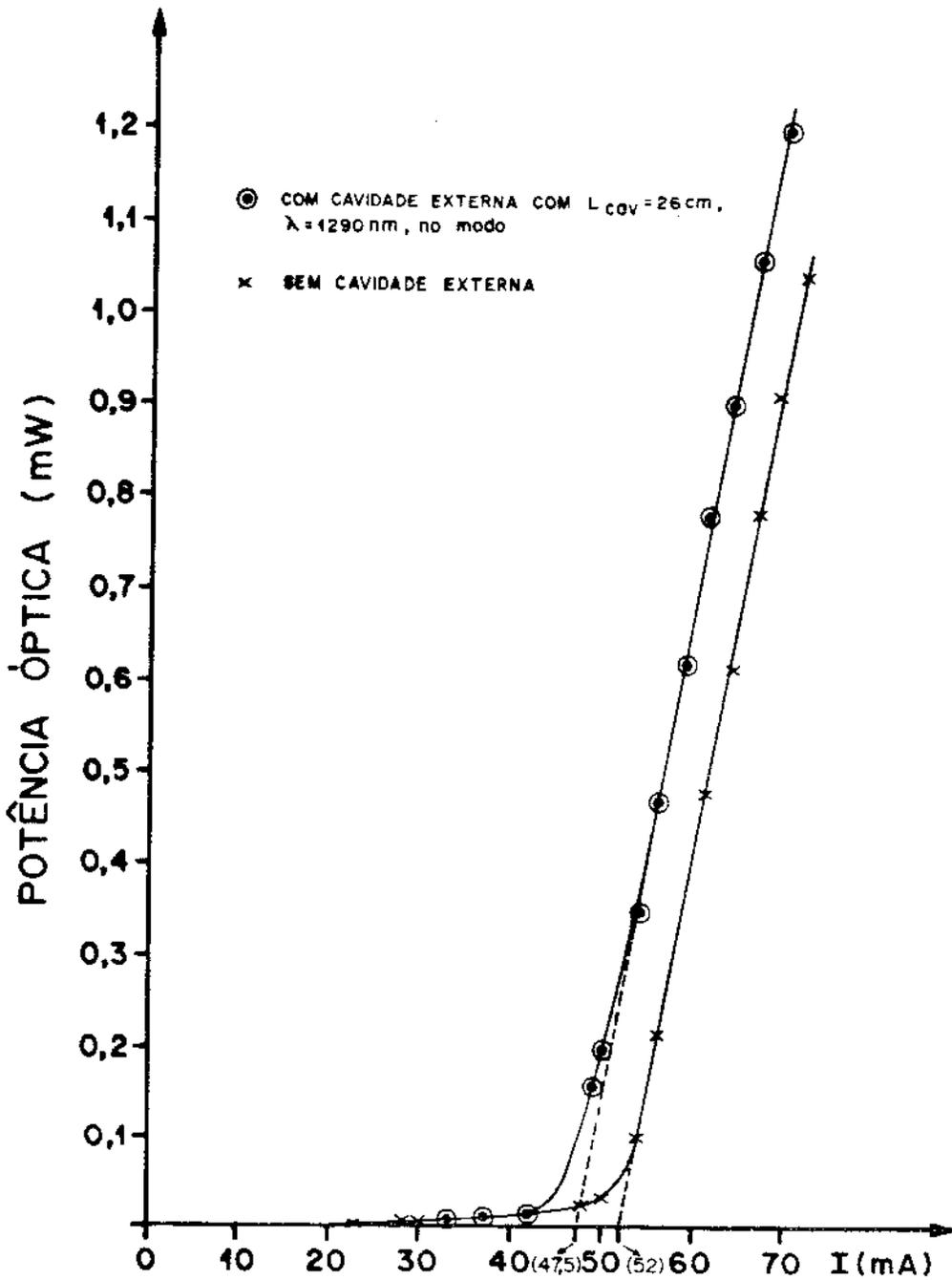


Fig. 5.5 - Característica  $P \times I$  para um LEC Laser com grade de difração (1300 nm).

A cavidade sintonizável em 1300 nm operou de maneira geral com correntes entre 49 e 53 mA, e comprimento de onda central de 1290 nm. É necessário operar a corrente do LEC Laser perto do valor de limiar, evitando-se efeitos não-lineares<sup>1</sup> indesejáveis.

Olsson e Ziel [111] apresentam uma curva com comportamento semelhante ao da Fig. 5.6.

As referências [80] e [82] reportam reduções na corrente de limiar de 13 mA e 3,35%, respectivamente, com o uso de cavidades externas.

1 Efeito "kink" na curva  $P \times I$ , para  $I > I_{th}$ .

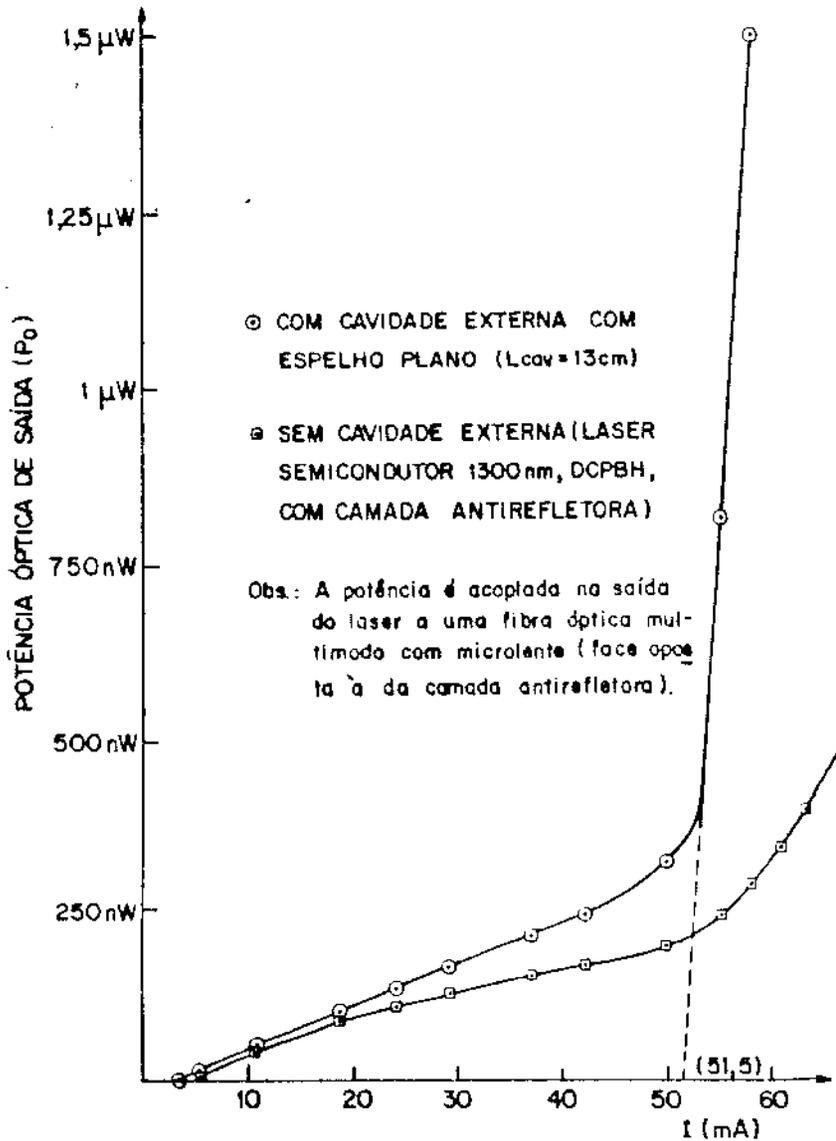


Fig. 5.6 - Característica  $P \times I$  para um LEC Laser com espelho plano.

Uma mudança nas características  $P \times I$  da cavidade foi observada, indicando uma possível alteração da refletividade da camada AR ao longo das observações. Espera-se uma melhoria dessas características com a melhoria da camada AR do laser.

## 5.5 Características de Sintonia em Frequência (Pot. $\times \lambda$ )

Este item é resultado do trabalho apresentado no IV Simpósio Estadual de Lasers e Aplicações [179], elaborado em co-autoria com E. Conforti. Segue-se o texto básico, com algumas alterações.

Em laser semicondutores convencionais normalmente não é possível a sintonia em frequência do mesmo. Para tanto, é necessária a construção de dispositivos monolíticos integrados que possuam uma região própria de sintonia [110,114]. Outras técnicas são as que possibilitam a sintonia eletrônica, através da variação da corrente de injeção do laser semiconductor, comumente utilizada. Há ainda a sintonia térmica, variando a temperatura do dispositivo [13,110,111]. Entretanto, essas técnicas possuem um banda limitada de sintonia, além da variação da corrente causar uma variação da potência óptica de saída do dispositivo ( $P_o$ ) e a mudança de temperatura levar muito tempo para alterar a frequência [110]. Logo, para aplicações específicas onde se deseja uma incursão da frequência do laser numa faixa de sintonia mais larga<sup>1</sup>, é necessário utilizar cavidades externas com grade de difração [28,29,83,106,107,108].

Conforme o esquema mostrado na Fig. 5.1, com a rotação mecânica da grade em torno do ângulo  $\theta \approx 50,5^\circ$ , através do uso de um estágio rotacional da empresa Micro-Control (mod. TR 80), consegue-se a sintonia de 25 nm (4437,9 GHz) em comprimentos de onda do laser, dentro da largura da banda de ganho do mesmo, conforme é observado na Fig. 5.7. É observado ainda nessa figura que a camada antirrefletora depositada não eliminou completamente os modos de ressonância de Fabry-Perot da cavidade curta (0,3 mm) do laser semiconductor solitário. Os comprimentos de onda que podem ser sintonizados são restritos por esses modos internos, causados pelas reflexões residuais da camada AR na face frontal do laser.

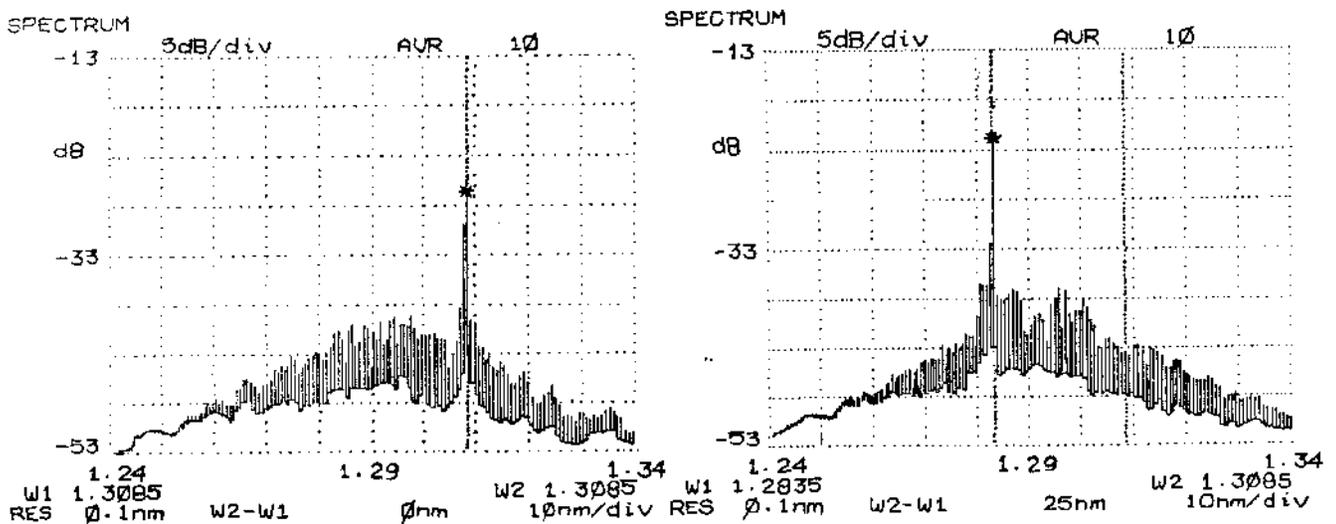


Fig. 5.7 - Faixa de sintonia de 25 nm dentro da largura de banda de ganho do laser semiconductor.

A sintonia torna-se crítica em comprimentos de onda extremos ao valor ótimo da refletividade da camada AR, em torno de 1290 nm, onde começa a ocorrer ação laser, com os modos internos do laser afetando seriamente a faixa possível de sintonia do dispositivo, Fig. 5.7 (a) e (b). Devido à ultrapassagem da faixa ótima de refletividade da camada AR<sup>2</sup>, e mesmo o laser semiconductor estando dentro de uma cavidade com um valor elevado do fator de qualidade Q, que propicia uma oscilação monomodal, a oscilação multimodo irá prevalecer [111]. Este é o mecanismo que ultimamente limita a faixa de sintonia para esse caso, devido à forte modulação da curva de ganho do laser [80], limitando com isso, os valores possíveis de  $\theta$  para a sintonia da

1 Sistemas coerentes multicanais necessitam uma faixa de sintonia maior que 10 nm para o oscilador local. Com essa sintonia é possível transmitir de 1 a 4 canais de HDTV (1250 GHz).  
 2 Conforme é observado na Figura 3.24, do Capítulo 3.

grade. Além disso, essa faixa de sintonia é também dependente do tipo de laser semiconductor utilizado e do nível de bombeamento do mesmo [110].

É quase impossível, contudo, suprimir completamente a influência dos modos internos do diodo laser sobre a região sintonizável da curva de ganho do laser, mesmo para camadas antirefletoras de qualidade superior [110]. Isto é devido à técnica usada para a deposição da camada AR que otimiza a refletividade da face do laser para uma faixa finita de comprimentos de onda<sup>1</sup>, conseguindo boa pureza espectral nessa faixa de sintonia que, para este caso, foi em torno de 1290 nm (para um dado ângulo de sintonia da grade em torno de  $\theta = 50,5^\circ$ ).

É esperada uma melhoria nas características de sintonia do laser semiconductor usado nas montagens, com uma combinação da melhoria na tecnologia de deposição de camadas AR em laser semicondutores, um melhor acoplamento entre laser e grade de difração e uma largura de banda da grade mais estreita. Com isso, será possível uma sintonia contínua (cw) sobre a maioria da porção utilizável do espectro da curva de ganho do laser semiconductor [29,108]. Notomi et al [110] conseguiram uma sintonia elevada de 154 nm usando um laser semiconductor de dupla secção onde existe uma secção de controle interno da fase para controle do modo interno, permitindo com isso um controle da curva de ganho do laser.

Quando apenas se gira a grade de difração, varia-se tanto a frequência central da luz difratada quanto o comprimento da cavidade externa ( $L_{cav}$ ). Isto faz com que haja salto nos modos longitudinais da cavidade externa [28,29,107,108]. Para uma sintonia contínua na frequência de oscilação, sem salto de modos entre os modos longitudinais da cavidade externa, é necessário girar e transladar a grade de difração simultaneamente, ou seja, mudar o ângulo  $\theta$  ao mesmo tempo em que se altera o comprimento da cavidade externa ( $L_{cav}$ ) com o movimento de translação da grade. Isto pode ser feito com o uso de dispositivos piezoelétricos [29,107] e/ou estágios de translação motorizados [108], conforme foi mencionado no item 2.10 do Capítulo 2. A sintonia contínua é conseguida, portanto, quando se faz coincidir a faixa de frequências difratadas com o giro da grade, com as frequências alteradas pela variação do comprimento da cavidade externa ( $L_{cav}$ ).

O Apêndice I apresenta as faixas de sintonia conseguidas com a operação de cavidades externas experimentais.

A faixa de sintonia total de 25 nm conseguida neste trabalho não foi contínua. Isto deve-se ao fato do laser utilizado apresentar regiões de ganho mínimo<sup>2</sup> dentro da curva de ganho total do laser, espaçadas de 3 nm, onde a oscilação multimodo era possível de ocorrer dentro desses intervalos de comprimentos de onda. Este laser apresentou predominantemente três modos de oscilação em torno de 1290 nm, para uma corrente de polarização utilizada de 49,68 mA. O modo realimentado pela grade de difração oscilava preferencialmente sobre um desses três modos, sobressaindo-se e competindo diretamente com os demais pela potência óptica limitada, gerada pelo ganho do meio ativo. Observou-se que o balanço de potência entre eles variava com a sintonia da grade.

A dependência da potência óptica de saída da cavidade sintonizável com a variação no comprimento de onda de operação foi observada com o analisador de espectro [28,29,110,114]. A Tabela 1 mostra as potências ópticas de pico obtidas para alguns comprimentos de onda na

---

1 Conforme visto no item 3.5.5, do Capítulo 3.

2 Regiões de supressão na curva de ganho.

faixa de sintonia observada. Nos extremos da faixa de sintonia de 25 nm da cavidade externa (em 1283,50 e 1308,50 nm) foram registradas potências de pico de -22 e -26 dBm, respectivamente. Potências ópticas de pico máximas de -13 e -14 dBm foram registradas em torno da frequência central de  $\lambda = 1290$  nm, com 62% da faixa sintonizável percorrida em direção às frequências mais elevadas. Observa-se, com isso, que houve uma grande variação na potência óptica emitida nas frequências extremas da faixa de sintonia com relação à frequência central. Essa dependência é devida ao valor da refletividade da camada AR ser otimizado e limitado numa faixa de alguns comprimentos de onda específicos, em torno de 1290 nm, conforme é observado na Tabela 1. Esse efeito de dependência pode ser compensado pela monitoração da corrente de injeção [28].

As sintonias grossa e fina da grade foram conseguidas com o uso de um micrômetro de precisão (mod. BD 17-04), situado no suporte regulável da grade de difração (mod. SL 51), ambos da Micro-Controle.

Os gráficos da Fig. 5.8 (a) e (b) foram obtidos com o ajuste grosseiro desse micrômetro, possibilitando uma incursão de  $\approx 3,2$  nm (550,3 GHz) na faixa de comprimentos de onda de operação da cavidade sintonizável. Conforme foi citado anteriormente, é observado que essa é uma sintonia entre dois daqueles três modos que oscilam predominantemente na cavidade e que são espaçados da ordem de 3 nm, não sendo, portanto, uma sintonia contínua. Obteve-se uma razão de extinção de aproximadamente 18,2 dB entre o modo realimentado pela grade e os demais.

$\lambda$ (nm)	P (dBm)
1283,50	-22
1284,25	-23
1290,75	-13
1293,00	-14
1302,0	-17
1308,50	-26

Tabela 1 - Dependência da potência óptica com a variação no comprimento de onda sintonizado.

A Fig. 5.9 (a) e (b) ilustra a sintonia fina em torno do modo longitudinal que o analisador de espectro consegue resolver. Esta sintonia diferencial ( $d\theta$ ) é conseguida com o giro incremental do micrômetro de precisão do suporte da grade da ordem de  $0,2 \mu\text{m}$ . Obtém-se com isso aproximadamente  $0,075$  nm (13,31 GHz) de sintonia fina em torno do modo longitudinal, que pode ser resolvido pelo instrumento de medição. Os gráficos da Fig. 5.9 foram tomados com o SPAN e resolução máximos ( $0,2$  nm/div e  $0,1$  nm, respectivamente), do analisador de espectro, para se ter uma boa precisão nessa medida.

Contudo, para uma sintonia fina real entre os modos longitudinais da cavidade externa, separados de 576,9 MHz, seria necessário o ajuste da frequência do laser na escala de MHz. Isto

é feito por um fino ajuste no comprimento da cavidade externa de  $\pm\lambda/2$ , através de dispositivos PZT ou elementos intra-cavidade do tipo etalon. Com isso, haverá mudança na posição dos modos longitudinais da cavidade sintonizável com a alteração do espaçamento entre eles ( $c/2L_{cav}$ ). Este tipo de sintonia só pode ser medida com o batimento e translação da frequência óptica para a frequência intermediária (FI) elétrica. Olsson e Ziel [111] reportam uma sintonia fina de FI na faixa de 740 MHz entre os modos longitudinais da cavidade externa, o que representa 80% do espaçamento total entre esses modos.

Por fim, pode-se conseguir uma sintonia fina pequena, da ordem de MHz, com cavidades externas longas (LEC Lasers), enquanto que uma sintonia fina grande, da ordem de GHz, é conseguida com cavidades externas curtas [111], a qual é desejável em sistemas ópticos coerentes WDM multi-canais.

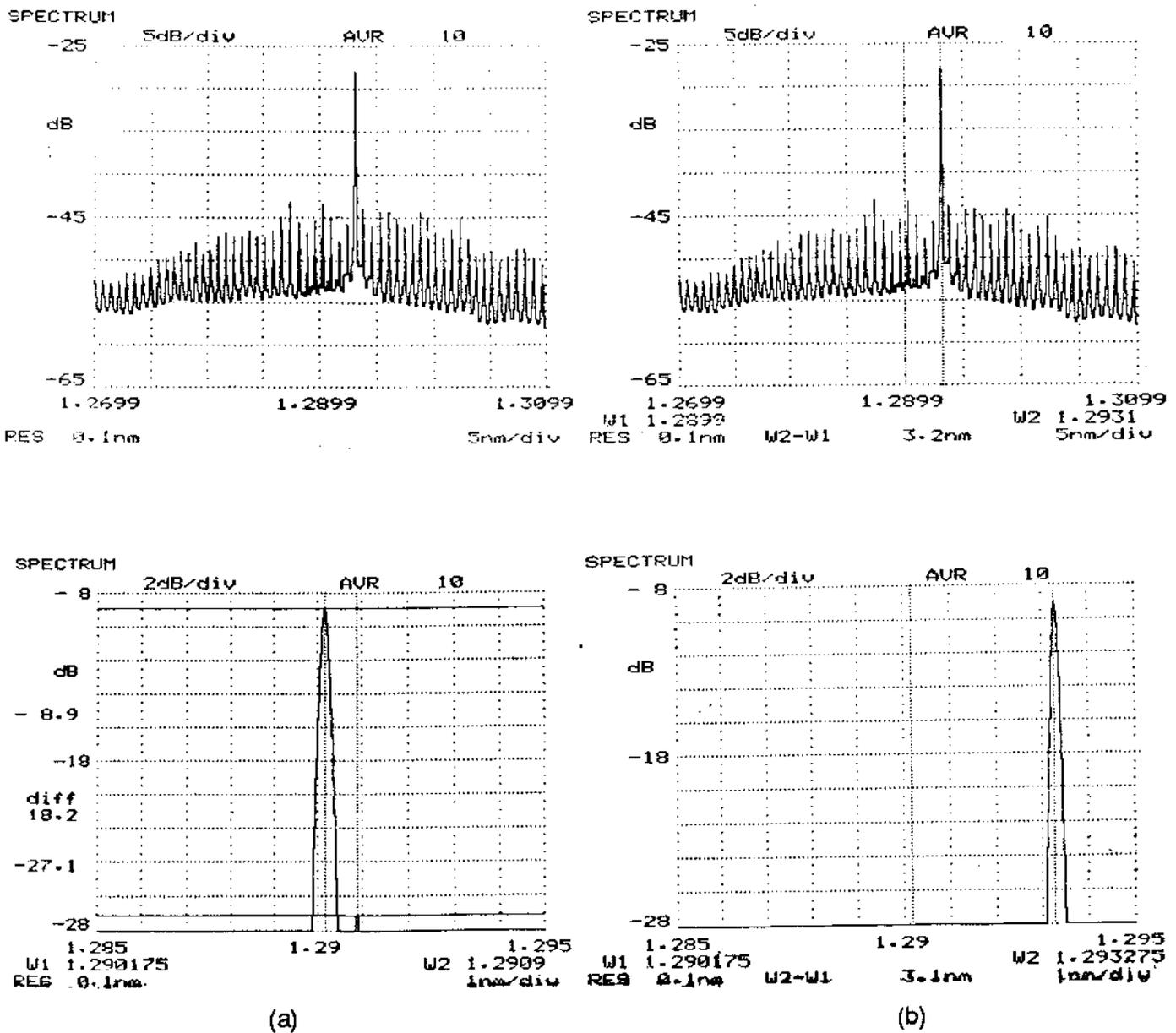
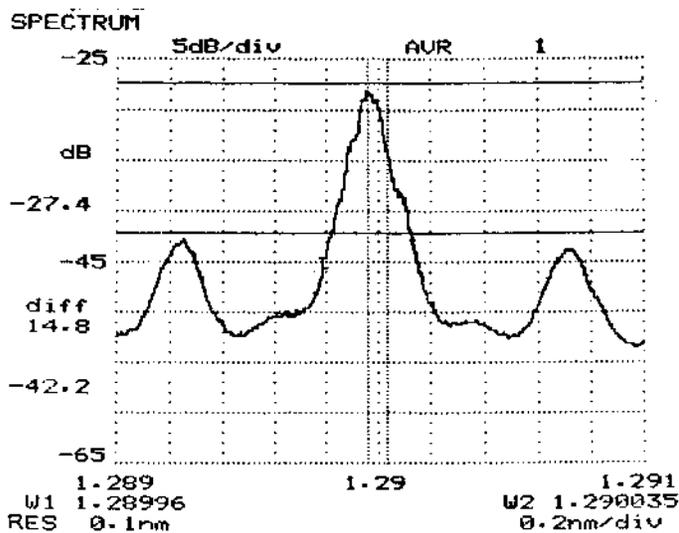
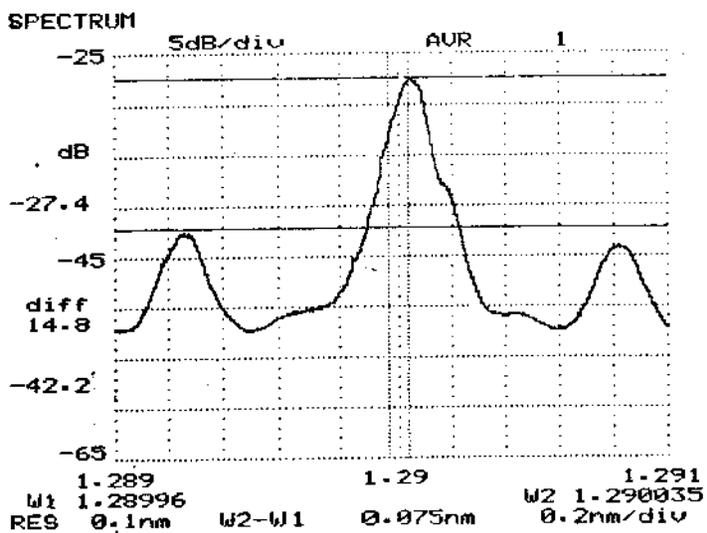


Fig. 5.8 - Sintonia grossa de  $\approx 3,2$  nm através do ajuste grosseiro do micrômetro de precisão.



(a)



(b)

Fig. 5.9 - Sintonia fina de aproximadamente 0,075 nm com 0,2 μm de deslocamento do micrômetro de precisão.

## 5.6 Estabilidade Mecânica

O LEC Laser foi construída para ser usada em laboratório como dispositivo de pesquisa onde a flexibilidade de ajustes e uso dos componentes mecânicos é necessária. Conseqüentemente, a rigidez e estabilidade da construção mecânica foram feitas com um compromisso para permitir uma flexibilidade maior no sentido de se usar componentes modulares.

Cavidades com  $L_{cav} > 10$  cm são notavelmente sensíveis a vibrações mecânicas e choques, possuindo tolerância mecânica muito crítica, sendo preferível em certos casos SEC Lasers [30,121].

Esta estabilidade é necessária em particular devido à necessidade de focalizar o "spot" incidente da objetiva sobre a seção transversal do laser da ordem de μm. Portanto, é essencial que o posicionamento mecânico do laser, lente e grade sejam mantidos dentro de uma precisão elevada da ordem de comprimentos de onda, evitando mudanças na eficiência de acoplamento [77].

A redução de  $\Delta\nu_0$ , resultante do aumento da cavidade, é conseguida às custas da redução de sua tolerância a perturbações mecânicas. Essas variações térmicas ou mecânicas irão induzir variações em frequência na saída da fonte. Isso pode ser desastroso em sistemas coerentes, pois uma inesperada mudança na FI pode interromper o sistema, dificultando seu emprego prático. Para evitar esses problemas, é necessário o uso de suportes rígidos e estáveis termicamente, ou o uso de SEC Lasers que são cavidades híbridas compactas e miniaturizadas a ponto de poder ser empregada em enlaces de campo. Pode-se ainda ter um controle ativo do comprimento da cavidade através de PZT's, evitando-se o salto entre modos.

Instabilidades mecânicas foram observadas nas montagens, com a perda do sinal de saída ao longo do tempo. Essas instabilidades ocorreram principalmente no acoplamento laser-fibra, onde perdas de -20 dB no sinal de saída foram registradas.

Para testar a estabilidade mecânica do sistema como um todo, a estabilidade do modo principal da cavidade foi medido no analisador de espectro em torno da frequência central (SPAN = 0), ao ser submetido a variações mecânicas feitas por batidas propositais com o uso de um martelo de borracha na:

- Pedra de granito<sup>1</sup>;
- Trilho óptico;
- Base da grade de difração.

Essas batidas foram sutis o suficiente para simular choques mecânicos da cavidade com o meio externo. A figura a seguir registra essas variações em amplitude, em torno da frequência central do modo observado, sob a ação de agentes externos, Fig. 5.10.

No gráfico da Fig. 5.10 observa-se que as instabilidades (a) e (b) voltaram a oscilar com a mesma potência anterior à variação mecânica. O choque mecânico na base da grade, contudo, mostrou uma queda de aproximadamente 4 dB no nível do sinal de saída, desalinhando o sinal realimentado.

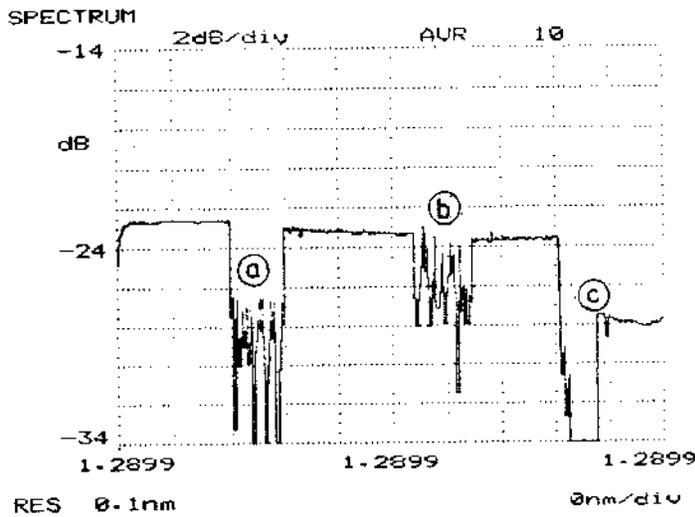


Fig. 5.10 - Instabilidades em amplitude provocadas por choques mecânicos na pedra de granito (a), no trilho óptico (b) e na base da grade de difração (c).

1 Suporte de toda a montagem óptica.

## **Capítulo 6**

### **Análise Computacional do LEC Laser**

Neste capítulo segue-se a análise computacional da condição de oscilação dos modos estacionários do LEC Laser sintonizável que foi caracterizada no Capítulo 5. Com os dados específicos para essa configuração, consegue-se através de simulação computacional, os gráficos das condições de *fase* e *ganho* para os modos oscilantes deste dispositivo [58].

Os modos logitudinais do laser semiconductor realimentado podem ser determinados impondo-se restrições na fase (condição de fase) e na amplitude (condição de ganho) do campo elétrico emitido pelo laser em cavidade externa. Dentre estes modos estacionários, o modo dominante é identificado através da menor densidade de portadores necessários à oscilação (menor ganho de limiar) desse modo [58].

Com os dados específicos para o LEC laser operando em 1290 nm, com laser DCPBH - 1300 nm, camada antirefletora de  $\approx 0,6\%$ ,  $\alpha = 6,8$  e  $L_{cav} = 26$  cm, tem-se os gráficos da condição de fase normalizada,  $h(\omega)$ , (Fig. 6.1) e da condição de ganho normalizada,  $N(\omega) - N_0$ , (Fig. 6.2). Os parâmetros internos do laser semiconductor foram tirados do laser HLP 5400, da Hitachi, que possui estrutura e características semelhantes ao laser de 1300 nm - DCPBH utilizado nas montagens. A frequência central do laser, que coincide com a frequência central de resposta da grade ( $\omega_c$ ), é tomada como sendo um valor zero relativo nas Figuras 6.1 e 6.2. Esse gráficos foram ampliados em torno da frequência central para se obter uma melhor resolução em relação aos gráficos de faixa mais larga de variação.

Na Fig. 6.1, da condição de fase, percebe-se a presença de uma envoltória para a curva  $h(\omega)$ . A envoltória superior é determinada pela condição de ressonância da cavidade externa. A envoltória inferior dessa curva apresenta duas singularidades simétricas em relação à frequência central da grade,  $\omega_c$ . Essas singularidades correspondem aos pontos de operação em que a refletividade da grade iguala-se à refletividade  $r_2$  do espelho do laser, ocorrendo a transparência da cavidade com o dispositivo não oscilando. Com isso, tem-se que a qualidade da camada AR na face do diodo limita a região útil, em frequência, de operação do dispositivo. Isto é, quanto menor a refletividade da face do laser voltada para a cavidade externa, maior será a separação entre suas singularidades e a frequência central da grade de difração,  $\omega_c$ , sendo válida apenas em torno desta frequência. Ainda nessa figura, as interseções com as retas horizontais dadas pela equação (2.17), do Capítulo 2, determinam os modos estacionários de oscilação, onde as flutuações na temperatura do diodo podem ser simuladas através do deslocamento desta família de retas em relação à curva  $h(\omega)$ . A assíntota corresponde à condição de fase do laser solitário ( $h_s(\omega) = \omega/f_D^1$ ).

A grade de difração no LEC laser vai funcionar como um filtro seletivo que realimenta apenas alguns modos da cavidade externa dentro do diodo. Para frequências suficientemente afastadas da frequência central da grade,  $\omega_c$ , a refletividade da mesma tende a se anular, limitando a região possível de sintonia. A envoltória superior molda a distribuição em frequência da grade, correspondendo à ressonância da cavidade externa. Tem-se que  $\Delta\lambda_g = 0,85$  nm é a banda de passagem medida no Capítulo 4, onde os modos situados dentro de uma faixa de 154 GHz e que possuam ganho suficiente irão ser selecionados pela grade e oscilarão. É observado que no gráfico ampliado da cavidade na Fig. 6.1 o espaçamento entre modos longitudinais da cavidade é  $\approx 576,9$  MHz, comprovando o cálculo feito anteriormente.

1  $f_D$  é o espaçamento em frequências entre os modos longitudinais do laser solitário.

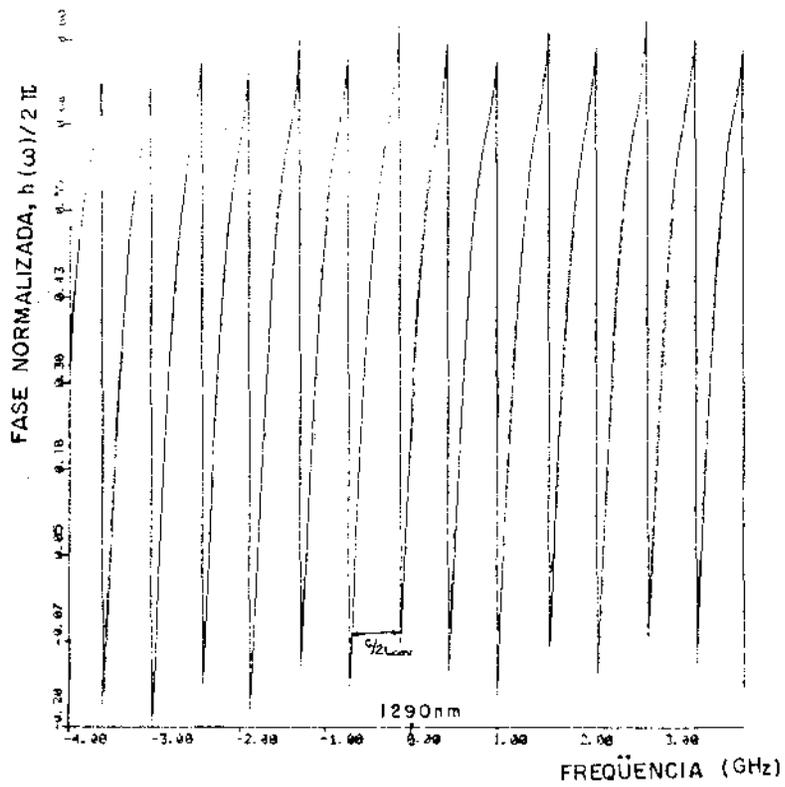
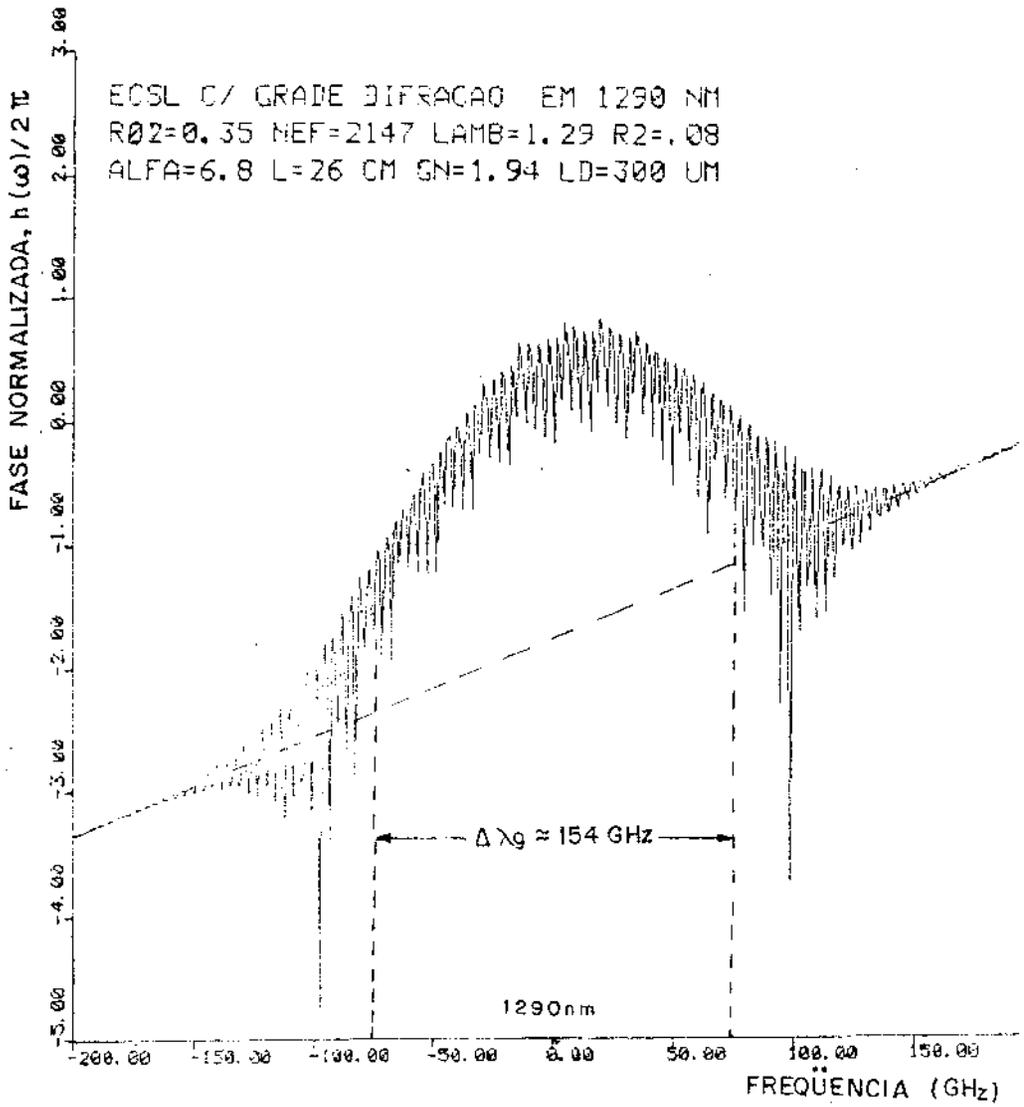


Fig. 6.1 - Condição de fase normalizada,  $h(\omega)$ , para LEC Laser.

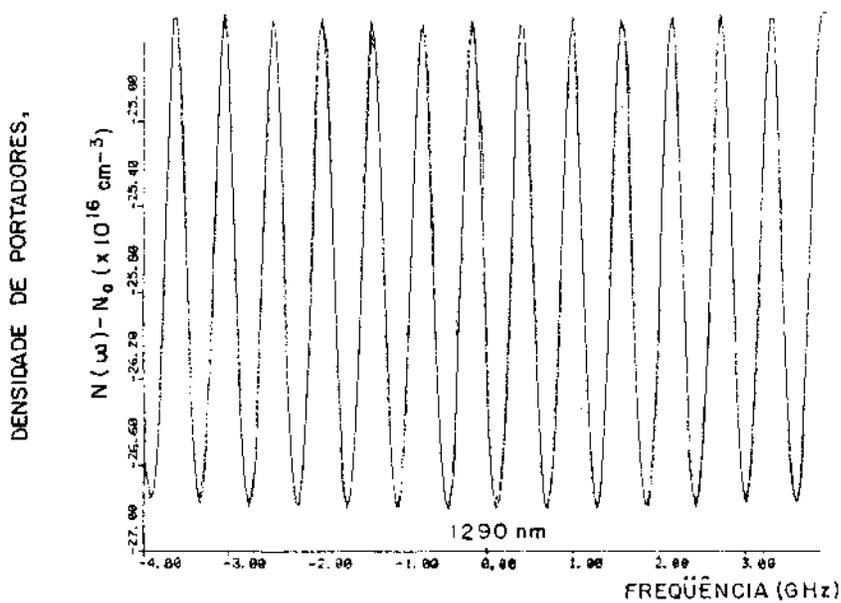
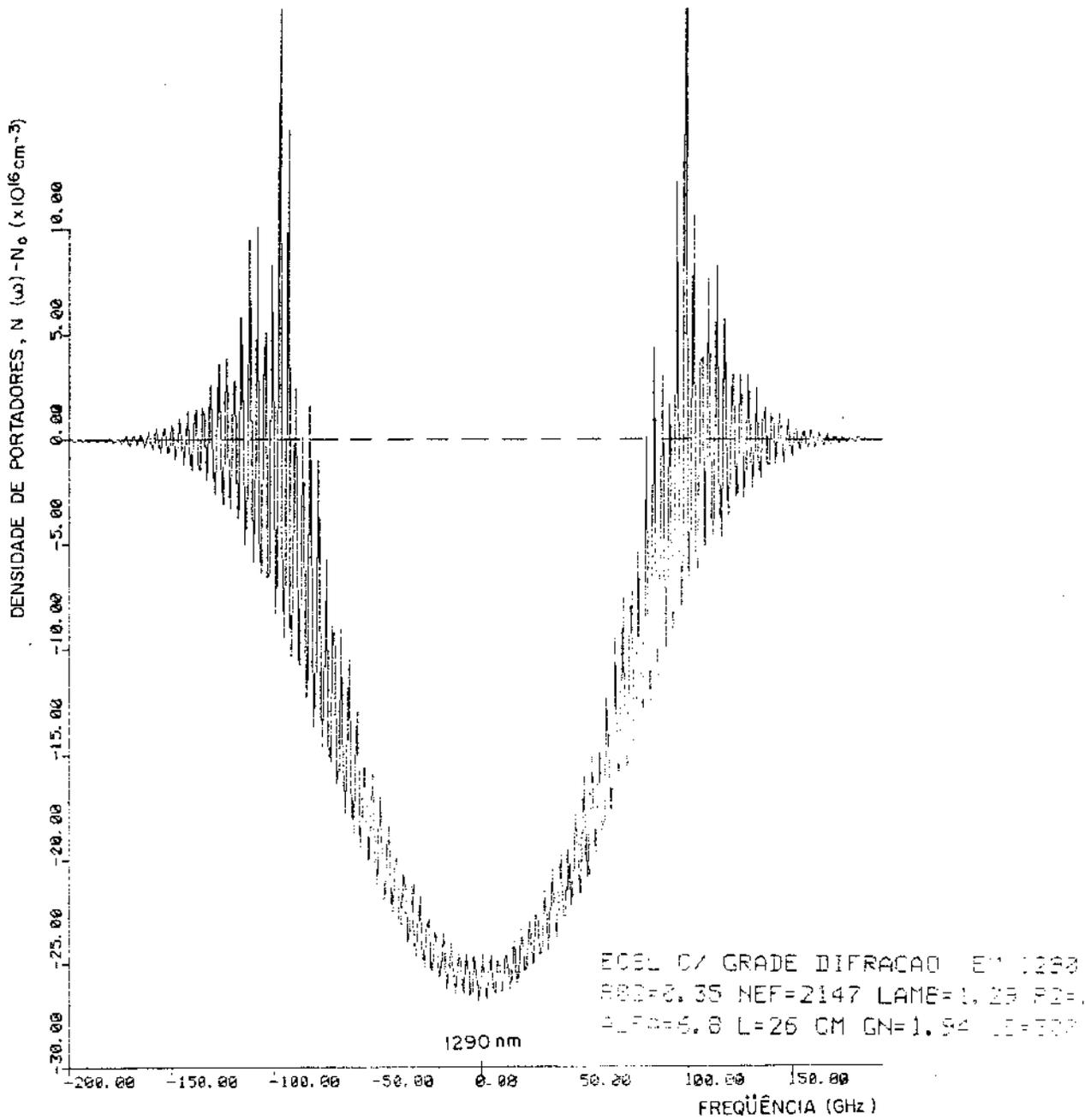


Fig. 6.2 - Condição de ganho normalizado,  $N(\omega) - N_0$ , para LEC Laser.

A Fig. 6.2 dá a condição de ganho, equação (2.18) do Capítulo 2, que estabelece uma faixa relativamente estreita em torno da frequência central da grade ( $\lambda_c = 1290$  nm) onde um ou mais modos do LEC Laser são possíveis de oscilar, no caso de 200 GHz ( $\approx 1,1$  nm). Nessa região há uma redução<sup>1</sup> na densidade de portadores em relação ao valor correspondente para o laser solitário (linha tracejada). O modo longitudinal que oscilará será o que possuir menor densidade de portadores. Similarmente à Fig. 6.1, observam-se as envoltórias superior e inferior e as singularidades da curva. Nesse caso, a envoltória inferior corresponde à condição de ressonância da cavidade externa.

A discrepância existente entre a simulação e as medidas experimentais são devidas às incertezas da fração de potência total realimentada dentro do diodo devido à eficiência de coleta de luz.

---

1 A realimentação óptica provocou uma redução de aproximadamente 8,65% da corrente de polarização da cavidade externa em relação à corrente do laser solitário.

**Capítulo 7**  
**Conclusões**

As pesquisas desenvolvidas no LCO-Unicamp vêm procurando acompanhar de perto os países que pesquisam na área de Comunicações Ópticas Coerentes. Entretanto, ainda existe um atraso tecnológico de aproximadamente sete anos com relação a esses países, principalmente na parte experimental.

Sistemas Coerentes por Fibras Ópticas necessitam de fontes lasers sofisticadas para viabilizar sua operação. Cavidades externas sintonizáveis por grade de difração têm sido, presentemente, a melhor solução para as principais necessidades desses sistemas: seletividade e sintonizabilidade em frequência.

Visando superar essas dificuldades, resolveu-se começar as pesquisas experimentais no LCO no sentido de construir e caracterizar tais fontes, para futuramente poderem ser usadas no protótipo de um sistema coerente a ser desenvolvido no Laboratório de Comunicações Ópticas da Unicamp. Essa cavidade externa foi escolhida em sua configuração híbrida e com comprimento longo (LEC Laser), de modo a permitir a flexibilidade de se alterar seus componentes modulares e, com isso, conseguir montar e analisar diversas configurações com seus fenômenos físicos relacionados. Foram construídas três cavidades, operando em 780, 850 e 1300 nm. As duas primeiras montagens não apresentaram resultados satisfatórios de operação. Contudo, serviram para permitir um aprendizado da tecnologia básica dessas fontes, além de aperfeiçoar o procedimento de alinhamento óptico do sistema. A última montagem, operando em 1300 nm, foi a que obteve melhor desempenho experimental, sendo caracterizada em seus parâmetros básicos e apresentada no Capítulo 5. A operação e funcionamento dessas cavidades quanto às suas características básicas só foi possível quando o CPqD-Telebrás conseguiu dominar com sucesso a técnica de deposição de camadas antirefletoras (AR) sobre os espelhos do laser. A partir daí, com os lasers possuindo essa camada, foi possível obter realimentação óptica forte através da grade de difração.

O alinhamento óptico, juntamente com a tecnologia de obtenção de filmes antirefletores em lasers semicondutores, são etapas cruciais na viabilização prática de LEC Lasers.

A reprodutibilidade dos resultados obtidos nessa tese só é garantida se for garantida também a otimização de focalização e alinhamento óptico dos componentes do sistema.

Para a continuação dos trabalhos de pesquisas nesses protótipos de fontes lasers coerentes, propõem-se os seguintes melhoramentos a serem feitos na montagem desta tese:

1. Trocar o laser semiconductor por outro de outro lote, que não apresente regiões de supressão de ganho da curva de ganho do laser, evitando a sintonia descontínua dos modos do laser nessas regiões;
2. Melhorar a refletividade e com isso a largura de banda da camada antirefletora, obtendo sinais realimentados mais fortes e em faixa de sintonia mais larga;
3. Montar um circuito de controle de temperatura mais preciso e imune às variações ambientais do tipo PID;
4. Medir a largura de linha espectral de saída através de um dos métodos propostos;
5. Estabilizar a largura de linha do LEC Laser por meio de realimentação óptica com uso de um etalon Fabry-Perot ou através da corrente de injeção do laser semiconductor utilizando um controle automático de frequência;

6. Utilizar um etalon intra-cavidade para aumentar a seletividade da grade e prover uma sintonia fina dos modos da mesma, através de um PLL óptico;

7. Compactar e diminuir a montagem, tornando-a menos sensível a vibrações mecânicas.

Conseguindo-se realizar esses melhoramentos, a fonte coerente estará preparada para as etapas subseqüentes com o seu emprego prático no sistema coerente, que só poderá operar satisfatoriamente caso essas fontes satisfaçam a todas essas proposições.

Com esta tese, foi vencida a principal dificuldade de ordem prática dos sistemas coerentes, sendo dado um passo crucial no desenvolvimento e caracterização experimental das montagens das futuras cavidades externas que já se encontram em fase de desenvolvimento no LCO, permitindo uma melhor compreensão dos fenômenos básicos envolvidos na construção e operação desses dispositivos.

## **Apêndice I**

### Configurações de fontes coerentes e suas características de operação

Referência	Tipo	Largura de linha ( $\Delta\nu$ )	Faixa de sintonia ( $\Delta\lambda$ )	Características
[106]	LEC	10 kHz (FI) batimento com laser de He-Ne	55 nm	Com grade de difração e etalon, LD InGaAsP/InP (CSBH), 1500nm, $I_{th} = 53$ mA, $L_{cav} = 15-50$ cm
[29]	LEC miniatura	50 kHz	40 nm (mecânica) 0,4 nm (50 GHz) (elétrica - PZT)	Usada no primeiro enlace de campo de 565Mbit/s (BTRL), 1510 - 1560nm, LD InGaAsP/InP BH, $L_{cav} = 2-3$ cm, com grade, SMR > 27dB, $P_0 = 0$ dBm ( $\Delta P_0 < 3$ dB)
[17]	LEC	65 kHz	80 nm	Com grade, 1550 nm
[107]	LEC	-	1020 GHz (cw) ( $\approx 2,3$ nm)	Com grade, 830nm, usa PZT para girar e transladar a grade
[81]	LEC	< 1 kHz	135 nm	LD InGaAsP, 1500nm, $L_{cav} = 10 - 12$ cm
[108]	LEC	20 kHz (FI)	15 nm (mecânica)	LD BH, 1260nm, $L_{cav} = 5,8$ cm, $l = 1,4$ $l_{th}$ , $\Delta P_0 < 25\%$ , com rotação e translação da grade
[109]	LEC	< 0,02 - 0,04nm	10 nm (com salto de modos)	LD GaAs, 810-850 nm, HLP 1400, com grade, sem camada antirefletora (AR)
[110]	LEC	-	154 nm	LD com duas secções, com grade e com controle de fase, 1500 nm
[111]	LEC	2 MHz (FWHM)	-	LD CSBH, 1500 nm, com etalon (1-2,5 A FSR), $L_{cav} = 5-20$ cm, $P_0 = 0$ dBm (acoplado na fibra monomodo), isolador óptico e controle de polarização
[112]	LEC	< 7,6 MHz (resolução instrumental)	6 nm	5 lasers em "array", fonte coerente de alta potência
[28]	LEC compacta	20 kHz	-	LD InGaAsP, 1500 nm
[82]	LEC	< 50 kHz	-	LD AlGaAs, 825 nm, com grade, $L_{cav} = 22$ cm
[90]	LEC	< 150 kHz	>100 nm (sintonia com micrômetro diferencial) >100 GHz (0,8nm) (sem salto de modos)	LEC comercial (TUN - 1500/1300), 1550 nm, $P_0 > 1$ mW, 2,8 kg
[97]	LEC compacta	$\approx 100$ kHz	40 nm 25 GHz (cw)	LEC comercial (TSL 1000), 1300 nm/ 1550 nm, $P_0 = -3$ dBm

Referência	Tipo	Largura de linha ( $\Delta\nu$ )	Faixa de sintonia ( $\Delta\lambda$ )	Características
[96]	LEC	$\approx 1$ MHz	60 nm (típico)	LEC comercial (TSL - 80), 1300 nm, $P_o = -10 \pm 0,1$ dBm, 17 kg, com teclado para seleção de sintonia ( $\lambda$ ), I (mA) e $T_{\text{cri}} (^{\circ}\text{C})$
[96]	LEC	200 kHz	40 nm	LEC comercial (NSL - 155/130), 1300 nm, utiliza FPI, $P_o = 6$ dBm (acoplado à fibra monomodo), possibilita introduzir I (mA), $T_{\text{cri}} (^{\circ}\text{C})$ e sintonia ( $\lambda$ )
[84]-[87]	LEC	< 60 kHz	7 nm (com salto de modos)	Com filtro óptico integrado conversor de modos TE/TM ( $\text{LiNbO}_3$ ), $L_{\text{cav}} = 4,3$ cm
[14]	LEC	$\approx 200$ kHz	16nm	LD GaAlAs / GaAs, 820 nm, $L_{\text{cav}} = 8$ cm
[12]	LEC	500 kHz	-	LD DFB TJS, 865 nm
[47]	LEC	2 MHz	-	Com grade, 1550 nm, $L_{\text{cav}} = 20$ cm
[100]	LEC	5 MHz	-	LD BH, 1500 nm, com grade
[16]	LEC	7,4 kHz	-	$L_{\text{cav}} = 18$ cm
[25]	LEC	-	3,2 nm	LD GaAs homoeestrutura em geometria de faixa (refrigerado a Ni líquido), com grade, sem camada AR, $L_{\text{cav}} = 53$ cm
[88]	SEC	-	1,4 nm (600 GHz) (não cw)	LD GaAs / AlGaAs, 830 nm, com MQW, sintonia eletrônica em 5 modos distintos, sem camada AR, $\Delta P_o = 0,6$ dB, $L_{\text{cav}} = 15$ mm
[79]	LEC	-	-	LD GaAs / AlGaAs SH
[80]	LEC	-	-	LD GaAs / GaAl CSP - DH, HLP 1400, sem camada AR
[39]	LEC	-	-	com espelho plano e PZT
[26]	LEC	-	90 nm (1460-1550 nm)	Com grade, 1550 nm, $P_o = -2,5$ dBm, TX (DCPBH, $L_{\text{cav}} = 10$ cm), OL (LD BH, $L_{\text{cav}} = 20$ cm)
[114]	LEC	-	-	LD CSBH (longo), 1300 nm, com duas secções
[80]	LEC compacta	< 900 kHz	-	LD InGaAsP BH, 1300 nm, sem sintonia, insensível a perturbações do meio, lente GRIN como cavidade.
[100]	LEC	< 200 kHz (FI)	-	LD DFB, 1546 nm, $P_o = -5,5$ dB (acoplado à fibra óptica)
[77]	LEC	-	10 nm	Com grade, LD GaAlAs, 821 nm, $L_{\text{cav}} = 20 - 50$ cm

Referência	Tipo	Largura de linha ( $\Delta\nu$ )	Faixa de sintonia ( $\Delta\lambda$ )	Características
[115]	LEC	-	-	Com grade, LD InGaAsP - DCPBH, 1300 nm, $L_{cav} = 20\text{cm}$
[69]	LEC	-	-	1300 nm, $L_{cav} = 7,5\text{ cm}$
[116]	LEC	-	-	Com espelho plano, $L_{cav} = 58\text{ cm}$
[86]	LEC	-	83 nm	Com sintonia eletrônica através de filtro óptico, LD InGaAsP, 1300 nm
[94]	LEC	< 4 kHz	-	LD GaAlAs, HLP 1400, 830 nm, $L_{cav} = 21\text{cm}$
[117]	LEC	40 kHz	-	LD DFB InGaAsP, $L_{cav} = 10 - 18\text{ cm}$
[84]	LEC	< 900 kHz	-	LD DFB MQW (longo)
[84]	LEC	470 kHz	-	LD DFB (longo) multi-contato
[118]	LEC	-	60 nm	Com grade, $\lambda = 1285,7\text{ nm}$
[119]	LEC	-	-	Com grade e etalon, LD InGaAsP, $L_{cav} = 10\text{ cm}$
[33]	LEC	-	100nm	com grade
[120]	LEC	-	-	$I = 1,13 I_{th}$ , $L_{cav} = 19\text{ cm}$
[121]	LEC	< 600 kHz	8 GHz (elétrico com PZT)	Cavidade com fibra óptica (FEC), LD DFB, 1540 nm, $L_{cav} = 1,5 - 7\text{ cm}$
[42]	LEC	150 - 400 kHz	-	Cavidade com fibra (FEC), LD DFB $\lambda/4$ InGaAsP, 1500nm, $L_{cav} = 40\text{cm}$
[122]	LEC	70 kHz	300 MHz (elétrica, cw) 1,56 MHz (PZT, cw)	Cavidade com fibra óptica com camadas refletoras nas extremidades da fibra, LD InGaAsP FBH - DFB, 1550 nm, $P_o = 8,5\text{ dBm}$ , $L_{cav} = 5\text{ cm}$ (com PZT)
[83]	LEC	-	-	Cavidade com fibra óptica com filtro óptico seletivo e sintonizável
[123]	Cavidade integrada (MEC)	1 MHz	-	LD F-P acoplado a um guia de Bragg (WBR), 1550 nm
[37]	Cavidade integrada (MEC)	900 kHz	-	-
[124]	Cavidade acoplada	-	0,2 nm (seleção interna de $\lambda$ ) com 1,6 nm (térmico) DFB - DBR	Acoplada a um chip semiconductor de InP, 1550 nm

Referência	Tipo	Largura de linha ( $\Delta\nu$ )	Faixa de sintonia ( $\Delta\lambda$ )	Características
[84]	Cavidade acoplada	$\leq 135$ kHz	-	Acoplada a um ressoador composto de $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ sobre substrato de silício, $L_{\text{cav}}$ = alguns centímetros
[89]	Cavidade acoplada	1 - 3 MHz	5 - 6 GHz	Acoplada a um refletor esférico e a uma lente GRIN, LD HLP 5400 BH, 1300 nm
[49]	LD $\text{C}^3$	1 MHz (3 mW) 250 kHz (10 mW)	-	Com "gap" variável, 1300 nm
[87]	Cavidade monolítica (MEC)	$\approx 2$ MHz	-	LD DFB - DCPBH (0,24 mm) com guia de onda óptico de 1,43 mm
[123]	$\text{C}^3$	1,5 MHz	30 nm	-
[84]	$\text{C}^3$	-	15 nm	-
[125]	Nd:YAG Miniatura em anel	< 49 Hz	-	Controlado por LD, 1320 nm, possível fonte para sistemas OPSK
[34]	Nd:YAG compacto em anel	10 kHz	40 GHz	Bombeado por LD, 1300 nm, $P_0 = 25$ mW, usado como TX e OL em sistemas coerentes
[101]	Nd:YAG	8,3 Hz (estimado)	-	bombeado por LD, 1300 nm
[126]	Nd:GGG em anel	< 30 Hz (F) batimento de dois lasers de Nd:GGG	-	-
[127]	Realimentação óptica por "loop" de fibra com acoplador óptico	-	-	LD BH, HLP 5400, 1300 nm
[128]	Realimentação elétrica negativa	560 Hz	64 GHz	LD AlGaAs, 800 nm
[87]	Realimentação elétrica negativa	1 MHz	-	-

## **Apêndice II**

**Instituições e pesquisadores envolvidos com pesquisas de LEC Lasers para sistemas ópticos coerentes**

<b>Instituição</b>	<b>Pesquisadores</b>
British Telecom. Laboratories* (BTRL) - Inglaterra	D. W. Smith, R. Waytt**, T. G. Hodgkinson, M. R. Matthews, J. Mellis, W. J. Devlin**, K. H. Cameron, M. C. Brain
Tokyo University - Japão*	T. Okoshi***, K. Kikuchi***
Nippon Telegraph and Telephone* Public Corp. (NTT) - Musahino Electric Comm. Lab. Japão	Y. Yamamoto***, T. Kimura***, S. Saito, M. Notomi
American Telegraph and Telephone Corp. Laboratories (AT&T) - EUA	C. H. Henry, G. Eisenstein, A. R. Chraplyvy, N. A. Olsson, J. P. Van Der Ziel, C. A. Burrus, B. Glance, K. Y. Liou
CNET - França	F. Favre, D. Le Guen
NEC Corporation - Japão	K. Kobayashi, M. Shikada, K. Emura, S. Fujita
Bellcore - EUA	L. G. Kazovsky
Heirich-Hertz Institut - Alemanha Ocidental	E. J. Bachus, R. P. Braun, N. Shunk
TFL Telecom Research Lab. - Dinamarca	B. Tromborg, A. Mørk
Technical University of Denmark - Dinamarca	J. H. Osmundsen
MIT Lincoln Lab - EUA	A. Mooradian, M. W. Fleming
Cornel University - EUA	C. L. Tang, A. Olsson, A. T. Schremer
University of New Mexico - EUA	M. Osinski
Northwestern University - China	H. Li

\* Instituições pioneiras em pesquisas em fontes ópticas coerentes

\*\* Autores pioneiros no desenvolvimento de LEC Lasers para sistemas coerentes

\*\*\* Autores pioneiros e que mais publicam artigos técnicos em sistemas coerentes

## **Apêndice III**

**Alguns sistemas coerentes experimentais usando fontes ópticas coerentes, ref. [31] .**

<b>Fonte transmissora (TX)</b>	<b>Oscilador local (OL)</b>	<b>Características</b>
Cavidade monolítica	Cavidade monolítica	NEC (81), 1540 nm, ODPSK, 1200 Mbit/s, L = 162 km
LEC LASER	LEC LASER	NEC (87), 1540nm, ODPSK, 1200 Mbit/s, L = 170 km
LEC LASER	LEC LASER	ATT (87), 1530 nm, ODPSK, 2000 Mbit/s, L = 190 km
FEC LASER *	FEC LASER	FUJITSU (88), 1540 nm, ODPSK, 1200Mbit/s, L = 190 km
LEC LASER	LEC LASER	NTT (87), 1550 nm, OFSK (desvio pequeno), 200 Mbit/s, L = 191 km
LD DBR	LEC LASER	ATT(88), 1500 nm, OFSK (desvio pequeno), 400 Mbit/s, L = 80 km (com 4 repetidores amplificadores)

\* Cavidade com fibra óptica.

## **Apêndice IV**

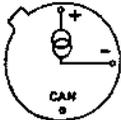
# Especificação do CI AD 540



## Two-Terminal IC Temperature Transducer SPECIFICATIONS (at +25°C and $I_C = 25 \mu A$ unless otherwise noted)

**FEATURES**  
 Linear Current Output: 1 $\mu A/K$   
 Wide Range: -65°C to +150°C  
 Probe Compatible Ceramic Surface Package  
 Two-Terminal Device: Voltage In/Current Out  
 Laser Trimmed to  $\pm 0.5^\circ C$  Calibration Accuracy (AD590M)  
 Excellent Linearity:  $\pm 0.2^\circ C$  Over Full Range (AD590M)  
 Wide Power Supply Range: -4V to +30V  
 Support Isolation from Case

AD590 FUNCTIONAL BLOCK DIAGRAM



TO-18 BOTTOM VIEW

**PRODUCT DESCRIPTION**

The AD590 is a two-terminal integrated circuit temperature converter which produces an output current proportional to absolute temperature. For supply voltages between -4V and +30V the device acts as a high impedance, constant current regulator passing 1 $\mu A/K$ . Laser trimming of the chip's thin film resistors is used to calibrate the device to 298.2K output at 25°C.

The AD590 can be used in any temperature sensing application below +150°C in which conventional electrical temperature sensors are currently employed. The inherent low cost of a monolithic integrated circuit combined with the elimination of support hardware makes the AD590 an attractive alternative for many temperature measurement situations. Long-term stability, precision voltage standards, resistance measuring accuracy and rail-to-rail current compensation are not needed in applying the AD590.

In addition to temperature measurement, applications include temperature compensation or correction of discrete components, biasing proportional to absolute temperature, flow rate measurement, level indication of fluids and menisci. The AD590 is available in one form making it suitable for hybrid circuits and fast temperature measurements in protected environments.

The AD590 is particularly useful in remote sensing applications. The device is insensitive to voltage drops over long wires due to its high impedance current output. Any unbalanced resistances are sufficient for operation hundreds of feet from the receiving circuit. The output characteristics also make the AD590 easy to multiplex; the current can be switched by a CMOS multiplexer or the supply voltage can be switched by a logic gate output.

**EXPLANATION OF TEMPERATURE SENSOR SPECIFICATIONS**

The way in which the AD590 is specified makes it easy to apply in a wide variety of different applications. It is important to understand the meaning of the various specifications and the effects of supply voltage and thermal environment on accuracy.

The AD590 is basically a PTAT (proportional to absolute temperature) current regulator. That is, the output current is constant in a wide range over the temperature of the sense in degrees Kelvin. The scale factor is trimmed to 1 $\mu A/K$  at the factory by adjusting the indicated temperature (i.e. the output current) to agree with the actual temperature. This is done with 1% accuracy at the device at a temperature within a few degrees of 25°C (77°K). The device is then packaged and tested for accuracy over temperature.

**CALIBRATION ERROR**

As from factory test the difference between the indicated temperature and the actual temperature is called the calibration error. Since this is a scale factor error, its contribution to the total error in the device is PTAT. For example, the effect of the  $\pm 0.5^\circ C$  specified maximum error of the AD590M varies from 0.33°C at -55°C to 0.47°C at 150°C. Figure 3 shows how an exaggerated calibration error would vary from the ideal over temperature.

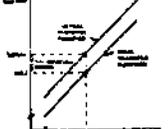


Figure 3. Calibration Error vs. Temperature

The calibration error is a primary contributor to maximum total error in all AD590 grades. However, since IC is a scale factor error it is particularly easy to trim. Figure 4 shows the most elementary way of accomplishing this. To trim this current the impedance of the AD590 is measured by a reference temperature sensor and R is trimmed so that  $V_C = I_C R$  at that temperature. Note that when this error is trimmed out at one temperature, its effect is zero over the entire temperature range. In most applications there is a current to voltage conversion resistor (or, with a current output ADC, a reference) that can be trimmed for scale factor adjustment.

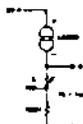


Figure 4. One Temperature Trim

TO-18-1582-1722. Error on the right side of "should be zero".  
 \*Data is not guaranteed.

**PRODUCT HIGHLIGHTS**

1. The AD590 is a calibrated two terminal temperature sensor requiring only a dc voltage supply (-4V to +30V). Constant transmitters, filters, lead wire compensation and linearization currents are unnecessary in applying the device.
2. State-of-the-art laser trimming at the wafer level in conjunction with extensive final testing ensures that AD590 units are easily interchangeable.
3. Superior microstructure retention results from the wafer being a current rather than a voltage. In addition, power requirements are low (1  $\mu W @ \pm 25^\circ C$ ). These features make the AD590 easy to apply as a remote sensor.
4. The high output impedance (>10M $\Omega$ ) provides excellent rejection of supply voltage drift and noise. For instance, changing the power supply from 5V to 10V results in only a 1 $\mu A$  maximum current change, or 1°C equivalent error.
5. The AD590 is electrically durable; it will withstand a forward voltage up to 44V and a reverse voltage of 20V. Hence, supply irregularities or pin reversal will not damage the device.

**ERROR VERSUS TEMPERATURE, WITH CALIBRATION ERROR TRIMMED OUT**

Each AD590 is also tested for error over the temperature range with the calibration error trimmed out. This specification could also be called the "variance from PTAT" since it is the maximum difference between the actual current over temperature and a PTAT multiplication of the actual current at 25°C. This error consists of a slope error and some curvature, mostly at the temperature extremes. Figure 5 shows a typical AD590M temperature curve before and after calibration error trimming.

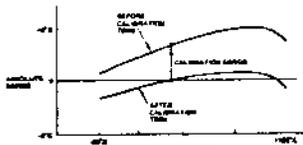


Figure 5. Effect of Scale Factor Trim on Accuracy

**ERROR VERSUS TEMPERATURE, NO USER TRIM**

Using the AD590 by simply measuring the current, the total error is the "variance from PTAT" described above plus the effect of the calibration error over temperature. For example, the AD590M maximum total error varies from 2.31°C at -55°C to 3.01°C at 150°C. For simplicity, only the larger figure is shown on the specification page.

**NONLINEARITY**

Nonlinearity as it applies to the AD590 is the maximum deviation of current over temperature from a laser-trim straight line. The nonlinearity of the AD590 over the -55°C to +150°C range is superior to all conventional electrical temperature sensors such as thermocouples, RTDs and thermistors. Figure 6 shows the nonlinearity of the typical AD590M from Figure 5.

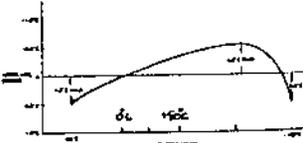


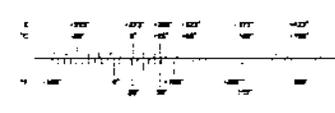
Figure 6. Nonlinearity

Figure 7A shows a circuit in which the nonlinearity is the BIP for contribution to error over temperature. The current is trimmed by adjusting R<sub>1</sub> for 1 $\mu V$  output with the AD590 at 0°C. R<sub>2</sub> is then adjusted for 1 $\mu V$  out with the sensor at 100°C. Other pairs of temperatures may be used with this BIP scheme as long as they are measured accurately by a reference sensor. Note that for 15 $\mu V$  output (150°C) the V<sub>BE</sub> of the amp must be greater than 15V. Also note that V<sub>BE</sub> should be at least -4V if V<sub>BE</sub> is ground (there is no output signal until the device).

Model	AD590		AD590M		AD590K		Units
	Min	Typ	Min	Typ	Min	Typ	
<b>ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS</b>	Forward Voltage (V <sub>BE</sub> )	+44	+44	+44	+44	Volts	
	Reverse Voltage (V <sub>BE</sub> )	-20	-20	-20	-20	Volts	
	Resistor Voltage (Case to E - or E - I)	±200	±200	±200	±200	Volts	
	Rated Performance Temperature Range*	-55	+150	-55	+150	°C	
	Storage Temperature Range†	-65	+175	-65	+175	°C	
Lead Temperature (Soldering, 10 sec.)	+300	+300	+300	+300	°C		
<b>POWER SUPPLY</b>	Operating Voltage Range	+4	+30	+4	+30	Volts	
	Current						
<b>CURRENT</b>	Normal Current Output @ +25°C (298.2K)	298.2	298.2	298.2	298.2	$\mu A$	
	Normal Temperature Coefficient	1	1	1	1	$\mu A/K$	
	Calibration Error @ +25°C	±0.5	±0.5	±0.5	±0.5	°C	
	Absolute Error (over rated performance temperature range)						
	Without External Calibration Adjustment	±0.9	±0.9	±0.9	±0.9	°C	
	With ±25°C Calibration Error Set to Zero	±0.4	±0.4	±0.4	±0.4	°C	
	Nonlinearity	±0.3	±0.3	±0.3	±0.3	°C	
	Repeatability‡	±0.1	±0.1	±0.1	±0.1	°C	
	Long Term Drift§	±0.1	±0.1	±0.1	±0.1	$\mu A/10Y$	
	Current Noise	40	40	40	40	$\mu A/10Y$	
	Power Supply Rejection						
+4V V <sub>BE</sub> ± 5V	0.3	0.3	0.3	0.3	$\mu A/V$		
+5V V <sub>BE</sub> ± 5V	0.2	0.2	0.2	0.2	$\mu A/V$		
+15V V <sub>BE</sub> ± 10V	0.1	0.1	0.1	0.1	$\mu A/V$		
Gain Tolerance in Either Lead	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	dB		
Electron Source Concentration	100	100	100	100	$\mu A$		
Electron Turn-On Time	20	20	20	20	$\mu s$		
Reverse Bias Leakage Current¶	10	10	10	10	$\mu A$		
Reverse Voltage ± 10V							
<b>PACKAGE OPTION</b>							
"M" Package: TO-18	AD590M	AD590M	AD590M	AD590M	AD590M		
"P" Package: Pin Pack (PTA)	AD590P	AD590P	AD590P	AD590P	AD590P		

**NOTES**  
 \*The AD590 has been tested at -60°C and +200°C for short periods of time. However, no general damage to the device, however, the absolute error specification applies to only the rated performance temperature range.  
 †Maximum storage temperature is +25°C (unless otherwise specified).  
 ‡Repeatability is measured at -25°C and +150°C, measured at the same temperature, minimum -15V, maximum +12V, minimum.

§Average current deviation every 10°C.  
 ¶The leakage current of the package cannot be guaranteed. Specifications should be checked before use.  
 ††Gain tolerance shown in brackets are based on the absolute error of that device. The actual error may vary in either direction from the shown. All test and test conditions are guaranteed, although test results shown in brackets are based on the production test.



TEMPERATURE SCALE CONVERSION EQUATIONS  
 $C = \frac{1}{1.8}(F - 32)$      $K = C + 273.15$   
 $F = \frac{9}{5}C + 32$          $R = F + 459.7$

Model	AD590		AD590M		Units	
	Min	Typ	Min	Typ		
<b>ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS</b>	Forward Voltage (V <sub>BE</sub> )	+44	+44	+44	Volts	
	Reverse Voltage (V <sub>BE</sub> )	-20	-20	-20	Volts	
	Resistor Voltage (Case to E - or E - I)	±200	±200	±200	Volts	
	Rated Performance Temperature Range*	-55	+150	-55	+150	°C
	Storage Temperature Range†	-65	+175	-65	+175	°C
Lead Temperature (Soldering, 10 sec.)	+300	+300	+300	+300	°C	
<b>POWER SUPPLY</b>	Operating Voltage Range	+4	+30	+4	+30	Volts
	Current					
<b>CURRENT</b>	Normal Current Output @ +25°C (298.2K)	298.2	298.2	298.2	298.2	$\mu A$
	Normal Temperature Coefficient	1	1	1	1	$\mu A/K$
	Calibration Error @ +25°C	±0.5	±0.5	±0.5	±0.5	°C
	Absolute Error (over rated performance temperature range)					
	Without External Calibration Adjustment	±0.9	±0.9	±0.9	±0.9	°C
	With ±25°C Calibration Error Set to Zero	±0.4	±0.4	±0.4	±0.4	°C
	Nonlinearity	±0.3	±0.3	±0.3	±0.3	°C
	Repeatability‡	±0.1	±0.1	±0.1	±0.1	°C
	Long Term Drift§	±0.1	±0.1	±0.1	±0.1	$\mu A/10Y$
	Current Noise	40	40	40	40	$\mu A/10Y$
	Power Supply Rejection					
+4V V <sub>BE</sub> ± 5V	0.3	0.3	0.3	0.3	$\mu A/V$	
+5V V <sub>BE</sub> ± 5V	0.2	0.2	0.2	0.2	$\mu A/V$	
+15V V <sub>BE</sub> ± 10V	0.1	0.1	0.1	0.1	$\mu A/V$	
Gain Tolerance in Either Lead	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	dB	
Electron Source Concentration	100	100	100	100	$\mu A$	
Electron Turn-On Time	20	20	20	20	$\mu s$	
Reverse Bias Leakage Current¶	10	10	10	10	$\mu A$	
Reverse Voltage ± 10V						
<b>PACKAGE OPTION</b>						
"M" Package: TO-18	AD590M	AD590M	AD590M	AD590M	AD590M	
"P" Package: Pin Pack (PTA)	AD590P	AD590P	AD590P	AD590P	AD590P	

**CIRCUIT DESCRIPTION**

The AD590 uses a fundamental property of the silicon transistor from which it is made to realize its temperature proportional characteristic. If two identical transistors are operated at a constant ratio of collector current densities,  $I_C$ , then the difference in their base-emitter voltages will be  $kT/q \ln(I_C/I_C)$ . Since both  $I_C$ , Boltzmann's constant and  $q$ , the charge of an electron, are constant, the remaining voltage is directly proportional to absolute temperature (PTAT).

In the AD590, this PTAT voltage is converted to a PTAT current by low temperature coefficient thin film resistors. The total current of the device is then forced to be a multiple of this PTAT current. Referring to Figure 1, the schematic diagram of the AD590, Q8 and Q11 are the transistors that produce the PTAT voltage. R3 and R6 convert the voltage to current. Q10, whose collector current tracks the collector current in Q8 and Q11, supplies all the heat and substrate leakage current for the rest of the circuit, forcing the total current to be PTAT. R5 and R8 are laser trimmed on the wafer to calibrate the device at +25°C.

Figure 2 shows the typical V-I characteristic of the circuit at +25°C and the temperature curves.

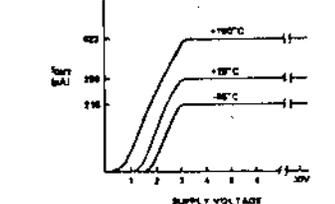


Figure 2. V-I Plot

\*For a more detailed device description see AD-540. Two-Terminal IC Temperature Transducer (TEB) - Solid State Circuit, Vol. 0011, p. 164-188 (Rev. 1/74)

## **Apêndice V**



## **Referências Bibliográficas**

- [1] T. Okoshi, "Heterodyne and Coherent Optical Fiber Communications: Recent Progress", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Technol.*, Vol. MTT-30, Nº 8, pp. 1138-48, 1987.
- [2] H. P. Röser et al., "Investigations of Optically Pumped Submillimeter Wave Laser Modes." *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 3, Nº 6, pp. 836-68, 1982.
- [3] S. Saito et al., "Optical FSK Heterodyne Detection Experiments Using Semiconductor Laser Transmitter and Local Oscillator", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-17, Nº 6, 1981.
- [4] L. G. Kazovsky, "Balanced Phase Locked Loops for Optical Homodyne Receivers: Performance Analysis, Design Considerations, and Laser Requirements", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-4, Nº 20, pp. 182-95, 1986.
- [5] C. R. Lima, "Projeto de um Laser de CO<sub>2</sub>-CW de 5 Watts de Potência", *Relatório Técnico de Estágio*, UFPb-DEE/CTA-IEAv, S. J. dos Campos, Dez 86.
- [6] T. Okoshi, "Recent Advances in Coherent Optical Fiber Communication Systems", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, Nº 1, pp. 44-52, 1987.
- [7] E. E. Basch, "Coherent Fiberoptic Systems: The Next Generation", *Laser Focus World*, pp. 185-91, Abril 89.
- [8] E. E. Basch, "Optical-Fiber Transmission", Howard W. Sams and Co., EUA, pp. 461-86, 1988.
- [9] E. Conforti, "Projeto: Comunicações Coerentes Fase II", *Relatório Técnico-Contrato FINEP 52.90.0177.0*, Unicamp-FEE-DMO-LCO, Set 90.
- [10] T. G. Hodgkinson et al., "Coherent Optical Fibre Transmission Systems", *Brit. Telecom Tech. J.*, Vol. 3, Nº 3, Jul 85.
- [11] T. Okoshi and K. Kikuchi, "Coherent Optical Fiber Communications", KTK Scientific Pub., Tóquio, 1988.
- [12] M. Kameya et al., "Spectral Linewidth on an AlGaAs/GaAs DFB-TJS External-Cavity Laser with Optical Phase Control Loop", *Electron. Lett.*, Vol. 22, Nº 23, pp. 1231-32, 1986.
- [13] A. R. Chraplyvy et al., "Simple Narrow- Linewidth 1,5  $\mu\text{m}$  InGaAsP DFB External-Cavity Laser", *Electron. Lett.*, Vol. 22, Nº 2, pp. 88-90, 1986.
- [14] Z. Bingkun et al., "23h Frequency Stabilization of an SLM External-Cavity Semiconductor Laser". *Electron. Lett.*, Vol. 23, Nº 5, pp. 194-96, 1987.
- [15] R. Byes et al., *Electron. Lett.*, Vol. 25, Nº 3, pp. 810, 1989.
- [16] H. R. D. Sunak and I. Oh, "Design of Fabry-Perot Laser-Based External Cavity Structures for Coherent Communications", *Proc. SPIE Coherent Technol. in Fiber Optic Systems*, Vol. 988, pp. 282-91, 1988.
- [17] Y. Horiuchi et al., "Chromatic Dispersion Measurement in 1,55  $\mu\text{m}$  Narrow-Band Region Using a Tunable External Cavity Laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 1, Nº 12, pp. 1158-60, 1989.
- [18] G. Nicholson, "Transmission Performance of an Optical FSK Heterodyne System with a Single-Filter Envelope Detection Receiver", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, Nº 4, pp. 502-09, 1987.
- [19] J. E. Bowers et al., "Actively Mode-Locked Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electronics*, Vol. QE-25, Nº 6, pp. 1426-39, 1989.
- [20] M. S. Demokan, "Mode-Locking in Solid State and Semiconductor Lasers", Research Studies Press, Inglaterra, 1982.

- [21] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley and Sons, 2<sup>nd</sup> Edition, pp. 724-39, 1981.
- [22] ----, "Optical Heterodyne Detection", Hirst Research Centre, GEC Research, *Techbrief*, Inglaterra, 1986.
- [23] K. Diomandé, "Realisation du Laser a Semiconducteurs Spectralement Pur a 1,5  $\mu\text{m}$ ", Université de Paris-Sud-Centre D'Orsay, *Thèse de Doctorat en Sciences*, 1988.
- [24] R. Ludeke and E. P. Harris, "Tunable GaAs Laser in a External Dispersive Cavity", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 20, pp. 499-500, 1972.
- [25] A. C. Morosini, "Estudo Sobre Autopulso em Lasers de Semicondutor", *Tese de Mestrado*, Unicamp-IFGW, Jun 75.
- [26] R. Wyatt et al., "140 Mbit/s Optical PSK Fibre Heterodyne Experiment at 1,54  $\mu\text{m}$ " *Electron. Lett.*, Vol. 20, N<sup>o</sup> 22, pp. 912-13, 1984.
- [27] R. Dettmer, "Stretching The Fibre-The Promise of Coherent Transmission", *BRTL IEE Review*, pp. 19-22, Jan 89.
- [28] M. R. Matthews et al., "Packaged Frequency-Stable Tunable 20 kHz Linewidth 1,5  $\mu\text{m}$  InGaAsP External Cavity Laser", *Electron. Lett.*, Vol. 21, pp. 113-15, 1985.
- [29] J. Mellis et al., "Miniature Packaged External-Cavity Semiconductor Laser with 50 GHz Continuous Electrical Tuning Range", *Electron. Lett.*, Vol. 24, N<sup>o</sup> 16, pp. 988-89, 1988.
- [30] M. C. Brian et al., "Progress Towards The Field Deployment of Coherent Optical Fiber Systems". *J. Lightwave Technol.*, Vol. 8, N<sup>o</sup> 3, pp. 423-37, 1990.
- [31] ----, "Coherent Communications: Waves of the Future", *Photonics Spectra*, pp. 133-40, Out 88.
- [32] E. Bachus et al., "Coherent Optical-Fibre Subscriber Line", *Electron. Lett.*, Vol. 21, N<sup>o</sup> 25/26, 1985.
- [33] R. E. Wagner et al., "Coherent Lightwave Systems for Interoffice and Loop-Feeder Applications", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, N<sup>o</sup> 4, pp. 429-38, 1987.
- [34] R. Gross and R. Olshansky, "Multichannel Coherent PSK Experiments Using Subcarrier Multiplexing Techniques", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 8, N<sup>o</sup> 3, pp. 406-15, 1990.
- [35] J. Helms et al., "Stable Operation Range for Laser Diodes with an Integrated Passive Cavity in the Presence of External Optical Feedback", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 1, N<sup>o</sup> 12, 1989.
- [36] T. Fujita et al., "Narrow Spectral Linewidth Characteristics of Monolithic Integrated Passive-Cavity InGaAsP/InP Semiconductor Lasers", *Electron. Lett.*, Vol 21, pp. 374-76, 1985.
- [37] L. D. Westbrook et al., "Monolithic 1,5  $\mu\text{m}$  Hybrid DFB/DBR Lasers with 5 nm Tuning Range", *Electron. Lett.*, Vol. 20, pp. 957-59, 1984.
- [38] S. Murata et al., "Over 720 GHz (5.8nm) Frequency Tuning by a 1,5  $\mu\text{m}$  DBR Laser With Phase and Bragg Wavelength Control Regions", *Electron. Lett.*, Vol. 23, pp. 403-05, 1987.
- [39] ---- "Stabilized Laser Sources", Hirst Research Centre, GEC Research Ltd, *Techbrief*, Inglaterra, 1987.
- [40] C. R. Lima, "Laser Semicondutor por Montagem em Cavidade Externa", *Monografia*, Unica mp-FEE, 1989.
- [41] V. Petricevic et al., "A New Tunable Solid-State Laser", *Photonics Spectra*, pp. 95-8, Março 1988.
- [42] G. H. Duan et al., "Frequency-Modulation Noise and Linewidth Reduction in 1,5  $\mu\text{m}$  InGaAsP DFB Laser Coupled to an External Fiber Resonator", *Tech. Dig. CLEO '88*, Anaheim, CA, Abril 25-29, 1988.

- [43] B. C. de Cooman et al., "Efficient Linewidth Reduction in Conventional 1,5  $\mu\text{m}$  Laser Diode by Integration to a Weakly Coupled InGaAsP Brag Waveguide with Low Optical Losses", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 2, Nº 2, pp. 111-13, 1986.
- [44] R. A. Linke and A. H. Gnauck, "High-Capacity Coherent Lightwave Systems", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 6, Nº 11, pp. 1750-69, 1988.
- [45] J. Salz, "Modulation and Detection for Coherent Lightwave Communications", *IEEE Commun. Mag.*, Vol. 24, Nº 6, pp. 38-48, 1986.
- [46] I. Garrett, "Theoretical Analysis of Heterodyne Optical Receivers for Transmission Systems Using (Semiconductor) Lasers with Nonnegligible Linewidth", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-4, Nº 3, pp. 323-34, 1986.
- [47] Y. Sasai et al., "Spectral Linewidth and Resonant Frequency Characteristics of InGaAsP / InP Multiquantum Well Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, Nº 4, 1989.
- [48] I. W. Stanley, "A Tutorial Review of Techniques for Coherent Optical Fiber Transmission Systems", *IEEE Commun. Mag.*, Vol. 23, Nº 8, pp. 37-53, Ago 85.
- [49] M. Osinski and J. Buus, "Linewidth Broadening Factor in Semiconductor Lasers-An Overview", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-23, Nº 1, pp. 9-29, 1987.
- [50] -----, "Lasers e Holografia", DFVLR- CTA, *Apostila do Curso*, ITA-Dept. de Física, S. José dos Campos, 14-25 de Junho de 1975.
- [51] E. L. Braga, "Construção e Análise de um Interferômetro com Alta Resolução, Implementado em Fibra Óptica, Usando o Processo Auto-Homódino", *Tese de Mestrado*-Unicamp-FEE-DMO, Out 89.
- [52] J. Hecht, "*The Laser Guidebook*", McGraw-Hill, Inc., NJ, 1986.
- [53] F. Favre, "Theoretical Analysis of External Optical Feedback on DFB Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-23, Nº 1, pp. 81-88, 1987.
- [54] D. K. Wilson, "Optical Isolators Cut Feedback in Visible and Near-IR Lasers", sem referência.
- [55] Y. Aoki et al., "Stimulated Brillouin Scattering Under PSK-Modulated Light Pumping in a Single- Mode Optical Fiber", *Tech. Dig. CLEO '88*, Anaheim-CA, Abril 25-29, 1988.
- [56] C. K. Kao, "*Optical Fibre*", Peter Peregrinus Ltd, Londres, 1988.
- [57] R. G. Woarts et al., "System Limitations Due to Nonlinearities for Coherent Transmission Through Single Mode Fibers", *Tech. Dig. CLEO '88*, Anaheim-CA, Abril 25-29, 1988.
- [58] A. A. Leal, "Análise de Lasers Semicondutores em Cavidades Externas", *Tese de Mestrado*, Unicamp-FEE-DMO, Jul 90.
- [59] A. A. Leal, R. G. Farias e E. Conforti, "Análise Teórica de Sintonia e Redução de Largura de Linha de Uma Cavidade Externa a Laser Semicondutor Incluindo o Efeito do Etalon e Grade de Difração", *Anais do 7º SBT*, pp. 579-84, Florianópolis-SC., Set 89.
- [60] J. H. Osmundsen, "Semiconductor Lasers with Optical Feedback", *Tese de Doutorado*, Electromagnetics Institute Technical University of Denmark, Jun 85.
- [61] H. Sato and J. Ohya, "Theory of Spectral Linewidth of External Cavity Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-22, Nº 7, pp. 1060-63, 1986.

- [62] L. G. Kazovsky, "Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements for Optical PSK Heterodyne Communications Systems", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-4, N° 4, pp. 415-25, 1986.
- [63] L. G. Kazovsky, "Decision-Driven Phase-Locked Loop for Optical Homodyne Receivers: Performance Analysis and Laser Linewidth Requirements", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-3, N° 3, pp. 1238-47, 1985.
- [64] D. R. Hjelme and A. R. Mickelson, "On The Theory of External Cavity Operated Single-Mode Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-23, N° 6, 1987.
- [65] C. H. Henry, "Theory of Linewidth of Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-18, pp. 259-64, 1982.
- [66] ----, "Phase Noise in Semiconductor Laser and PLL Considerations", *UCL-Londres*, Out 89.
- [67] C. H. Henry, "Phase Noise in Semiconductor Lasers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-4, N° 3, pp. 298-310, 1986.
- [68] O. Nilsson et al., "Oscillation Frequency, Linewidth Reduction and Frequency Modulation Characteristics for a Diode Laser with External Grating Feedback", *Electron. Lett.*, Vol. 17, pp. 589-91, 1981.
- [69] M. Ohtsu et al., "Simple Interferometric Method for Monitoring Mode Hopping in Tunable External-Cavity Semiconductor Lasers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 7, N° 1, pp. 68-76, 1989.
- [70] D. W. Smith, "Coherent Optical Communications", *EFOC / LAN 87-Base!* Course FC-6, 1987.
- [71] L. G. Kazovsky, "Phase-and Polarization-Diversity Coherent Optical Techniques", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 7, N° 2, 1989.
- [72] K. Kikuchi and T. P. Lee, "Spectral Stability Analysis of Weakly Coupled External-Cavity Semiconductor Lasers", *Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, N° 9, pp. 1269-72, 1987.
- [73] R. C. Hooper and D. W. Smith, "The Development of Single-Mode Fibre Transmission Systems at BTRL-Part 2-Recent Developments", *British Telecom. Engineering*, Vol. 4, pp. 193-98, Jan 86.
- [74] K. Enura et al., "System Design and Long-Span Transmission Experiment on an Optical FSK Heterodyne Single Filter Detection System", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, N° 4, pp. 469-77, 1987.
- [75] E. Patzak et al., "An Analysis of the Linewidth and Spectral Behaviour of DFB Lasers", *IEEE J. Quantum Electronics*, Vol. QE-21, N° 9, pp. 1318-24, 1985.
- [76] K. Nosu, "Advanced Coherent Lightwave Technologies", *IEEE Communications Magazine*, Vol. 26, n° 2, pp. 15-21, 1988.
- [77] M. W. Fleming and A. Mooradian, "Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum. Electron.*, Vol. QE-17, N° 1, pp. 44-49, 1984.
- [78] E. Conforti e W. F. Giozza, "Sistema de Comunicações Ópticas Coerentes", *Relatório Técnico-RT 07*, Unicamp-FEE-DMO, Jun 88.
- [79] H. Bachert, "The Possibilities of Influencing the Spectral Behaviour of Injection Lasers", *Semiconductor Optoelectronics*, John Wiley and Sons, pp. 529-93, Polônia, 1980.
- [80] H. Rongqing et al., "An Experimental Study on Stable Single-Frequency Semiconductor Lasers with External Cavity", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 1, N° 9, pp. 255-57, 1989.
- [81] R. Wyatt, "Spectral Linewidth of External Cavity Semiconductor Laser with Strong, Frequency-Selective Feedback", *Electron. Lett.*, Vol. 21, N° 15, pp. 658-59, 1985.

- [82] S. Saito and Y. Yamamoto, "Direct Observation of Lorentzian Lineshape of Semiconductor Laser and Linewidth Reduction with External Grating Feedback", *Electron. Lett.*, Vol. 17, Nº 9, pp. 325-27, 1984.
- [83] W. V. Sorin and P. Zorabedian, "Tunable Single-Mode Fiber Reflective Grating Filter", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, Nº 9, 1987.
- [84] T. K. Koch and V. Koren, "Semiconductor Lasers For Coherent Optical Fiber Communications", *J. Lightwave Technol.* Vol. 8, Nº 3, pp. 274-93, 1990.
- [85] T. P. Lee, "Diode-Laser Developers Look to Broadband Optical Communications", *Laser Focus World*, pp. 129-33, Ago 89.
- [86] G. Coquin et al., "Single-and-Multiple Wavelength Operation of Acoustooptically Tuned Semiconductor Lasers at 1,3  $\mu\text{m}$ ", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, Nº 6, pp. 1575-79, 1989.
- [87] K. Kobayashi and I. Mito, "Single Frequency and Tunable Laser Diodes", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 6, Nº 11, pp. 1623-33, 1988.
- [88] A. J. Seeds and B. Cai, "Electronically Tunable Semiconductor Lasers", *Dept. of Electronic and Electrical Engineering*, UCL-London, 1989.
- [89] G. Wenke et al., "Characteristics of a Compact Three Cavity Laser Configuration", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, Nº 4, pp. 608-15, 1987.
- [90] -----, "Tunable External Cavity Semiconductor Lasers -TUN 1500 / 1300", *Nota Técnica, Radians Innova AB, Suécia*, 1990.
- [91] -----, "Coherent Optical Systems for Telecommunications". *Communications Engineering Int.*, Out. 1987.
- [92] J. Salz, "Coherent Lightwave Communications", *AT & T Tech. J.*, Vol. 64, Nº 10, pp. 2153-2209, 1985.
- [93] G. P. Barwood et al., "A Rubidium Stabilized Laser Diode for Interferometry", *NPL Report MOM 85*, Inglaterra, Nov 87.
- [94] J. Harrison and A. Mooradian, "Linewidth and Offset Frequency Locking of External Cavity GaAlAs Lasers", *J. Quantum Electron.*, Vol. 25, Nº 6, pp. 1152-55, 1989.
- [95] Y. Yamamoto and T. Kimura "Coherent Optical Fiber Transmission Systems" *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-17, Nº 6, pp. 919-35, 1981.
- [96] -----, "Linewidth Narrowed Laser Diode Light Source NSL-155 / 130" e "Tunable Semiconductor Laser Source-TSL-8", *Nota Técnica, Santec-Photonics Labs., Japão*, 1990.
- [97] -----, "Tunable External Cavity Semiconductor Laser-TSL 1000", *Nota Técnica, BT & D, Inglaterra*, 1990.
- [98] A. Sollberg et al., "Frequency Stabilization of Semiconductor Lasers for Applications in Coherent Communication Systems", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, Nº 4, pp. 485-91, 1987.
- [99] S. T. Ho et al., "Optical Feedback Phase Stabilization of Semiconductor Laser", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-4, Nº 3, pp. 312-15, 1986.
- [100] T. Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, Nº 4, pp. 414-28, 1987.
- [101] L. G. Kazovsky and D. A. Atlas, "A 1320nm Experimental Optical Phase-Locked Loop", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 1, Nº 11, pp. 395-97, 1989.

- [102] T. Okoshi et al., "Novel Method for High Resolution Measurement of Laser Output Spectrum", *Electron. Lett.*, Vol. 16, pp. 630-31, 1980.
- [103] C. Miller et al., "Measurements on Lasers for High-Capacity Communication Systems", *RF Microwave and Lightwave Measurement Symposium and Exhibition*, Hewlett-Packard.
- [104] H. Li and H. R. Telle, "Efficient Frequency Noise Reduction of GaAlAs Semiconductor Lasers by Optical Feedback from an External High-Finesse Resonator", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, N° 3, pp. 257-64, 1989.
- [105] L. M. R. Codá, *Tese de Doutorado*, em fase de desenvolvimento no LCO-Unicamp.
- [106] R. Wyatt and W. J. Devlin, "10kHz Linewidth 1,5  $\mu$ m InGaAsP External Cavity Laser with 55nm Tuning Range", *Electron. Lett.*, Vol. 19, N° 3, pp. 110-12, 1983.
- [107] A. T. Schremer and C. L. Tang, "External-Cavity Semiconductor Laser with 1000 GHz Continuous Piezoelectric Tuning Range", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 2, N° 1, 1990.
- [108] F. Favre et al., "External-Cavity Semiconductor Laser with 15nm Continuous Tuning Range", *Electron. Lett.*, Vol. 22, N° 15, pp. 795-96, 1986.
- [109] I. Melngailis and A. Mooradian, "Tunable Semiconductor Diode Lasers and Applications", sem referência.
- [110] M. Notomi et al., "Broad-Band Tunable Two-Section Laser Diode with External Grating Feedback", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 2, N° 2, 1990.
- [111] N. A. Olsson and J. P. Van Der Ziel, "Performance Characteristics of 1,5  $\mu$ m External Cavity Semiconductor Lasers for Coherent Optical Communications", *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, n° 4, pp. 510-15, 1987.
- [112] R. H. Rediker et al., "Validation of Model of External-Cavity Semiconductor Laser and Extrapolation From Five-Element of Multielement Fiber-Coupled High-Power Laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, N° 6, pp. 1547-52, 1989.
- [113] D. S. Seo et al., "Multiple Feedback Effects in Asymmetric External Cavity Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, N° 11, pp. 2229-37, 1989.
- [114] B. Glance et al., "Fast Frequency-Tunable External-Cavity Laser", *Electron. Lett.*, Vol. 23, N° 3, pp. 98-100, 1987.
- [115] P. Zorabedian et al., "Bistability in Grating-Tuned External-Cavity Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-23, N° 11, pp. 1855-60, 1987.
- [116] A. Olsson and C. L. Tang, "Coherent Optical Interference Effects in External-Cavity Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-17, N° 8, pp. 1320-23, 1981.
- [117] A. R. Chraplyvy et al., "Simple Narrow-Linewidth 1,5  $\mu$ m InGaAsP DFB External Cavity Laser", *Electron. Lett.*, Vol. 22, N° 2, pp. 88-90, 1986.
- [118] J. C. Simon et al., "Polarization Characteristics of Very Low Reflectivity Coatings for Semiconductor Laser Amplifiers", *ECOC '86*, pp. 2249-52, 1986.
- [119] D. J. Hunkin et al., "Frequency-Locking of External Cavity Semiconductor Lasers Using an Optical Comb Generator", *Electron. Lett.*, Vol. 22, N° 7, pp. 388- 90, 1986.
- [120] H. Olesen et al., "Nonlinear Dynamics and Spectral Behavior for an External Cavity Laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-22, N° 6, pp. 762-73, 1984.

- [121] T. Chikama et al., "Modulation and Demodulation Techniques in Optical Heterodyne PSK Transmission Systems", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 8, Nº 3, pp. 309-22, 1990.
- [122] H. Onaka et al., "Compact and Stable Distributed Feedback Laser Diode Module with a Fiber External Cavity". *Tech. Dig. CLEO '88*, Anaheim-CA, Abril 25-29, 1989.
- [123] N. A. Olsson et al., "Performance Characteristics of a 1,5  $\mu\text{m}$  Single-Frequency Semiconductor Laser with an External Waveguide Bragg Reflector", *IEEE J. Quantum. Electron.*, Vol. 24, Nº 2, pp. 143-47, 1988.
- [124] R. Plastow and A. C. Carter, "Single Longitudinal Mode Operation of a 1,55  $\mu\text{m}$  Laser with Novel Self-Aligned External Cavity", *Ninth Int. Semiconductor Conference*, pp. 72-73, Agosto 7-10, Rio de Janeiro, 1984.
- [125] L. G. Kazovsky and D. A. Atlas, "Miniature Nd: YAG Lasers: Noise and Modulation Characteristics", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 8, Nº 3, pp. 294-301, 1990.
- [126] R. Byer et al., *Laser Focus World*, pp. 7, Ago 89.
- [127] J. O. Binder and G. D. Cormack, "Mode Selection and Stability of a Semiconductor Laser with Weak Optical Feedback", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, Nº 11, pp. 2255-59, 1989.
- [128] M. Ohtsu, "Development of a Hyper-Coherent Optical Sweep Generator Using Semiconductor Lasers", *Anritsu News*, pp. 20-25, Japão, 1990.
- [129] L. A. Johnson, "Controlling Temperatures of Diode Lasers and Detectors Thermoelectrically", *Lasers & Optronics*, pp. 109-14, Abril 83.
- [130] I. R. Peterson, "Temperature Control of a LB E-Beam Resist Development Jig", GEC, *Hirst Research Centre*, Out 86.
- [131] -----, "Temperature Controllers", *Nota Técnica*, RS Data Library, Nov. 1987.
- [132] T. Hertsens, "Measuring Diode Laser Characteristics", *Laser and Optronics*, pp. 37-42, Fev 89.
- [133] -----, "Hitachi Optoelectronic Semiconductor Data Book", Dez 86.
- [134] -----, "Solid State Cooling with Thermoelectrics", *Nota Técnica*, MELCOR.
- [135] -----, "Peltier Effect Heat Pumps", *Nota Técnica*, RS Data Library.
- [136] A. W. Scott, "*Cooling of Electronic Equipment*", John Willey and Sons, pp. 214-24, 1974.
- [137] -----, *Lasers Focus World*, Abril 89.
- [138] J. E. Ripper e C. A. Ribeiro, "*Comunicações Ópticas*", LPD-IFGW-Unicamp/CPqD-Telebrás, 1981.
- [139] A. Machado, "Fabricação e Caracterização de Laser Semicondutor de InGaAsP-1,3  $\mu\text{m}$ " *Monografia*, IFGW-Unicamp.
- [140] C. K. Kao, "*Optical Fibre*", Peter Peregrinus Ltd., Londres, 1988.
- [141] F. R. Barbosa e R. A. Neto, "Saturação da Absorção e Bistabilidade Óptica em LEDs de GaAs/GaAlAs de Emissão Lateral", *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, Vol. 4, Nº 1, pp. 62-73, 1989.
- [142] G. Eisenstein, "Theoretical Design of Single-Layer Antireflection Coatings on Laser Facets", *AT&T Bell Labs. Tech. J.*, Vol. 63, Nº 2, pp. 357-64, 1984.

- [143] G. H. B. Thompson, "Physics of Semiconductor Laser Devices", sem referência.
- [144] C. R. Lima, "Estruturas e Características de Operação de Lasers Semicondutores", *Monografia*, IFGW-Unicamp, Jun 88.
- [145] J. C. Simon et al., "Polarization Characteristics of Very Low Reflectivity Coatings for Semiconductor Laser Amplifiers", *ECOC '86*, pp. 249-52, 1986.
- [146] N. A. Olsson, "Lightwave Systems with Optical Amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 7, Nº 7, pp. 1071-82, 1989.
- [147] G. Eisenstein et al., "Deposition and Measurements of Electron-Beam-Evaporated SiO<sub>x</sub> Antireflection Coatings on InGaAsP Injection Laser Facets", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 6, Nº 1, pp. 12-16, 1988.
- [148] L. Atternäs and L. Thylén, "Single-Layer Antireflection Coating of Semiconductor Lasers: Polarization Properties and the Influence of the Laser Structure", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 7, Nº 2, pp. 426-30, 1989.
- [149] J.C. Simon et al., "Gain, Polarization Sensitivity and Saturation Power of 1,5  $\mu\text{m}$  Near-Travelling-Wave Semiconductor Laser Amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, Nº 7, pp.332-34, 1987.
- [150] T. Saitoh et al., "Theoretical Analysis and Fabrication of Antireflection Coating on Laser-Diode Facets", *J. Lightwave Technology*, Vol. LT-3, Nº 2, pp. 288-93, 1985.
- [151] C. R. Lima, "Amplificadores Ópticos" *Monografia*, IFGW-Unicamp, Jun 89.
- [152] C. Vassalo, "Polarization-Independent Antireflection Coatings for Semiconductor Optical Amplifiers", *Electron. Lett.*, Vol. 24, Nº 1, pp. 61-62, 1988.
- [153] G. P. Agrawal and C. H. Henry, "Modulation Performance of a Semiconductor Laser Coupled to an External High-Q Resonator", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 24, pp. 134-42, 1988.
- [154] M. Ohshima et al., "Stable Longitudinal-Mode InGaAsP/InP Internal-Reflection-Interference Laser", *Tech. Dig. CLEO '88*, Anaheim-CA, pp. 188-89, Abril 25-29, 1988.
- [155] W. T. Beauchamp et al., "Systematic Design Approach Leads to Better Optical Coatings", *Laser Focus / Electro-Optics*, pp. 109-118, Maio 88.
- [156] J. C. A. Chaimowicz, "Lightwave Technology-An Introduction", Butterworth and Co. Ltd, Inglaterra, 1989.
- [157] ----, "Optics Guide 3" *Catálogo da Melles Griot*, 1985.
- [158] H. A. Haus, "Waves and Fields in Optoelectronics", Prentice-Hall, Inc., NJ, 1984.
- [159] S. Aoyama et al., "Laser Diode Source Integrating a High-Diffraction-Efficiency Micro-Fresnel Lens with 0.5 NA Fabricated by Electron-Beam Lithography", *Tech. Dig. CLEO '88*, Anaheim-CA, Abril 25-29, 1988.
- [160] C. H. Henry et al., "Locking Range and Stability of Injection Locked 1.54  $\mu\text{m}$  InGaAsP Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum. Electron.*, Vol. QE-21, Nº 8, pp. 1152-56, 1985.
- [161] K. Tatah and E. Garmire, "Low-Frequency Intensity Noise Resonance in an External Cavity GaAs Lasers for Possible Laser Characterization" *IEEE J. Quantum. Electron.*, Vol. 25, Nº 8, pp. 1800-1807, 1989.
- [162] D. T. Cassidy and C.S. Adams, "Polarization of the Output of InGaAsP Semiconductor Diode Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, Nº 6, pp. 1156-62, 1989.

- [163] I. Garrett and G. Jacobsen, "The Effect of Laser Linewidth on Coherent Receivers with Nonsynchronous Demodulation", *J. Lightwave Technol.* Vol. LT-5, Nº 4, pp. 551-60, 1987.
- [164] -----, "Handbook of Diffraction Gratings Ruled and Holographic", *Catálogo da Jobin-Yvon*.
- [165] W. J. Liddell et al., "Practical Realisation of an Optical Fibre Transmission System Using Heterodyne Detection", *Pub. Interna*, Hirst Research Centre, GEC Research LTD., Inglaterra, 1987.
- [166] F. R. Barbosa, "A Geometria de Fibras Ópticas no Acoplamento com Lasers Semicondutores", *Revista Brasileira de Física*, Vol. 12, Nº 4, segunda parte, 1982.
- [167] H. Kunahara et al., "Efficient Coupling From Semiconductor Laser Into Single-Mode Fibers with Tapered Hemispherical Ends", *Appl. Opt.*, Vol. 19, pp. 2578-83, Ago 80.
- [168] M. L. Dakss and B. Kim, "Effects of Fiber Propagation Loss on Diode Laser-Fiber Coupling Using Lens on a Fiber", *Electron. Lett.*, Vol. 16, pp. 421-22, 1986.
- [169] M. C. Hudson, "Calculation of the Maximum Optical Coupling Efficiency Into Multimode Optical Waveguide", *Appl. Opt.*, Vol. 13, pp. 1029-33, 1974.
- [170] J. Lipson et al., SPIE, Vol. 554, pp. 308, 1985.
- [171] C. R. Lima, L. M. R. Codá e E. Conforti, "Técnica de Caracterização "In Loco" dos Componentes Ópticos de uma Cavidade Externa a Laser Semicondutor", *Anais do IV SBMO*, pp. 273-78, Jul 90.
- [172] C. H. Henry and R. F. Kazarinov, "Instability of Semiconductor Lasers Due to Optical Feedback From Distant Reflectors", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-22, Nº2, pp. 294-301, 1986.
- [173] J. Mørk et. al., "Bistability and Low-Frequency Fluctuation in Semiconductor Lasers with Optical Feedback: A Theoretical Analysis", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 24, Nº 2, pp. 123-33, 1988.
- [174] R. W. Tkach, "Optical Feedback Effects on Single Frequency Semiconductor Laser", *Tech. Dig. CLEO '88*, Anaheim-CA, Abril 25-29, 1988.
- [175] J. S. Cohen and D. Lenstra, "Spectral Properties of the Coherence Collapsed State of a Semiconductor Laser with Delayed Optical Feedback", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, Nº 6, pp. 1143-51, 1989.
- [176] G. C. Dente et al., "Chaos in the Coherence Collapse of Semiconductor Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 24, Nº12, pp. 2441-47, 1988.
- [177] H. Li and B. Abraham, "Analysis of the Noise Spectra of a Laser Diode with Optical Feedback from a High-Finesse Resonator", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, Nº 8, pp. 1782-99, 1989.
- [178] K. Peterman, "*Laser Diode Modulation and Noise*", KTK Scientific Publishers, Tóquio, 1988.
- [179] C. R. Lima e E. Conforti, "Características de Sintonia em Frequência para um Laser Semicondutor de InGaAsP-DCPBH operando em 1300 nm", *IV Simpósio Estadual de Lasers e Aplicações-SP-Lasers '90*, IEAv/CTA, São José dos Campos, Set 90.