

Editores:  
Hypólito José Kalmowski  
Walter Gadoy Junior

# ANAISS

5<sup>ed</sup>

VOL. 2

VII SIMPÓSIO  
BRASILEIRO DE  
MICROONDAS E  
OPTOELETRÔNICA

XIV SIMPÓSIO  
BRASILEIRO DE  
TELECOMUNICAÇÕES

CURITIBA  
22 a 25 de julho/96



Apoio:

equitel  
Telecomunicações



918593  
160457

SYSNO	918593
PROD	001777
ACERVO EESC	

3.30.00.00 - 7

3.34.32.00 - 8

# ANÁLISE DA ESTABILIDADE ESTRUTURAL EM LASER DE CAVIDADE EXTERNA

*Luiza M. R. Codá* 66-523

*Departamento de Engenharia Elétrica, EESC-USP, 13.560-250, S. Carlos - SP*

*Tel. (016) 272-6222 R.3725 FAX (016) 274-9235*

*Sergio Celaschi*

*CPqD/TELEBRÁS, 13.088-061, Campinas - SP*

*Tel. (019) 239-6447 e-mail: focelaschi@cpqd.br*

*e*

*Evandro Conforti*

*Faculdade de Engenharia Elétrica, UNICAMP, 13081-970 - Campinas-SP*

*Tel. (019) 239-7914 e-mail: conforti@dmo.fee.unicamp.br*

## **Resumo**

Neste trabalho a estabilidade estrutural de um laser de cavidade externa com dupla passagem do feixe pela grade é analisada através da dependência do acoplamento óptico da cavidade externa em função do desalinhamento do elemento de sintonia. Baseado neste estudo são discutidos os resultados experimentais previamente obtidos.

## **Abstract**

The structural stability of a double pass external cavity lasers is studied based on the dependence of the optical coupling between the laser diode and the external cavity. Based on this study, the experimental results previously reported are discussed and interpreted.

## **1. Introdução**

Diodos Lasers (DL) semicondutores sintonizáveis são fontes amplamente empregadas em sistemas ópticos de transmissão em múltiplos comprimentos de onda (WDM), bem como em instrumentação óptica. De modo a se obter sintonia contínua em uma ampla faixa espectral, DL são montados em diferentes estruturas acopladas a uma cavidade externa responsável pela realimentação óptica espectralmente seletiva na camada ativa da estrutura do semicondutor. Por este processo são fabricados Lasers em Cavidade Externa (LCE) sintonizáveis operando em regime monomodo. Com o objetivo de evitar instabilidades na potência de saída e/ou sintonia, é necessário garantir altos níveis de

realimentação e portanto preservar a estabilidade mecânica da cavidade externa relativa ao DL em toda sua fixa da sintonia [ref. 1,2]. Esta sintonia é geralmente obtida pelo posicionamento de uma grade de difração. Esta grade é o único elemento óptico móvel da estrutura, e portanto o elemento mais susceptível a desalinhamentos ou instabilidade mecânica. Foi demonstrado que a estabilidade mecânica de LCEs pode ser significativamente aumentada adicionando-se um filtro de interferência à cavidade [ref. 3].

Neste trabalho é analisada a estabilidade estrutural de um LCE [ref. 4], cuja cavidade possibilita a dupla passagem do feixe pela grade. Através da análise da dependência do acoplamento óptico da cavidade externa em função do desalinhamento do elemento de sintonia (a grade de difração montada na configuração Littrow) são discutidos os resultados experimentais previamente publicados [ref. 4].

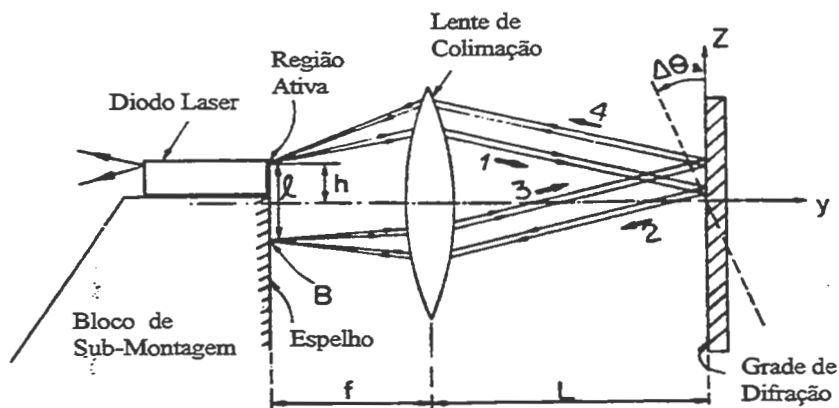


Figura 1. Diagrama esquemático do laser de cavidade externa com dupla passagem

## 2. Análise do Laser de Cavidade Externa

O LCE operando em regime de dupla reflexão é mostrado na Fig.1. Ele é composto por um DL com camada Anti-Refletores (AR) na face voltada a cavidade, uma lente de colimação, uma grade de difração e um espelho posicionado no mesmo plano da face do DL com camada AR. O plano focal da lente é coincidente com a face AR do DL. O eixo óptico da lente (eixo  $y$  na Fig. 1) é paralelo mas não coincidente com o eixo de emissão longitudinal do DL. Na configuração mostrada na Fig. 1, a superfície da grade de difração forma um ângulo  $\theta$  (não mostrado na figura) com o plano  $xz$  de modo a garantir a sintonia da cavidade na primeira ordem de difração da grade. É também indicado, fora de escala, na Fig. 1 o desalinhamento  $\Delta\theta_A$  da grade relativo ao eixo  $x$ . Para um ângulo particular do feixe de raios emitidos pelo DL, o comprimento de onda  $\lambda_0$  é difratado paralelamente ao plano  $yz$ . Este raio particular pode ser utilizado para explicar o princípio de operação da cavidade empregada. O feixe de raios emitido pelo DL é colimado pela lente, ilumina a grade (raio 1 na Fig.1) e após ser refletido (raio 2) é focalizado na superfície do espelho. O feixe refletido pelo espelho (raio 3), por sua vez, é novamente colimado pela mesma lente, reflete pela segunda vez na grade (raio 4) para ser finalmente focalizado pela lente na região ativa do DL. Pode ser demonstrado que nesta configuração, o feixe emitido sempre retorna ao ponto de emissão no DL [ref. 4].

De modo a operar o dispositivo em regime estável, é necessário garantir níveis de realimentação provenientes da cavidade externa (CE), muito superiores aqueles oriundos da reflexividade residual da face com camada AR, em toda a faixa de sintonia espectral. Esta realimentação da CE é garantida pelo correto alinhamento da grade. Uma rotação da grade em torno do eixo paralelo as linhas leva a sintonia do comprimento de onda desejado, enquanto um pequeno deslocamento  $\Delta\theta_A$  em torno de um eixo perpendicular desestabiliza LCEs convencionais de passagem única. Este fato é facilmente verificado utilizando-se a óptica geométrica na aproximação paraxial para a estrutura ilustrada na Fig. 1. Seja  $h$  a distância do ponto de emissão ao eixo da lente cujo foco é  $f$ . Na aproximação  $h \ll f$ , as seguintes relações são obtidas [ref. 4]:

$$l = 2h + 2f \cdot \Delta\theta_A \quad (1)$$

$$\theta_{os}(\Delta\theta_A, h) := \text{atan} \left[ 2 \cdot \left( \frac{L}{f} - 1 \right) \cdot \left( \frac{h}{f} + \Delta\theta_A \right) \right] - \theta_i \quad (2)$$

onde  $\theta_i$  e  $\theta_o$  são as aberturas angulares dos feixes ópticos de saída e retorno ao DL.  $L$  é a distância entre a lente e a grade e  $l$  a distância do feixe de saída ao ponto de incidência no espelho. A estrutura de um LCE de passagem única pode ser visualizada na Fig. 1 alinhado-se o ponto de emissão do DL ao eixo óptico da lente ( $h = 0$ ). Neste caso,  $l = 2f \cdot \Delta\theta_A$ , e o feixe somente retorna ao emissor com o perfeito alinhamento da grade ( $\Delta\theta_A = 0$ ). Portanto, esta estrutura é extremamente sensível ao desalinhamento da grade. Para os valores utilizados no experimento  $f = 12$  mm,  $L = 150$  mm,  $h = 70$  micron, em um laser com  $t = 0.5$  micron de espessura da camada ativa, apenas 20 micro-rad são suficientes para que o ponto de retorno se afaste uma distância  $t$  do emissor.

Por outro lado, no caso da cavidade com dupla passagem, prova-se que o ponto de retorno é coincidente com o ponto de emissão e não depende de  $\Delta\theta_A$ , sendo a abertura angular neste caso:

$$\theta_{od}(\Delta\theta_A, h) := \text{atan} \left[ 4 \cdot \left( \frac{L}{f} - 1 \right) \cdot \left( \frac{h}{f} + \Delta\theta_A \right) \right] - \theta_i \quad (3)$$

### 3. Análise do Acoplamento e Resultados Experimentais

Por simplicidade, os feixes de saída e retorno ao DL serão considerados gaussianos, com "spot sizes" circulares. Portanto, os campos de saída  $E_0$  e retorno  $E_1$  ao DL podem ser aproximados por ondas esféricas cujas distribuições de amplitude, no limite de difração, são dadas por:

$$E_0(r, \Delta\theta_A) := \exp\left[-\frac{\pi^2}{\lambda^2} \left(r - r_0(\Delta\theta_A, h)\right)^2 \cdot \tan^2(\theta_0(\Delta\theta_A, h))\right]$$

$$E_1(r) := \exp\left[-\frac{\pi^2}{\lambda^2} (r - h)^2 \cdot \tan^2(\theta_i)\right]$$
(4)

onde  $r$  é a coordenada radial,  $h$  e  $r_0(r, \Delta\theta_A)$  as posições de saída e retorno dos feixes relativas ao eixo óptico da lente. Aplicando-se a Matriz de Raios [ref. 5] a cavidade conclui-se que a mesma é estável e opera no limite de difração. Neste limite, o produto dos "spot sizes" pelas tangentes das respectivas divergências angulares dos feixes é constante e de valor  $\lambda/\pi$ . Desconsiderando a fase dos campos, a eficiência de acoplamento óptico para o interior da camada ativa do DL é comumente expressa pela integral de superposição espacial dos campos próximos resultante da transformada de Fourier-Hankel dos campos distantes:

$$\eta(\Delta\theta_A) \equiv \frac{\left| \int_0^\infty E_0(r, \Delta\theta_A) \cdot E_1(r) \cdot r \cdot dr \right|^2}{\int_0^\infty E_0(r, \Delta\theta_A)^2 \cdot r \cdot dr \cdot \int_0^\infty E_1(r)^2 \cdot r \cdot dr} \cdot t_c$$
(5)

onde  $t_c$  é o produto das funções de transferência dos elementos discretos existentes nas cavidades sob estudo.

A dependência da eficiência de acoplamento em função de  $\Delta\theta_A$  é mostrada na Fig. 2 (linhas sólidas) para as duas cavidades utilizando os mesmos valores experimentais publicados na ref. 4. A forte perda de acoplamento na cavidade de passagem única é causada pelo desalinhamento do feixe de retorno ao DL. Por outro lado a fraca dependência do acoplamento com a abertura do feixe de retorno é desprezível na cavidade de dupla passagem.

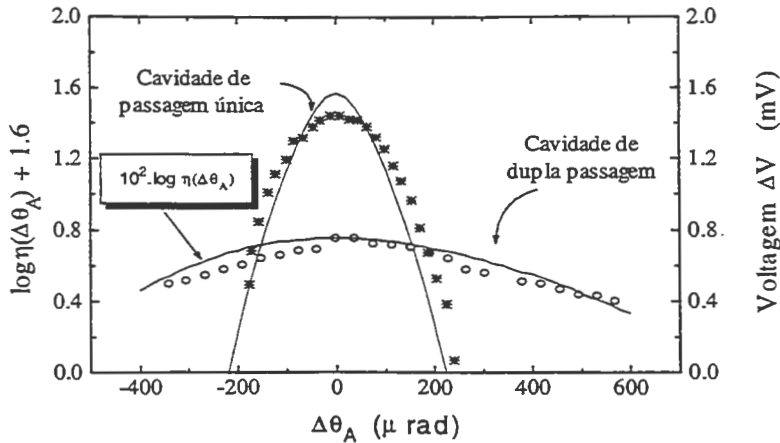


Figura 2: Dependência da eficiência de acoplamento (linhas sólidas) e da voltagem (cruzes e círculos), sob corrente constante, com o desalinhamento da grade. As origens dos eixos verticais estão sobrepostas para melhor visualização.  $tc = 0.15$  para a cavidade de dupla passagem. Linhas sólidas

De modo a comprovar experimentalmente a sensibilidade a desalinhamento das duas cavidades investigadas, foi inferido através de medidas elétricas o grau relativo de realimentação das CEs em função do ângulo de desalinhamento  $\Delta\theta_A$  [ref. 4]. O grau de realimentação óptica foi caracterizado pela variação de voltagem direta do DL quando polarizado com corrente constante dc. Esta variação de voltagem é igual a metade da separação dos níveis de quasi-Fermi na camada ativa, separação esta, por sua vez, proporcional ao logaritmo do produto das refletividade da cavidade ressonante sob estudo [ref. 6]. Estes resultados estão apresentados na Fig. 2. No caso da cavidade de passagem única (Fig. 2, asterísticos), a forte dependência da realimentação é provocada pelo deslocamento do ponto de retorno na direção  $z$  (Fig. 1) em conformidade com a Eq. 1. A melhoria substancial na sensibilidade ao desalinhamento da grade no caso da cavidade de dupla passagem (Fig. 2, círculos), é devido ao fato do ponto de retorno do feixe ser fixo frente à perturbações da grade. A pequena variação de realimentação inferida das medidas elétricas, de acordo com a Eq. 5 não pode ser atribuída à fraca dependência da abertura angular do feixe refletido com  $\Delta\theta_A$ . A dependência da eficiência de acoplamento, para a cavidade de dupla passagem, prevista pelo modelo é duas ordens de magnitude inferior (Fig. 2) a observada experimentalmente. Esta discrepância observada pode ser atribuída a aproximação paraxial utilizada conjuntamente com a hipótese de lente ideal. A diferença de níveis de realimentação de cerca de 8 dB =  $-10 \cdot \log(tc)$  observada experimentalmente é associada a perda de potência óptica nos elementos discretos que compõem a CE. No caso de passagem dupla as funções de transferência da lente e da grade são duplicadas em relação a cavidade de passagem única e a reflexão do espelho deve ser incluída.

#### 4. Conclusão

A tolerância a desalinhamentos de cavidades externas de passagem única e de dupla passagem foi modelada através da análise da eficiência de acoplamento do DL. Os resultados desta análise estão em concordância com os dados experimentais previamente publicados, confirmando a alta estabilidade da cavidade de dupla passagem frente a perturbações estruturais da cavidade externa. Esta análise pode ser estendida para o cálculo da potência de saída de LCEs além de possibilitar novas investigações em estruturas similares. Este trabalho foi parcialmente suportado pela CAPES, FAPESP e CNPq.

#### 5. Referências

1. P. Zorabedian and W.R. Trutna Jr., *Opt. Lett.* 15, 483 (1990).
2. D.S. Seo, J.D. Park, J.G. McInerney, and M. Osinsky, *IEEE J. Quantum Electron.* 25, 2229 (1989).
3. P. Zorabedian and W.R. Trutna Jr., *Opt. Lett.* 13, 826 (1988).
4. L. M.R. Coda, J.P. Van der Weid and E. Conforti, *Opt. Lett.*, 17, 1682 (1992).
5. A. Yariv, *Quantum Electronics*, 2nd ed., New York, Wiley P., 1975.
6. J. Landreau, and H. Nakajima, *Appl. Phys. Lett.* 56, 2376 (1990).