

CONDIÇÕES PARA BIESTABILIDADE EM FREQUÊNCIA DE LASER SEMICONDUTOR SOB REALIMENTAÇÃO ÓTICA ORTOGONAL

SAMUEL B. ALVES¹, MARTINE CHEVROLIER¹, THIERRY PASSERAT DE SILANS¹, HUGO L. D. DE S. CAVALCANTE^{1,2}, MARCOS ORIA¹

¹Laboratório de Física Atômica e Lasers, D.F., Universidade Federal da Paraíba, Cx. Postal 5086, 58051-970 João Pessoa-PB, Brasil

²Departamento de Informática, Universidade Federal da Paraíba, 58051-970 João Pessoa-PB, Brasil
samuel@otica.ufpb.br

Resumo— Biestabilidade na frequência de emissão de um laser semicondutor sujeito a realimentação ótica com polarização ortogonal foi observada experimentalmente por Farias *et al.* em 2005. Um modelo de equações de taxa para esse sistema dinâmico, apresentado posteriormente por Masoller *et al.* em 2007, que leva em conta os efeitos térmicos e ganho de saturação, prevê uma variação linear da frequência do laser com a intensidade do campo de realimentação. Nesse trabalho, usando o mesmo modelo, estudamos o processo de biestabilidade ótica em frequência nesses sistemas com realimentação filtrada, determinando as condições espectrais do filtro de realimentação necessárias para o aparecimento de histerese que leva a biestabilidade.

Palavras-chave— Laser semicondutor, realimentação ótica, sistema dinâmico, biestabilidade em frequência, histerese.

I - Introdução

Realimentação é o mecanismo pelo qual parte do sinal de saída de um sistema é transferida para a entrada deste mesmo sistema. A realimentação é um importante mecanismo de controle cujas aplicações se dão em várias áreas do conhecimento [1,2]. Cavidades óticas são sistemas físicos adaptados ao estudo da realimentação, onde a biestabilidade é um dos comportamentos mais importantes derivado da realimentação em sistemas não-lineares [3]. A biestabilidade em cavidades óticas [4] tem sido observada quando ambas as respostas dispersiva [5] e absorbsiva [6] do meio não linear são exploradas.

Lasers semicondutores são também largamente usados para estudos de resposta dinâmica da radiação emitida quando estes sistemas não-lineares estão na presença de realimentação [7,8]. Como consequência, lasers de diodo (DL) têm sido utilizados, por exemplo, para investigar biestabilidade em potência [9] e em polarização [10].

Em nosso laboratório estudou-se a biestabilidade em frequência [11] usando realimentação ortogonal filtrada. O filtro sensível à frequência é colocado no caminho do feixe de retorno para modular a potência de realimentação, em função da frequência de emissão laser. Foram observadas então duas frequências de emissão para uma mesma potência de saída (as variações de amplitude são menores que 1%).

Biestabilidade em amplitude apresenta potenciais aplicações em portas lógicas do tipo 'tudo óptico' e em computação óptica, além de outras aplicações. A biestabilidade na frequência abre caminho para aplicações onde a informação digital pode ser realizada com um nível de intensidade constante, porém entre dois estados de frequências diferentes. As observações de biestabilidade em frequência foram descritas [12] em termos de um modelo que leva em conta a forma de linha do filtro e a relação linear do deslocamento em frequência induzido com a potência de realimentação. Contudo, uma descrição deta-

lhada da resposta espectral do filtro ainda não foi realizada, de forma a determinar sob quais condições podemos observar biestabilidade na frequência ótica.

Neste trabalho, usando um modelo para as equações de taxa de lasers semicondutores [12] e levando em conta a largura de linha e acoplamento efetivo da realimentação, nós determinamos sob quais condições é possível observar biestabilidade na frequência ótica do laser semicondutor.

Simulações numéricas usando tal descrição podem reproduzir o comportamento dinâmico observado experimentalmente. Além disso, observamos a não existência de biestabilidade quando usamos filtros espectralmente muito largos na mesma configuração experimental descrita em [11].

Este trabalho é organizado da seguinte forma: Na seção II nós descrevemos a montagem experimental e caracterizamos o filtro espectral usado em nossas medidas. Na seção III apresentamos o modelo teórico que prevê as condições para a existência de biestabilidade ótica em frequência e mostramos os resultados para a simulação numérica usando esse modelo. Mostramos, na quarta seção, que usando um filtro espectral com largura de linha suficientemente grande a biestabilidade ótica em frequência não se manifesta para os níveis de intensidade de realimentação disponíveis, como observado em [11]. São apresentadas, na seção V, as conclusões e perspectivas do presente trabalho.

II – Descrição experimental e caracterização do filtro espectral

Um laser de diodo (DL) monomodo, estabilizado em corrente e temperatura, emitindo em torno de 780 nm, é colocado em uma configuração que permite devolver parte do feixe de saída do laser de volta na cavidade do DL. A configuração experimental (Figura 1) é essencialmente a mesma descrita em [11], onde o filtro atômico é substituído por uma grade de difração. Seguindo o caminho ótico, a radi-

ação laser incide diretamente na grade de difração, de onde o modo de ordem $m=1$ é alinhado para realimentação. Esse feixe atravessa uma lâmina de meia onda que gira a polarização do campo e, por fim, um polarizador Glan-Foucault. Esse polarizador também permite que a luz laser ortogonalmente polarizada retorne na cavidade laser. O conjunto lâmina de onda e polarizador permite o controle da intensidade reinjetada. Um divisor de feixe pré-calibrado colocado no caminho da realimentação nos permite determinar a intensidade da radiação enviada na cavidade pela realimentação óptica ortogonal. Parte do sinal laser é enviado através de uma lente que focaliza o feixe no centro de uma abertura micrométrica (pinhole, 5 μm) medindo a curva de transmissão do filtro como função da frequência.

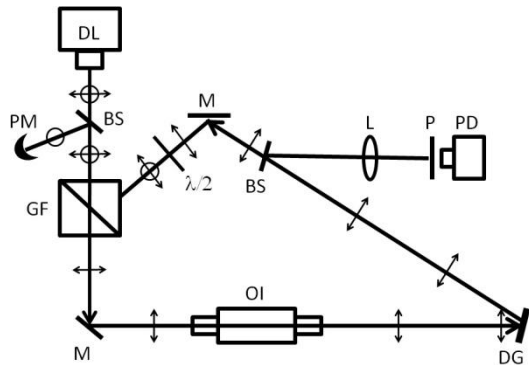


Figura 1: Montagem experimental para a medida da curva de transmissão. DL: laser de diodo, GF: Polarizador Glan-Foucault, M: Espelho, BS: Divisor de Feixe, OI: Isolador Óptico, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, P: Pinhole, L: Lente, PD: Fotodetector, PM: Medidor de Potência, \leftrightarrow Laser com polarização paralela ao plano do arranjo experimental, \odot Laser com polarização perpendicular ao plano do arranjo experimental.

Esse sistema de detecção e análise nos permite estudar modificações na forma de linha em função da realimentação.

A Figura 2 mostra a curva de transmissão normalizada como função da frequência para uma grade de difração de 1800 linhas/mm, usando-se um pinhole de 5 μm para simular a entrada da cavidade do semiconductor.

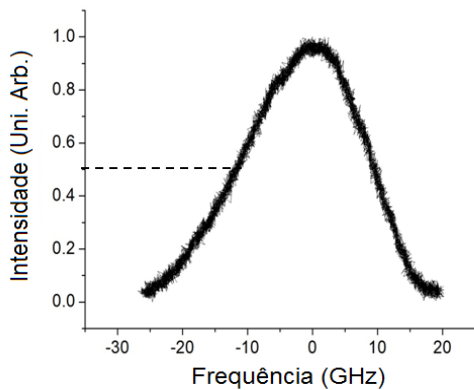


Figura 2: Curva de transmissão normalizada como função da frequência para uma grade de difração de 1800 linhas/mm.

Como podemos observar na Figura 2 a “forma de linha” da grade de difração é bem mais larga (cer-

ca de 20 GHz) do que a de uma transição atômica (tipicamente de 1 GHz de largura Doppler), que gera a biestabilidade observada em [11].

III – Analise teórica e simulação

Para analisarmos analiticamente a resposta do laser à filtragem espectral vamos fazer uma aproximação de sua forma de linha por uma curva Gaussiana. A potência que retorna ao laser pode ser então escrita na forma:

$$P_f(\nu) = \kappa_0 \exp(-\alpha(\nu - \nu_{cent})^2) P, \quad (1)$$

onde κ_0 é a fração da potência de saída que retorna na cavidade na ausência do filtro espectral, o fator α está associado à largura a meia altura da forma de linha, ν é a frequência de emissão do laser e ν_{cent} é a frequência central de transmissão da grade, ou seja, onde a realimentação é máxima. A potência reinjetada na cavidade laser provoca um deslocamento δ na frequência de emissão deste [11]:

$$\delta = \nu_{sol} - \nu = \beta P_f(\nu), \quad (2)$$

com ν_{sol} a frequência do laser sem realimentação e β um coeficiente de proporcionalidade característico do laser. A partir das equações (1) e (2), obtemos:

$$\nu_{sol} - \nu_{cent} = \nu - \nu_{cent} + \beta \kappa_0 \exp(-\alpha(\nu - \nu_{cent})^2) P. \quad (3)$$

Definindo-se $x = \nu - \nu_{cent}$ e $y = \nu_{sol} - \nu_{cent}$ as mudanças esperadas na forma de linha (aparecimento da histerese) ocorrem quando os valores para a derivada dx/dy ficam negativos [13]. Os valores para que essa condição seja satisfeita são dados pela equação:

$$1 - 2\alpha\beta\kappa_0 Px \exp(-\alpha x^2) < 0, \quad (4)$$

$$2\alpha\beta\kappa_0 Px > \exp(\alpha x^2). \quad (5)$$

O surgimento da histerese ocorre quando:

$$2\alpha\beta\kappa_0 P > \sqrt{2\alpha} \exp\left(\frac{1}{2}\right), \quad (6)$$

que é obtido quando resolvemos para x a equação (5).

Usando nessa análise teórica $\alpha = 1,0 \times 10^{-8} \text{ MHz}^{-2}$ (valor típico para a forma de linha da grade de difração), temos $\beta\kappa_0 P = 11658 \text{ MHz}$, ou seja, para termos efeitos perceptíveis (histerese particularmente) na emissão do laser devemos ter $\beta\kappa_0 P \approx 1,2 \times 10^4 \text{ MHz}$, para este valor do parâmetro α . As curvas mostradas nas Figura 3, 4 e 5 simulam o perfil de transmissão com realimentação usando três valores diferentes para $\beta\kappa_0 P$, ou seja, três níveis diferentes de realimentação, usando $\alpha = 1,0 \times 10^{-8} \text{ MHz}^{-2}$.

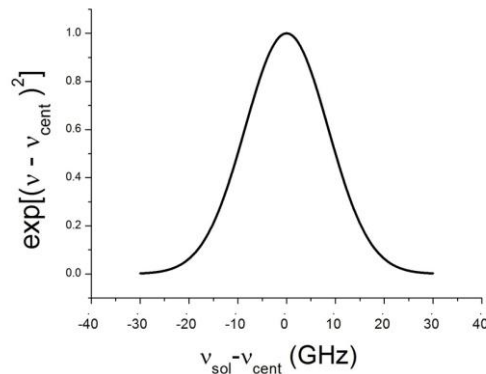


Figura 3: Simulação do perfil de transmissão para 400 MHz e MHz^{-2}

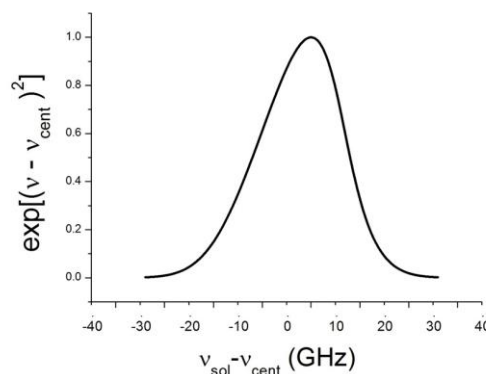


Figura 4: Simulação do perfil de transmissão para 4000 MHz e MHz^{-2}

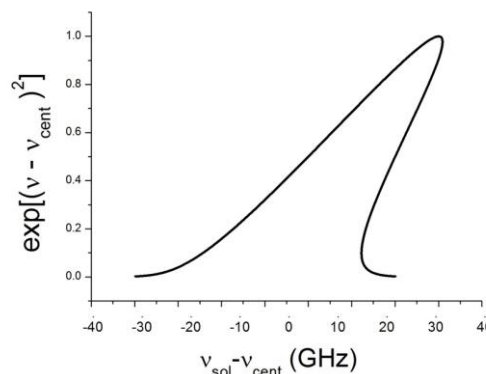


Figura 5: Simulação do perfil de transmissão para 4000 MHz e MHz^{-2}

IV – Resultados experimentais

As Figuras 6 e 7 mostram as curvas de transmissão da luz laser através do sistema de análise ('pinhole' + detector) com e sem realimentação, respectivamente. Na Figura 7 podemos observar um deslocamento da curva de transmissão devido à resposta linear da frequência do semiconductor como função da potência de realimentação.

Medidas do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação não filtrada,

para esse laser, permitiram obter o coeficiente de proporcionalidade $\beta = 1,08 \pm 0,05 \text{ GHz/mW}$.

Medimos (Figuras 6 e 7) um deslocamento em frequência de aproximadamente $\delta = 7,4 \text{ GHz}$, que nos leva a uma potência de realimentação de mW.

A Figura 2 mostra a curva de transmissão normalizada e a largura a meia altura dessa curva pode ser estimada em 21 GHz, que nos leva a

Os efeitos da biestabilidade (mudança nos flancos da forma de linha) aparecem se a condição dada pela equação (6) for satisfeita. Usando-se o valor obtido em (7), temos:

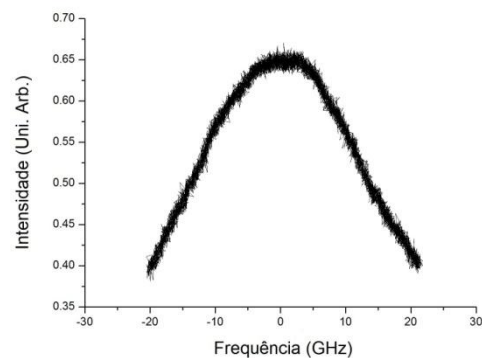


Figura 6: Curva de transmissão da grade de difração sem realimentação.

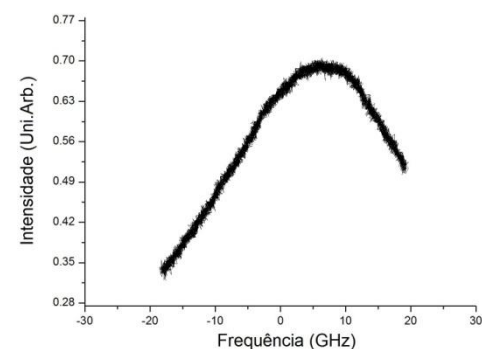


Figura 7: Curva de transmissão da grade de difração com realimentação. As curvas aparecem "truncadas", pois para obter as curvas de transmissão a amplitude da varredura deveria ser alta (filtro espectral largo) e para maiores amplitude na modulação o laser passava a apresentar comportamento indesejado (saltos de modos de frequência).

Por outro lado sabemos que

093 GHz, desta forma a condição necessária para que os efeitos de histerese desejados possam existir não é satisfeita. A modificação na curva de transmissão do filtro é perceptível, porém sem histerese. Sendo assim, os efeitos não podem ser observados experimentalmente como mostra a curva da Figura 7. De fato, como vimos na análise teórica da seção anterior, precisamos de muito mais potência de rea-

limentação para utilizar esse filtro, que é espectralmente muito largo.

V – Conclusão

Neste trabalho nós utilizamos uma grade de difração como filtro espectral para analisar o comportamento espectral de um laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal. A motivação para o uso deste filtro é a sua largura espectral, bem maior que a largura espectral de uma linha atômica estudada anteriormente.

Determinamos analiticamente sob quais condições temos biestabilidade ótica em frequência quando submetemos um laser semiconductor à realimentação ortogonal filtrada e mostramos que a largura de linha do filtro, assim como o nível de intensidade de realimentação disponível são fatores determinantes para o aparecimento de biestabilidade.

Experimentalmente, observamos que usando na realimentação uma grade de difração a modificação da forma de linha da emissão laser é apenas parcial, sem ciclo de histerese. Esse resultado é compatível com nosso modelo que prevê níveis de intensidade muito maiores que o disponível para se obter biestabilidade em frequência com este filtro espectralmente largo.

Agradecimentos

Agradecemos ao CNPq, CAPES e FINEP pelo suporte financeiro.

Referências Bibliográficas

- [1] S. Serizawa, K. Miyamichi, H. Nakatani, M. Suzuki, M. Saito, Y. Yoshihara, and H. Sakano, “Negative feedback regulation ensures the one receptor-one olfactory neuron rule in mouse”, *Science* **302**, 2088 (2003). DOI: [10.1126/science.1089122](https://doi.org/10.1126/science.1089122)
- [2] S. Grill, V. S. Zykov, and S. C. Müller, *J. Phys. Chem.* **100**, 19082 (1996). DOI: [10.1021/jp9616674](https://doi.org/10.1021/jp9616674)
- [3] L. A. Lugiato, in *Progress in Optics*, edited by E. Wolf (North-Holland, Amsterdam, 1984), Vol. **21**, p. 71.
- [4] H. M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic, New York, 1985).
- [5] H. M. Gibbs, S. L. McCall, and T. N. C. Venkatesan, “Differential Gain and Bistability Using a Sodium-Filled Fabry-Perot Interferometer” *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1135 (1976). DOI: [10.1103/PhysRevLett.36.1135](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.1135)
- [6] A. T. Rosenberger, L.A. Orozco, and H. J. Kimble, “Observation of absorptive bistability with two-level atoms in ring cavity” *Phys. Rev. A* **28**, R2569 (1983). DOI: [10.1103/PhysRevA.28.2569](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.28.2569)
- [7] H. Kawaguchi, *Bistabilities and Nonlinearities in Laser Diodes* (Artech House, Boston, 1994).
- [8] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* (Van Nostrand Reinhold, New York, 1986). DOI: [10.1007/978-94-011-6994-3](https://doi.org/10.1007/978-94-011-6994-3)
- [9] P. Pakdeevanich and M. J. Adams, “Switching powers for optical bistability in a semiconductor laser above and below threshold” *Opt. Commun.* **176**, 195 (2000). DOI: [10.1016/S0030-4018\(00\)00512-5](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(00)00512-5)
- [10] Y. C. Chen and J. M. Liu, “Polarization bistability in semiconductor lasers” *Appl. Phys. Lett.* **46**, 16 (1985); DOI: [10.1063/1.95834](https://doi.org/10.1063/1.95834)
- [11] S. Cecchi, G. Giusfredi, E. Petriella, and P. Salieri, “Observation of Optical Tristability in Sodium Vapors” *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1928 (1982). DOI: [10.1103/PhysRevLett.49.1928](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.1928)
- [12] B. Farias, T. P. de Silans, M. Chevrollier, and M. Oriá, “Frequency bistability of a semiconductor laser under a frequency-dependent feedback,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. **94**, 173902 (2005). DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.173902](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.173902)
- [13] C. Masoller, T. Sorrentino, M. Chevrollier, and M. Oriá, “Bistability in Semiconductor Lasers With Polarization-Rotated Frequency-Dependent Optical Feedback” *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. **43**, 261 (2007) DOI: [10.1109/JQE.2006.889647](https://doi.org/10.1109/JQE.2006.889647)
- [14] Eugene Hecht, ‘*Optics*’ 2nd edition, (Addison-Wesley Pub. Co. 1987) p. 426.