

Caracterização de um Laser de Diodo Sintonizável com Cavidade Externa na Configuração de Littmn

G. Woehl Jr*, G. A. Garcia, F.C. Cruz, e D. Pereira, A. Scalabrin

Instituto de Física "Gleb Wataghin" - UNICAMP

C. P. 6165 - 13083-970 Campinas, SP

e-mail: scala@ifi.unicamp.br,

flavio@ifi.unicamp.br, pereira@ifi.unicamp.br

**Instituto de Estudos Avancados/CTA*

C. P. 6044 - 12231-970 São José dos Campos, SP e-mail: germano@iev.cta.br

Recebido em 8 de outubro, 1999. Aceito em 13 de dezembro de 2000.

Usando o laser de diodo com potência de 150 mW, em regime contínuo e monomodo, operando no comprimento de onda de 856 nm, em $T = 20^\circ\text{C}$, controlamos sintonia deste laser com cavidade externa na configuração de Littmn, sem qualquer modificação da refletividade na face externa do dispositivo. Num temperatura fixa o intervalo de sintonia obtido foi de 3 nm e demonstramos uma sintonia contínua (sem saltos de modos) num intervalo de 3,5 GHz.

Using 150 mW cw, single-frequency diode laser, operating near 865 nm at $T = 20^\circ\text{C}$, we control the tuning of this laser with an external-cavity in the Littmn configuration, without any anti-reflection coating treatment on the output facet at fixed temperature the tuning range was 3 nm and we demonstrate continuously tunable range of 3.5 GHz, without mode hopping.

I Introdução

A versatilidade de utilização, combinada com a característica de sintonização, torna o laser de diodo uma ferramenta poderosa para a espectroscopia [1,2]. Entretanto, os lasers de diodo de fácil disponibilidade no mercado apresentam o inconveniente de terem um comportamento de sintonia anômalo quando sintonizados pela variação da corrente de injeção ou da temperatura, o que impossibilita sua utilização em espectroscopia atômica e molecular sem um controle externo do modo de oscilação. Outra dificuldade que aparece quando se usa um laser de diodo é a sensibilidade desses dispositivos a realimentação óptica. Frações ínfimas de luz refletida de volta para o laser perturbam enormemente seu espectro de emissão. Portanto, em várias aplicações torna-se essencial, juntamente com o laser de diodo, a utilização de isoladores ópticos que atenuem o feixe refletido em 40 dB, no mínimo. Por outro lado, pode se tirar vantagem dessa alta sensibilidade dos lasers de diodo a realimentação externa. Um dos benefícios disso, que pode ser explorado, é o estreitamento da largura da linha espectral emitida pelo laser. Para isso, basta acoplar (fracamente) o laser um interferômetro de altíssima *finesse* para se obter largura de linha da ordem de alguns kHz [3]. Outro benefício dessa alta sensibilidade à realimentação é, justamente, a possibilidade de con-

trolar a sintonia, assunto do presente trabalho. Normalmente, o controle da sintonia em laser de diodo por realimentação óptica é realizado, modificando-se a refletividade de um ou de ambas as faces externas[4-8]. Entretanto, no presente trabalho demonstramos que no laser de diodo SDL-5422-H1 (GaAlAs, com estrutura de poço quântico) é possível controlar sintonia sem qualquer modificação da refletividade, simplesmente inserindo o laser numa cavidade externa.

II Características Espaciais do Feixe de Lasers de Diodo

Nos lasers de diodo, o feixe emitido tem um perfil transversal retangular e, tipicamente, possuem a área ativa com dimensões entre $0,1\ \mu\text{m}$ e $5\ \mu\text{m}$ [1]. O laser de diodo utilizado, *SDL-5422-H1*, possui uma área ativa com dimensões de $1 \times 3\ \mu\text{m}$ e o perfil do feixe emitido aproxima-se de um modo TEM_{00} . Como consequência da pequena área do meio ativo, a divergência de um laser de diodo é considerável, sendo muito superior a de outros tipos de lasers. A maioria dos lasers de diodo produzidos pela *Spectra Diode Lasers* tem divergência $\theta_{\parallel} = 10^\circ\text{C}$ e $\theta_{\perp} = 30^\circ\text{C}$, respectivamente, nas dimensões paralela e perpendicular à junção (ver Figura 1). O feixe pode ser colimado com a utilização de uma

lente apropriada. Com a lente de colimação no feixe, atinge-se a situação de campo distante e o feixe passa a ter uma seção transversal elíptica. É possível, então, tornar a seção transversal do feixe aproximadamente circular com uma expansão unidimensional, por meio de um par de prismas. Portanto, com uma relativa simplicidade, pode-se obter num laser de diodo comercial um perfil de feixe circular.

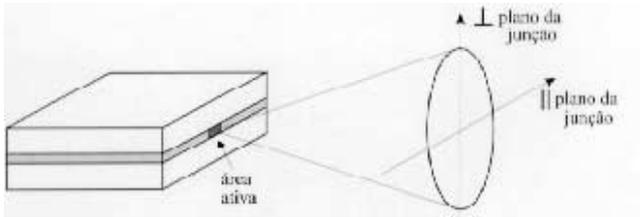


Figura. 1 Perfil do feixe emitido pelo laser de diodo.

Para a corrente de injeção bem acima do limiar da ação laser, a radiação emitida por um laser de diodo é linearmente polarizada. Como uma boa aproximação, a região ativa de um laser de diodo pode ser considerada como um guia de onda dielétrico em forma de uma placa infinitamente extensa [9]. Esse tipo de estrutura comporta dois modos de propagação de uma onda eletromagnética. Um modo de campo elétrico transversal TE e um modo de campo magnético transversal TM. No modo TE, o campo elétrico só tem componente oscilando paralelamente ao plano da junção, enquanto que no modo TM, o campo elétrico oscila perpendicularmente ao plano da junção. O coeficiente de refletividade para um modo TE é sempre maior do que para um modo TM. Consequentemente, as perdas para o modo TE são menores e o modo do laser é construído preferencialmente pelos modos TE. Logo, a radiação emitida pelo laser de diodo é predominantemente polarizada na direção paralela ao plano da junção, o que, na prática, significa dizer que o plano de polarização de um feixe emitido pelo laser de diodo é paralelo ao eixo menor da elipse.

III Características de Sintonia

Em se tratando de espectroscopia, a sintonia de um laser é uma característica importante. O que determina o comprimento de onda de um laser de diodo é, primariamente, o “*gap*” do material semiconductor. Em seguida, vem temperatura e a densidade de corrente. O “*gap*” define o intervalo de comprimentos de onda do laser e depende do material utilizado no processo de fabricação. Portanto, esse parâmetro não pode ser ajustado pelo usuário. Tipicamente, um laser de diodo pode ser sintonizado num intervalo de até 20 nm. Entretanto, selecionando lasers com diferentes larguras

do “*gap*”, pode-se cobrir um extenso intervalo de sintonia [2]. É possível, também, adquirir um laser de diodo num comprimento de onda específico, porém, neste caso, o custo é bem mais elevado do que o de adquirir um laser num comprimento de onda aleatório dentro do intervalo de interesse. Este último foi o procedimento que adotamos para a aquisição dos lasers utilizados no presente trabalho.

A sintonia de um laser de diodo é feita pela variação da temperatura, porque tanto a curva de ganho (que depende do “*gap*”) como o comprimento (caminho óptico) da cavidade variam com a temperatura. O grande inconveniente é que variam em diferentes proporções. Para os dispositivos com AlGaAs, por exemplo, o caminho óptico varia de 0,06 nm/K e a curva de ganho desloca-se de 0,25 nm/K. A consequência disso é que a sintonia do laser com a temperatura apresenta vários saltos de modos. A Figura 2 ilustra bem esse comportamento. Essa curva de sintonia foi obtida no laboratório com o laser de diodo da *Spectra Diode Lasers*, modelo SDL-5422-H1 @ 857 nm, em $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$, com elemento *Peltier* interno para controle da temperatura. A fonte controladora do laser (corrente e temperatura) é da Newport, modelo 8000. O comprimento de onda foi medido com precisão de 0,001 nm, utilizando um Lambda-meter adquirido do NIST (Boulder, Colorado, EUA). Dessa curva, pode ser inferido que a sintonia por temperatura, em média, é de 0,25 nm/ $^{\circ}\text{C}$.

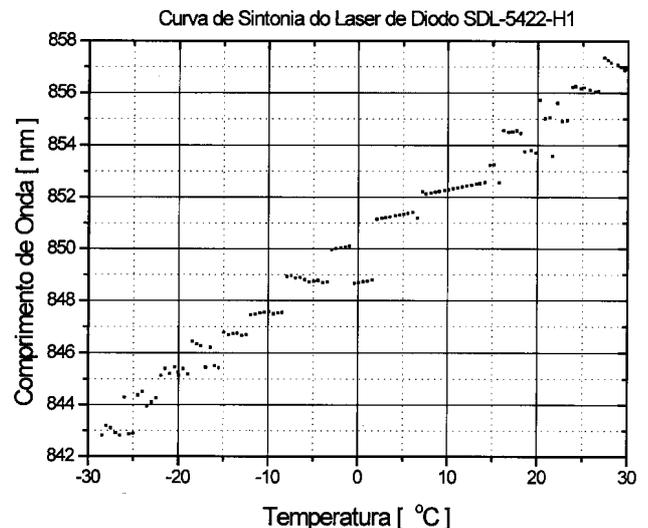


Figura. 2 Sintonia do Laser de Diodo com a temperatura. Corrente de injeção fixa em 100,00 mA.

Na curva da Figura 2, a potência do laser foi de 80mW ($I_0=100\text{ mA}$). Cada segmento “bem comportado” da curva corresponde a varredura dos modos longitudinais da cavidade do laser e as descontinuidades entre esses segmentos representam os saltos de modos devido ao deslocamento da curva de ganho. Pois, quando a curva de ganho desloca-se, um determinado comprimento de onda selecionado pela cavidade pode ficar abaixo, ou até mesmo próximo do limiar da ação

laser, o que é suficiente para ser sobrepujado por outro modo com maior ganho, que satisfaça a condição de ser um modo dessa cavidade. Justamente esses saltos de modos, bem como os “buracos espectrais” na curva de sintonia de um laser de diodo, não tornaram, de imediato, comum a utilização desses dispositivos em espectroscopia. Na Figura 2, pode-se, ainda, notar um outro problema na sintonia por temperatura do laser de diodo. Próximo a temperatura de $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$, há um comportamento anômalo para esse laser. Ao invés do comprimento de onda variar positivamente, a variação foi negativa! Cada laser tem uma curva característica do tipo apresentada na Figura 2, com saltos de modos e anomalias, mas ocorrendo para diferentes temperaturas. Na prática, constatamos também que, havendo (involuntariamente) algum tipo de realimentação externa, mesmo sendo fraca, altera-se significativamente o comportamento da curva de sintonia de um mesmo laser.

Comprimentos de onda que estavam no “buraco espectral” tornam a parecer e outros a desaparecem.

Uma outra possibilidade de sintonizar um laser de diodo é através da variação da corrente de injeção, que pode ser considerada como uma sintonia fina. Para o laser de diodo tipo GaAlAs, esta sintonia é de 0,02 nm/m (8,4 GHz/mA) nas regiões bem comportadas da curva de sintonia (sem saltos de modos). Esta sintonia do laser por meio da variação da corrente é devido o fato de que quando varia-se a corrente de injeção, varia-se também a temperatura, pelo efeito Joule produzido. O índice de refração também muda com a variação da densidade de portadores, mas este efeito é desprezível comparando-se com o efeito da temperatura [2]. Na sintonia do laser por corrente, assim como no caso da sintonia por temperatura, também ocorre o problema de saltos de modos normais e anômalos. Na Figura 3, mostra-se uma curva de sintonia obtida no laboratório com o laser de diodo SDL-5422-H1.

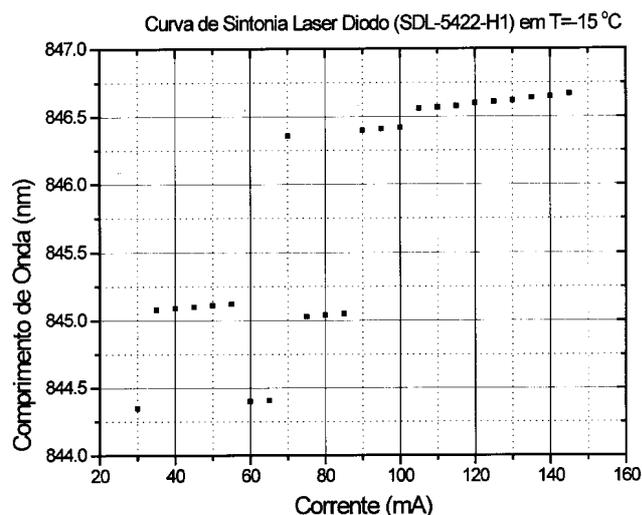


Figura. 3 Sintonia (fina) do laser de diodo (em $T = -15\text{ }^{\circ}\text{C}$) em função da corrente.

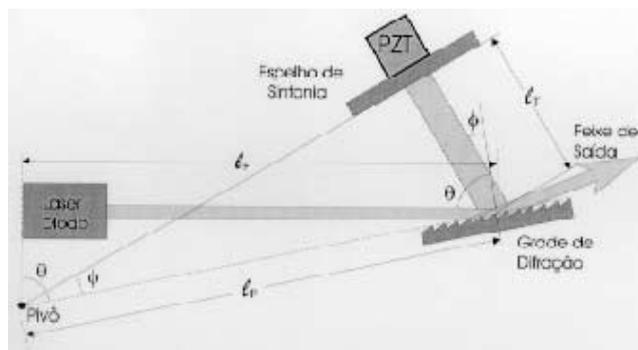


Figura. 4 Esquema da cavidade externa na configuração Littman.

IV Sintonia de Lasers de Diodo com Cavidade Externa

Para contornar as dificuldades de sintonia e tornar um laser de diodo comercial um dispositivo realmente útil para aplicações na espectroscopia, a solução encontrada foi usar um esquema de realimentação, explorando o fato dos lasers de diodos serem altamente sensíveis a realimentação. Esses esquemas de realimentação nada mais são do que a adição de outra cavidade óptica para sobrepujar a cavidade já contida no laser comercial, já que a refletividade da face frontal do laser de diodo, que funciona como espelho de saída, não pode ser facilmente alterada. Para sintonizar os lasers de diodo, pode-se empregar diretamente, com sucesso, todas as soluções desenvolvidas para sintonizar os lasers de corrente [7-9]. Seguindo essa tendência, vários esquemas são mostrados na literatura [10-15]. O esquema utilizando grade de difração, na configuração de Littman [7], foi a opção escolhida, por ser muito simples e portanto, fácil de ser implementada. a Figura 4 mostra o esquema dessa cavidade.

A grade de difração utilizada é do tipo holográfica Jobin-Yvon, mod. 524-05-070, de 1.800 linhas/mm, “blaze” 500-900 nm e dimensões de 30 x 40 mm. Esta grade foi projetada para operar com alta eficiência (90%) em montagem Littrow e, portanto, não é mais apropriada para uso em montagem com incidência rasante (Littman), por apresentar perdas elevadas, 40% para o ângulo de incidência em torno de $85\text{ }^{\circ}\text{C}$. Neste ângulo de incidência, a eficiência para a primeira ordem de difração é $\sim 10\%$. Este acoplamento na cavidade do laser de diodo é suficiente para controlar a sintonia do laser [16]. Em alguns trabalhos [13,15], foram utilizadas grades com maior eficiência na primeira ordem, de até 40%, sob o argumento de que isto é necessário para acoplar fortemente a cavidade externa no laser de diodo comercial. O laser de diodo da referência [15] é idêntico ao utilizado neste trabalho. De acordo com Littman [7], o mais importante no esquema de incidência rasante é a

qualidade da grade de difração usada, ela não deve espalhar demasiadamente a luz incidente. Essa advertência é para o caso de laser de corante que tem tipicamente um coeficiente de ganho de $1,5 \text{ mm}^{-1}$. Logo, para o laser de diodo com estrutura de poço quântico, que é mais sensível à realimentação, por apresentar um coeficiente de ganho de 2500 mm^{-1} , essa questão deve realmente ser levada em conta.

Na configuração Littmn, é possível obter-se um intervalo de sintonia bastante extenso sem salto de modo [15]. Entretanto, para isso, é necessário uma montagem bem elaborada, para girar o espelho de sintonia em torno de um ponto pivô. Para uma cavidade óptica de comprimento L , com N modos, a seguinte relação deve ser satisfeita:

$$\frac{N\lambda}{2} = L \quad (1)$$

No entanto, a equação da grade de difração estabelece que,

$$m\lambda = d(\text{sen}\theta + \text{sen}\phi). \quad (2)$$

Para um mesmo modo (λ) da cavidade, as eqs. (1) e (2) devem ser satisfeitas simultaneamente. Ocorre que, na montagem de Littmn, conforme ilustra a Figura 4, o comprimento da cavidade $L = \ell_F + \ell_T$ depende também do ângulo de sintonia da grade, ϕ . Mas se o espelho de sintonia girar em torno de um pivô, o comprimento da cavidade varia de acordo com a expressão [16]:

$$L = L(\phi) = \ell_F + \ell_T(\phi) = \ell_F + \ell_P \text{sen } \phi \quad (3)$$

Então a eq. (1) fica

$$\lambda = (2/N)(\ell_F + \ell_P \text{sen}\phi) \quad (4)$$

Comparando os termos das eqs. (2) e (4), verifica-se que, enquanto for válida a igualdade

$$(2/N)\ell_F = (d/m)\text{sen}\theta \quad \text{e} \quad (2/N)\ell_P = d/m,$$

é possível a sintonia contínua. O pivô é encontrado pela interseção entre a linha que passa pela superfície da grade, com a linha que passa pela superfície do espelho de sintonia e a linha paralela ao espelho de trás da cavidade óptica, que na Figura 4 é simbolizado pelo próprio laser de diodo. Quanto maior a precisão no posicionamento do ponto de pivô, maior é a extensão do intervalo de sintonia. Apenas 0,1 mm de erro na posição implica na limitação do intervalo de sintonia 11 nm [17].

A performance da cavidade externa implementada foi avaliada na realização da sintonia fina, variando-se o comprimento da cavidade por meio de um PZT acoplado ao espelho de sintonia (Figura 4), mantendo-se inalterado ao ângulo do feixe difratado pela grade. A

extensão desse intervalo de sintonia fina pode ser estimada da seguinte maneira: o feixe do laser de diodo é colimado por uma lente de distância focal f , com cintura w na área ativa (na dimensão paralela ao plano da junção do laser). Na primeira ordem de difração ($m = 1$), a dispersão angular da grade de difração é dada por [7]

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2}{d \cos \theta}, \quad (5)$$

onde d é o espaçamento entre as ranhuras da grade e o fator 2 é devido ao feixe ser difratado 2 vezes antes de retornar à região ativa do laser de diodo. A largura de linha resultante para um percurso ida e volta na cavidade é dada por

$$\Delta\lambda_G = \frac{2\Delta\theta}{d\theta/d\lambda} = \frac{w}{f}d \cos \theta \quad (6)$$

Onde $\Delta\theta$ é a divergência do feixe de laser, ou seja, $\Delta\theta = w/f$. Para os parâmetros utilizados: $w = 3 \text{ }\mu\text{m}$; $f = 5 \text{ mm}$; $d = 1/1800 \text{ mm}$; $\theta = 85^\circ$, a largura de banda da cavidade com a grade é

$$\Delta\lambda_G = 0,03 \text{ nm} \quad \text{ou} \quad \Delta\nu_G = 12,6 \text{ GHz}$$

O comprimento da cavidade é de 3 cm, o que dá um espaçamento axial dos modos, ou seja, um FSR de 5 GHz. Entretanto, o intervalo de sintonia contínua obtido ficou em torno de 3 GHz, pela limitação do curso do PZT. Figura 5 mostra a sintonia do laser sem salto de modos, em torno de $\lambda = 845 \text{ nm}$, analisada com um interferômetro confocal (fixo) de $L = 1 \text{ m}$, com FSR de 70 MHz. Em certas partes do espectro, os modos não estão igualmente espaçados. Isso deve-se a instabilidade do próprio interferômetro, que não estava bem isolado acusticamente.

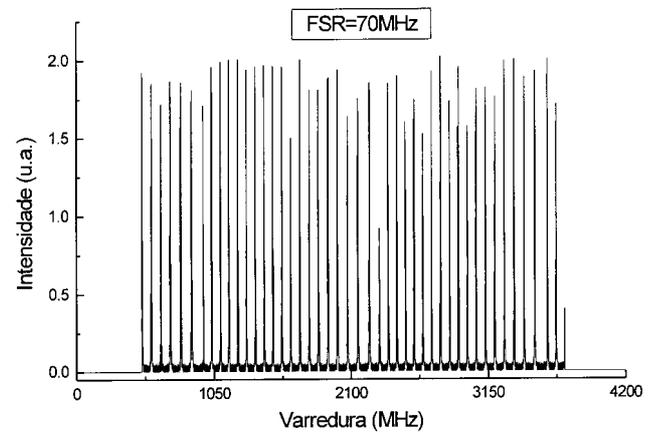


Figura. 5 Varredura do laser de diodo com cavidade externa em torno de 845 nm.

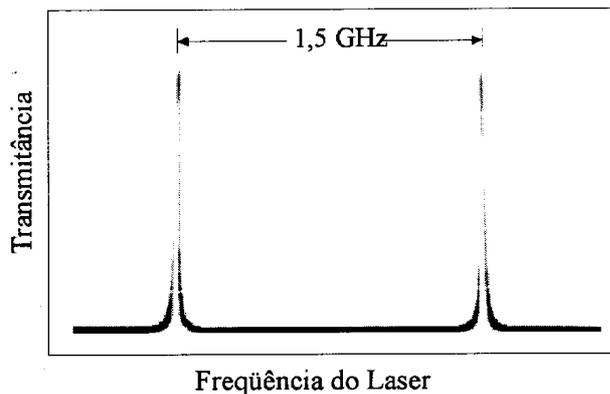


Figura. 6 Picos de transmissão de um interferômetro Fabry-Perrot (FRS=1,5 GHz) do laser de diodo SDL-5422-HI em $T=25^\circ\text{C}$ e $\lambda = 857\text{ nm}$.

Figura 6 mostra o espectro obtido do laser de diodo SDL-5422-H1, controlado com a cavidade externa. Nota-se claramente que o laser opera mono modo. Esse espectro foi obtido utilizando um interferômetro confocal com um intervalo espectral livre (FSR) de 1.5 GHz e $Finesse = 80$, ou seja, com uma largura de linha instrumental $\delta\nu = FSR/Finesse = 19\text{ MHz}$. A potência do laser é de $\approx 80\text{ mW}$ à temperatura de 25°C . Com esse interferômetro, pode ser estimado que a largura de linha do laser de diodo é $\Delta\nu \leq 19\text{ MHz}$.

A cavidade externa implementada permite controlar a sintonia num intervalo de até 3 nm, numa temperatura fixa. Varindo-se a temperatura, estende-se este intervalo para os limites intrínsecos do laser de diodo. Para obter a sintonia em torno do comprimento de onda de 845 nm a temperatura do laser foi $T = -8^\circ\text{C}$.

V Conclusão

Demonstramos uma maneira simples de tornar um laser de diodo comercial, de baixo custo, numa ferramenta poderosa para espectroscopia. As perdas de 40% na potência do laser de diodo poderiam ser drasticamente reduzidas utilizando-se uma grade de difração mais eficiente para a incidência rasante. A deposição de filme antirefletor na face do laser de diodo não é uma técnica muito simples, sendo também inacessível para grande parte dos laboratórios. Além disso, o risco de inutilizar o laser de diodo no processo de deposição é considerável [18]. O laser de diodo com esta cavidade externa teve frequência dobrada e aplicado com sucesso nos experimentos de desaceleração de um feixe atômico de cálcio [19].

Agradecimentos

Ao CNPq-RHE, FAPESP e CAPES-RH metrologia, pelo apoio financeiro.

References

- [1] J. C. Camparo, *The diode laser in atomic physics*, *Contemp. Phys.*, **26**, 443 (1985).
- [2] C. E. Wiemn and L. Hoolberg, *Using diode lasers for atomic physics*, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1 (1991).
- [3] B. Dahmni, L. Hollberg, and R. Drullinger, *Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback*, *Opt. Lett.* **12**, 876 (1987).
- [4] M. De Labachellerie and P. Cerez, *An 850 nm semiconductor laser tunable over a 300 Å range*, *Opt. Commun.* **55**, 174 (1985).
- [5] G. M. Tino, M. Barsanti, M. de Angelis, L. Gianfrani, and M. Inguscio, *Spectroscopy of the 689 nm intercombination line of Strontium using an extended-cavity InGaP/InGaP diode laser*, *Appl. Phys. B*, **55**, 397 (1992).
- [6] D. Wandt, M. Laschek, K. Przyklenk, A. Tünnermnn, H. Welling, *External cavity laser diode with 40 nm continuous tuning range around 825 nm*, *Opt. Commun.* **130**, 81 (1996).
- [7] D. Wandt, M. Laschek, A. Tünnermnn, and H. Welling, *Continuously tunable external-cavity diode laser with a double-grating arrangement*, *Opt. Lett.* **22**, 390 (1997).
- [8] P. Lodahl, J. L. Sorensen, and E. S. Polzik, *High efficiency second harmonic generation with a low power diode laser*, *Appl. Phys. B* **64**, 383 (1997).
- [9] H. Kressel and J. K. Butler, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs* New York: Academic Press, 1977.
- [10] M. G. Littmn, and H. J. Metcalf, *Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander*, *Appl. Opt.* **17**, 2224 (1978).
- [11] I. Shoshan, N. N. Danon, and U.P. Oppenheim, *Narrowband operation of a pulsed dye laser without intracavity beam expansion*, *J. Appl. Phys.* **48**, 4496 (1977).
- [12] A. Lago, G. Woehl Jr., and R. Riva, *A pulsed dye laser with grazing incidence and folded cavity*, *Appl. Phys. B* **49**, 73 (1989).
- [13] J. A. Lisboa, S. Ribeiro Teixeira, S. L. S. Cunha, and R. E. Francke, *A grazing-incidence dye laser with intracavity lens*, *Opt. Commun.* **44**, 393 (1989).
- [14] D. Wandt, M. Laschek, K. Przyklenk, A. Tünnermann, H. Welling, *External cavity laser diode with 40 nm continuous tuning range around 825 nm*, *Opt. Commun.* **130**, 81 (1996).
- [15] A. Hemmerich, D. H. McIntyre, D. Schropp, Jr., D. Meschede, T. W. Hänsch, *Optically stabilized narrow linewidth semiconductor laser for high resolution spectroscopy*, *Opt. Comm.* **75**, 118 (1990).
- [16] K.C. Harvey and C. J. Myatt, *External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating*, *Opt. Lett.* **16**, 910 (1991).
- [17] L. Vin, S.S. Vianna, M. Oria, and J. W. R. Tabosa, *Diode laser mode selection using a long external cavity*, *Appl. Opt.* **34**, 1 (1995).
- [18] D. Wandt, M. Laschek, A. Tünnermnn, and H. Welling, *Continuously tunable external-cavity diode laser with double-grating arrangement* *Opt. Lett.* **22**, 390 (1997).

- [19] P. Lodhl, J. L. Sorensen, and E. S. Polzik, *High efficiency second harmonic generation with a low power diode laser*, Appl. Phys. B **64**, 383 (1997).
- [20] K. Liu, and M. G. Littman, *Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers*, **6**, 117 (1981).
- [21] Newton Frateschi, Grupo de Física Aplicada do IFGW - UNICAMP, comunicação pessoal.
- [22] G. Woehl Jr., G.A. Garcia, F. C. Cruz, D. Pereira, A. Scalabrin, *Deceleration of a calcium beam with a frequency-doubled diode laser*, Appl. Opt. **38**, 2540 (1999).