

## ESTABILIZAÇÃO DE FREQUÊNCIA ÚNICA EM UM LASER ND:YGLF COM UMA CAVIDADE ACOPLADA ATRAVÉS DE CONTROLE INTERFEROMÉTRICO DO COMPRIMENTO DA CAVIDADE

**Paulo S. F. de Matos**

Centro de Lasers e Aplicações; Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares; Travessa R. 400 Cidade Universitária;  
00508-970 São Paulo – SP  
psmatos@net.ipen.br

**Niklaus U. Wetter**

Centro de Lasers e Aplicações; Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares; Travessa R. 400 Cidade Universitária;  
05508-970 São Paulo – SP  
nuwetter@net.ipen.br

**Gessé E. C. Nogueira**

Centro de Lasers e Aplicações; Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares; Travessa R. 400 Cidade Universitária;  
00508-970 São Paulo – SP

*A estabilização de frequência única em ressonadores de laser de estado sólido é essencial para muitas aplicações como, por exemplo, LIDAR (Light Detection And Ranging) e espectroscopia de alta resolução. Atualmente existe um grande desenvolvimento em lasers que são baseadas em cristais opticamente bombeados por diodos semicondutores de alta potência, os quais são muito adequados para estas diversas aplicações. Estes lasers são muito compactos e têm uma demanda mínima de infraestrutura local. Foi usada uma nova técnica, baseada na combinação de técnicas de estabilização ativa e passiva, a qual permite alcançar uma melhor seletividade de frequências. Usando um diodo de alta potência, operando em 792 nm, bombeamos longitudinalmente um cristal laser de Nd:GYLF. Este novo cristal pode ser feito muito pequeno sem reduzir sua eficiência e dessa forma, o comprimento da cavidade é muito pequeno (menor que 1 cm). Foram estabilizados os modos do ressonador através da dessintonia dos modos de spatial hole burning (SHB) do cristal laser dos modos da cavidade, através do ajuste nanométrico do comprimento da cavidade e da posição do cristal. Finalmente a refletividade efetiva da cavidade acoplada é ajustada para dar alta perda a todas as frequências exceto uma.*

*Laser de frequência única, controle interferométrico de comprimento, circuito fechado de realimentação*

### 1. Introdução

Lasers de estado sólido bombeados por diodo-laser (DPSS) têm aumentado seu espectro de aplicações em razão de suas grandes vantagens operacionais em relação àqueles bombeados por lâmpadas. Ao mesmo tempo que ocorre um barateamento dos diodos-laser, têm sido lançados no mercado diodos-laser com maior potência e novos comprimentos de onda.

Um laser de estado sólido pode ter vários modos longitudinais, dependendo do tamanho da cavidade e do perfil de ganho do material. O desenvolvimento de técnicas de estabilização do laser em frequência única é importante para várias áreas de ciência e tecnologia. Em aplicações como LIDAR (Light Detection And Ranging) para medidas atmosféricas, espectroscopia de alta resolução e em comunicações (Faczak, 1998; Huffaker, 1998; Nikitichev, 1999; Kalisky, 1999; Steele, 2000), é necessário que o laser emita em uma única frequência e que esta seja estável.

Para a estabilização de uma frequência é necessário que as variações decorrentes do ambiente sejam minimizadas construindo estruturas rígidas e mecanicamente estáveis com sistemas anti-vibração: usando materiais de baixa expansão térmica na cavidade; e controlando a temperatura de forma a estabilizá-la. Com tais providências, é possível obter uma boa estabilização da frequência. Porém tal estabilidade é de curto período, o que impõe o uso de estabilização ativa por meio de componentes ópticos ajustáveis em intervalo temporal curto.

Existem várias possibilidades para a obtenção de frequência única de um laser de estado sólido, através de técnicas como laser em anel (Park, 1999; Hardman, 1999), microchip (Zayhowski, 1999; Bourdet, 1999) e inserção de um etalon intracavidade (Elder, 1998).

*Microchips* são cavidades pequenas onde filmes de alta refletividade são depositados diretamente no meio ativo, possibilitando cavidades de poucos milímetros, sendo esta técnica adequada para cristais com boa absorção. O bombeamento longitudinal por diodo-laser possibilita o uso de meios ativos extremamente pequenos, em consequência da eficiência desta forma de bombeamento. Para obter frequência única através de um microchip é necessário que a cavidade seja menor do que a largura do espectro do meio ativo, o que em alguns casos pode significar cavidades de menos de um milímetro, o que tornaria ineficiente a absorção do bombeamento.

Neste trabalho é usado um cristal com comprimento suficiente para a eficiente absorção do bombeamento e uma cavidade acoplada à principal, de forma a obter frequência única. Esta cavidade acoplada funciona como um *Fabry-Perot* (FP), sendo possível controlar o perfil de refletividade de saída em função da frequência através da mudança da

distância entre os espelhos deste FP. O controle eletrônico da cavidade principal possibilita a seleção de modos longitudinais, ou seja, da frequência emitida.

**2. Teoria**

As frequências que têm possibilidade de serem emitidas por um laser são determinadas pelos modos da cavidade, as quais dependem do tamanho da cavidade. Para uma cavidade com dois espelhos planos, a distância entre os modos é dada pela Eq.(1):

$$\Delta n_{\text{cav}} = \frac{c}{2nL} \tag{1}$$

onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo,  $n$  o índice de refração do meio e  $L$  o comprimento da cavidade.

Se a cavidade for curta o suficiente para que seu *free spectral range* (a diferença de frequência entre dois máximos consecutivos) seja maior do que a largura de banda do laser, apenas o modo dentro do espectro de emissão do laser irá oscilar, conforme Fig. (1).

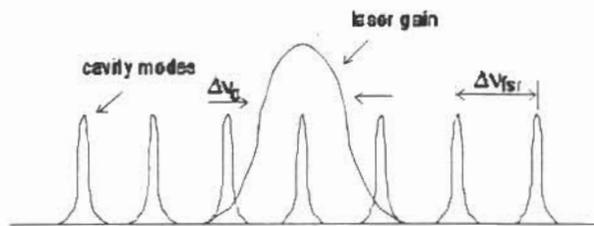


Figura 1: Esquema dos modos longitudinais de um microchip.

Um modo oscilante estabelece uma modulação da inversão de população dentro do meio de ganho, em razão da onda estacionária na cavidade. Nos pontos de nós do campo elétrico estacionário deste modo, existem átomos no nível superior laser que podem contribuir para o desenvolvimento de novos modos. Estes modos são chamados de *spatial hole burning* (SHB).

Os modos de SHB são determinados pelo tamanho do cristal e sua distância ao espelho mais próximo (Kärtner, 1995; Nilson, 1985), sendo que a separação entre as frequências destes modos é dada pela Eq.(2).

$$\Delta n_{\text{SHB}} = \frac{c}{2(2d + nl)} \tag{2}$$

onde  $d$  é a distância do cristal até o espelho mais próximo,  $n$  o índice de refração do meio e  $l$  o comprimento do mesmo.

A ação laser pode ocorrer apenas nas frequências em que haja coincidência entre um modo da cavidade e um modo de SHB. O modo da cavidade que irá primeiro oscilar é aquele que mais se aproxima da frequência do pico de ganho do meio ativo. O modo seguinte a oscilar estará em antifase com o primeiro modo no centro do meio ativo de forma a melhor aproveitar o restante da população invertida dentro do meio ativo. Ao alterar a distância entre os espelhos da cavidade, há um deslocamento em frequência destes modos, podendo alcançar a coincidência entre os modos da cavidade e de modos SHB que então iniciam a oscilação.

Outros fatores que determinam as frequências a serem obtidas são a largura de banda de ganho, a potência de bombeamento e o perfil de refletividade do espelho de saída.

O Nd:YGLF usado neste trabalho tem uma ampla largura de banda de ganho (360 GHz) (Ranieri, 2000). Sendo largo o espectro de emissão do cristal, alta potência de bombeamento possibilitaria ganho suficiente para frequências da maior parte do espectro de emissão. Portanto, é possível eliminar algumas frequências limitando a potência de bombeamento.

O uso de um FP no lugar do espelho de saída permite selecionar um perfil de refletividade. Para dois espelhos planos com coeficientes de Fresnel  $r$  e  $r_0$ , a refletividade efetiva é dada por

$$r_{\text{eff}} = \frac{1}{1 + \frac{(1-r^2)(1-r_0^2)}{(1-r_0)^2 + 4rr_0 \sin^2(j/2)}} \quad \text{onde} \quad \frac{j}{2} = \frac{2\pi nd}{\lambda} \cos \alpha \tag{3}$$

sendo  $d$  a distância entre os espelhos e  $\lambda$  o comprimento de onda.

Em um FP, a variação de refletividade efetiva modula o perfil de ganho do laser (Fig.(2)). Escolhendo um perfil de refletividade de forma que o máximo da refletividade efetiva seja maior ou igual do que a refletividade ótima, pode-se variar a distância entre os dois espelhos a fim de ter algumas frequências com ganho ideal e outras com perdas o suficiente para não ter ação laser. O que se procura é que a distância entre dois máximos de refletividade seja suficientemente grande para não permitir a oscilação de mais do que um modo.

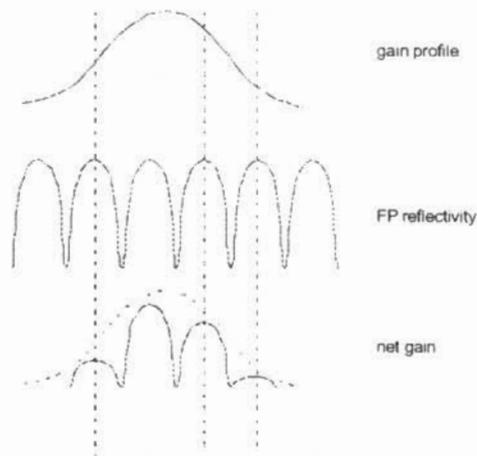


Figura 2: Esquema da curva de ganho do cristal, da curva de refletividade do FP e o ganho líquido.

Portanto, a seleção dos modos é feita em várias instâncias: coincidência de modos da cavidade e modos SHB. Pode-se também limitar a potência de bombeamento para que haja ganho suficiente na parte central do espectro de emissão do cristal para apenas um modo. Finalmente, pode-se controlar o perfil de refletividade do espelho de saída.

### 3. Arranjo experimental

Neste trabalho foi usado um diodo de alta potência emitindo em 792 nm, que é uma das frequências de absorção do neodímio. O cristal usado é um fluoreto de lítio, itrio e gadolínio (GYLF), o qual permite altas dopagens de neodímio o que é importante para obter um meio ativo curto que favorece uma separação grande entre os modos de SHB, conforme Eq.(2). O meio ativo foi cortado em ângulo de Brewster e usado com comprimento de 2.5 mm, que é o menor tamanho possível para que ainda haja eficiente absorção do bombeamento.

O feixe de bombeamento foi configurado conforme Fig.(3), permitindo uma coincidência entre o modo de bombeamento e o da cavidade. O feixe tem fator de qualidade  $M^2$  de 43x62 e *beam waist* de 135x160 $\mu$ m.

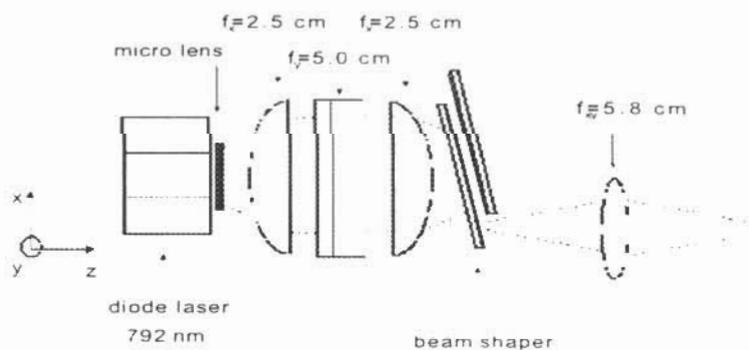


Figura 3: Diodo e ótica de focalização.

A refletividade ideal para o espelho de saída é em torno de 88%, conforme medimos experimentalmente. Por este motivo foi escolhido um conjunto de espelhos cuja refletividade efetiva máxima estivesse ao redor deste valor. O espelho de entrada tem 20 cm de raio de curvatura e o FP é formado por dois espelhos planos com refletividades de 70 e 48 %, com perfil de refletividade efetiva conforme Fig.(4).

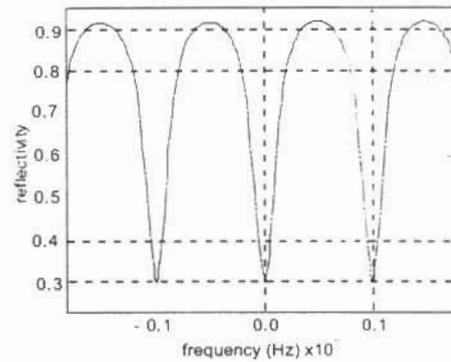


Figura 4: Refletividade em função da frequência para um Fabry-Perot com espelhos planos com refletividades de 70 e 48 % e separação de 1.5 mm.

As frequências do feixe são analisadas por um etalon de varredura Burleigh HiFase, que fornece a um osciloscópio as frequências emitidas e suas amplitudes em tempo real. O tamanho da cavidade principal é controlado através de um micrômetro diferencial, sendo possível controlar variações da ordem de dezenas de nanômetros. Na Fig.(5) está o esquema de aquisição de dados.

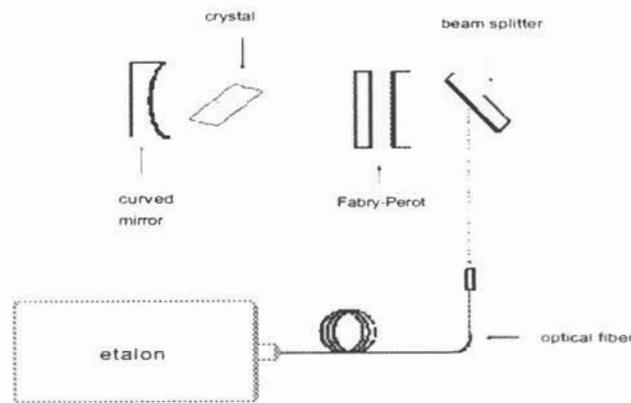


Figura 5: Esquema da cavidade e seletor de modos.

O resultado da análise com o FP de varredura é visualizado com a ajuda de um osciloscópio digital. Neste osciloscópio, uma única frequência tem a forma da Fig.(6).

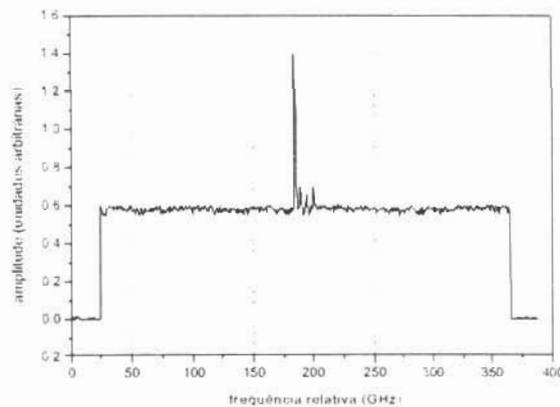


Figura 6: Os picos menores do lado direito do pico principal são reflexões do etalon de varredura de ordem maior e devem ser desconsiderados.

A calibração em frequência da leitura é feita através da medida do *free spectral range* (FSR) com o etalon de varredura, conforme mostrado na Fig.(7).

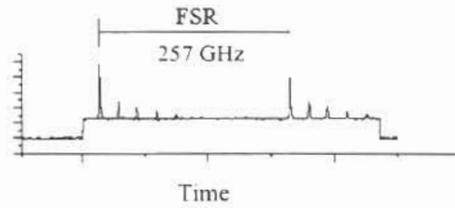


Figura 7: Exemplo de leitura das freqüências com um osciloscópio. Os dois picos maiores representam a mesma freqüência,  $\nu_0$ , aparecendo duas vezes porque a varredura do etalon é maior do que  $c/2\nu_0$ .

Ainda sem a cavidade acoplada, o aumento da potência de bombeamento provocou o surgimento de pelo menos três a cinco freqüências de *hole burning*, conforme Fig.(8). O número mínimo de freqüências foi limitado pelo tamanho físico da cavidade laser conforme Eq.(1). Nesta figura simulamos também a curva de ganho para visualização. O modo de *hole burning* de maior intensidade está no pico do ganho conforme explicado na teoria.

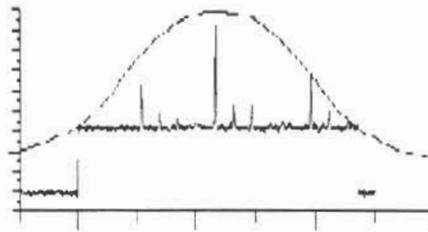


Figura 8: Varredura, sem FP, mostrando 3 freqüências de SHB.

Foi possível manter a estabilidade passiva das freqüências durante um período máximo de 10 min até que instabilidades mecânicas e térmicas interrompam o regime. Na Fig.(9) foi feita uma aquisição das três freqüências da Fig.(8) durante um período de vários minutos para demonstrar o efeito das instabilidades térmicas e mecânicas na flutuação da freqüência.

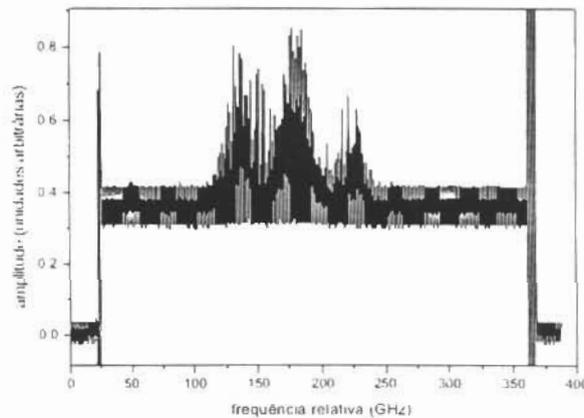


Figura 9: Modos de hole burning que estão casados com modos da cavidade dentro do tempo de espera de aquisição.

O efeito da diminuição da potência de bombeamento para fins de obtenção de freqüência única pode ser visto na Fig.(10).

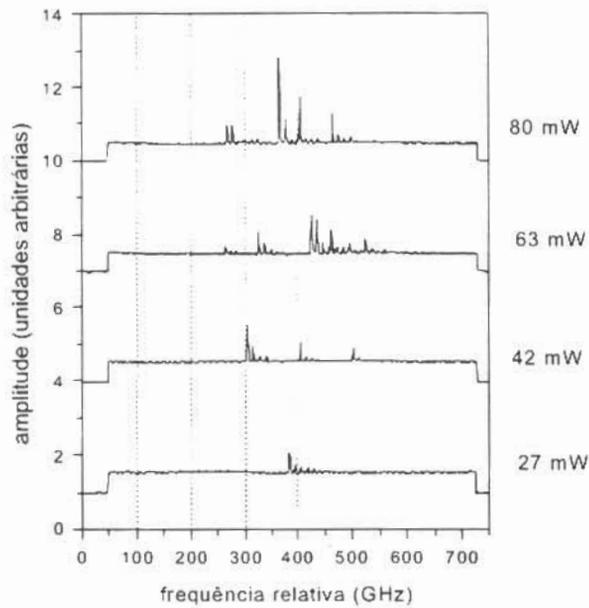


Figura 10. Dependência do número de modos laser em relação à potência de bombeamento.

Por estar se trabalhando com um cristal com banda larga de emissão, de forma a evitar o aparecimento de mais frequências que a desejada, limitou-se a potência de bombeamento, o que resultou em uma potência de saída da ordem de 40 mW para uma única frequência. Para aumentar a potência de saída é necessário implementar mais um mecanismo que aumente o ganho para a frequência desejada e diminua o ganho para as outras frequências. Conforme explicado, este mecanismo se constitui no descasamento entre modos de cavidade e modos de SHB. Para este fim, alteramos a frequência dos modos da cavidade através da mudança da distância entre os espelhos do FP até que apenas um único modo de cavidade estivesse casado com um modo SHB. Com os mecanismos de seleção utilizados, foi possível aumentar a potência de bombeamento para 2,8 W de forma a atingir uma potência útil de saída de 200mW. A Fig.(11) mostra o efeito nas frequências quando se altera o tamanho do FP em alguns microns.

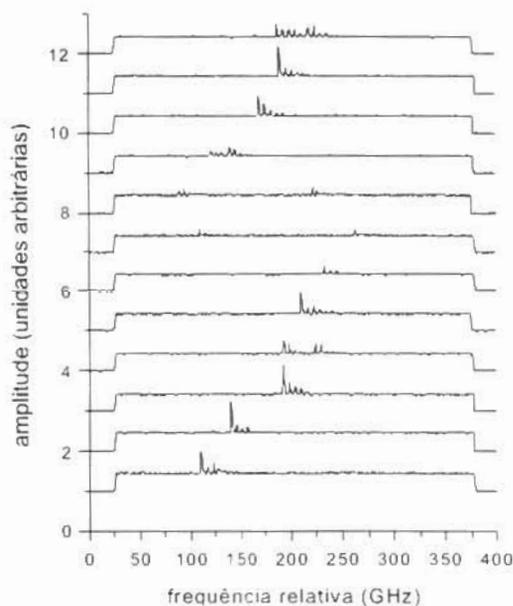


Figura 11. Varredura da cavidade acoplada resultando na geração de um conjunto de frequências únicas sintonizáveis. A varredura da primeira à última imagem é de dois microns.

## 5. Conclusão

Foi montado um laser compacto inédito, com cristal de Nd:GYLF, bombeado por diodo-laser dentro de um arranjo inédito que permitiu a seleção de frequência única, sendo necessário apenas o controle do espaçamento de duas cavidades.

Verificamos ainda que controlando ativamente as frequências da cavidade através do piezo é possível estabilizar as frequências de SHB durante mais que 10 minutos.

A potência obtida de 200 mW é bastante elevada para um laser emitindo em frequência única.

## 6. Agradecimentos

Agradecemos à Fundação de Ampara à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo apoio financeiro através do projeto nº 95/9503-5, modalidade "Jovens Pesquisadores".

## 7. Referências

- Bourdet G. L. e Lescroart G., 1999, "Theoretical modeling and design of a Tm,Ho:YLiF<sub>4</sub> microchip laser", *Appl. Opt.* 38 (15), 3275-3281.
- Elder I.F., Payne M.J.P., 1998, "Single frequency diode-pumped Tm,Ho:YLF laser", *Electr. Lett.* 34 (3), 284-285.
- Hardman P.J., Clarkson W.A., Hanna D.C., 1999, "Efficient operation of an acousto-optically-induced unidirectional and single-frequency Q-switched Nd:YLF ring laser", *OSA TOPS 26 Advanced Solid-State Lasers*, 236-240.
- Huffaker R.M., Reveley P.A., 1998, "Solid-state coherent laser radar wind field measurement systems", *Pure Appl. Opt.* 7, 863-873.
- Kalisky Y., 1999, "New trends in lasers and laser crystals", *Optical Materials* 13, 135-139.
- Kärtner F.X., Braun B., Keller U., 1995, "Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning", *Appl. Phys. B, Lasers and Optics*, B61, 569-579.
- Nikitichev A.A., Stepanov A.I., 1999, "2- $\mu$ m lasers for optical monitoring", *J. Opt. Technol.* 66 (8), 718-723.
- Vieira Jr N.D., Mollenauer, L.F., 1985, "Single-frequency, single-knob tuning of a cw color center laser", *IEEE J. Quantum Electr.* QE-21 (3), 195-201
- Park, J.R., Yoon T.H., Chung M.S., Lee H., 1999, "Unidirectional single-mode Nd:YAG laser with a planar semimonolithic ring cavity", *Appl. Opt.*, 38 (21), 4566-4569.
- Ranieri I.M. et al. 2000, Growth and characterization of LiGd<sub>1-x-y</sub>Y<sub>x</sub>Nd<sub>y</sub>F<sub>4</sub> single crystals", *J. Crystal Growth* 217, 145-150
- Steele R., 2000, "The laser marketplace 2000 – part II: diode lasers", *Laser Focus World* 36 (2), 52-27.
- Taczak T.M., Killinger D.K., 1998, "Development of a tunable, narrow-linewidth, cw 2.066- $\mu$ m Ho:YLF laser for remote sensing of atmospheric CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O", *Appl. Opt.* 37 (36), 8460-8476.
- Zayhowski J. J., 1999, "Microchip lasers", *Opt. Materials* 11, 255-267.

## SINGLE FREQUENCY STABILIZATION IN A COUPLED CAVITY ND:GYLF LASER BY INTERFEROMETRIC CONTROL OF THE CAVITY'S LENGTH

### Paulo S. F. de Matos

Centro de Lasers e Aplicações; Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares; Travessa R. 400 Cidade Universitária; 00508-970 São Paulo - SP  
psmatos@net.ipen.br

### Niklaus U. Wetter

Centro de Lasers e Aplicações; Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares; Travessa R. 400 Cidade Universitária; 05508-970 São Paulo - SP  
nuwetter@net.ipen.br

### Gessé E. C. Nogueira

Centro de Lasers e Aplicações; Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares; Travessa R. 400 Cidade Universitária; 00508-970 São Paulo - SP

*Single frequency stabilization in solid state laser resonators is essential for many applications as for example LIDAR (Light Detection And Ranging) or high resolution spectroscopy. Nowadays there exists a whole new branch of lasers, which are very well suited for these diverse applications, which are based on laser crystals optically pumped by high power semiconductor diodes. These lasers are very compact and have only minimal demands on the local infrastructure. We use a new technique, based on the combination of active and passive stabilization techniques, which allows use to achieve a greatly enhanced frequency selectivity. Using a high power diode, operating at 792 nm, we pump longitudinally a Nd:GYLF laser crystal. This new crystal can be made very small without reducing its efficiency and therefore the overall cavity length is also very small (less than one cm). With an electrostrictive actuator and a closed feedback loop we stabilize as few as possible laser resonator modes. This is done by detuning the spectral hole burning modes (SHB) of the laser crystal from the cavity modes through nanometric adjustment of the cavity length and crystal position. Finally the effective reflectivity of the coupled cavity is adjusted to give high loss for all remaining frequencies except one.*

Interferometric length control, single frequency laser, closed feedback loop