

Auto-pulsação em Lasers de Semicondutor por Bloqueio de Modos e por Injeção

Pedro Tavares, J. Ferreira da Rocha, L. Botelho Ribeiro, Orlando Frazão, António F. Cunha

Resumo – Este artigo descreve duas técnicas de operar um laser de semicondutor em regime pulsado, nomeadamente o mecanismo de bloqueio de modos e bloqueio por injeção. Para cada uma delas faz-se uma descrição funcional, apresenta-se a teoria matemática respectiva e simula-se numericamente o seu funcionamento. O mecanismo de auto-comutação do factor de qualidade em laser DFB multi-contactos é também descrito.

Abstract – This article describes two techniques for operating a semiconductor laser in a pulsed regime, namely the mode locking and injection locking mechanisms. For each one we present the operational principle, the theory and simulation results. We also describe the self Q-switching mechanism in multi-sections DFB lasers.

I. INTRODUÇÃO

Neste artigo estudam-se dois processos que permitem operar um laser semicondutor em modo pulsado. A primeira técnica resulta do sincronismo em fase dos modos ópticos da cavidade (*Mode locking*) que é conseguido, quer de forma passiva, quer activa. A outra técnica, denominada bloqueio por injeção (*Injection locking*) apesar de mais complexa resulta também em auto-pulsação. No texto que se segue, estes processos serão referenciados pelas duas primeiras letras da designação na língua inglesa.

A primeira demonstração usando ML activo com cavidade externa foi efectuada em 1978 [1], e desde essa data, têm sido anunciadas diversas técnicas experimentais e trabalho teórico, no sentido de obter impulsos mais estreitos e maiores ritmos de geração. A técnica que produz os impulsos mais curtos é o ML sendo actualmente possível gerar impulsos com algumas centenas de femto-seconds e taxas de repetição de 350GHz [2].

II. BLOQUEIO DE MODOS

Nesta secção estuda-se processo de auto-pulsação denominado por bloqueio de modos, tradução livre do termo inglês *Mode Locking*. Como já é habitual utilizar-se-à o acrónimo ML para o designar sempre que necessário. De todas as técnicas, o ML é a que gera os impulsos ópticos mais estreitos, sendo esta a principal vantagem face às suas concorrentes. Nesta secção abordam-se duas formas de obter ML: no caso de ML

activo usa-se um sinal externo de RF para modular o ganho ou as perdas de um laser de contacto único; no caso de ML passivo não se usam sinais externos mas os lasers têm um absorvedor saturável integrado ou externo. Como o próprio nome deixa adivinhar, o ML é alcançado sincronizando em fase um número distinto de modos longitudinais de um laser, todos com frequências muito próximas [3]. A soma de vários modos de diferentes frequências e fases aleatórias, produz uma saída média aleatoriamente distribuída do campo eléctrico e da intensidade no domínio temporal. A Fig. 1 ilustra este facto para três ondas sinusoidais desfasadas e de frequências angulares ω , 2ω e 3ω .

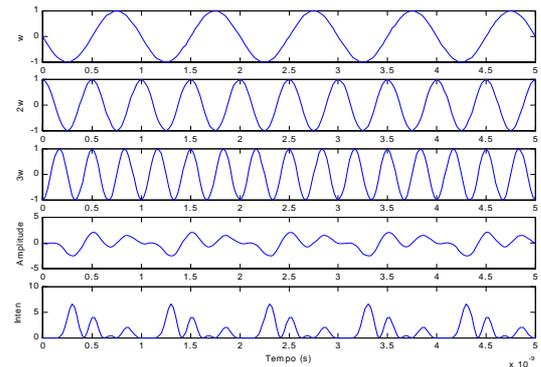


Fig. 1 - Amplitude e intensidade da soma de 3 ondas fora de fase.

Se as mesmas três ondas forem somadas em fase, verifica-se que produzem uma saída em que a amplitude do campo eléctrico total e a intensidade têm uma característica repetitiva. Este facto está ilustrado na Fig. 2.

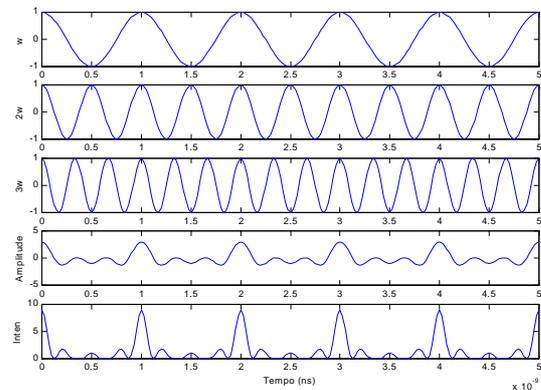


Fig. 2 - Amplitude e intensidade da soma de 3 ondas em fase.

A. Teoria Geral

A separação em frequência dos modos longitudinais numa cavidade laser é dada por $\delta v = c/2n_a L$, onde c/n_a é a velocidade do feixe na camada activa e L é a separação entre os espelhos da cavidade. O número de modos que oscila é limitado pela largura de banda espectral, $\Delta\omega$, dentro da qual o ganho do laser excede as perdas da cavidade. A saída do laser consiste na soma de todos os modos que oscilam na cavidade e que normalmente oscilam independentemente uns dos outros. Nestas condições o campo eléctrico, não considerando a distribuição espacial, é dado por [3].

$$E(t) = E_o \sum_{n=0}^{N-1} e^{j(\omega_n t + \phi_n)} \quad (1)$$

onde N é o número de modos, ω_n é a frequência angular, ϕ_n a fase e E_o a amplitude de cada modo. A diferença em frequência angular entre os modos é dada por:

$$\omega_{n+1} - \omega_n = \delta\omega = 2\pi\delta v = \frac{2\pi c}{2n_a L} = \frac{\pi c}{n_a L} \quad (2)$$

A intensidade total é dada pelo quadrado do módulo do campo eléctrico. Considerando que os modos oscilam aleatoriamente, isto é, não existe qualquer correlação entre as suas fases e frequências, podemos eliminar os termos cruzados e obter a intensidade total dada por:

$$\begin{aligned} I_{ce}(t) &= |E(t)|^2 = E(t) \cdot E(t)^* = E_o \sum_{n=0}^{N-1} e^{j(\omega_n t + \phi_n)} \cdot E_o \sum_{n=0}^{N-1} e^{-j(\omega_n t + \phi_n)} = \\ &= E_o^2 \sum_{n=0}^{N-1} e^{j(\omega_n t + \phi_n)} e^{-j(\omega_n t + \phi_n)} = N E_o^2 \end{aligned} \quad (3)$$

Assim a intensidade é igual a N vezes a intensidade dos modos individuais, o que já era um resultado esperado. Este valor pode variar ocasionalmente se alguns dos modos sincronizarem aleatoriamente as fases, mas para grandes valores de N não varia significativamente do valor médio [3].

No caso de todos os modos oscilarem em fase, isto é, $\phi_n = \phi_o$ para todo o n , o campo eléctrico total é dado por:

$$E(t) = E_o \sum_{n=0}^{N-1} e^{j(\omega_n t + \phi_o)} = E_o e^{j\phi_o} \sum_{n=0}^{N-1} e^{j\omega_n t} \quad (4)$$

Definindo ω_n como $\omega_n = \omega_{N-1} - n\delta\omega$, pode-se rescrever a equação (4) da seguinte forma:

$$E(t) = E_o e^{j\phi_o} \sum_{n=0}^{N-1} e^{j(\omega_{N-1} - n\delta\omega)t} \quad (5)$$

que depois de expandida se transforma em:

$$E(t) = E_o e^{j(\phi_o + \omega_{N-1}t)} \left[1 + e^{-j\delta\omega t} + e^{-2j\delta\omega t} + \dots + e^{-j(N-1)\delta\omega t} \right] \quad (6)$$

A expressão entre parênteses é uma série finita que tem o valor $\frac{1 - e^{-jN\delta\omega t}}{1 - e^{-j\delta\omega t}}$. Substituindo este resultado na equação (6) e elevando ao quadrado para obtém-se a intensidade dada pela equação seguinte:

$$I_{ce}(t) = E_o^2 \left[\frac{1 - e^{-jN\delta\omega t}}{1 - e^{-j\delta\omega t}} \right]^2 = E_o^2 \frac{\sin^2(N\delta\omega t/2)}{\sin^2(\delta\omega t/2)} \quad (7)$$

Esta expressão varia com o tempo, mas o valor máximo ocorre para:

$$\frac{\delta\omega t}{2} = 0, \pi, 2\pi, \dots, n\pi \quad (8)$$

Resolvendo em t e contabilizando a diferença entre dois máximos consecutivos em t_{n+1} e t_n tem-se impulsos em intervalos ΔT_{ML} de:

$$\Delta T_{ML} = t_{n+1} - t_n = \frac{2(n+1)\pi}{\delta\omega} - \frac{2n\pi}{\delta\omega} = \frac{2\pi}{\delta\omega} = \frac{2\pi}{2\pi\delta v} = \frac{1}{\delta v} = \frac{2n_a L}{c} \quad (9)$$

O valor máximo para $I_{ce}(t)$ dada por (7), determina-se avaliando a função em qualquer dos valores de (8), uma vez que o máximo é o mesmo para qualquer desses valores. Escolhendo o caso mais simples ($\delta\omega t/2=0$) e tomando o limite de $I_{ce}(t)$ quando $\delta\omega t/2$ tende para 0, encontra-se a expressão seguinte para o valor do máximo:

$$I_{ce}(t)_{\max} = \lim_{\delta\omega t/2 \rightarrow 0} E_o^2 \frac{\sin^2(N\delta\omega t/2)}{\sin^2(\delta\omega t/2)} = \lim_{\delta\omega t/2 \rightarrow 0} E_o^2 \frac{N^2 (N\delta\omega t/2)^2}{(\delta\omega t/2)^2} = E_o^2 N^2 \quad (10)$$

De acordo com [3], a largura total a meia altura (FWHM) do impulso óptico é dada por $\Delta\tau_{ML} \cong 2\pi/N\delta\omega$. Rescrevendo a expressão (2) como $n_a L/c = \pi/\delta\omega$ obtém-se as seguintes expressões para a largura do impulso:

$$\Delta\tau_{ML} \cong \frac{2\pi}{N\delta\omega} = \frac{2n_a L}{Nc} = \frac{1}{N\delta v} = \frac{1}{\Delta\omega} \quad (11)$$

Analisando a equação anterior verifica-se que o impulso pode ser tão estreito como o inverso da largura de banda do ganho.

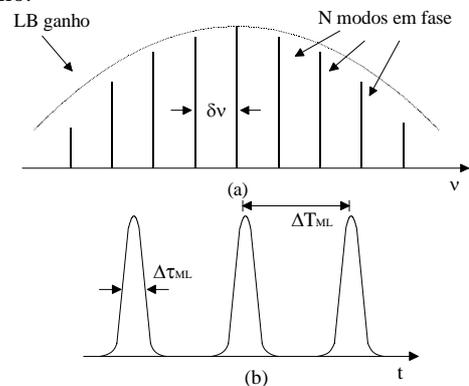


Fig. 3 - Parâmetros associados aos impulsos ML (a) domínio da frequência (b) domínio do tempo.

A Fig. 3 ilustra os resultados anteriormente obtidos no domínio da frequência (a) e do tempo (b).

A Fig. 4 ilustra o andamento da equação (7) simulada em MATLAB com os valores apresentados na Tabela 1.

Tabela 1 – Constantes e parâmetros de simulação.

Descrição	Símbolo	Valor
Velocidade da luz no vazio	c	3e8 m.s ⁻¹
Índice de refração do meio	n _a	1.5
Comprimento da cavidade	L	250 μm
Amplitude do campo eléctrico	E ₀	1e-3 V
Número de modos	N	5

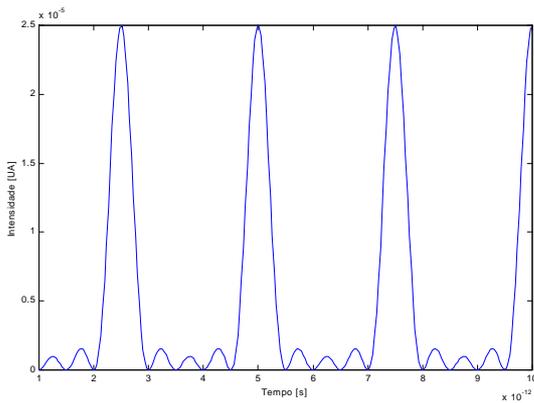


Fig. 4 - Impulsos ML simulados em MATLAB™.

Para os valores anteriores o espaçamento entre modos da cavidade é 400GHz, o período de repetição dos impulsos é 2.5ps e a largura dos mesmos é de 500fs.

B. Bloqueio Activo

B.1. Princípio de Operação

A geração de impulsos de luz por ML activo é alcançada modulando o ganho ou as perdas de um laser semiconductor a uma frequência igual à diferença espectral entre os modos longitudinais ($\delta\nu=c/2n_aL$). O sinal modulante gera bandas laterais e a sincronização em fase de cada modo longitudinal ocorre devido à sobreposição das bandas laterais de modulação com cada um dos modos longitudinais [4].

Os lasers semicondutores têm tipicamente comprimentos de 250μm a 400μm de que resulta um espaçamento intermodal, $\delta\nu$, muito elevado (>100 GHz) e, conseqüentemente, é difícil modular o ganho a essas frequências. A solução óbvia para este problema é aumentar o comprimento da cavidade, operando o dispositivo numa cavidade externa, em que o espaçamento intermodal tem valores adequados à modulação externa. A Fig. 5 ilustra esquematicamente o mecanismo de ML activo. A modulação do ganho do laser a uma frequência igual ao espaçamento intermodal resulta da modulação da corrente de polarização, normalmente usando um oscilador sinusoidal.

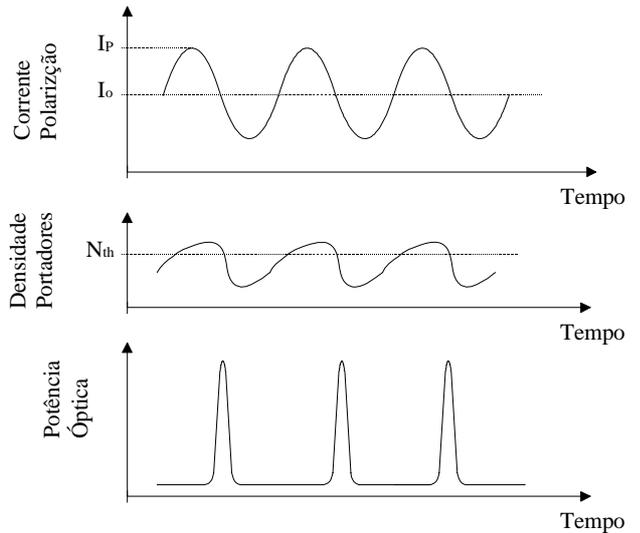


Fig. 5 - Geração de impulsos ópticos por ML activo.

A modulação da corrente contínua provoca por sua vez, a modulação da densidade de portadores à volta do valor de limiar, N_{th} . Ambos os valores da amplitude da corrente I_P e I_0 são escolhidos para criar uma janela temporal muito curta do ganho do laser, o que implica que a densidade de portadores $N(t)$ exceda o valor de limiar por um período de tempo muito curto durante cada período de modulação [5].

A taxa de repetição dos impulsos é igual à frequência da corrente de excitação. O desvio da frequência de modulação da condição de ressonância provoca a degradação dos impulsos aumentando a sua largura do impulso e diminuindo a potência de pico à medida que a diferença aumenta [4]. Um desvio positivo produz um atraso, tal que o impulso óptico, chega ao laser depois do pico do impulso de corrente e provoca um gradual alargamento dos impulsos. Um desvio negativo no qual o impulso óptico chega ao laser antes do pico da corrente leva à produção de um impulso com cauda. Quando o desvio excede 50 a 10kHz ocorre a geração de um segundo impulso [6].

B.2. Configurações com Cavidade Externa

As configurações mais comuns de cavidade externas para operar um laser semiconductor em ML activo estão esquematicamente mostradas na Fig. 6 [5].

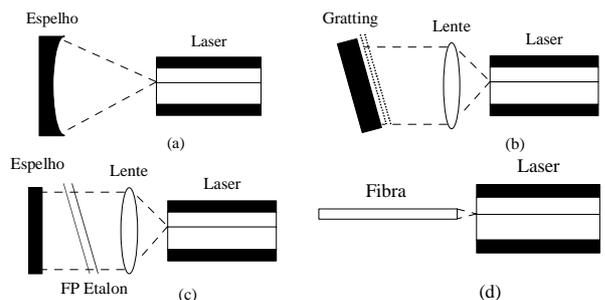


Fig. 6 - Configurações com cavidade externa de ML [5].

Uma das primeiras demonstrações de ML activo fez uso da configuração com espelho curvo ilustrada em (a). O laser tinha as duas faces não revestidas e foi colocado perto do centro de curvatura do espelho esférico externo de raio 3 a 5 cm. Obtiveram-se impulsos ópticos com envolvente Gaussiana de 18 a 20ps e taxas de repetição de 2.1 a 3 GHz. Esta configuração tem o inconveniente da taxa de repetição dos impulsos ser controlada pelo espelho usado [7].

As configurações ilustradas em (c) com espelho plano e uma cavidade de FP e em (b) com uma rede de difracção, permitem variar a taxa de repetição dos impulsos e ao mesmo tempo reduzir o espectro óptico. Vários autores reportaram experiências com estas configurações de entre os quais se destaca o trabalho de *Van der Ziel et al.* que usou a configuração (c) para limitar a largura de banda da subcavidade formada pelas faces do laser a apenas um modo longitudinal e obter impulsos de 60ps [6].

Na configuração ilustrada em (d) a face do laser com revestimento AR está opticamente acoplada à fibra óptica monomodo usando uma microlente. A fibra pode ter um revestimento altamente reflectivo ou um reflector DBR na outra extremidade [5].

Quando se opera um laser semiconductor numa cavidade externa o espectro óptico resultante é mais complicado do que o habitual e consiste em conjuntos de modos da cavidade externa separados pelo espaçamento intermodal do laser, $\delta\nu$ (ver Fig. 7). Este efeito é inteiramente dependente da reflectividade da face interior do dispositivo. Se o revestimento aplicado for perfeitamente anti-reflector, o espectro óptico resultante corresponde ao da cavidade entre a face exterior do laser e o reflector externo. A reflectividade da face interior afecta fortemente a largura de banda disponível para ser bloqueada por modulação externa. Se não houver revestimento AR a LB disponível é reduzida da largura intrínseca do ganho (20 a 30 nm) para menos do espaçamento modal da cavidade (0.3 a 0.4µm). Este problema evita-se aplicando um revestimento AR na face interior em que a reflectividade residual deve ser menor que 10^{-4} [4].

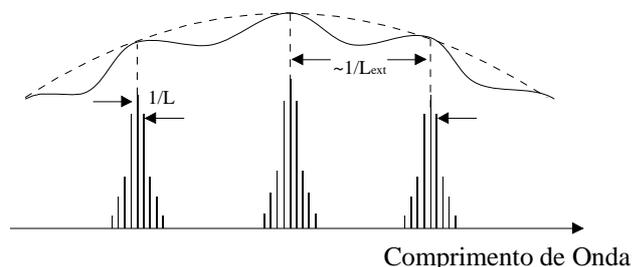


Fig. 7 - Espectro óptico típico de um laser com cavidade externa.

B.3. Tratamento Teórico

O formalismo matemático associado a esta técnica motivou imensos investigadores. A teoria analítica desenvolvida por *Haus* [8], segue uma aproximação “self-consistent profile” para forçar o bloqueio de modos de um

laser. Esta aproximação é baseada numa configuração em anel do laser constituída por um meio de ganho, um modulador de ganho/perdas e um meio dispersivo com uma excitação de onda progressiva viajando numa direcção à volta do laser. As premissas desta teoria são:

As alterações da envolvente do impulso por passagem na cavidade devidas ao ganho, perdas e modulação, são pequenas.

O ganho ou perdas são sinusoidais, ou seja, os desvios da forma sinusoidal do ganho ou das perdas devido à interacção electrão-lacuna no laser são desprezáveis.

A frequência de modulação é igual à separação em frequência dos modos da cavidade.

Segundo este modelo a envolvente do impulso é Gaussiana e a sua largura é dada pela equação (12), em que M é o coeficiente de modulação, ω_M é a frequência de modulação e ω_D a largura de banda espectral efectiva.

$$\Delta\tau_{MLA} = M^{1/4} \sqrt{\omega_M \omega_D} \quad (12)$$

Se o laser for operado numa cavidade externa, é necessário considerar uma aproximação diferente do perfil de ganho de *Lorentz*, o que complica consideravelmente a solução do problema, sendo, no entanto, possível encontrar uma solução analítica. Nesta situação a largura dos impulsos gerados num laser não revestido é dada pela expressão (13) [8]:

$$\Delta\tau_{MLAe} = 2(\ln 2)^{1/2} \left(\frac{n_a L}{\omega_M c} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{2g_o M} \frac{U(1/R_{ext} - R_{ext})}{U^2 + 2U/R_{ext} + 1} \right)^{1/4} \quad (13)$$

em que $U = [(n_a - 1)/(n_a + 1)]$ com R_{ext} sendo a reflectividade efectiva do espelho exterior.

O modelo teórico descrito é bastante preciso na previsão do comportamento de um laser ML com cavidade externa que gera impulsos de duração maiores do que 10 a 15ps. A sua maior vantagem é que a envolvente do impulso e os seus parâmetros podem ser obtidos analiticamente. No entanto os resultados do modelo não concordam com os resultados experimentais para lasers que geram impulsos abaixo dos picosegundos. A discrepância surge do facto do ganho ou da densidade de portadores serem tratados assumindo uma modulação sinusoidal. O acoplamento dinâmico entre as densidades de fótons e portadores na cavidade laser resulta num desvio da forma de onda do ganho da sinusoidal. A premissa de pequenas variações nos diferentes elementos da cavidade também não é muito precisa devido ao elevado ganho dos lasers semicondutores [9].

C. Bloqueio Passivo

C.1. Principio de Operação

Nesta técnica o laser é polarizado apenas com uma corrente contínua, não se usando qualquer tipo de modulação RF externa. A configuração da cavidade, com um absorvedor saturável, está esquematicamente ilustrada na Fig. 8.

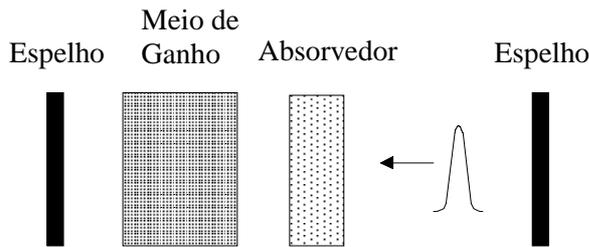


Fig. 8 - Configuração da cavidade em ML passivo com absorvedor saturável.

O elemento chave desta técnica é um absorvedor saturável adequado porque é preciso assegurar que a energia de saturação do absorvedor, E_s^a , seja menor que a do meio de ganho, E_s^g , tal como descrito na equação (14), onde A_t é a área transversal do modo óptico.

$$E_s^a \equiv \frac{\hbar\omega A_t}{\partial a / \partial n} < \frac{\hbar\omega A_t}{\partial g / \partial n} \equiv E_s^g \quad (14)$$

Como já foi referido, um absorvedor saturável apresenta elevadas perdas para baixos níveis de intensidade podendo, no entanto, ficar transparente para elevadas intensidades.

O ML passivo é um processo que começa por si próprio e é induzido pelas flutuações espontâneas da densidade de fótons na cavidade. Algumas dessas flutuações, que podem ser de curta duração, podem ser amplificadas, pelo meio de ganho, o suficiente para serem transmitidas com pouca atenuação pelo absorvedor saturável.

Em cada viagem na cavidade, a acção combinada do meio de ganho e do absorvedor saturável leva ao estreitamento do impulso, amplificando o pico e atenuando as partes da frente e de trás. Em situação contínua este estreitamento é balanceado por mecanismos de alargamento, por exemplo, a dispersão e a dessintonia. Para se ter ML estável é necessário ter mudanças substanciais, quer no ganho, quer nas perdas durante a passagem do impulso. Assim, é desejável que a taxa de repetição dos impulsos seja da ordem do tempo de recuperação do ganho ou das perdas. A diferença fundamental entre o ML passivo e o QS passivo é que contrariamente ao QS, onde a taxa de repetição é função das amplitudes das correntes de polarização, a taxa em lasers ML passivos é determinada pelo tempo de ida e volta da cavidade laser e não é dependente das condições de excitação.

A absorção saturável pode ser deliberadamente introduzida numa cavidade laser de variadas formas, como por exemplo através do bombardeamento de prótons ou implantação de iões. O primeiro método foi usado por *Van der Ziel et. al.* que reportou a observação de impulsos de 0.65ps com uma taxa de repetição de 1GHz num laser que tinha um absorvedor saturável embutido na face de saída [10].

C.2. Tratamento Teórico

O desenvolvimento de um modelo teórico compreensível para esta técnica não tem suscitado grande interesse quando comparado como modelo para o ML activo. As teorias analíticas [11] seguem a aproximação “self-consistent profile” já referida e as aproximações numéricas são baseadas nas soluções das equações diferenciais parciais de onda progressiva onde se adicionam termos que descreve a acção do absorvedor saturável [12]. Seguindo a aproximação desenvolvida por *Haus* para uma cavidade laser em anel considera-se que a envolvente do impulso, denotada por $A(z,t)$, é dada pela expressão (15), uma função do tempo e da coordenada espacial z .

$$A(t, z) = \frac{A_o}{\cosh \gamma(z - v_g t)} \quad (15)$$

Chega-se então à expressão para calcular a largura do impulso dada por [11]:

$$\Delta \tau_{MLP} = \frac{2 \ln(1 + \sqrt{2})^{1/2}}{v_g \gamma} \quad (16)$$

em que γ é o pico do perfil do ganho.

III. BLOQUEIO POR INJEÇÃO

As propriedades IL dos lasers têm sido extensivamente investigadas, destacando-se o trabalho de *Pantell* [13] que apresenta uma análise baseada na equação de campo e na equação dinâmica da densidade de portadores. Esta formulação é adequada a lasers cujo tempo de vida dos portadores é comparável, ou ligeiramente maior, do que o tempo de vida dos fótons. Uma análise teórica que trata especificamente de lasers semicondutores foi reportada por *Otsuka e Tarucha* [14] e posteriormente por *Lang* [15]. A análise de *Lang* adopta uma formulação similar à de *Pantell*, mas incorpora uma característica dos lasers semicondutores que não tinha sido considerada anteriormente, isto é, a forte dependência do índice de refração do meio activo com a densidade de portadores injectada. É a formulação de *Lang* que seguimos adiante.

A. Modelo Matemático

O modelo conceptual para um laser semiconductor com injeção externa de luz está ilustrado na Fig. 9. Um feixe óptico coerente, com frequência angular ω_{inj} , proveniente de uma fonte externa é injectado no laser através de uma das faces.

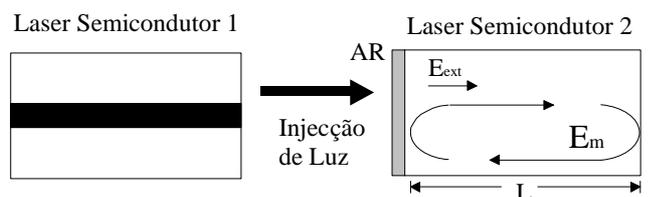


Fig. 9 – Modelo do laser com injeção exterior de luz.

O mecanismo de IL é governado pelo seguinte conjunto de equações diferenciais:

$$\frac{dE_m(t)}{dt} = \frac{1}{2} [G(N) - \alpha] E_m(t) - i[\omega(N) - \omega_{inj}] E_m(t) + \kappa E_{ext} \quad (17)$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = [G(N) - \alpha] S(t) + \beta_{sp} \frac{N(t)}{\tau_n} \quad (18)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_n} - G(N) [E_m(t)]^2 + S(t) \quad (19)$$

A equação (17) descreve o comportamento do campo eléctrico no modo longitudinal da cavidade laser que interage com a luz externa injectada. Nesta equação α representa as perdas da cavidade, sendo igual ao inverso do tempo de vida dos fotões, $G(N)$ e $\omega(N)$ representam, respectivamente, o ganho modal e a frequência ressonante do modo da cavidade, no qual a luz é injectada, sendo ambos, dependentes da densidade de portadores, N , e da frequência de oscilação do modo, o que não se representa explicitamente. A amplitude do campo eléctrico da luz acoplada à cavidade é representado por E_{ext} considerando unidades de $(\text{fotões}/\text{m}^3)^{1/2}$. O parâmetro κ é o inverso do tempo de ida e volta da cavidade definido pela equação (20) em que n_a representa o índice de refração da zona activa, L o comprimento da cavidade e c a velocidade da luz no vácuo.

$$\kappa = \frac{c}{2n_a L} \quad (20)$$

O campo injectado adiciona E_{ext} à amplitude do campo propagado dentro da cavidade, sempre que este passa pela face, isto é, em intervalos de $1/\kappa$, que é o tempo de ida e volta da cavidade. A conversão entre a amplitude do campo eléctrico externo, E_{ext} em potência óptica pode ser feita usando a equação (21), onde d e w são a espessura e largura da camada activa respectivamente.

$$P_{ext} = E_{ext}^2 d w h \nu c \quad (21)$$

Se a dessintonia aumentar torna-se possível a excitação do modo axial vizinho que pode ser representada pela equação (18) para a densidade de fotões nesse modo, onde o parâmetro β_{sp} é o coeficiente de emissão espontânea e τ_n é o tempo de vida dos portadores.

A equação (19) descreve a densidade de portadores, onde J é a taxa de injeção de portadores por unidade de volume dada pela equação (22), em que I é a corrente de polarização, V_c o volume da região activa e q a carga do electrão.

$$J = \frac{I}{qV_c} \quad (22)$$

O conhecimento da dependência do ganho G e da frequência de ressonância, ω da cavidade com a densidade de portadores N e com a frequência de oscilação Ω permite analisar o comportamento do laser com injeção

externa de luz através das equações (17)-(19). Em concordância com as condições experimentais vulgares para o IL, como em [16], verifica-se que N e Ω desviam-se apenas ligeiramente da densidade de portadores no limiar, N_{th} e da frequência de ressonância da cavidade no limiar, ω_{th} , respectivamente. Por esta razão, $G(N)$ e $\omega(N, \Omega)$ são aproximados por uma série de Taylor até à primeira ordem e podem ser expressos por:

$$G(N) = \alpha + g_o (N - N_{th}) \quad (23)$$

e

$$\omega(N, \Omega) = \omega_{th} + \frac{\partial \omega}{\partial N} (N - N_{th}) - \left(\frac{n_{ef}}{n_a} - 1 \right) (\Omega - \omega_{th}) \quad (24)$$

O coeficiente de ganho diferencial g_o é calculado para $N=N_{th}$ e é dado pela expressão (25), onde K_g é a constante de ganho, v_g é a velocidade de grupo e Γ é o factor de confinamento.

$$g_o = \frac{\partial G(N)}{\partial N} = K_g \cdot v_g \cdot \Gamma = K_g \cdot \frac{c}{n_{ef}} \Gamma \quad (25)$$

O índice de refração efectivo é definido como:

$$n_{ef} = n_a + \Omega \left(\frac{\partial n_a}{\partial \Omega} \right) \quad (26)$$

A dependência do ganho com a frequência não foi considerada porque o seu espectro é muito mais largo do que a separação dos modos axiais. Para simular soluções numéricas é conveniente adoptar as normalizações e as definições de variáveis que se seguem:

$$y_o = E_m \sqrt{\frac{\alpha}{J_{th}}} \quad z_u = \frac{S \alpha}{J_{th}} \quad x = \frac{g_o (N - N_{th})}{\alpha}$$

$$r = \frac{J - J_{th}}{J_{th}} \quad d_{co} = \frac{\omega_{inj} - \omega_{th}}{\alpha} \quad T_n = \alpha t$$

$$q_{ext} = \frac{\kappa E_{ext}}{\sqrt{\alpha J_{th}}} \quad m = \frac{g_o J_{th} \tau_n}{\alpha} \quad p = n_{ef} / n_a$$

$$a = \frac{1}{\tau_n \alpha} \quad z_o = |y_o|^2 \quad (27)$$

A substituição de (23) e (24) em (17)-(19) juntamente com o conjunto de parâmetros normalizados conduz ao conjunto de equações básicas que descrevem as propriedades IL num laser semiconductor.

$$\frac{dy_o}{dT} = \left[\frac{1}{2} x + i \left(R \frac{x}{2} + p d_{co} \right) \right] y_o + q_{ext} \quad (28)$$

$$\frac{dz_u}{dT} = x z_u + \beta_{sp} \quad (29)$$

$$\frac{dx}{dT} = a[-x - m(1+x)(z_o + z_u) + mr] \quad (30)$$

A.1. Soluções em Regime Contínuo

As condições para o IL com excitação contínua e potência injectada constante podem ser derivadas das soluções em estado estacionário das equações (28)-(30). Fazendo $dy_o/dT=0$ em (28), a saída normalizada, Z_o , vem expressa por:

$$Z_o = |y_o|^2 = \frac{q_{ext}^2}{\frac{x^2}{4} + \left(R\frac{x}{2} + pd_{co}\right)^2} \quad (31)$$

A potência normalizada do modo axial vizinho é encontrada fazendo $dz_u/dT=0$ em (29) e fica expressa pela seguinte equação:

$$Z_u = -\frac{\beta_{sp}}{x} \quad (32)$$

Substituindo as equações anteriores em (30) e fazendo $dx/dT=0$, a densidade de portadores normalizada pode ser calculada pela seguinte expressão:

$$-x - m(1+x) \left\{ \frac{q_{ext}^2}{\frac{x^2}{4} + (R\frac{x}{2} + pd_{co})^2} - \frac{\beta_{sp}}{x} \right\} + mr = 0 \quad (33)$$

A expressão (33) é de quarto grau e não tem resolução analítica sendo necessário reduzi-la à forma canónica e a partir daí obter numericamente as raízes. Para a forma canónica dada pela expressão (34), os coeficientes são expressos pelas equações (35).

$$ax^4 + bx^3 + cx^2 + dx + e = 0 \quad (34)$$

$$\begin{aligned} a &= R^2 + 1 \\ b &= -m\beta_{sp} - m\beta_{sp}R^2 + 4Rpd_{co} - mr - mrR^2 \\ c &= 4mq_{ext}^2 - m\beta_{sp} - R^2m\beta_{sp} - 4Rpd_{co}m\beta_{sp} + 4p^2d_{co}^2 - 4mrRpd_{co} \\ d &= 4mq_{ext}^2 - 4Rpd_{co}m\beta_{sp} - 4p^2d_{co}^2m\beta_{sp} - 4p^2d_{co}^2mr \\ e &= -4p^2d_{co}^2m\beta_{sp} \end{aligned} \quad (35)$$

A.2 Gama de Bloqueio

Uma expressão analítica aproximada para a gama de bloqueio pode ser derivada das equações estacionárias para níveis de excitação suficientemente acima do limiar e níveis de injeção de luz não demasiado grandes, sendo dada, para $R < 0$ pela equação (36) [15]:

$$-\frac{1}{p} \sqrt{1+R^2} \frac{q_{ext}}{\sqrt{r}} < d_{co} < \frac{1}{p} \frac{q_{ext}}{\sqrt{r}} \quad (36)$$

Esta expressão basicamente relaciona a dessintonia (d_{co}) com a excitação relativa (r) e indica que a gama de bloqueamento aumenta quando $R=0$, no entanto, só numa parte deste intervalo é que se obtém um bloqueamento estável.

B. Ambiente e Resultados de Simulação

A Fig. 10 ilustra a aplicação implementada em *MATLAB* para estudar o mecanismo de bloqueamento por injeção. A aplicação faz uso das equações normalizadas previamente apresentadas e dos parâmetros do laser apresentados na Tabela 2.

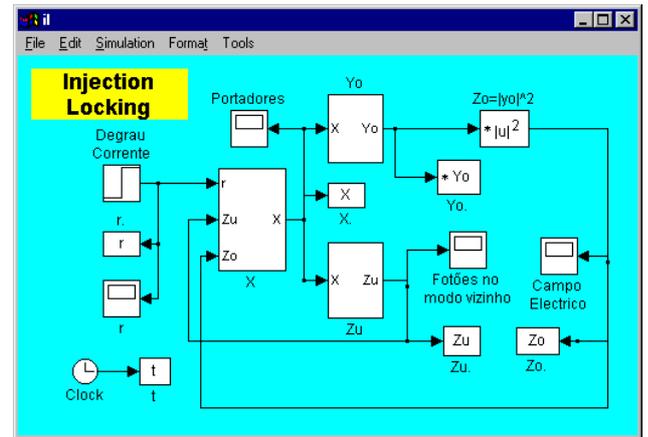


Fig. 10 - Ambiente de simulação do IL.

Tabela 2 - Parâmetros de simulação do IL.

Parâmetro		Valor
Comprimento da RA	L	500 μm
Largura da Região Activa	w	1.6 μm
Espessura da Região Activa	d	0.16 μm
Volume da Região Activa	V_c	$1.28 \times 10^{-16} \text{ m}^3$
Comprimento de onda	λ	1.3114 μm
Tempo de vida dos fotões	τ_p	2 ps
Tempo de vida dos portadores	τ_n	2 ns
Coef. de emissão espontânea	β_{sp}	5.5×10^{-5}
Corrente de limiar	I_{th}	14.2 mA
Constante de ganho	K_g	$2 \times 10^{-20} \text{ m}^2$
Índice de Refracção da RA	n_a	3.5
Índice de refracção efectivo	n_{ef}	3.8
Factor de confinamento	Γ	0.28
Ganho diferencial	g_o	$4.42 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$

Quando a luz é injectada na cavidade pode existir bloqueio estável (BE) ou bloqueio instável com auto-pulsação (BIA) provocando uma instabilidade no dispositivo aumentando, em degrau, a corrente de polarização. Este degrau de corrente só pode ser aplicado depois do laser atingir o estado estacionário resultante da incidência de potência óptica numa das faces. Antes de sofrer o degrau o laser deve estar polarizado com uma corrente sensivelmente acima da corrente de limiar. Em todo o processo de simulação considerou-se que a corrente de polarização inicial, I_i é 14.5mA ($r_i = 0.0211$).

A Fig. 11 mostra graficamente a variação dos intervalos de BE e BIA em função do degrau de corrente aplicado ao laser. Assume-se que o tempo de comutação é zero e que a potência incidente na face do laser é $P_{ext}=1.2mW$ ($q_{ext}=0.0460$). As curvas que definem a gama de BE foram obtidas por computação directa da expressão (36) e a curva que define a gama de BIA foi obtida por simulações exaustivas.

Apesar das simulações terem sido efectuadas com parâmetros normalizados, os resultados são apresentados em valores absolutos para mais fácil compreensão e análise. A dessintonia não normalizada é definida pela diferença entre o comprimento de onda da luz incidente e o comprimento de onda da luz dentro da cavidade polarizada perto do limiar. Assim, valores negativos deste parâmetro indicam que o comprimento de onda da luz injectada é menor do que o da luz na cavidade.

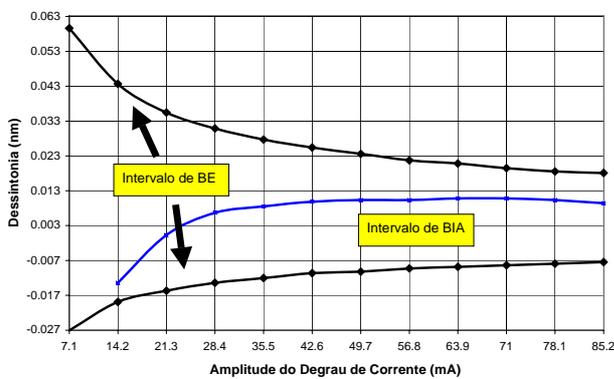


Fig. 11 - Dependência dos intervalos de bloqueio em função do degrau de corrente.

Como era de prever, verifica-se que a gama de BE diminui com $1/\sqrt{r}$ para elevados degraus de corrente. A pulsação obtida perto do limite da gama de BE é de um tipo diferente da que se obtém quando se está dentro do intervalo de BIA.

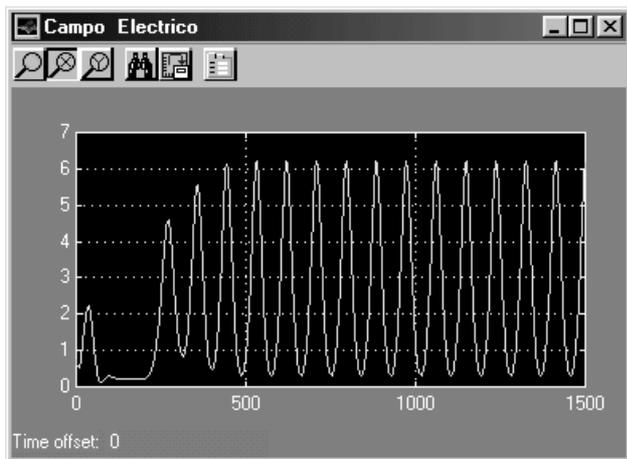


Fig. 12 - Saída do laser para $\Delta I=50mA$ e $D_{co}=0nm$.

A Fig. 12 mostra a saída do laser para uma dessintonia de 0nm e verifica-se que após o degrau de corrente, a potência cresce até atingir um valor estacionário. A Fig. 13 ilustra a saída do laser para uma dessintonia de 16pm.

verificando-se que a potência deixa de ser constante e passa a ser o resultado do batimento entre o modo principal e o modo vizinho.

Ambas as figuras foram obtidas considerando uma potência incidente na face de 1.2mW. Nestas figuras o eixo horizontal representa o tempo normalizado e o eixo vertical representa o comportamento do campo eléctrico normalizado.

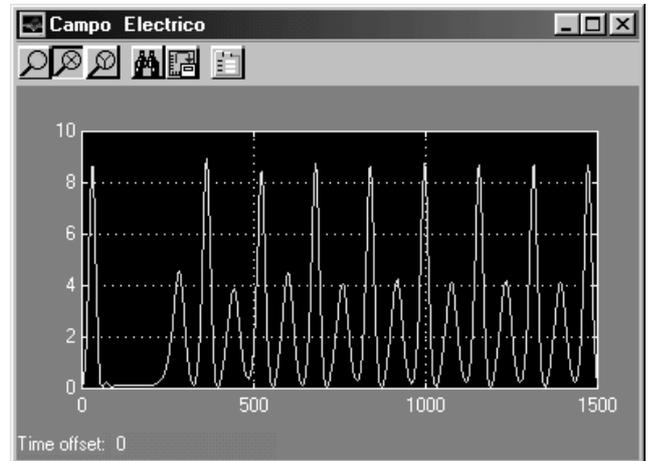


Fig. 13 - Saída do laser para $\Delta I=50mA$ e $D_{co}=16pm$.

A Fig. 14 ilustra a variação da frequência de auto-pulsação em função da amplitude do degrau de corrente para vários valores de potência incidente considerando sempre uma dessintonia nula. Verifica-se que para potências incidentes mais baixas o dispositivo apresenta uma maior gama de frequências de pulsação. Assim para $P_{ext}=47\mu W$ é possível obter frequências entre os 2.56GHz e os 6.3GHz e para $P_{ext}=7.3mW$ só é possível obter frequências entre os 8.61GHz e os 8.88GHz.

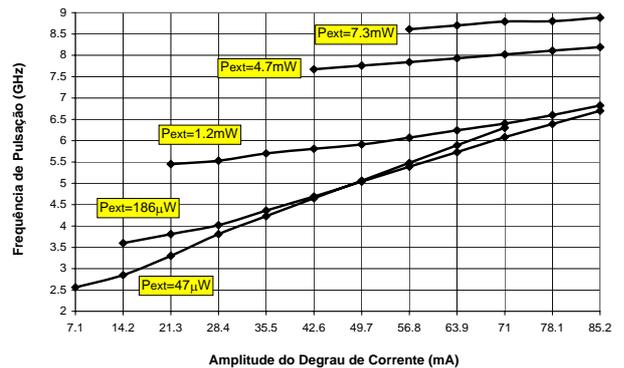


Fig. 14 - Variação da frequência de pulsação com o degrau para $D_{co} = 0nm$.

IV. AUTO-PULSAÇÃO EM LASERS MULTI-CONTACTOS DFB

As condições para obter a auto-pulsação em lasers de duas secções foram derivadas por Ueno *et al.* [17]. Um parâmetro importante é o quociente entre o tempo de vida dos portadores na região de ganho e no absorvedor saturável. No caso deste parâmetro ter um valor baixo

ocorre biestabilidade, mas se tiver valores maiores ocorre auto-pulsção. A dopagem selectiva da região absorvedora provoca uma diminuição do tempo de vida dos portadores sendo este um dos métodos mais utilizados. Existem, no entanto, relatos de dispositivos DFB que não sofreram qualquer tipo de tratamento e exibem pulsção. Segundo *Ueno et al.* este facto explica-se devido à existência não intencional de centros absorvedores criados por defeitos aquando do crescimento dos dispositivos. Apesar de apresentar boa concordância com os resultados experimentais, a teoria de *Ueno et al.* não contemplava lasers DFB e dispositivos de três secções.

Em 1992, é publicado o primeiro trabalho sobre auto-pulsção em lasers DFB de duas secções sem qualquer tipo de manipulação tecnológica para apresentarem menores tempo de vida dos portadores na região absorvedora [18]. O dispositivo utilizado era um laser DFB de duas secções a $1.35\mu\text{m}$ com faces não revestidas em que era possível alterar o comprimento de ambas as secções. Os autores obtiveram uma frequência de auto-pulsção de 2.72GHz com correntes de 131.8mA na secção de $330\mu\text{m}$ e 63.4mA na secção de $70\mu\text{m}$. Outras frequências foram obtidas alterando os níveis de injeção e o comprimento das secções. Os autores demonstraram que, contrariamente aos laser de FP, não eram necessárias assimetrias nas secções para obter auto-pulsção, o que do ponto de vista tecnológico, representa um avanço assinalável. Estes resultados não estavam em concordância com o modelo de *Ueno et al.* Implicitamente também deixaram no ar a ideia que a auto-pulsção em lasers DFB é de um tipo diferente da observada em lasers de FP.

A explicação e o formalismo matemático deste fenómeno não tardaram em aparecer. Em 1993 *U. Bandelow et al.* [19] propõem um modelo que explica a auto-pulsção em lasers DFB de duas secções sem necessitar de considerar a existência de ganho não linear (absorvedores saturáveis) e tempos de vida dos portadores assimétricos. Segundo estes autores, um aumento da assimetria das polarizações conduz a que as posições espectrais das ressonâncias da realimentação de ambas as secções se desviem, uma relativamente à outra, devido à dependência do índice de refração com a densidade de portadores.

Se a ressonância principal da secção mais polarizada se cruzar com o primeiro mínimo do espectro da outra secção atinge-se uma potencial instabilidade ocorrendo auto-pulsção.

Num trabalho posterior [20] compararam-se experimentalmente o ruído de intensidade relativo (RIN) e o espectro óptico da auto-pulsção em lasers multicontactos em que uma secção, polarizada abaixo do limiar, se comporta como um absorvedor saturável e lasers DFB mulicontacto com todas as secções polarizadas acima do limiar. De ensaios realizados com um laser DFB de três secções a $1.55\mu\text{m}$ com $I_{th} = 63.6\text{mA}$ e um laser maciço de FP com duas secções a $1.62\mu\text{m}$ com uma corrente de limiar de 24mA , verificou-se que a auto-pulsção nos dois tipos de laser é diferente.

Propõem os autores [20] que a auto-pulsção em lasers DFB surge devido à troca dinâmica de portadores entre as duas distribuições assimétricas que resultaram do esgotamento espacial de portadores em lasers DFB. Assim sendo, concluíram, que a pulsção em lasers DFB é governada pela dinâmica dos portadores e não pela dinâmica dos fotões. Esta teoria, apenas válida para frequências de auto-pulsção com centenas de megahertz acaba por cair devido ao aparecimento de artigos, reportando auto-pulsção de alguns gigahertz em lasers DFB [21], [22].

A teoria que actualmente prevalece é um refinamento de [19] e explica a pulsção em lasers DFB de duas secções recorrendo ao conceito de auto-comutação dispersiva do factor de qualidade (*dispersive self Q-switching*) [23]. Este efeito ocorre quando uma secção está polarizada com um alto nível de injeção, actuando como a secção de ganho. A outra secção opera perto da transparência actuando principalmente como reflector dependente do comprimento de onda. A posição do comprimento de onda, gerado relativamente ao espectro de realimentação da secção reflectora, depende da diferença do índice de refração das duas secções que, por sua vez, varia quando a densidade de portadores se altera. Se estiver perto de um mínimo da realimentação da secção reflectora, o comprimento de onda desloca-se devido a qualquer flutuação da densidade de portadores, verificando-se, neste caso, uma alteração no valor Q da cavidade. Esta comutação dispersiva do Q pode actuar como a força motriz para a auto-pulsção de uma maneira similar à comutação do Q num laser com absorvedor saturável em dispositivos de FP.

V. CONCLUSÕES

O bloqueio de modos é a técnica que permite obter os impulsos mais curtos podendo também ser realizada de forma activa ou passiva. A forma mais comum é a activa e obtém-se modulando o laser a uma frequência igual à separação espectral dos modos longitudinais. É quase sempre necessário usar uma configuração com cavidade externa para expandir o comprimento da cavidade e assim diminuir a frequência de modulação. A forma passiva usa elementos com características de absorvedores saturáveis.

Outra técnica estudada para obter auto-pulsção foi o bloqueio por injeção, em que a luz de um laser é injectada num outro, através de uma face com revestimento AR. Deste tipo de abordagem pode resultar bloqueio estável ou instável com auto-pulsção, se for provocada uma instabilidade no laser, aumentando em degrau a sua corrente de polarização. Por simulação, estudou-se o comportamento desta técnica para diferentes valores da dessintonia, amplitude do degrau e potência da luz incidente. Verificou-se que quando o laser opera no limite do intervalo de bloqueio estável com auto-pulsção, a potência óptica de saída, apesar de pulsada, apresenta um comportamento em que são emitidos impulsos com duas amplitudes diferentes. Este comportamento é o resultado do batimento entre o modo principal e o modo vizinho. Mantendo a dessintonia nula e conjugando os

outros dois parâmetros, obtiveram-se frequências de auto-pulsação abrangendo uma gama entre 2.5 e 9GHz.

Por último abordou-se a pulsação em lasers DFB que apresentam oscilação de vários gigahertz. O modelo que actualmente sustenta este fenómeno utiliza um novo conceito denominado auto-comutação dispersiva do factor de qualidade da cavidade.

VI. REFERÊNCIAS

- [1] P.T. Ho, L.A. Glasser, E.P. Ippen, H.A. Haus, "Picosecond pulse generator with a cw GaAlAs laser diode", *Applied Physics Letters*, Vol.33, Nº3, 1978, pg.241-242.
- [2] Y.K. Chen, M.C. Wu, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, M.A. Chin, "Subpicosecond monolithic colliding-pulse mode-locked multiple quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, Vol.58, Nº12, 1991, pg.1253-1255.
- [3] William T.Silfvast, "Laser Fundamentals", Cambridge University Press, 1996.
- [4] K.Y.Lau, "Short pulse and high-frequency signal generation in semiconductor lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol.7, Nº2, 1989, pg.400-419.
- [5] Peter Vasil'ev, "Ultrafast Diode Lasers – Fundamentals and Applications", Artech House, Inc., 1995
- [6] J.P.Van der Ziel, "Active mode locking of a double heterostructure lasers in an external cavity", *Journal of Applied Physics*, Vol.52, Nº7, 1981, pg.4435-4446.
- [7] L.A.Glasser, "Cw modelocking of a GaInAsP diode laser", *Electronics Letters*, Vol.14., 1978, pg.725-726.
- [8] H.A.Haus, "Theory of mode locking of a laser diode in an external resonator", *Journal of Applied Physics*, Vol.51, Nº8, 1980, pg.4042-4049.
- [9] G.H.C.New, J.M.Catherall, "Problems in the self-consistent profile approach to the theory of laser mode locking", *Optics Communications*, Vol.50, Nº2, 1984, pg.111-116.
- [10] J.P.Van der Ziel, W.T.Tsang, R.A.Logan, R.M.Mikulyak, W.M.Augustyniak, "Subpicosecond pulses from passively mode-locked GaAs buried optical guide semiconductor laser", *Applied Physics Letters*, Vol.39, Nº7, 1981, pg.525-527.
- [11] H.A.Haus, "Modelocking of a semiconductor laser diodes", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.20, Nº6, 1981, pg.1007-1020.
- [12] D.J. Derickson, R.J. Helkey, A.Mar, J.R.Karin, J.G.Wasserbauer, J.E.Bowers, "Short pulse generation using multisegment mode-locked semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.28, Nº10, 1992, pg.2186-2201.
- [13] R.H.Pantell, "The laser oscillator with an external signal", *Proceedings of the IEEE*, Vol.53, Maio 1965, pg.474-477.
- [14] K.Otsuka, S.Tarucha, "Theoretical studies on injection locking and injection-induced modulation of laser diodes", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.QE-17, Nº8, 1981, pg.1515-1521.
- [15] R.Lang, "Injection locking properties of a semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.QE-18, Nº6, 1982, pg.976-983.
- [16] K.Kobayashi, H.Nishimoto, R.Lang, "Experimental observation of asymmetric detuning characteristics in semiconductor laser injection locking", *Electronics Letters*, Vol.18, Nº2, 1982, pg.54-56.
- [17] M.Ueno, R.Lang, "Conditions for self-sustained pulsation and bistability in semiconductor lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol.58, Nº4, 1985, pg.1689-1692.
- [18] M.Möhrle, U.Feist, J.Hörer, R.Molt, B.Sartorius, "Gigahertz self-pulsation in 1.5µm wavelength multisection DFB lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.4, Nº9, 1992, pg.976-978.
- [19] U.Bandelow, H.J.Wünsche, H.Wenzel, "Theory of selfpulsations in two-section DFB lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.5, Nº10, 1993, pg. 1176-1179.
- [20] P.Phelan, D.McDonald, A.Egan, J.Hegarty, R.O'Dowd, G.Farrell, S.Lindgren, "Comparison of self-pulsation in multisection lasers with distributed feedback and intracavity saturable absorbers", *IEE Proc.-Optoelectron.*, Vol.141, Nº2, 1994, pg.114-118.
- [21] G.-H.Duan, "Self-pulsation in multielectrode distributed feedback lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.7, Nº3, 1995, pg.278-280.
- [22] B.Sartorius, M.Möhle, S.Reichenbacher, W.Ebert, "Controllable self-pulsation in multi-section DFB lasers with an integrated phase-tuning section", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.7, Nº11, 1995, pg.1261-1263.
- [23] Hans Wenzel, Uwe Bandelow, Hans-Jürgen Wünsche, Joachim Rehberg, "Mechanisms of fast self pulsations in two-section DFB lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.32, Nº1, 1996, pg.69-78.