

Extracção Óptica de Relógio para Redes de Elevado Débito

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

Resumo - Este artigo descreve um trabalho de modelização e realização prática de um sistema de extracção de relógio totalmente óptico, recorrendo a mecanismos de pulsação em lasers semicondutores a 1300nm. Os lasers semicondutores utilizados são de cavidade externa com realimentação distribuída (*Bulk-DFB* e *MQW-DFB*).

Abstract - This article reports a modelling and experimental work on all-optical clock extraction for high bit-rate systems using self-pulsation mechanisms in semiconductor lasers at 1300 nm. External cavity DFB semiconductor lasers have been used, of both bulk and multiple quantum-well (MQW) types.

I. INTRODUÇÃO

Os sistemas de comunicação digital por fibra óptica têm evoluído no sentido de permitir cada vez maiores ritmos de transmissão. A multiplexagem de canais no domínio do tempo (TDM) ou no domínio do comprimento de onda (WDM) tem atraído grande interesse e um considerável esforço de investigação, a ponto de os ritmos de dados presentes na fibra excederem hoje largamente as capacidades de processamento da electrónica [1,2]. Torna-se, assim, necessário o desenvolvimento de módulos integralmente ópticos para amplificação, sincronização (extracção de relógio) e desmultiplexagem dos canais TDM ou WDM.

O problema da sincronização óptica tem sido alvo de diversos estudos, destacando-se as contribuições de Ueno [3], Kawanishi [4], Bandelow [5] e Phelan [6]. Recentemente, foi observada autopulsação em lasers DFB com três secções, sem a utilização do elemento de absorção saturável (*saturable absorber*), com frequências de pulsação até 30 GHz, utilizando um controlador de fase [7]. De acordo com Bandelow [5], o efeito responsável por um tal avanço é o de auto-comutação dispersiva do factor de qualidade Q (*dispersive self Q-switching*).

Esta comunicação explora outros tipos de pulsação em lasers semicondutores, nomeadamente o *Injection Locking* [8], e o *Mode Locking* [9]. Para tal efectuou-se um estudo para o modelo de pulsação do *Injection Locking* [10] à frequência de 10 GHz. Experimentalmente foram explorados os dois mecanismos acima citados, verificando-se a sua sincronização com tramas de entrada RZ do tipo solitão [11,13].

II. TEORIA

O modelo utilizado para a simulação está ilustrado na Fig.1. A luz externa é considerada coerente com uma frequência ν e é injectada numa das faces do dispositivo.

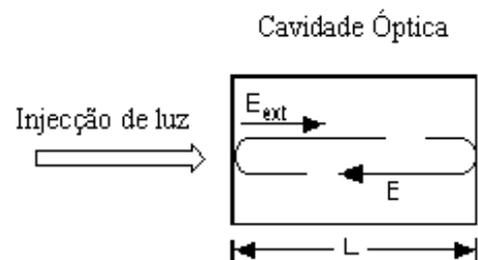


Fig. 1 - Modelo do laser com luz injectada externamente

De acordo com Lang [8], o mecanismo físico utilizado neste modelo é denominado por *Injection Locking* ao qual correspondem as equações diferenciais que definam o seu comportamento dinâmico.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} [G(n) - \alpha] E - i[\omega(n) - \nu] E + \kappa E_{ext} \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = [G(n) - \alpha] S + C_{sp} \frac{n}{\tau_s} \quad (2)$$

$$\frac{dn}{dt} = P - \frac{n}{\tau_s} - G(n) [|E|^2 + S] \quad (3)$$

A equação (1) descreve o comportamento do campo eléctrico na cavidade, α representa as perdas na cavidade, $G(n)$ representa o ganho e $\omega(n)$ é a frequência de ressonância da cavidade. Ambos os parâmetros são dependentes da densidade de portadores n . A amplitude do campo eléctrico da luz acoplada na cavidade é representada por E_{ext} , as suas unidades são $(\text{fotão}/\text{m}^3)^{1/2}$. O parâmetro κ representa o inverso tempo de ida e volta da luz dentro da cavidade.

A possível excitação dos modos secundários com o aumento da dessintonia normalizada, $d = (\omega(n) - \nu) / \alpha$ pode ser apresentado pela equação de taxa (2) para a densidade de fótons. O parâmetro C_{sp} é o coeficiente da emissão espontânea e τ_s é o tempo de vida dos portadores.

A equação (3) descreve a densidade de portadores, onde P é a taxa de injecção de portadores por unidade de volume. Para os cálculos, consideramos que $G(n)$ e $\omega(n)$ são aproximadamente iguais a :

$$G(n) = \alpha + g(n - n_{th}) \quad (4)$$

$$\omega(n, \Omega) = \omega_{th} + \frac{\partial \omega}{\partial n}(n - n_{th}) - \left(\frac{\eta_{eff}}{\eta} - 1\right)(\Omega - \omega_{th}) \quad (5)$$

$$\eta_{eff} = \eta + \Omega \left(\frac{\partial \eta}{\partial \Omega}\right) \quad (6)$$

onde Ω representa o modo da frequência de oscilação da luz injectada e podemos assumir que é igual à frequência da luz injectada ν , ω_{th} é frequência ressonância (limiar) na cavidade óptica. O ganho diferencial é dado por $g = \partial G(n) / \partial n$.

Para resolver as equações diferenciais, normaliza-se os parâmetros com as perdas da cavidade, α (inverso do tempo vida dos fotões) e substituem-se nas equações (1)-(3), obtendo-se as equações normalizadas que descrevem o *injection locking* nos lasers semicondutores [8].

$$y_o' = \left[\frac{1}{2}x + i\left(R\frac{x}{2} + pd\right) \right] y_o + q \quad (7)$$

$$z_u' = x z_u + C_{sp} \quad (8)$$

$$x' = a \left[-x - m(1+x)(z_o + z_u) + mr \right] \quad (9)$$

onde y_o , representa o campo eléctrico normalizado, z_u a densidade de fotões normalizada e x , a densidade de portadores normalizados. As condições em DC para o *injection locking*, são obtidas considerando a potência injectada constante. Fazendo $y_o' = 0$ em (7), e considerando que $z_o = |y_o|^2$ obtém-se:

$$z_o = |y_o|^2 = \frac{q^2}{\frac{x^2}{4} + \left(R\frac{x}{2} + pd\right)^2} \quad (10)$$

Na constante $R = (\partial \epsilon_r / \partial n) / (\partial \epsilon_i / \partial n)$, ϵ_r , representa a parte real da constante dieléctrica e ϵ_i , a parte imaginária. A potência de saída do modo mais próximo do modo principal é dado por (8) quando $z_u' = 0$:

$$z_u = -\frac{C_{sp}}{x} \quad (11)$$

Substituindo (10) e (11) em (9) e fazendo $x' = 0$ a densidade de portadores normalizadas pode ser calculada

$$-x - m(1+x) \left\{ \frac{q^2}{\left[\frac{x^2}{4} + \left(R\frac{x}{2} + pd\right)^2 \right]} - \frac{C_{sp}}{x} \right\} + mr = 0 \quad (12)$$

Nas simulações considerou-se $q^2 = 7.9 \times 10^{-3}$ a que corresponde a uma potência injectada de 6.12mW, uma

excitação relativa da corrente eléctrica, $r = 0.01$ ($I_{th} = 25.25\text{mA}$), e $d = 0.03$.

A expressão analítica para a gama de captura (*locking range*) é dada pelas seguinte expressão:

$$-\frac{1}{p} \sqrt{1-R^2} \frac{q}{\sqrt{r}} < d < \frac{1}{p} \frac{q}{\sqrt{r}} \quad (13)$$

Esta equação está normalizada em relação à dessintonia d e à excitação relativa da corrente r . Observa-se da equação (13), que a gama de captura decresce $1/\sqrt{r}$ para degraus de correntes elevadas. Dentro da gama de captura existem duas zonas bem distintas: a estável e a instável. De acordo com a Fig. 2 a região instável aumenta com o degrau de corrente injectada. A gama de interesse para este trabalho situa-se dentro da zona instável, pois é aí que o dispositivo oscila ou autopulsa. A linha que separa as duas gamas foi obtida através das simulações.

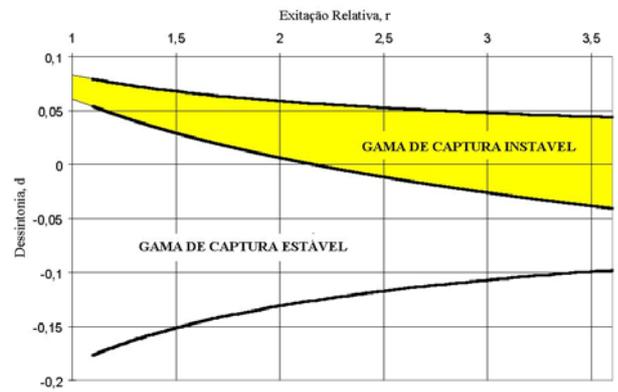


Fig. 2 - Gama de captura estável e instável

A Fig. 3 mostra a relação linear existente entre a frequência de oscilação, o degrau de corrente, e a potência óptica injectada no dispositivo. A gama de frequência de pulsação do oscilador está compreendida entre 5 e 10 GHz.

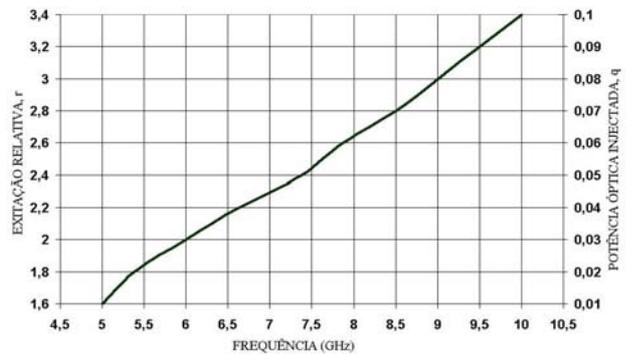


Fig. 3 - Relação entre a frequência de oscilação, o degrau de corrente e a potência injectada para $d=0.00$

Da Fig. 4 conclui-se que para obter uma frequência de pulsação de 10 GHz, é necessário criar um degrau de corrente no mínimo igual a 3.4, a que corresponde a uma corrente injectada de 110mA, e uma potência óptica

injectada $q^2 = 0.01$, que equivale a uma potência óptica de 7.23mW para $d=0.0$. Pode-se observar no gráfico que baixando a potência de injeção poderemos obter a mesma frequência mas será necessário aumentar o degrau de corrente para valores demasiados elevados.

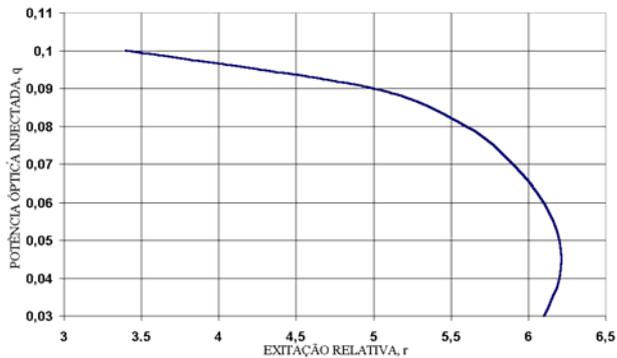


Fig. 4 - Relação entre r e q para $\Phi=10$ GHz, considerando $d=0.03$

A autopulsação resulta dos batimentos, entre os campos, da luz externa amplificada, e da frequência de ressonância do modo principal da cavidade. Dentro da zona de instabilidade podemos observar vários tipos de autopulsação dependendo da dessintonia. Na Fig. 5, observa-se o resultado duma simulação do dispositivo semicondutor, prevendo um funcionamento do tipo ON-OFF.

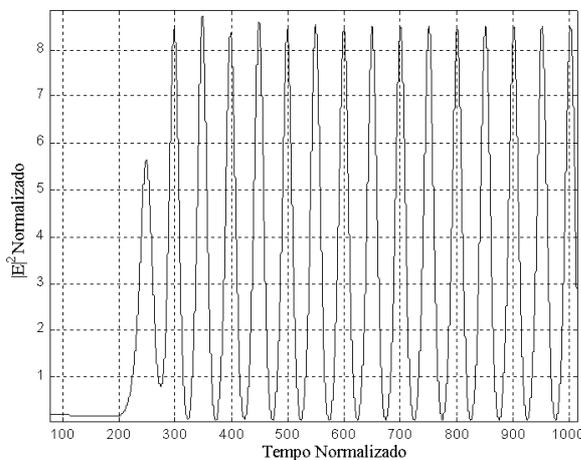


Fig. 5 - Resposta da intensidade para um $d = 0.03$ e um degrau de corrente $r = 0.01$ para 3.2 ($T=200$, $q = 0.089$)

Para simular o sistema de sincronização óptica da Fig.6, consideramos uma trama de dados a 10 GHz modulando um laser de emissão contínua. O formato do impulso é do tipo solitão e tem um comportamento RZ (retorno a zero).

Esta trama é combinada com mais três tramas atrasadas formando assim uma trama multiplexada de 4x10 Gbits. Estes solitões possuem uma potência de pico 66.5µW e 5.2ps FWHM (*Full With Half Maximum*).

Esta trama de dados foi injectada no laser a partir de $T=500$ ($t=1$ ns). Antes deste instante o laser estava já a pulsar. Observa-se que o laser deixa de pulsar à sua frequência natural e passa a pulsar à frequência dos dados, neste caso 10 GHz.

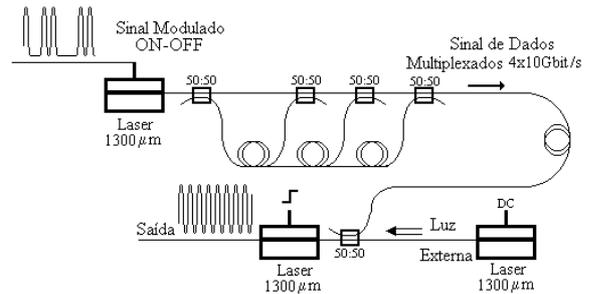


Fig. 6 - Sistema de 4x10GHz

É importante avaliar o sistema quando a trama de dados é composta por 0's e 1's de uma forma aleatória. O aspecto principal é a gama de captura do relógio óptico ou seja quando lhe for aplicado uma trama com muitos 0's o sistema deverá manter a frequência dos dados e não passar a frequência natural do dispositivo.

Na Fig.7 podemos observar o resultado da simulação do recuperador de relógio com a trama, 1001011.

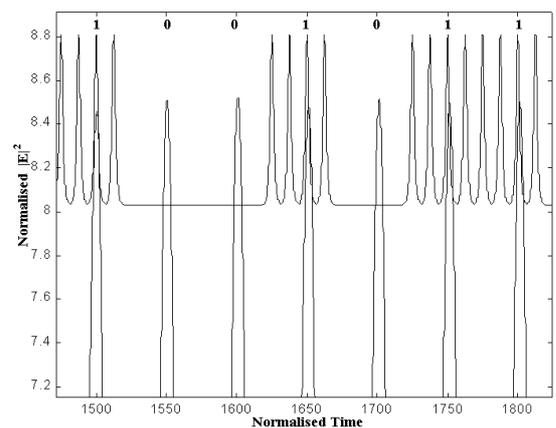


Fig. 7 - Laser sincronizado com uma trama de 1001011

A fase de sincronização é mantida para uma frequência de 10 GHz (Fig. 7). Na Fig. 8, podemos comparar os dois espectros e observa-se uma contracção de espectro quando lhe é injectado uma trama de dados.

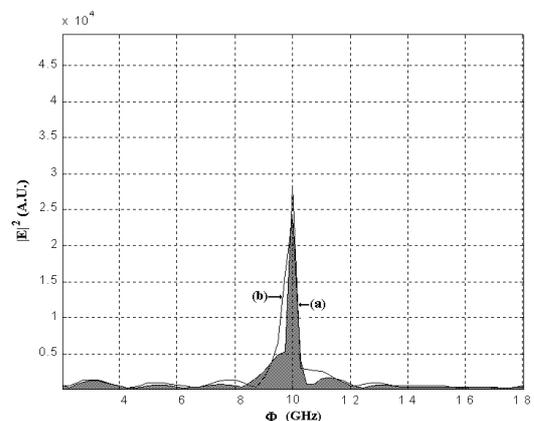


Fig. 8 - Espectro a) Sincronizado b) Sem dados

III. SISTEMA EXPERIMENTAL DE BAIXO RITMO

A montagem experimental integra um laser semiconductor DFB do tipo maciço (*bulk*), activado por um circuito de comutação ultra-rápido de corrente. O mecanismo físico responsável pela autopulsação é, neste caso, denominado de *Injection locking*, em que a dessintonia é zero, uma vez que a luz externa não é mais do que a luz proveniente do próprio laser reflectida no taper. Como se verificou teoricamente este processo tem de ser acompanhado por uma rápida comutação da corrente de polarização. Neste caso considerou-se a comutação da corrente I_{limiar} para $I_{limiar} + \Delta I$, com $\Delta I = 85\text{mA}$.

O laser semiconductor DFB utilizado como oscilador tem um comprimento de $250\mu\text{m}$, um $\kappa L = 0.25$, operando na segunda janela de transmissão em fibra de sílica (1320nm). Uma das faces tem uma camada anti-reflectora enquanto que a outra apresenta uma reflectividade de 30%. A sua corrente de limiar é 47mA.

O comutador de corrente (ver Fig. 9) foi dimensionado para comutar correntes entre 0 e 180mA num tempo inferior a 50ns.

O comutador é composto por duas fontes de corrente *Widlar* modificadas, de modo a permitir a ligação com fontes de corrente comerciais lentas, sem prejuízo da velocidade de comutação.



Fig. 9 - Comutador de corrente ultra-rápido.

Na Fig.10 apresenta-se a montagem experimental onde se utiliza um divisor de potência 50:50 para misturar os dois sinais. Foi incluído um isolador para evitar perturbações no gerador de dados. Este gerador não é mais do que um laser com modulação directa dos dados sobrepostos à corrente limiar. A potência óptica à entrada do oscilador é de $75\mu\text{W}$. Verificou-se que o módulo autopulsante é sensível a polarização.

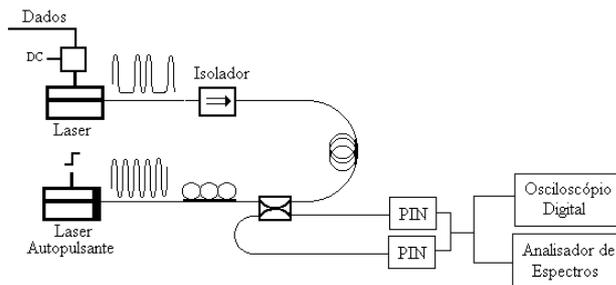


Fig. 10 - Montagem experimental de baixo ritmo

Depois de otimizar o acoplamento entre o laser e o taper observa-se pulsação próximo de 2 GHz conforme pode ser visto na Fig.11, sem os dados entrada.

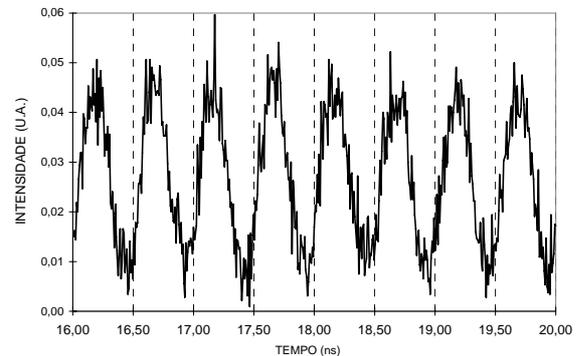


Fig. 11 - Autopulsação a 2 GHz sem dados de entrada

Depois de conseguida a autopulsação na vizinhança de 2 GHz, introduziu-se uma sequência de dados (111111) com frequência de 2.2 GHz e verificou-se que o dispositivo abandona a sua frequência natural de pulsação, passando a pulsar à frequência dos dados de entrada, como se pode observar na Fig.12.

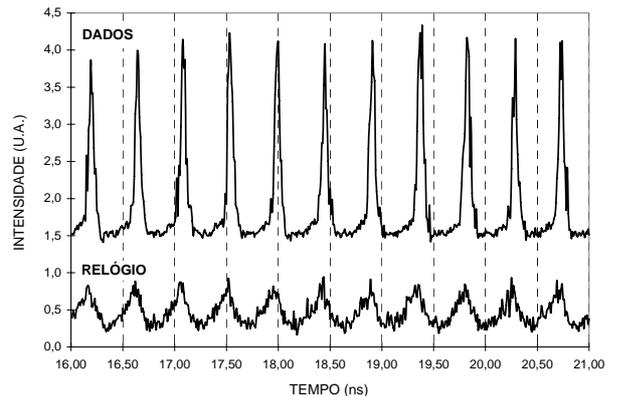


Fig. 12 - Sincronização com dados de entrada a 2.2 GHz

Introduzindo-se uma trama de dados a 1.1 GHz, frequência sub-múltipla da frequência do relógio, verificou-se que o relógio segue a fase da entrada continuando a pulsar a 2.2 GHz, como se pode ver na Fig.13.

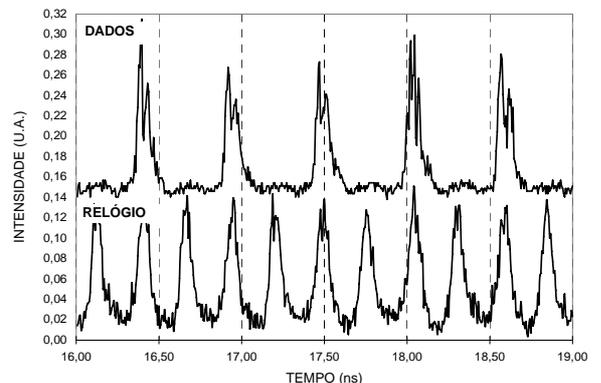


Fig. 13 - Sincronização com dados de entrada a 1.1 GHz

Em resultado do bloqueio de fase, assiste-se a uma sensível contracção da componente dominante do espectro de saída à frequência do relógio, patente nas Fig. 14 e 15, o que demonstra a capacidade desta montagem para a recuperação do sincronismo e em última análise para realizar a extracção do relógio integralmente óptica para elevados ritmos de transmissão.

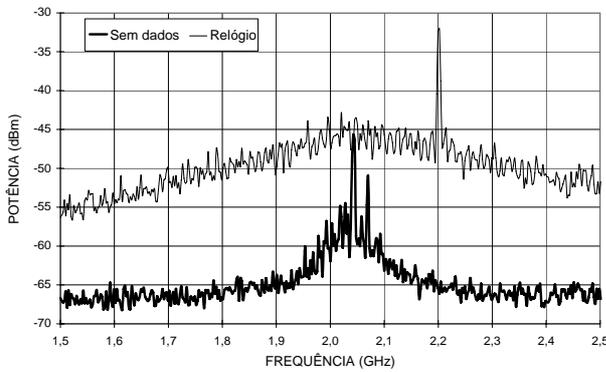


Fig. 14 - Espectro com dados de entrada a 2.2 GHz

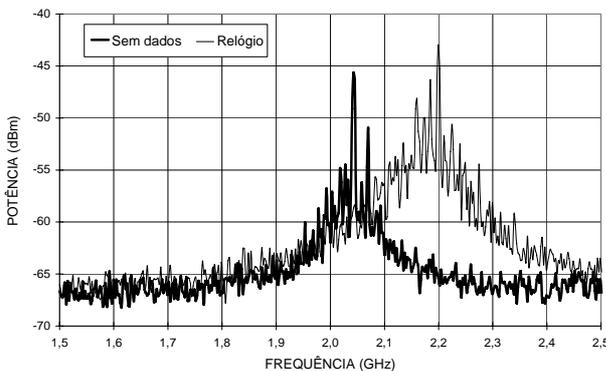


Fig. 15 - Espectro com dados de entrada a 1.1 GHz

IV. SISTEMA EXPERIMENTAL DE ELEVADO RITMO

Na Fig. 16 apresenta-se a nova montagem experimental que permite operar com elevados ritmos de transmissão [14, 15]. A realimentação óptica é feita externamente através do ferrule, com o auxílio de um loop de fibra. A montagem experimental inclui um amplificador óptico a 1300nm (SOA) e dois filtros ópticos (OF).

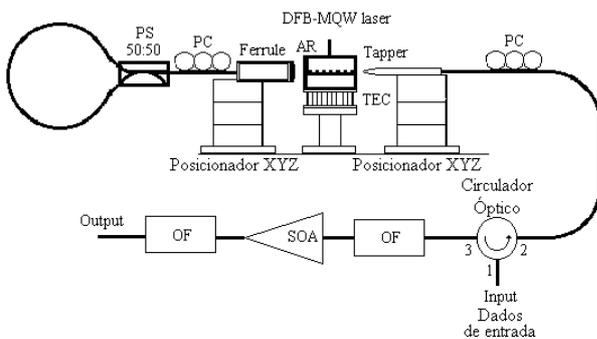


Fig. 16 - Sistema Experimental de elevado ritmo. PC - Controlador de Polarização, PS - Divisor de Potência.

O laser semiconductor utilizado nesta montagem foi um laser MQW-DFB operando nos 1310nm e com um comprimento de 250µm e uma corrente limiar de $I_{th}=11.2$ mA. Uma das faces tem camada anti-reflectora e outra tem uma reflectividade de 30%. Verificou-se que o laser é bastante sensível à polarização, pois foi possível polarizar de maneira a que não haja autopulsação.

Ajustando a distância entre a face do ferrule e a face do dispositivo (cerca de 100 µm) que possui camada anti-reflectora, conseguiu-se obter um acoplamento máximo. A frequência de autopulsação é obtida através do ajuste da corrente injectada no laser (ver Fig. 17).

Para baixas correntes obtém-se uma autopulsação de 6 GHz e o dispositivo é bastante estável. Para altas correntes a frequência é de 11 GHz. O dispositivo é mais instável produzindo assim algum jitter, derivado da emissão espontânea.

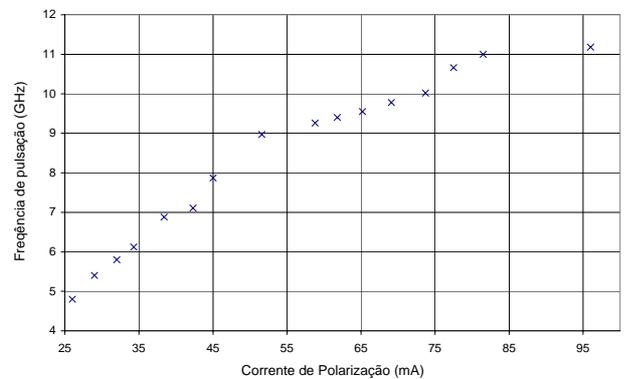


Fig. 17 - Frequência de autopulsação em função da corrente

A Fig. 18 apresenta os espectros para três valores da corrente: $I=30, 50$ e 90 mA. Observa-se que o espectro está bem definido, apresentando o segundo harmónico a 10 GHz, 15 GHz e a 20 GHz.

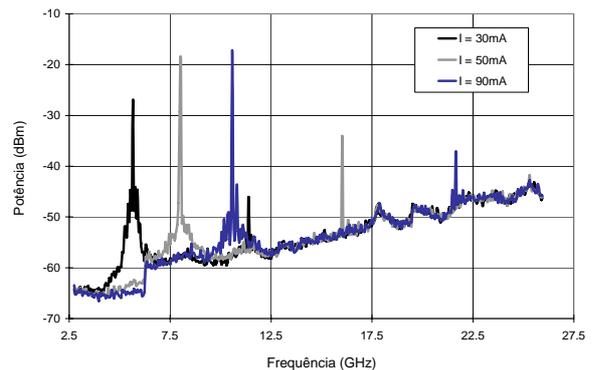


Fig. 18 - Espectro do sinal para três tipos de corrente $I=30, 50$ e 90 mA

Depois de obter pulsação o passo seguinte foi testar a sincronização com dados de entrada [16]. Para tal, polarizou-se o laser com $I=96$ mA o que provocou autopulsação perto de 10 GHz. Na Fig. 19 observa-se a sincronização do laser com uma sequência de 1's.

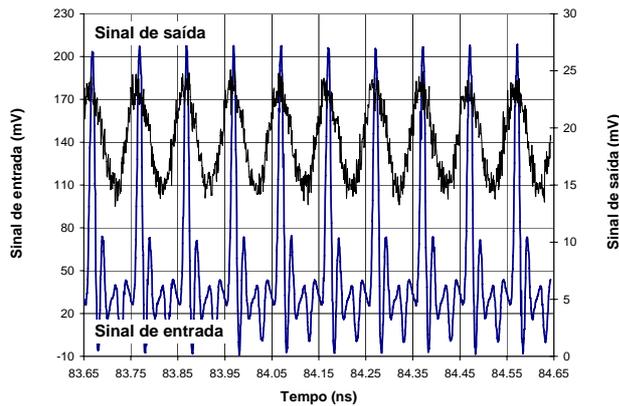


Fig. 19 - Sincronização do laser com uma sequência de 1's

V. CONCLUSÕES

Foi possível criar e manter condições estáveis de autopulsação num laser DFB-MQW. Foi demonstrado a possibilidade de controlar a autopulsação a 2 GHz através de mecanismos de *Injection Locking*, aproveitando as reflexões ópticas no *tapper*. Para frequências mais elevadas, o mecanismo de bloqueio modal (*Mode Locking*), funcionando o espaço entre o dispositivo activo e o *ferrule* como cavidade externa, revelou-se mais adequado, apesar de se verificar alguma instabilidade na frequência de pulsação devido à presença da emissão espontânea. Quanto ao processo de sincronização, verificou-se que o laser se adapta à frequência dos dados de entrada, mas que este processo é suficiente dependente da potência do sinal injectado.

Este trabalho de pesquisa foi apoiado pela Comissão Europeia no âmbito do programa ACTS (*Advanced Communication Technologies and Services*) através do projecto UPGRADE que tem como finalidade a investigação de estratégias para o aumento da capacidade de transmissão de dados a muito alta velocidade (10 Gbps) entre Lisboa e Madrid, utilizando fibra monomodo convencional (SMF), recorrendo a impulsos de tipo solitão e no comprimento de onda dos 1300 nm.

REFERÊNCIAS

- [1] K.Feher, "Time division Multiple Access Systems", Digital Communications, Prentice Hall, 1981.
- [2] F.Matera, "Proposal of a high-capacity all optical TDMA Network", Microwave and optical Technology Letters. Vol5, nº1, pp41-44, Jan 1992.
- [3] M.Ueno and Roy Lang, "Conditions for self-sustained pulsation and bistability in semiconductor lasers", J. App. Phys. 58(4), pp.1689-1692, 15 August 1985.

- [4] S.Kawanishi, H.Takara, M.Saruwatari and T.Kitoh, "Ultra-high-speed phase-locked-loop-type clock recovery circuit using a travelling-wave LD amplifier as a 50 GHz phase detector", Electronics Letters, pp.1714-1715, 17 September 1993.
- [5] U.Bandelow, H.J.Wünsche and H.Wenzel, "Theory of self-pulsations in two-section DFB laser", IEEE Photon. Technol. Lett, Vol.5, pp.1176-1179, 10 October 1993.
- [6] Gerald Farrell, Paul Phelan, John Hegarty, J.A.Shields, "All-optical timing extraction with frequency division using a twin-section LD", IEEE Photon. Technol. Lett, Vol.5, Nº6, June 1993.
- [7] B.Sartorius, M.Möhrle, S.Reichenbacher and W.Ebert, "Controllable self-pulsations in multisection DFB laser with an integrated phase-tuning section", IEEE Photonics Technol Lett., vol.7, No11, pp.1261-1263, November 1995.
- [8] Roy Lang, "Injection Locking Properties of a Semiconductor Laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-18, Nº6, pp. 976-983, June 1982.
- [9] Lau, "Short. pulse and high frequency signal generation in semiconductor lasers", J. of lightwave Technology, Vol 7, nº2, pp.400-419, 1989.
- [10] O.Frazão, A.F.Cunha, P.Tavares, L.Ribeiro, J.Ferreira da Rocha, "Modelling of a 4x10Gbps All-Optical Clock Extraction System", IEEE/ICECS'98, Lisboa, Portugal, Proceeding pg 541-544, Set 1998.
- [11] O.Frazão, P.Tavares, A.F.Cunha, L.Ribeiro, J.Ferreira da Rocha, "Extractor Óptico de Relógio para Redes de Alto Débito", FÍSICA'98, Porto, Livro de resumos, pg. 606-607 Set. 1998.
- [12] O.Frazão, P.Tavares, A.F.Cunha, L.Ribeiro, J.Ferreira da Rocha, "Oscilador Óptico de Alta Frequência para Extração de Relógio", PROTOFÍSICA'98, Aveiro, Portugal, Livro de resumos pg. 23, Julho de 1998.
- [13] P.Tavares, O.Frazão, A.F.Cunha, L.Ribeiro, J.Ferreira da Rocha, "Optical Synchronisation of RZ Signals Using External Cavity DFB Lasers", Memórias da Academia Colombiana de Ciências Exactas, Físicas e Naturais OPTILAS'98, Cartagena das Índias, Colómbia.
- [14] P.Tavares, O.Frazão, A.F.Cunha, L.Ribeiro, J.Ferreira da Rocha "5-10GHz Tunable Self-Pulsation in a DFB-MQW Laser", CONFTELE'99, Sesimbra, Lisboa. (Submetido para publicação).
- [15] O.Frazão, P.Tavares, A.F.Cunha, L.Ribeiro, J.Ferreira da Rocha, "Continuous Frequency Control from 5 to 10 GHz of an Optical Oscillator", IEIEE/IFCS'99, França. (Submetido para publicação).
- [16] P.Tavares, O.Frazão, A.F.Cunha, L.Ribeiro, J.Ferreira da Rocha, "10 Gbps Experimental Results on Optical Synchronisation of Soliton Type RZ signals", CONFTELE'99, Sesimbra, Lisboa. (Submetido para publicação).