

Transmissão de energia no interferômetro de Mach-Zehnder de fibra de cristal fotônico com modulação PWM

Araújo F. H. V., Araújo A. A. R., Araújo L. L., Sousa I. B., Alves V. P.

Resumo— Este artigo apresenta um estudo sobre o funcionamento de um dispositivo totalmente óptico baseado em acopladores direcionais não-lineares baseados em fibra de cristal fotônico de núcleo duplo. Analisou-se a transmissão e a interação da energia entre os pulsos dos guias de onda por meio da modulação por largura de pulso, levando em consideração a potência de entrada, a modulação dos pulsos e a diferença de fase. O estudo numérico utilizou o método de Runge-Kutta de quarta ordem para resolver o par de equações de modo acoplado considerando os efeitos não-lineares de automodulação de fase, modulação de fase cruzada, efeito Raman e auto-inclinação. Além dos efeitos lineares de dispersão de segunda e terceira ordem.

Palavras-Chave— fibra de cristal fotônico, acoplador direcional não linear, modulação por largura de pulso, controle de fase.

Abstract— This paper presents a study about the operation of a fully optical device based on nonlinear directional couplers based on crystal fiber dual-core. It analyzed the transmission and interaction of energy between the pulses of the waveguides through pulse width modulation, taking into account the input power, pulse modulation and phase difference. The numerical study used the Runge-Kutta fourth order to solve the pair of coupled mode equations considering the nonlinear effects of selfphase modulation, cross phase modulation, Raman intrapulse, selfsteepening. In addition to the linear effects of second and third order dispersion.

Keywords— photonic crystal fiber; nonlinear directional coupler; pulse width modulation; phase control.

I. INTRODUÇÃO

A fibra de cristal fotônico (PCF - do inglês *Photonic Crystal Fiber*), apesar de apresentar uma aparência externa similar a uma fibra óptica padrão, se difere desta por possuir uma matriz formada por dezenas a centenas de buracos de ar que percorrem longitudinalmente o interior da fibra.

Estas fibras normalmente são fabricadas pela junção de materiais de alto e baixo índice de refração. No seu núcleo, as PCF são formadas por sílica, que possui alto índice de refração, e furos de ar, que apresentam um índice de refração baixo. Por possuírem esses furos de ar no seu interior, este tipo de fibra abre um leque de possibilidades para diversas aplicações, como por exemplo, operação de monomodo infinito [1] e a criação de portas lógicas totalmente ópticas [2][3].

Antonio Alan Rodrigues de Araújo, Ágil Engenharia de Telecomunicações EIRELI, Sobral, Ceará, e-mail: alanaraujo.eng@gmail.com; Francisco Heitor Vasconcelos Araújo, Ágil Engenharia de Telecomunicações EIRELI, Sobral, Ceará; Lorena de Lima Araújo, Ágil Engenharia de Telecomunicações EIRELI, Sobral, Ceará; Iara Barbosa de Sousa, Grendene S.A, Sobral, Ceará.; Vanessa de Paula Alves, Ágil Engenharia de Telecomunicações EIRELI, Sobral, Ceará. Este trabalho teve o apoio da Ágil Engenharia de Telecomunicações EIRELI. Eng Alan Araújo - Engenharia de Telecomunicações

Alguns estudo têm mostrado através de experimentos que as fibras de cristal fotônico com dois núcleos (*Dual Core PCF*) podem ser fabricadas de maneira a formar um acoplador óptico por meio de uma junção em sua região central [4]. Essas PCF são usadas nos acopladores direcionais não-lineares (NLDC - do inglês *non Linear Directional Coupler*), os quais são utilizados em diversas aplicações, como processamento de sinal óptico e computação óptica através da interação entre seus guias de onda [5][6].

A criação de portas lógicas totalmente ópticas são de grande importância pois, por meia destas, se consegue ter um processamento mais rápido do que a porta lógica eletrônica convencional. Com isto, o grande gargalo que existe hoje para o processamento de informações seria resolvido, pois teríamos transmissão e análise de dados feitos na velocidade da luz.

Na Fig. 1 pode ser vista a seção transversal de uma fibra óptica de cristal fotônico com dois núcleos, onde d é o diâmetro dos buracos de ar, Λ é a distância entre os furos e C a distância entre os núcleos.

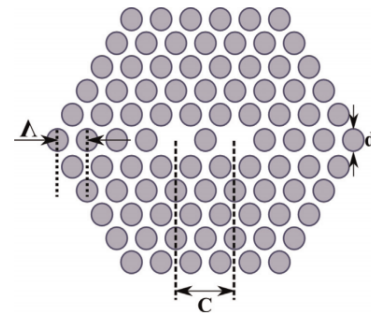


Fig. 1. Seção transversal de uma fibra óptica de cristal fotônico com dois núcleos [2].

Para se fazer o estudo deste artigo, foi usado um interferômetro de Mach-Zehnder composto de dois NLDC de PCF cascadeados, conforme Fig. 2. Foi analisado a saída deste interferômetro operando com uma modulação PWM (*Pulse Width Modulation*), onde foram inseridos sólitons em cada guia do dispositivo. O pulso do Guia 1 foi submetido a uma variação de fase antes de entrar em cada acoplador.

Este artigo está organizado da seguinte forma. No Capítulo 2, é mostrado a fundamentação teórica do funcionamento do acoplador não-linear. No Capítulo 3, são apresentadas as variáveis e os valores usados na simulação do acoplador no *software MATLAB*. No Capítulo 4, são expostos os resultados

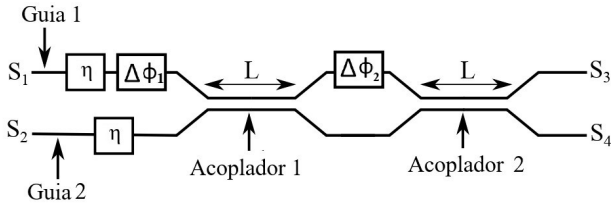


Fig. 2. Esquemático do interferômetro usado neste estudo.

obtidos a partir da simulação e no Capítulo 5, são feitas as considerações finais com base nos resultados obtidos.

II. MODELO TEÓRICO

Para se realizar o estudo proposto neste artigo, foi necessário simular o interferômetro de Mach-Zehnder operando com *PWM*, conforme mostrado na Fig. 2. Para isto, foram colocados dois *NLDC* cascadeados. No primeiro guia (S_1), o sóliton sofre uma modulação e uma mudança de fase antes de entrar no acoplador, enquanto que o sóliton do outro guia (S_2) sofre somente a modulação. No primeiro acoplador, os sinais de entrada são divididos e interagem um com o outro. Então, antes do segundo acoplador, o pulso de S_1 sofre novamente uma mudança de fase, e então, dentro do acoplador, os pulsos interagem novamente. Finalmente, os dois pulsos são roteados para as saídas S_3 e S_4 do dispositivo.

As portas S_1 e S_2 são as entradas e as portas S_3 e S_4 são as saídas. O dispositivo possui dois moduladores de largura de pulso, η_1 e η_2 que fazem a modulação *PWM* e dois controladores de fase, $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$, que variam de 0 a 2π , provocando uma diferença de fase entre os pulsos de cada guia.

A. Equação de modo acoplado não-linear

Para realizar o estudo dos pulsos dentro do acoplador, é usada o par de equações de modo acoplado que governam a propagação de pulsos eletromagnéticos em um acoplador de grande não-linearidade e efeitos dispersivos de alta ordem mostrada na Equação 1. Esta é baseada na equação não linear de Schrödinger (NLSE - do inglês *Nonlinear Schrödinger Equation*)[6]. Logo, para um acoplador não-linear feito de fibra de cristal fotônico que opera sem perdas, devido ao pequeno comprimento do mesmo, têm-se:

$$\begin{aligned} & i\frac{\partial a_1}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} - i\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 a_1}{\partial t^3} + \frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 a_1}{\partial t^4} + \\ & \gamma(|a_1|^2 + \eta|a_2|^2)a_1 + i\frac{\gamma}{\omega}\frac{\partial(|a_1|^2 a_1)}{\partial t} - \\ & \gamma a_1 T_r \frac{\partial |a_1|^2}{\partial t} + \kappa_0 a_2 + i\kappa_1 \frac{\partial a_2}{\partial t} = 0 \\ & i\frac{\partial a_2}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} - i\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 a_2}{\partial t^3} + \frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 a_2}{\partial t^4} + \\ & \gamma(|a_2|^2 + \eta|a_1|^2)a_2 + i\frac{\gamma}{\omega}\frac{\partial(|a_2|^2 a_2)}{\partial t} - \\ & \gamma a_2 T_r \frac{\partial |a_2|^2}{\partial t} + \kappa_0 a_1 + i\kappa_1 \frac{\partial a_1}{\partial t} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

onde a_1 e a_2 são as amplitudes dos pulsos em cada guia, z é o comprimento que os pulsos percorrem ao longo da fibra; β_2 , β_3 e β_4 são o parâmetro da velocidade de dispersão de grupo (GVD - do inglês *Group Velocity Dispersion*), dispersão de terceira ordem (TOD - do inglês *Third Order Dispersion*) e dispersão de quarta ordem (FOD - do inglês *Fourth Order Dispersion*) respectivamente; γ é o parâmetro de não linearidade que é responsável pela automodulação de fase (SPM - do inglês *Self Phase Modulation*); η é a razão que mede a importância relativa da modulação de fase cruzada (XPM - do inglês *Cross Phase Modulation*) em relação à SPM; o termo de variação temporal próximo a SPM e XPM representa a auto-inclinação (sendo ω a frequência angular óptica); T_R é o coeficiente de espalhamento Raman; κ_0 é o coeficiente de acoplamento e κ_1 é o coeficiente de acoplamento dispersivo, dado por $\kappa_1 = \partial\kappa_0/\partial\omega$ [5][7][8].

B. Não linearidade em fibras de cristal fotônico

As fibras de cristal fotônico apresentam grandes não linearidades apesar de serem feitas de sílica, a qual não apresenta tanta não-linearidade. Esta característica da PCF existe devido a geometria do guia de onda. Quanto menor for a secção transversal, maior serão os efeitos não lineares presentes. O parâmetro de não-linearidade existente na Equação 1 pode ser dado como [9]:

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\eta_2}{A_{eff}} \quad (2)$$

onde, A_{eff} é tido como a área efetiva e λ é o comprimento de onda. Neste estudo, não foram considerados os efeitos de saturação da não-linearidade [10]. De acordo com a Eq. 2, uma diminuição da área efetiva acaba por aumentar os efeitos de não-linearidades. Isso faz com que que a PCF apresente um parâmetro de não-linearidade bem maior do que as fibras ópticas convencionais. Devido os diferentes materiais existentes na composição das PCF, a área efetiva (A_{eff}) destas fibras é dada por [6]:

$$A_{eff} = \frac{\eta_2 \left[\iint E(x, y) \cdot E^*(x, y) dx dy \right]^2}{\iint \bar{\eta}_2(x, y) [E(x, y) \cdot E^*(x, y)]^2 dx dy}, \quad (3)$$

onde $E(x, y)$ é o campo elétrico transversal, $\bar{\eta}_2$ é o coeficiente não-linear do material na posição (x, y) . Conforme [11] a não-linearidade efetiva de uma fibra de cristal fotônico de núcleo sólido é $640 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ [11].

C. Potência crítica, comprimento de acoplamento e transmissão de energia

A interação entre os sinais das duas guias de onda se dá através da transmissão e acoplamento dos mesmos, sendo a potência de entrada do sinal de crítica importância para este processo. Quando uma das guias do acoplador é excitada com uma potência muito alta, além da potência crítica, o sinal desta guia não irá interagir com o da outro guia, onde seguirá normalmente pelo mesmo guia. Entretanto, se a potência usada for menor que a potência crítica, toda a energia irá ser transmitida

para o outro guia [12]. O comprimento de acoplamento L_c é aquele em que, quando um pulso de baixa potência percorrer um dos guias, ele será totalmente transmitido para o outro guia, e pode ser definido como $L_c = 2\pi/\kappa$, onde κ é o parâmetro de acoplamento linear entre as duas guias [13].

O NLDC é constituído por dois guias de onda com núcleos bastante próximos. A potência óptica trocada está relacionada com a potência crítica, P_C . Para o NLDC-PCF a potência crítica é dado por

$$P_C = \frac{A_{eff}\lambda}{n_{NL}L_C} \quad (4)$$

onde A_{eff} é a área efetiva da secção transversal do guia de onda; λ é o comprimento de onda; n_{NL} é o índice de refração não-linear e L_C é o comprimento do acoplador necessário para a transferência completa de energia de um guia para o outro. [2].

A transmissão é definida como função do sinal de entrada e é dada por

$$T_k = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |S_k(Z, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |S_i(0, t)|^2 dt}, \quad (5)$$

onde $S_k(Z, t)$ são os sinais de saída ($k = 3, 4$) e $S_i(0, T)$ são os sinais de entrada ($i = 1, 2$). O parâmetro T_k é uma relação entre a energia dos sinais de entrada e a energia do sinal de saída. Portanto, será analisado na escala de 0 a 1 quanto de energia estará emergindo nas portas de saída em proporção à quantidade de energia inserida nas portas S_1 e S_2 .

D. Modulação por largura de pulso

A modulação por largura de pulso usada neste estudo foi capaz de transmitir um símbolo para cada pulso enviado. Foi utilizado $a(z, t)$ como o pulso de referência na secante hiperbólica de amplitude a_0 [5][3]. Os sinais modulados apresentam a mesma amplitude do sinal de referência, mas possuem diferença quanto a largura do pulso, onde $(t * \eta_0)$ representa o bit 0 e $(t * \eta_1)$ representa o bit 1. Assim, os pulsos ficaram definidos como:

$$a_{ref}(0, t) = a_0 \operatorname{sech}(t) \quad (6)$$

$$a_{ref}(0, t) = a_0 \operatorname{sech}(t * \eta_0) \quad (7)$$

$$a_{ref}(0, t) = a_0 \operatorname{sech}(t * \eta_1) \quad (8)$$

Como sabemos a forma dos pulsos antes e depois da modulação, qualquer pulso que possua uma largura menor que a de referência será considerado como nível lógico 0 e qualquer pulso com uma largura maior que a de referência seria considera nível lógico 1.

III. ESTUDO NUMÉRICO

Neste estudo, foi observado o comportamento do dispositivo da Fig. 2 quando o mesmo é operado com uma modulação PWM. Para isto, utilizou-se do *software* computacional *MATLAB* O parâmetro de modulação é definido como η e representa o deslocamento da largura de pulso em função do

seu valor lógico. Depois de passado pelo modulador PWM, o pulso entra no NLDC como:

$$S_k = a_0 \operatorname{sech}(t * \eta_{(1^b)}) \quad (9)$$

onde o índice $k = 1, 2$ diz respeito as portas 1 e 2 respectivamente, $a_0 = \sqrt{P_0}$ é a amplitude do pulso e P_0 é a potência pico. O índice b é o valor lógico do pulso de entrada. Quando este índice assume o valor lógico 0, nós teremos $a_0 \operatorname{sech}(t * \eta_0)$. Quando assumir valor lógico 1, teremos $a_0 \operatorname{sech}(t * \eta_1)$.

A partir da Eq. 1, temos que a janela de referência se move com a velocidade de grupo (v_g), então o tempo é $t = t' - \frac{z}{v_g}$. Foi usada a propagação de soliton fundamental, ou seja, soliton de primeira ordem. Dessa forma, o comprimento de não-linearidade é igual ao comprimento de dispersão ($L_{NL} = L_D$). Estes pulsos tinham uma largura de temporal (TFWHM - do inglês *full temporal width at half maximum*) de $\Delta t = 100fs$. Neste estudo, a dispersão de quarta ordem foi desconsiderada e o sistema operou em um regime sem perdas, devido ao pequeno comprimento de propagação considerado.

Para este estudo, foi considerado uma PCF *dual core* de sílica com o diâmetro dos furos de ar $d = 2 \mu m$, distância entre os furos $\Lambda = d/0,9$, distância entre os núcleos $C = 2\Lambda$, comprimento de acoplamento $L_C = 1,8 cm$, comprimento de onda na região de $\lambda = 1,55 \mu m$ e uma área efetiva $A_{eff} = 41 \mu m^2$. Os parâmetros correspondentes para o par de equações de modo acoplado são $\beta_2 = -47ps^2/km$, $\beta_3 = 0,1 ps^3/km$, $\gamma = 3 \times 10^{-3} Wm^{-1}$ e $\gamma/\omega = 2,6 \times 10^{-18} s/Wm$ [6]. A amplitude é definida como $\sqrt{P_{in}}$ (onde P_{in} é a potência de pico do pulso de entrada) e o cascadeamento dos acopladores é resolvido numericamente a partir do par de equações de modo acoplado utilizando o método numérico de Runge-Kutta de quarta ordem. A potência crítica é $P_C = 109 KW$ e a potência de pico para a propagação do *soliton* de primeira ordem é $P_0 = 4,56 KW$.

IV. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Para este estudo, o interferômetro gerou uma diferença de fase antes de cada acoplador no guia A, ou seja, são aplicados dois controles de fase ($\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$). que podem variam de 0 a 2π . Dependendo do nível lógico do sinal de entrada, foram feitas quatro combinações de pulso de entrada: (0,0), (0,1), (1,0), (1,1). Em seguida, é gerado um gráfico dos pulsos modulados que saíram em S_3 e S_4 , em função da potência de entrada.

Para o primeiro experimento, foram aplicados pulsos iguais nas entradas S_1 e S_2 . A potência dos pulsos de entrada foi variada de $4,56kW < P_{in} < 218kW$. Optou-se por manter os controles de fase fixos ($\Delta\phi_1 = 0$ e $\Delta\phi_2 = 0$) e analisar somente o comportamento em função da modulação PWM, com componentes de modulação $\eta_1 = 2$ e $\eta_2 = 0,66$. O gráfico dos sinais de saída é mostrado na Fig. 3.

Na Fig. 3, as simulações foram feitas com pares de níveis lógicos diferentes em cada uma. Na Fig. 3 (a), em que os valores lógicos do modulador eram (0,0), pode-se perceber que a energia que as guias transmitem é igual, sendo $A = B = 0,5$ e mantendo esse valor até por volta de $P_{in} = 111kW$,

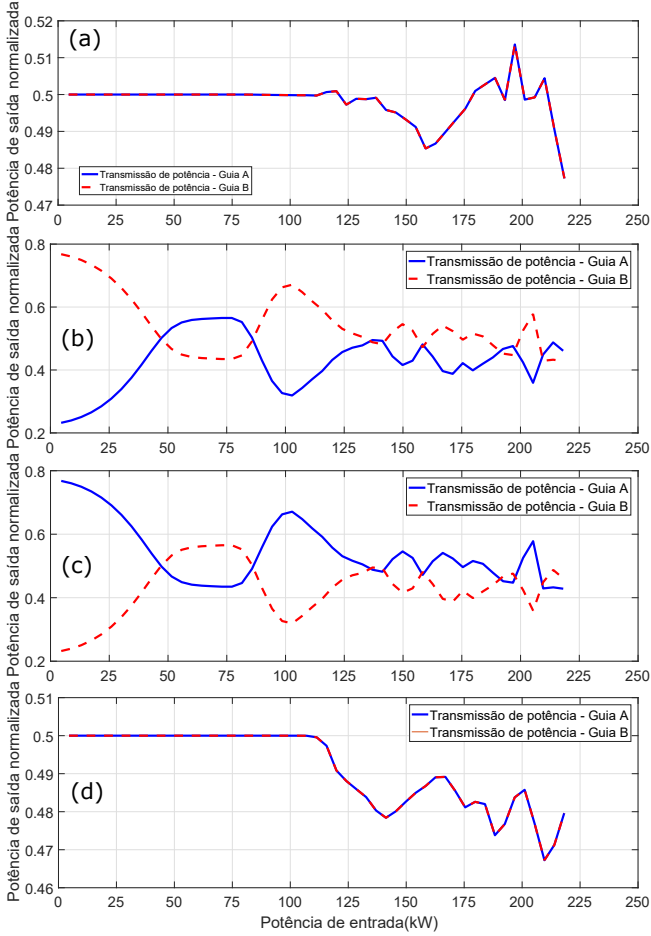


Fig. 3. Transmissão de energia entre os guias A e B do interferômetro em função do bit lógico do PWM. Os ajustes de fase foram fixados em $\Delta\phi_1 = \Delta\phi_2 = 0$ nas quatro simulações. Os níveis lógicos, para as guias A e B são (0,0)(a), (0,1)(b), (1,0)(c), (1,1)(d), respectivamente.

um valor bem próximo da P_c . Esse comportamento também é observado na Fig. 3 (d), onde os valores lógicos do modulador eram (1,1). Acima desse valor de $P_{in} = 111kW$, a potência ultrapassa a P_c , fazendo com que o gráfico da transmissão oscile. O que acontece neste caso é que o dispositivo não opera corretamente acima da potência crítica, gerando um erro de precisão nos cálculos, já que é impossível que a potência de saída normalizada seja maior que 1.

Nas Fig 3 (b) e (c), o gráfico de transmissão de energia é igual, invertendo somente a ordem das guias de onda. Analisando (c), onde o par lógico era (1,0), a energia máxima de saída para o guia de onda A=0,7679 acontece quando $P_{in} = P_0 = 4,56kW$, onde B=0,2321, confirmando assim a conservação de energia. Um outro ponto importante de ser observar, é que no intervalo de $47,3kW < P_{in} < 86kW$, o guia B transmite a maior parte da energia, chegando a um pico de B=0,5652.

Em um segundo experimento, foram novamente aplicados pulsos iguais nas entradas S_1 e S_2 . A potência dos pulsos de entrada foi variada de $4,56kW < P_{in} < 218kW$. Neste caso, manteve-se $\Delta\phi_1 = 0$, porém, alterou-se o outro controle, fazendo $\Delta\phi_2 = 0,5\pi$. Novamente, analisou-se o comportamento em função da modulação PWM, com componentes de

modulação $\eta_1 = 2$ e $\eta_0 = 0,66$. O gráfico dos sinais de saída é mostrado na Fig. 4.

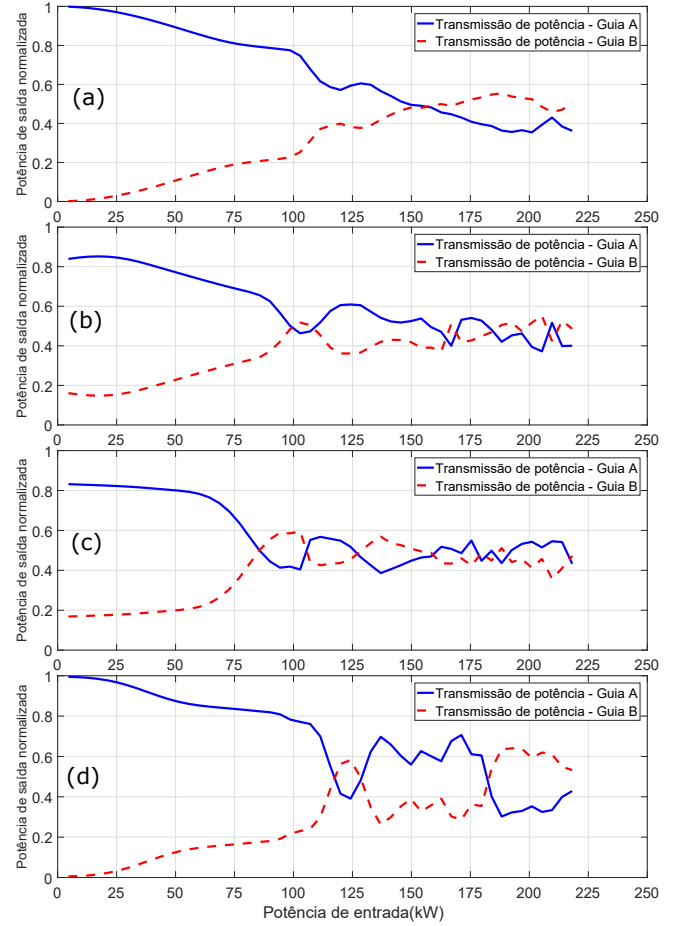


Fig. 4. Transmissão de energia entre os guias A e B do interferômetro em função do bit lógico do PWM. Os ajustes de fase foram fixados em $\Delta\phi_1 = 0, \Delta\phi_2 = 0,5\pi$ nas quatro simulações. Os níveis lógicos, para as guias A e B são (0,0)(a), (0,1)(b), (1,0)(c), (1,1)(d), respectivamente.

Analisando a Fig. 4, nota-se que, em todas as quatro simulações, em valores de $47,3kW < P_{in} < 86kW$, a energia que o Guia A transmite é sempre maior que a energia que o Guia B transmite. Outro ponto importante que se pode notar, é que a conservação de energia é mantida para toda $P_{in} < P_c$. Quando a potência crítica é ultrapassada, o dispositivo não opera de forma satisfatória, apresentando valores de energia total menor do que 1.

Ainda em relação a Fig. 4, nota-se que para (a) e (d), onde os bits lógicos de modulação dos pulsos são iguais, (0,0) e (1,1) respectivamente, a energia de saída do Guia A é máxima e a do Guia B mínima, sendo A=0,9944 e B=0,0056, para uma $P_{in} = 4,56kW$. Um comportamento semelhante acontece em (b) e (c), onde, para uma mesma P_{in} , as energias em cada guia são A=0,8392 e B=0,1608.

V. CONCLUSÕES

Neste artigo, foi mostrado um estudo da propagação e interação de sinais ópticos que propagam no interior do dispositivo da Fig. 2, formado por NLDC de PCF. Para este estudo, foram usados *solitons* de largura temporal de 100 fs, modulados em

PWM, atuando com a influência dos efeitos lineares e não-lineares de alta ordem.

Foram realizados dois experimentos distintos para se analisar diferentes comportamentos do dispositivo. No primeiro, foram usados pulsos modulados em PWM mantendo-se fixo o controle de fase, enquanto que no segundo experimento, usaram-se novamente os mesmos pulsos modulados e a fase de $\Delta\phi_2$ foi mudada. Ambos os experimentos foram demonstrados nos gráficos em função da potência inserida nas portas S_1 e S_2 . Os resultados apresentados aqui demonstram que o dispositivo funciona de forma bastante satisfatória para valores de potência abaixo da potência crítica e criam um cenário favorável para a obtenção de portas lógicas totalmente ópticas por meio da modulação PWM.

AGRADECIMENTOS

Agradecemos a iniciativa da Ágil Engenharia de Telecomunicações EIRELI com nome fantasia Eng. Alan Araújo - Engenharia de Telecomunicações por ser uma empresa privada e incentivar os seus colaboradores a acreditar no desenvolvimento de pesquisa científica com finalidade de apresentar resultados importantes. Além de patrocinar todos os custos envolvidos para a publicação deste trabalho.

REFERÊNCIAS

- [1] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*. Optical Society of America, 1997.
- [2] Araujo, A., Oliveira, A., Marrtins, F., Coelho, A., Fraga, W., Nascimento, J., *Two all optical logic gates in a single photonic interferometer*. Optics Communications, 355, (2015) 485-491.
- [3] Costa, Marcos B.C.; Coelho, Amarílio G.; Silva, Marcio da G.; Lyra, Marcelo L.; Paschoal, Waldomiro; Sombra, Antonio S.B., *Analysis of an All-Optical Logic Gate Using a Photonic Crystal Fiber Modulated by Pulse Width Modulation*. Advanced Science, Engineering and Medicine, Volume 11, Number 3, March 2019, pp. 187-190(4).
- [4] B. H. Lee, J. B. Eom, J. Kim, D. S. Moon, U.-C. Paek, and G. H. Yang, *Photonic crystal fiber coupler*. OPTICS LETTERS, Vol. 27, No. 10, 2002.
- [5] W.B. Fraga, J.W.M. Menezes, M.G. da Silva, C.S. Sobrinho a,b, A.S.B. Sombra, *All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler*. Optics Communications 262 (2006) 32–37.
- [6] Araujo, A. A. R., Neto, A. H. O., Nascimento, J. C. e Fraga, W. B., *Estudo do dispositivo não-linear formado com acopladores de fibra de cristal fotônico dual-core*. SBrt2016.
- [7] K. S. Chiang, *Propagation of short optical pulses in directional coupler with Kerr nonlinearity*, J. Opt. Soc. Am. B14 (6) (1997) 1437-1443.
- [8] M. Liu, K. S. Chiang, *Propagation of ultrashort pulses in a nonlinear two-core photonic crystal fiber*, Appl. Phys. B98 (4) (2010) 815-820.
- [9] P. I. Chiang, X. Sang and C. Yu., *Applications of nonlinear effects in highly nonlinear photonic crystal fiber to optical communications*. Optical and Quantum Electronics, 37: 965 - 994 (2005).
- [10] P. I. Chiang, X. Sang and C. Yu., *Applications of nonlinear effects in highly nonlinear photonic crystal fiber to optical communications*. Optical and Quantum Electronics, 37: 965 - 994 (2005).
- [11] A. Kumar, A.K. Sarma, *Femtosecond-soliton switching in a three-core coupler*, Jpn. J. Appl. Phys. 44 (12R) (2005) 8498.
- [12] S. Droulias, M. Manousakis, K. Hizanidis, *Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion*, Opt. Commun. 240(1)(2004)209–219.
- [13] W. Shin, Y. L. Lee, B. A. Yu, Y. C. Noh, T. J. Ahn, *Highly sensitive strain and bending sensor based on inline fiber Mach-Zehnder interferometer in solid core large mode area photonic crystal fiber*, Opt. Commun. 283 (10) (2010) 2097-2101.