

# ANÁLISE DA PROPAGAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS (PICOSEGUNDOS) EM UM FILTRO ACÚSTICO ÓPTICO SINTONIZÁVEL (AOTF) COM PERDA

*C. S. Sobrinho, A. S. B. Sombra*

Laboratório de Óptica não Linear e Ciência dos Materiais LONLCM, Departamento de Física, Universidade Federal do Ceará  
Caixa Postal 6030, 60455-760, Fortaleza, Ceará, BRAZIL

## RESUMO

Neste trabalho, fizemos um estudo das características de transmissão de um AOTF (ACOUSTO-OPTIC TUNABLE FILTER) operando com pulsos de luz ultracurtos (2ps). Inicialmente considera-se a performance do dispositivo, operando no regime não-linear sem dispersão e sem perda. Foi observada que o efeito da não-linearidade, tem forte influência na propagação do pulso quando se acresce o comprimento do dispositivo. Para comprimentos mais curtos do dispositivo o pulso chaveado apresenta alargamento temporal. Para comprimentos maiores do dispositivo, foi observada a divisão (quebra) do pulso. Considerando os efeitos combinados da dispersão e não-linearidade no dispositivo (em regime de soliton) sem perda, o pulso chaveado apresenta apenas alargamento temporal, na medida em que se acresce o tamanho do dispositivo. Considerando o AOTF com perda, analisamos um dispositivo de comprimento 0.25mm com perda de 4dB/mm construído com perfil de não-linearidade crescente. Foi observado que o acréscimo da não-linearidade implica em um pulso chaveado passando da condição de alargamento para compressão óptica, no dispositivo com e sem dispersão. Pode-se dizer que, no caso sem dispersão, podemos operar o AOTF em uma configuração em que se evite a divisão do pulso e na qual se tenha um pulso chaveado com uma duração temporal mais curta se comparado com o AOTF com perda e sem perfil de não-linearidade. O estudo do AOTF operando com solitons ópticos ultracurtos, prover possibilidades para se alcançar alta eficiência no processamento de sinais, especialmente para chaves, filtros e transistores ópticos.

## 1. INTRODUÇÃO

O filtro acústico óptico sintonizável [1] (AOTF) tem atraído grande atenção nos anos recentes, em parte porque ele tem mostrado ser o dispositivo básico necessário para conectores cruzados de multi-comprimento de onda óptico. É provavelmente o único filtro sintonizável conhecido que é capaz de selecionar vários comprimentos de onda simultaneamente. Esta capacidade pode ser usada para construir roteadores de multi-comprimento de onda óptico.

Conectores cruzados são importantes em redes de multi-comprimento porque que podem permitir arquiteturas de rede reconfiguráveis, as quais podem ser adaptar para mudar padrões de tráfego e aumentar a expansibilidade da rede [2]. Um conector cruzado de multi-comprimento de onda capaz de

chavear um número pequeno de comprimentos de onda poderia permitir redes de multi-rota, prover acesso a milhões de nós de redes com um número de rotas apropriado e bastante aceitável.

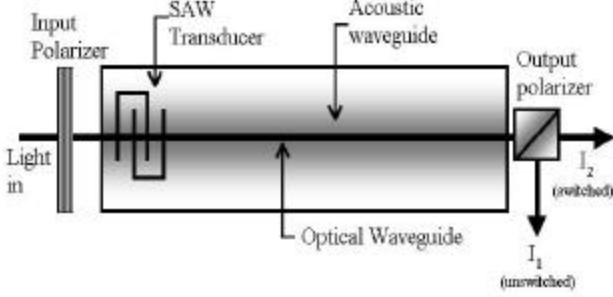
O AOTF é indicado para esta aplicação devido ele prover um chaveamento quase independente, transparente e simultâneo de muitos canais de comprimento de onda estreitamente espaçados e arbitrariamente escolhidos, uma grande e flexível faixa de comprimento de onda endereçado, sintonia rápida (da ordem de poucos  $\mu$ segundos) através dos comprimentos de onda acessíveis, baixa perda óptica (3-4 dB/estágio), e o potencial para integração várias funções no mesmo substrato [2].

Melhorias recentes no projeto de AOTF incluíram aplicar engenharia na banda de passagem para diminuir os lobos secundários (laterais) [3], aplinar a resposta em banda de frequência do dispositivo [4], a qual reduz a interferência de canais vizinhos e aumenta a razão largura do canal-espaçamento do canal. Neste trabalho, fizemos um estudo das características de transmissão do AOTF operando com pulsos de luz ultracurtos (2ps de duração temporal:  $1\text{ps}=10^{-12}\text{s}$ ). Inicialmente considera-se a performance do dispositivo, com alguns comprimentos, operando no regime não-linear, sem dispersão e com dispersão (no regime de soliton), sem perda e na presença de perda. Considerando a perda, investigou-se o efeito do acréscimo no perfil de automodulação de fase (SPM) na performance do AOTF. O perfil linear de SPM foi o considerado na nossa análise. Do nosso estudo do perfil de SPM linear, observamos que para o AOTF não-linear e com perda, o perfil linear crescente implicaria em compressão do pulso e/ou divisão (quebra) do pulso dependendo do comprimento do AOTF e da magnitude da perda. Apartir da nossa análise do perfil de SPM linear, sugerimos a melhor região do parâmetro de não-linearidade para recuperar a performance original na transmissão não-linear do AOTF de forma a sobrepor o efeito da perda intrínseca no material (dispositivo).

## 2. FUNDAMENTOS DE UM AOTF

O AOTF é mostrado esquematicamente na figura 1. Ele consiste de um guia de onda óptico e um guia de onda acústico integrados no mesmo substrato. A onda acústica é introduzida dentro do guia acústico usando um transdutor de superfície para onda acústica (SAW). O campo acústico age no campo óptico na região de interação convertendo o modo de polarização TE para o modo de polarização TM, e vice-versa. Esta interação é seletiva em frequência devido aos requerimentos de casamento

do momento de fase para se ter uma interação significativa. A eficiência da conversão de polarização pode ser calculada tratando o dispositivo como um acoplador direcional clássico, onde o acoplamento se dá entre os modos TE e TM do guia de onda óptico e o coeficiente de acoplamento é proporcional a amplitude acústica.



**Figura 1.** Esquema de um filtro acústico óptico sintonizável (AOTF).

### 3. SUPORTE TEÓRICO

Consideraremos pulsos de picosegundos propagando-se, no regime sem dispersão e com dispersão anômalo, no AOTF não-linear.

A propagação de pulsos ultracurtos através do AOTF (não-linear) é descrita pela equação [5] Schrödinger. Por conveniência, negligenciamos a fraca modulação de fase cruzada (XPM). As equações diferenciais acopladas que descrevem a evolução das amplitudes modais complexas  $u_1$  e  $u_2$  variando lentamente (modos TE e TM respectivamente) são:

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \mathbf{x}} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \mathbf{t}^2} + Q(\mathbf{x}) |u_1|^2 u_1 + K u_2 - \Delta \mathbf{b}_1 + i \Gamma u_1 = 0 \quad (1)-(2)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \mathbf{x}} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \mathbf{t}^2} + Q(\mathbf{x}) |u_2|^2 u_2 + K u_1 + \Delta \mathbf{b}_2 + i \Gamma u_2 = 0$$

Onde  $u_1$  e  $u_2$  são as amplitudes de campo modal,  $\Gamma = (\alpha L_D)/2$  é a perda óptica normalizada em um comprimento de dispersão ou em um comprimento de não-linearidade  $\Gamma = (\alpha L_{NL})/2$  (quando não se considera dispersão) e  $\alpha$  é a perda óptica,  $K$  é o coeficiente de acoplamento linear entre os modos TE e TM,  $\Delta \beta = \beta_{TM} - \beta_{TE}$  é o descasamento de fase dos modos e  $Q(\xi)$  denota o perfil de SPM, o qual é proporcional ao índice de refração não-linear  $n_2$  do guia (dispositivo) [6]:

$$Q = \frac{4Kn_2L_C}{A\lambda} \quad (3)$$

Onde  $A$  é a área efetiva,  $\lambda$  é o comprimento de onda de bombeio,  $\xi$  e  $\tau$  são comprimento normalizado e unidades de tempo, com  $\xi = z/L_D$  e  $\tau = t/T_0$ . Aqui,  $L_D = T_0^2/|\beta_2|$  e  $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$ , com a largura do pulso de entrada  $T_{FWHM} = 2$  ps ( $T_0 = 1,134$  ps,  $T_{FWHM} = 1,763T_0$ ). Neste trabalho estudamos duas situações para o AOTF, sendo  $\beta_2$  a dispersão por velocidade de grupo (GVD):

- 1)  $\beta_2 = 0$  (pulso propagando em regime de dispersão zero – considera-se apenas o efeito da não-linearidade).
- 2)  $\beta_2 = -16,9$  ps<sup>2</sup>/mm (pulso propagando em regime de soliton de primeira ordem:  $N^2 = L_D/L_{NL} = 1$ ).

Em seguida acrescenta-se a perda para os dois casos.  $P_0$  é potencia de pico do pulso incidente ( $P_0 = 1$ W), e  $\gamma = 13$  W mm<sup>-1</sup> é o coeficiente de não-linearidade. Em nossas simulações estamos considerando o filtro com comprimento  $\xi_L/10 = L_{NL}$  ( $\beta_2 = 0$ ) e  $\xi_L/10 = L_{NL} = L_D$  (regime de soliton).

### 4. PROCEDIMENTO NUMÉRICO

Analizamos numericamente a transmissão de pulsos ultracurtos através do AOTF [Eqs. (1) – (2)]. O pulso inicial na entrada do dispositivo é dado por:

$$\begin{aligned} u_1(0, \mathbf{t}) &= A \operatorname{sech}(A \mathbf{t}) \\ u_2(0, \mathbf{t}) &= 0 \end{aligned} \quad (4) - (5)$$

Este sistema de equações linearmente acopladas (NLSEs) [Eqs. (1) – (2)] foram resolvidas numericamente usando o método de Runge-Kutta de 4º ordem com 1024 pontos na faixa temporal, levando-se em conta as condições iniciais [(4) – (5)].

Definimos a transmissão  $T_i$  como uma função das energias do pulso:

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_i(\mathbf{x}_L, \mathbf{t})|^2 d\mathbf{t}}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_i(0, \mathbf{t})|^2 d\mathbf{t}} \quad (6)$$

Com  $i=1,2$  e um AOTF com comprimento de  $\xi_L$ .

Também definimos o fator de compressão final  $C$ , alcançado pelo pulso de entrada após a propagação no AOTF. Ele é definido como a razão: ( $T_{FWHM}$  do pulso transmitido -  $|u_2(\xi_L, \tau)|^2$ ) / ( $T_{FWHM}$  do pulso de entrada -  $|u_1(0, \tau)|^2$ ):

$$C = \frac{T_2}{T_0} \quad (7)$$

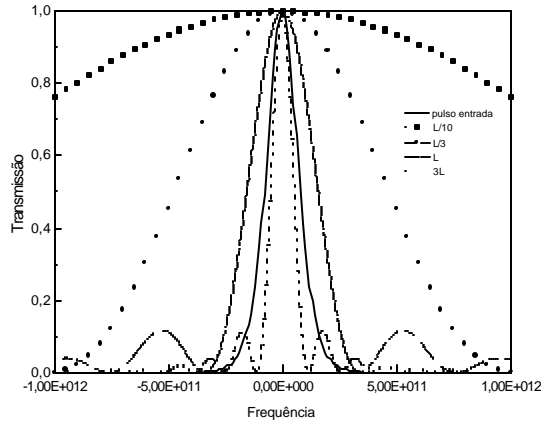
### 5. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Quando operamos o filtro (AOTF) com um pulso ultracurto, teremos largura de banda limitada para filtragem.

Em nosso estudo, estamos considerando um pulso de 2 ps, o qual terá uma largura de banda em torno de  $\Delta f \approx 1,57 \times 10^{11} = 0,157$  THz). Para escolher um filtro operando numa largura de banda igual a do pulso de entrada, necessita-se de um dispositivo de comprimento igual a  $\xi_L = 0,76$  mm.

Na figura 2, tem-se o espectro do pulso de entrada ( $\Delta f \approx 1,57 \times 10^{11}$ ) junto com a função de transmissão para quatro diferentes filtros (comprimentos diferentes). Estamos considerando o

filtro de referência básico com comprimento de  $\xi_L=0,76$  mm  $=L$  e os filtros com comprimentos de  $L/10$ ,  $L/3$  e  $3L$ . A figura mostra que para dispositivos de comprimentos maiores, a banda em frequência torna-se mais estreita.



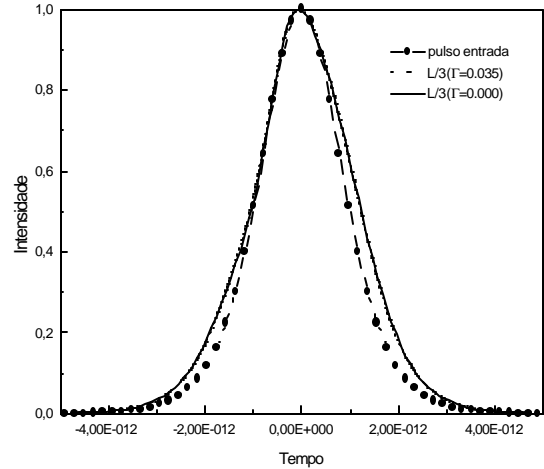
**Figura 2** Largura de banda do pulso de entrada e do filtro para  $\xi_L=L/10$ ,  $L/3$ ,  $L$  e  $3L$  ( $L=0,76$  mm).

Estudamos nas duas situações anteriores (filtro com e sem dispersão e sem perda), a intensidade do pulso de saída no canal cruzado  $|u_2(\xi_L, \tau)|^2$  para os comprimentos  $L/10$ ,  $L/3$ ,  $L$  e  $3L$ . Podemos observar que nos dois casos o pulso transmitido apresenta alargamento temporal, quando se aumenta o tamanho do dispositivo, entretanto este efeito é inicialmente mais forte quando se considera a dispersão (regime de soliton). Comparativamente temos todos resultados na tabela 1 para largura do pulso transmitido.

	$L/10$	$L/3$	$L$	$3L$
$\beta_2=0$ ( $\text{ps}^2/\text{mm}$ )	2,038 ps	2,288 ps	5,034 ps	1,825 ps
$\beta_2=-16,9$ ( $\text{ps}^2/\text{mm}$ )	2,340 ps	2,990 ps	4,015 ps	2,910 ps

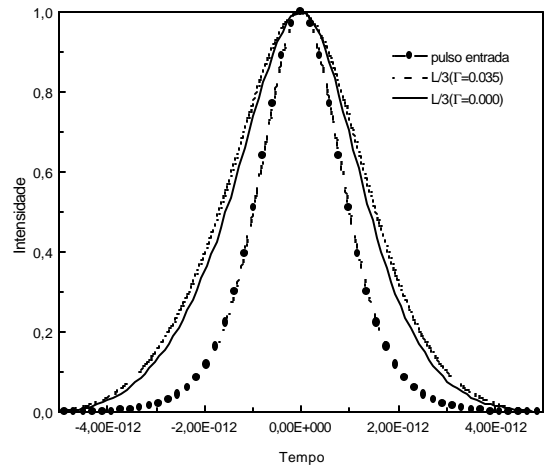
**Tabela 1.** largura temporal do pulso transmitido

Dispositivos sem perda são uma situação idealizada. Na prática, grande ou pequena, a perda no material é inevitável, especialmente quando a não-linearidade é baseada em um processo que envolve absorção de energia. A absorção, uniformemente distribuída sobre o dispositivo, colocará um limite em sua operação. Examinaremos agora o AOTF com perda e não-linearidade crescente. A presença da perda é responsável por um acréscimo na duração temporal do pulso transmitido. Na figura 3a tem-se o efeito da perda no canal transmitido para  $L/3$  (0,25 mm). Para esta simulação a perda é dada por  $\Gamma=0,035$  a qual é correspondente a  $\alpha \approx 4\text{dB/mm}$  e  $\beta_2=0$ . Para este dispositivo a perda implica em um pulso no canal de transmissão com duração temporal maior (2,310 ps).



**Figura 3a.** Intensidade no tempo do pulso de entrada e pulso chaveado para  $\xi_L=L/3$  ( $L=0,76$  mm), resolvendo as equações (1) e (2) com  $Q(\xi)=1$  e  $\Gamma=0,035$  ( $\alpha \approx 4\text{dB/mm}$ ) sem dispersão ( $\beta_2= T_0^2/L_D = 0$ ).

Na figura 3b tem-se agora o efeito da perda considerando o mesmo dispositivo ( $L/3$ ) anterior, com a mesma perda  $\Gamma=0,035$ , entretanto, levando-se em conta o efeito do GVD (dispersão -  $\beta_2=-16,9$   $\text{ps}^2/\text{mm}$ ). Nesta situação, pode-se observar que a presença da perda alarga ainda mais fortemente a duração temporal do pulso transmitido (3,258 ps).



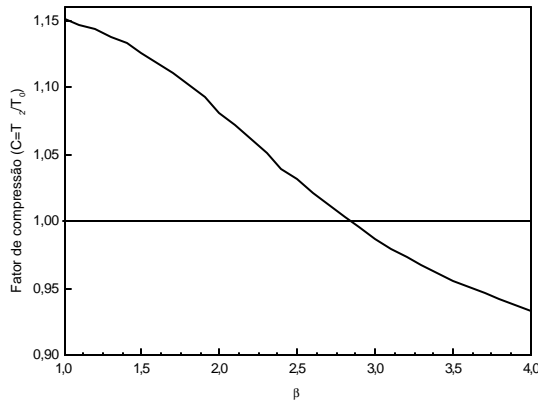
**Figura 3b.** Intensidade no tempo do pulso de entrada e pulso chaveado para  $\xi_L=L/3$  ( $L=0,76$  mm), resolvendo as equações (1) e (2) com  $Q(\xi)=1$  e  $\Gamma=0,035$  ( $\alpha \approx 4\text{dB/mm}$ ) sem dispersão ( $\beta_2= T_0^2/L_D = 16,9$   $\text{ps}^2/\text{mm}$ ).

Neste trabalho, investigamos o efeito de um perfil de automodulação de fase (SPM) crescente ( $Q(\xi)$ ) na performance do AOTF. Esperamos que o perfil linear crescente seja efetivo para recuperar o comportamento de chaveamento original associado com a situação sem perda. Este perfil expressado em termos dos parâmetros  $\beta$  (máximo valor de  $Q(\xi)$ ) e  $L$  (comprimento considerado do dispositivo) é dado por:

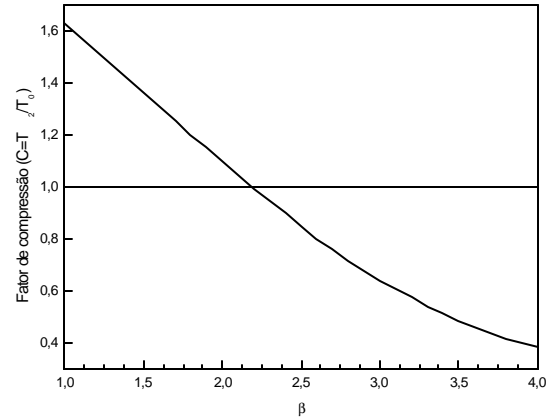
$$Q(\mathbf{x}) = \frac{(\mathbf{b}-1)}{L} \mathbf{x} + 1 \quad (8)$$

Neste perfil (normalizado) o coeficiente  $Q$  cresce de 1 ao valor final  $\beta$  (no comprimento  $L$ ).

Nas figuras 4a e 4b tem-se o fator de compressão  $C$  para os casos  $\beta_2 = 0$  e  $\beta_2 = -16,9 \text{ ps}^2/\text{mm}$ , respectivamente, para um dispositivo com comprimento  $L/3$  ( $0,25 \text{ mm}$ ), perda  $\Gamma = 0,035$ . Para valores de  $C < 1$ , significa que teremos compressão para o pulso chaveado e valores de  $C > 1$ , tem-se alargamento temporal de acordo com a definição previa do fator de compressão. Das figuras 4a e 4b, pode-se concluir que um acréscimo em  $\beta$  (valor final do perfil), implica na mudança da condição do pulso chaveado de alargamento para compressão óptica.

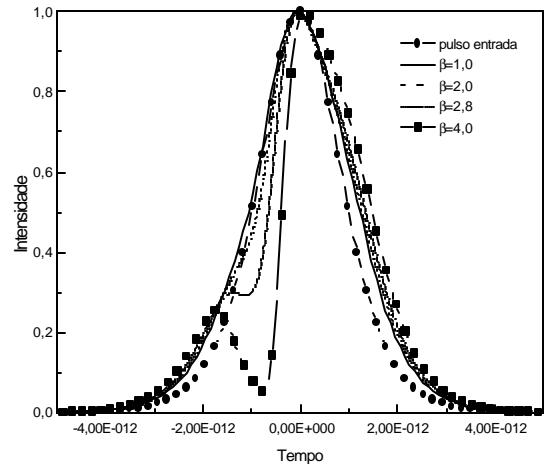


**Figura 4a.** Fator de compressão (equação (7)) para o AOTF com  $\xi_L = L/3$  ( $L = 0,76 \text{ mm}$ ),  $\Gamma = 0,035$  ( $\alpha \approx 4 \text{ dB/mm}$ ) e  $\beta_2 = 0$ , variando o parâmetro  $\beta$  do perfil linear.



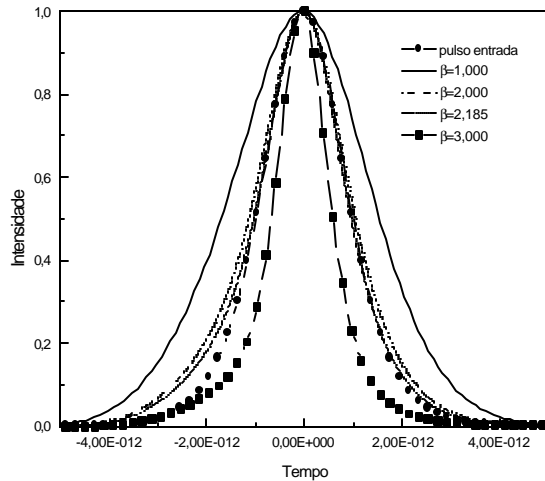
**Figura 4b.** Fator de compressão (equação (7)) para o AOTF com  $\xi_L = L/3$  ( $L = 0,76 \text{ mm}$ ),  $\Gamma = 0,035$  ( $\alpha \approx 4 \text{ dB/mm}$ ) e  $\beta_2 = -16,9 \text{ ps}^2/\text{mm}$ , variando o parâmetro  $\beta$  do perfil linear.

Na figura 5a mostra-se o perfil no tempo do pulso de entrada e dos pulsos chaveado para quatro diferentes valores do parâmetro  $\beta$  ( $\beta = 1, \beta = 2, \beta = 2,8$  e  $\beta = 4$ ) na presença de perda ( $\alpha \approx 4 \text{ dB/mm}$ ), com dispositivo de comprimento  $0,25 \text{ mm}$  e sem o efeito da dispersão ( $\beta_2 = 0$ ). Para  $\beta = 1$  (sem perfil) o pulso transmitido apresenta alargamento ( $C = 1,15$  na figura 4a,  $T_2 \approx 2,310 \text{ ps}$ ). Com o acréscimo do parâmetro  $\beta$  o pulso mostra-se dividido (quebrado) onde o pulso mais intenso é mais curto do que o pulso de entrada.



**Figura 5a.** Intensidade no tempo do pulso de entrada e pulso chaveado para  $\xi_L = L/3$  ( $L = 0,76 \text{ mm}$ ) resolvendo as equações (1) e (2) com  $\Gamma = 0,035$ ,  $|\beta_2| = T_0^2 / L_D = 0$  e  $\beta = 1, 2, 2,8$  e  $4$ .

Na figura 5b, fizemos análise do pulso chaveado considerando o pulso propagando-se em regime de soliton de ordem 1 através do AOTF ( $\beta_2 = -16,9 \text{ ps}^2/\text{mm}$ ) na presença de perda ( $\alpha \approx 4\text{dB/mm}$ ) e com dispositivo de comprimento 0,25 mm, tendo como base a figura 4b. Para  $\beta=1$  (sem perfil) o pulso chaveado apresenta alargamento ( $C=1,62$  na figura 4b,  $T_2 \approx 3,258 \text{ ps}$ ). Com o acréscimo do parâmetro  $\beta$ , o pulso transmitido no canal 2 torna-se mais estreito, entretanto não apresenta quebra como acontece no caso sem dispersão ( $\beta_2=0$ ).



**Figura 5b.** Intensidade no tempo do pulso de entrada e pulso chaveado para  $\xi_L=L/3$  ( $L=0,76 \text{ mm}$ ) resolvendo as equações (1) e (2) com  $\Gamma=0,035$ ,  $|\beta_2|=T_0^2/L_D = 16,9 \text{ ps}^2/\text{mm}$  e  $\beta=1, 2, 2,8$  e  $4$ .

## 6. CONCLUSÕES

Neste trabalho, estudamos as características de transmissão de um AOTF operando com pulsos de luz ultracurtos (2 ps). Inicialmente considera-se a performance do dispositivo, operando no regime não-linear sem dispersão e sem perda. Foi observada que o efeito da não-linearidade, tem forte influência na propagação do pulso quando se acresce o comprimento do dispositivo. Para comprimentos mais curtos do dispositivo o pulso chaveado apresenta alargamento temporal. Para comprimentos maiores do dispositivo, foi observada a divisão do pulso. Considerando os efeitos combinados da dispersão e não-linearidade no dispositivo (regime de soliton) e sem perda, o pulso chaveado apresenta apenas alargamento temporal, a medida em que se acresce o tamanho do dispositivo. Considerando o AOTF com perda, analisamos um dispositivo de comprimento 0,25 mm com perda de 4dB/mm construído com perfil de não-linearidade crescente. Foi observado que o acréscimo em  $\beta$  (valor final do perfil da não-linearidade) implica em um pulso chaveado passando da condição de alargamento para compressão óptica, no dispositivo com e sem dispersão. Pode-se dizer que, no caso sem dispersão, podemos operar o AOTF em uma configuração em que se evite a divisão do pulso e na qual se tenha um pulso chaveado com uma duração temporal mais curta se comparado com o AOTF com

perda e sem perfil de não-linearidade ( $\beta=1$ ,  $T_2 \approx 2,310 \text{ ps}$ ,  $C=1,15$ ). Esta configuração é possível com  $\beta=2$  a qual resulta em um pulso chaveado com  $T_2 \approx 2,160 \text{ ps}$  ( $C=1,081$ ) de duração temporal. Quando se considera a dispersão, o pulso chaveado na saída do AOTF (com perda e sem perfil) apresenta-se mais alargado ( $\beta=1$ ,  $T_2=3,258 \text{ ps}$ ,  $C=1,624$ ), entretanto conseguimos a condição desejada igualmente com  $\beta=2$ , onde se tem um pulso transmitido com  $T_2 \approx 2,194 \text{ ps}$  ( $C=1,094$ ).

O estudo do AOTF operando com solitons ópticos ultracurtos, prover possibilidades para se alcançar alta eficiência no processamento de sinais, especialmente para chaves, filtros e transistores ópticos. O filtro acústico óptico sintonizável (AOTF) tem atraído grande atenção nos anos recentes, em parte porque ele tem mostrado ser o dispositivo básico necessário para conectores cruzados de multi-comprimento de onda óptico. É provavelmente o único filtro sintonizável conhecido que é capaz de selecionar vários comprimentos de onda simultaneamente. Esta capacidade pode ser usada para construir roteadores de multi-comprimento de onda óptico.

## 7. REFERÊNCIAS

- [1] B.L. Heffner, D. A Smith, J.E. Baran, K.W. Cheung, "Integrated optic acoustically-tunable infrared optical filter", Electron. Lett. Vol 24, pp 1562-1563, 1988.
- [2] J.L. Jackel et al. "Acousto-Optic tunable filters (AOTF's) for multiwavelength optical cross-connects: Crosstalk considerations, J. Lightwave Technol. Vol 14, pp 1056-1066(1996).
- [3] H. Hermann, St. Schmidt, Integrated acousto-optical mode converters with weighted coupling using surface acoustic wave directional couplers, Electron. Lett. Vol 28, pp 979-980 (1992)
- [4] D. A Smith et al. "Integrated-optic acoustically tunable filters for WDM networks" IEEE J. Elect. Areas Commun., vol 8 pp 1151-1159 (1990)
- [5] M.E. Lines, Glasses for fast photonic switching: A comparative study, J Appl Phys 69 (1991), 6876-6884.
- [6] G.P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Academic, New York, 1994.