

PROPAGAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS EM MEIOS MATERIAIS

André Chaves Azevedo Siqueira¹ ; Edilson Lucena Falcão Filho²

¹Estudante do Curso de Bacharelado em Física- CCEN – UFPE; E-mail: andrechaves.physics@gmail.com,

²Docente/pesquisador do Depto de Física – CCEN – UFPE. E-mail: elff@df.ufpe.br.

Sumário: A investigação de fenômenos relacionados a óptica não linear vem crescendo devido ao interesse tecnológico no desenvolvimento de dispositivos puramente ópticos, e junto a esse crescimento, intensificou-se a procura por novos sistemas de comunicação. As fibras ópticas, devido a sua alta eficiência no transporte de dados, são amplamente utilizadas em telecomunicações. Quando comparadas com os cabos convencionais de metal, as fibras além de serem imunes a interferências eletromagnéticas, permitem a transmissão de informações a distâncias muito superiores e com maior largura de banda. Na primeira etapa deste projeto, implementamos algoritmos para entendermos como efeitos de dispersão e auto modulação de fase, afetam separadamente, a propagação de pulsos eletromagnéticos em fibras ópticas, e em seguida juntarmos os dois efeitos para a simulação da propagação de sólitons temporais através do método Split Step Fourier que consiste em se resolver separadamente os efeitos dispersivos e os efeitos não lineares.

Guardamos para etapa final, a simulação de pulsos ultracurtos propagando em fibras altamente não lineares através de um algoritmo que consiste em um híbrido do método Split Step Fourier e o método de Runge-Kutta de Quarta Ordem. Assim, foi possível estudar efeitos que alargam dramaticamente o espectro do pulso, a geração de supercontínuo.

Palavras-chave: algoritmos; fibras; linearidade; sólitons; supercontínuo

INTRODUÇÃO

Neste projeto, nosso principal objetivo foi começar implementando algoritmos para resolver equações simplificadas, particularmente, a equação não linear de Schrödinger (ENLS), equação (1), podendo ser útil para simular a propagação de pulsos em fibras ópticas, tal que, a medida que os resultados se caracterizavam como corretos, termos foram adicionados na equação (1), tornando-a mais generalizada (equação não linear de Schrödinger generalizada). Assim, a utilização de outros métodos numéricos mais complexos foi inevitável [1].

$$i \frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, T)}{\partial T^2} - \gamma |A(z, T)|^2 A(z, T) \quad (1)$$

Onde, $A(z, T)$ representa a amplitude complexa do envelope de pulso, que se propaga ao longo de uma fibra com parâmetro β_2 (GVD) representando a dispersão da velocidade de grupo e γ é um fator de não linearidade.

A dispersão da velocidade de grupo ocorre devido a dependência de cada comprimento de onda do pulso propagante na fibra óptica com o índice de refração do meio. Assim, cada componente espectral que compõe o pulso apresentará uma velocidade de fase distinta das demais gerando um alargamento do envelope do pulso [3]. Porém, o efeito dispersivo por atuar no domínio do tempo, não altera o espectro do pulso após propagar através da fibra.

$$A(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, w) \exp\left(\frac{i\beta_2 w^2 z}{2}\right) \exp(-iwT) dw \quad (2)$$

A equação (2) é a transformada de Fourier inversa de $\tilde{A}(z, w)$.

A auto modulação de fase é uma manifestação da dependência da intensidade do pulso com o índice de refração do meio não linear, no caso, a fibra óptica. Este fenômeno é caracterizado por um alargamento espectral do pulso propagante:

$$\tilde{A}(z, w) = \int_{-\infty}^{\infty} A(0, T) \exp[i\varphi_{m\acute{a}x}(L, T)] \exp(iwT) dT \quad (3)$$

A maior mudança de fase ocorre quando: $\varphi_{m\acute{a}x} = \gamma P_0 L$ e no centro pulso centrado em $T = 0$, mas a forma temporal do pulso propagante permanece inalterada.

Em fibras ópticas com dispersão anômala ($\beta_2 < 0$), podemos ter a combinação de efeitos de dispersão e auto modulação de fase, tal que, produzimos um pulso do tipo sóliton temporal [1]. No caso de sólitons fundamentais em uma fibra sem perdas, o pulso se propaga sem distorções. Pulsos com intensidades de entrada suficientemente elevada podem evoluir para ondas não lineares compostas por conjuntos de dois ou mais sólitons fundamentais ligados entre si através da interação não linear. Essas ondas são conhecidas como sólitons de ordem superior [3].

Utilizando um algoritmo de alto desempenho, com precisão global de quarta ordem, foi possível estudar a propagação não linear de pulsos ultracurtos, particularmente, simular a geração de supercontínuo em fibras ópticas, através da solução numérica da equação não linear de Schrödinger generalizada (ENLSG), equação (4). O algoritmo implementado é um híbrido de dois métodos iterativos conhecidos da literatura: o Split Step Fourier e o Método de Runge-Kutta de Quarta Ordem [2].

$$\frac{\partial A}{\partial z} = - \left(\sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n-2}}{2} \frac{\partial^n A}{\partial T^n} \right) + i\gamma \left(1 + \frac{1}{w_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left((1 - f_R) A |A|^2 + f_R A \int_0^{\infty} h_R(\tau) |A(z, T - \tau)|^2 d\tau \right) \quad (4)$$

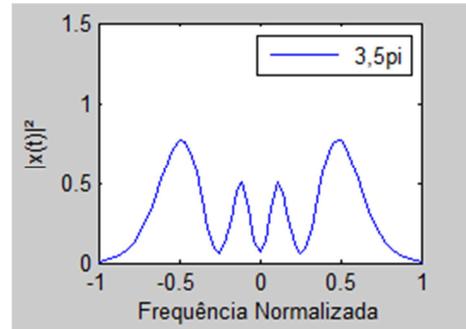
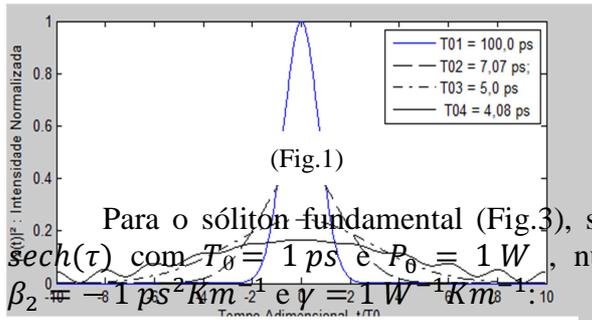
Portanto, se consideramos a propagação de um pulso da ordem de alguns femtossegundos em uma fibra altamente não linear, no regime de dispersão anômala, pode-se esperar um grande alargamento espectral que excede dramaticamente aquele alargamento normalmente esperado quando se tem apenas a auto modulação de fase.

Então, nossa motivação foi explorar as mais diversas situações onde podemos ter os efeitos dispersivos dominando os efeitos não lineares e vice versa, também o estudo da propagação de sólitons temporais e pulsos espectralmente largos, como a geração de supercontínuo.

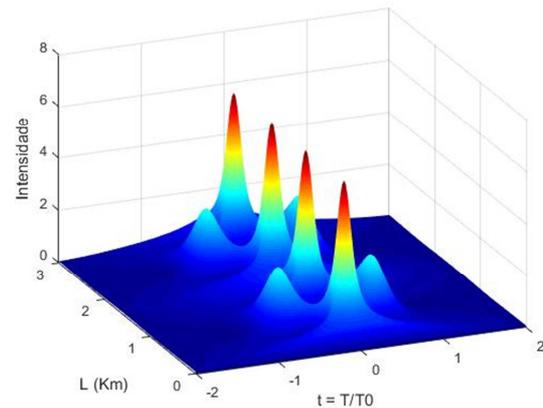
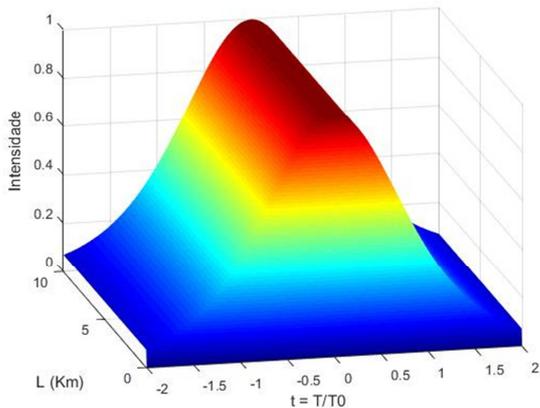
RESULTADOS

Investigamos o efeito da dispersão, simulando a propagação de quatro pulsos, todos do tipo gaussiano: $A(0, T) = e^{-0.5T^2}$, todos com largura temporal T_0 diferente em unidades de picossegundo (Fig.1), propagando numa fibra com $L = 10 \text{ km}$ de extensão e $\beta_2 = 10 \cdot 10^{-24} \text{ s}^2/\text{Km}$.

No caso do efeito da auto modulação de fase, simulamos um pulso do tipo $A(0, T) = e^{-0.1T^2}$ (Fig.2) com $T_0 = 10 \text{ ps}$ e $P_0 = 35\pi \cdot 10^{-2} \text{ W}$ em uma fibra óptica com 10 Km de extensão, $\gamma = 1 \text{ W}^{-1}/\text{Km}$ e $\varphi_{m\acute{a}x} = 3,5\pi$:



Para o sóliton fundamental (Fig.3), simulamos um pulso do tipo: $U(\xi = 0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ com $T_0 = 1 \text{ ps}$ e $P_0 = 1 \text{ W}$, numa fibra com comprimento $L = 10 \text{ Km}$, $\beta_2 = -1 \text{ ps}^2/\text{Km}$ e $\gamma = 2 \text{ W}^{-1}/\text{Km}$.

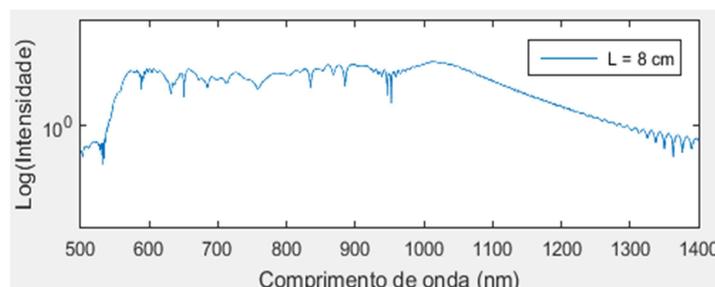


Simulamos a geração de supercontínuo com pulsos de largura $T_0 = 28,4 \text{ fs}$, comprimento de onda inicialmente centrado em 850 nm e com potência de pico $P_0 = 10 \text{ kW}$ em uma fibra com comprimentos variando de 0 a 10 cm, no regime de dispersão anômala com valores para os coeficientes de dispersão de altas ordens:

$$\begin{aligned}\beta_2 &= -1,276 \cdot 10^{-2} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1} \\ \beta_3 &= 8,119 \cdot 10^{-5} \text{ ps}^3 \text{ m}^{-1} \\ \beta_4 &= -1,321 \cdot 10^{-7} \text{ ps}^4 \text{ m}^{-1} \\ \beta_5 &= 3,032 \cdot 10^{-10} \text{ ps}^5 \text{ m}^{-1} \\ \beta_6 &= -4,196 \cdot 10^{-13} \text{ ps}^6 \text{ m}^{-1} \\ \beta_7 &= 2,570 \cdot 10^{-16} \text{ ps}^7 \text{ m}^{-1} \\ \gamma &= 0,045 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}\end{aligned}$$

E perfil inicial do pulso: $A(0, T) = \sqrt{P_0} \text{sech}(T/T_0)$

A fig.5 mostra o espectro de um de nossos resultados, nesse caso, simulamos uma fibra com 8 cm de comprimento.



(Fig.5)

DISCUSSÃO

As características mais notáveis dos primeiros resultados são os efeitos dispersivos que se tornam bastante evidentes e crescentes de acordo com a diminuição no tempo de duração do pulso, T_0 (Fig.1). Já para a Fig.2, o alargamento espectral induzido pela auto-modulação de fase, que é acompanhada por uma estrutura oscilatória cobrindo toda a gama de frequências. Em geral, o espectro é constituído por vários picos, o número de picos depende do deslocamento máximo de fase ($\varphi_{máx}$) e aumenta linearmente com ele [1].

Ao contrário do sóliton fundamental, que se propagam sem distorções, os perfis temporais dos sólitons de ordem superiores, que, no nosso caso, simulamos um sóliton de ordem 3 (Fig.4) com $T_0 = 1 ps$ e $P_0 = 4 W$, numa fibra com comprimento $L = 3 Km$, $\beta_2 = -1 ps^2 Km^{-1}$ e $\gamma = 1 W^{-1} Km^{-1}$, podem evoluir durante a propagação na fibra.

Portanto, observamos que a evolução do pulso torna-se mais complexa e envolve tanto a compressão como a divisão do pulso propagante na fibra. Então, como nossos resultados confirmam, existe uma periodicidade na evolução do pulso [3].

Sobre a geração de supercontínuo, podemos notar que a dinâmica observada é típica da geração de supercontínuo utilizando pulsos ultracurtos no regime de dispersão anômala de uma fibra altamente não linear. Assim, foi possível, através do nosso código, reproduzir o enorme alargamento espectral que excede dramaticamente aquele alargamento normalmente esperado quando se tem apenas a auto modulação de fase [2].

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer ao Professor Edilson Falcão, que sempre esteve disposto e paciente para ajudar no dia a dia e gostaria de agradecer aos órgãos CNPQ e CAPES que tornaram possível, financeiramente, que projeto seguisse adiante.

REFERÊNCIAS

- [1] Govind P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics”, Academic Press, Fourth Edition (2007)
- [2] Johan Hult, “A Fourth-Order Runge–Kutta in the Interaction Picture Method for Simulating Supercontinuum Generation in Optical Fibers”, Journal of Lightwave Technology 25, 3770 (2007).
- [3] Andrew M. Weiner. “Ultrafast Optics”. Purdue University, First Edition (2009).