

Capítulo 3

Solitões Ópticos

3.1- Introdução

Neste capítulo são apresentados os conceitos fundamentais da teoria dos solitões, com destaque para os aspectos relevantes para a sua utilização em sistemas de comunicação ópticos.

Na secção 3.2 é apresentada a equação não linear de Schrödinger (NSE - Non-linear Schrödinger Equation) e são referidas as principais propriedades dos solitões ópticos. São ainda apresentadas as normalizações e as definições normalmente usadas na teoria dos solitões.

A secção 3.3 introduz o tema da utilização de solitões em sistemas de comunicação ópticos. Particular destaque é dada à manutenção de impulsos deste tipo em sistemas com amplificação concentrada. São ainda referidos alguns resultados relevantes, apresentados na

literatura especializada, relativos à utilização de solitões em sistemas de comunicação ópticos.

3.2- Solitões em fibras ópticas

A palavra solitão foi usada inicialmente em 1965 [1], para descrever o comportamento de uma onda num meio dispersivo não linear, que sob certas condições se propaga sem sofrer distorções e resiste a colisões, apresentando um comportamento típico de partículas. A possibilidade de propagar solitões nas fibras ópticas foi sugerido em 1973 [2], e foram observados experimentalmente pela primeira vez em 1980 [3]. Numa experiência realizada em 1988 [4], Mollenauer e Smith, mostraram que os solitões poderiam trazer ganhos consideráveis em termos de capacidade, aos sistemas de comunicação ópticos de longa distância e elevado ritmo de transmissão. Os progressos feitos durante o início da década de 90 transformaram os solitões de uma mera curiosidade científica para um tipo de modulação atractiva para os sistemas de comunicação ópticos [5].

A possibilidade de manter solitões na fibra óptica é o resultado do balanço entre a dispersão da velocidade de grupo e a auto-modulação de fase. Actuando separadamente ambos os efeitos limitam o desempenho dos sistemas, conforme foi referido no capítulo 2. No entanto, no regime de dispersão anómalo é possível que o efeito da SPM seja tal que compense integralmente o alargamento dos impulsos induzido pela dispersão. Os impulsos nesta situação irão propagar-se mantendo inalterada a sua forma e são chamados de solitões ópticos.

3.2.1- Equação não linear de Schrödinger

A equação da fibra, expressão (2.79), derivada no capítulo 2, pode ser transformada na equação não linear de Schrödinger, desprezando os termos relativos à atenuação, à dispersão de terceira ordem e ao efeito de Raman, e fazendo as seguintes transformações

$$\tau = \frac{t - \beta_1 \cdot z}{T_0}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad (3.1)$$

onde T_0 é a largura temporal do solitão e L_D é o comprimento de dispersão definido como

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.2)$$

A equação (2.79) pode então ser escrita na forma seguinte

$$i \cdot \frac{\partial U}{\partial \xi} - \text{sgn}(\beta_2) \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 \cdot |U|^2 \cdot U = 0 \quad (3.3)$$

onde $\text{sgn}(\beta_2)$ toma o valor 1 ou -1 dependendo se β_2 é positivo, dispersão normal, ou negativo, dispersão anômala. Sendo N dado por

$$N^2 = \gamma \cdot P_0 \cdot L_D = \frac{\gamma \cdot P_0 \cdot T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.4)$$

A equação (3.3) é designada por equação não linear de Schrödinger e pertence a uma classe especial de equações diferenciais não lineares que podem ser resolvidas utilizando a técnica matemática conhecida como o método da difusão inversa (ISM - **Inverse Scattering Method**) [6]. Embora, a NSE tenha soluções em ambos os regimes, normal, β_2 positivo, e anômalo, β_2 negativo, impulsos do tipo solitão existem apenas no regime anômalo. No regime normal a solução assume a forma de uma reentrância num patamar, e estes solitões são chamados de solitões escuros. Em oposição, os impulsos do tipo solitão no regime anômalo são chamados de solitões brilhantes. Durante esta tese vamos falar sempre em solitões brilhantes, pois são aqueles que apresentam maior interesse para os sistemas de comunicação ópticos.

3.2.2- Solitões de 1ª ordem e de ordem superior

Na situação de dispersão anômala, a equação (3.3) pode ser escrita na forma seguinte

$$i \cdot \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 \cdot |U|^2 \cdot U = 0 \quad (3.5)$$

Resolvendo a equação (3.5) usando o ISM conclui-se que só existem solitões para valores inteiros de N e que quando são lançados impulsos na fibra do tipo

$$U(0, \tau) = \text{sech}(\tau) \quad (3.6)$$

a sua forma permanece inalterada durante a propagação quando N é igual a um e apresentam um forma periódica quando N é maior que um, de tal modo que a sua forma é reconstituída para valores de ξ múltiplos de $\pi/2 \approx 1.6$ [1].

O parâmetro N dá a ordem do solitão. O solitão correspondente a N igual a um é chamado de solitão fundamental. Solitões para outros valores de N são designados por solitões de ordem superior. Na figura 3.1 podemos observar a propagação de um solitão fundamental, obtida através da resolução numérica da equação (3.5) num programa de cálculo matemático denominado Matlab.

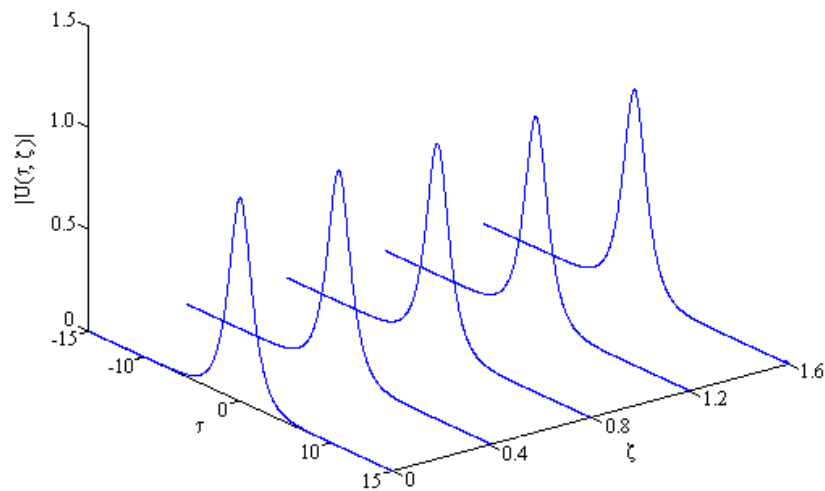


Figura 3.1 - Propagação de um solitão fundamental, $N = 1$.

Definindo o período do solitão z_0 , como sendo a distância que um solitão de ordem superior a um tem que percorrer até recuperar a sua forma, temos que

$$z_0 = \frac{\pi}{2} \cdot L_D = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.7)$$

O período do solitão z_0 , e a ordem do solitão N assumem um papel relevante na teoria dos solitões. Na figura 3.2 podemos observar a propagação de um solitão de segunda e terceira ordem durante um período de um solitão. O solitão ao propagar-se sofre inicialmente um contração, para depois se dividir em várias componentes que se voltam a juntar de modo a que o solitão recupere a sua forma quando a distância é igual ao período do solitão. Um comportamento semelhante é observado para solitões de todas as ordens, à exceção da primeira, para a qual o solitão se propaga sem sofrer qualquer distorção.

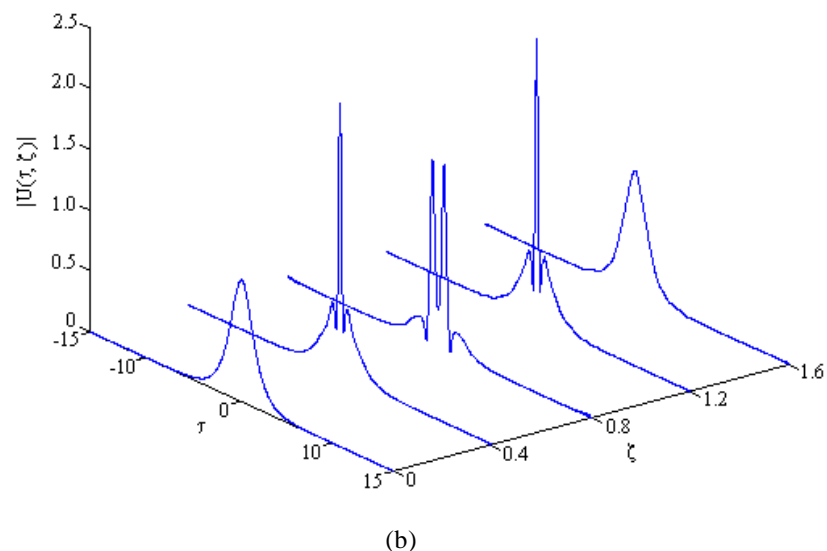
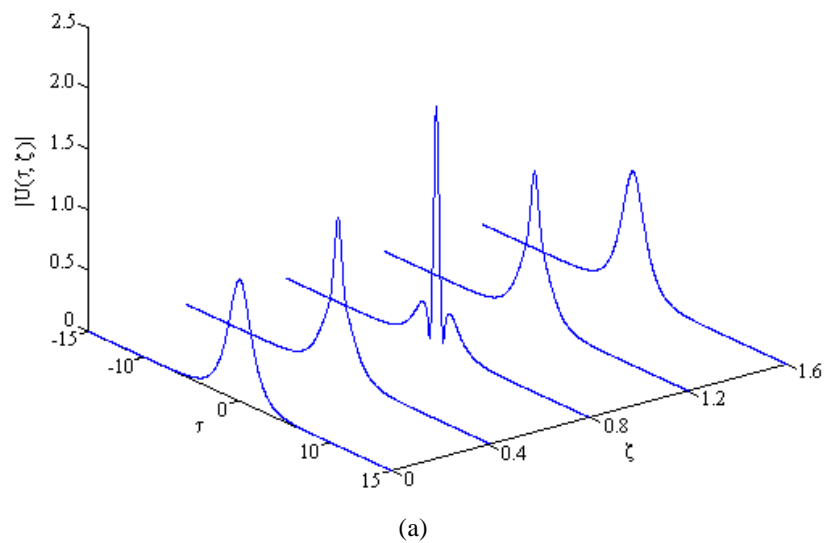


Figura 3.2 - a) Solitão de segunda ordem, $N = 2$. b) Solitão de terceira ordem, $N = 3$.

Muito embora, solitões de ordem superior à primeira possam ser usados para compressão de impulsos na fibra óptica [7], do ponto de vista dos actuais sistemas de comunicação o solitão fundamental é o mais interessante, devido a manter a sua forma inalterada. No âmbito desta tese, salvo indicação em contrário, ao referirmo-nos a um impulso do tipo solitão deve ser sempre entendido como sendo um solitão fundamental.

A solução correspondente ao solitão fundamental, pode ser obtida da equação (3.5), procurando uma solução da forma

$$U(\xi, \tau) = V(\tau) \cdot \exp(i \cdot \phi) \quad (3.8)$$

em que V e ϕ são, respectivamente, a amplitude e a fase do solitão. Assumindo que V é independente de ξ , de modo a ser um solitão de primeira ordem, e substituindo (3.8) em (3.5) e igualando a parte real e imaginária de cada um dos membros da equação obtemos duas equações. Da equação resultante de igualarmos as partes imaginárias concluímos que a fase $\theta(\xi, \tau)$ é independente de τ . Da equação resultante de igualarmos as partes reais concluímos que a primeira derivada da fase em ordem ao espaço assume um valor constante. Designando esse valor por k , temos que a fase do solitão é igual a $k \cdot \xi$, a menos duma constante inicial. Substituindo na equação resultante de igualarmos as partes reais a primeira derivada da fase por k temos

$$\frac{d^2 V}{d\tau^2} = 2 \cdot V \cdot (k - V^2) \quad (3.9)$$

Atendendo às condições fronteira para $V(\tau)$ e para a primeira derivada de $V(\tau)$ em ordem a τ . Ou seja, $V(\tau)$ anula-se quando τ tende para infinito, e para τ igual a zero $V(\tau)$ assume o valor um e a sua primeira derivada em ordem a τ é nula, temos que uma função do tipo $\text{sech}(\tau)$ é solução da equação e k assume o valor 0.5. Chegamos assim à expressão para o solitão fundamental

$$U(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) \cdot \exp\left(i \cdot \frac{\xi}{2}\right) \quad (3.10)$$

A expressão (3.10) mostra que o solitão de primeira ordem mantém a sua amplitude inalterada e adquire um aumento de fase de $0.5 \cdot \xi$ durante a propagação. Notemos ainda que a fase do solitão fundamental é independente do tempo τ , ou seja a fase é uniforme para todo o impulso.

Em [5], A. Hasegawa e Y. Kodama, chegaram à seguinte expressão geral para descrever a propagação de um solitão fundamental

$$U(\xi, \tau) = u_s \cdot \operatorname{sech}(u_s \cdot (\tau + \omega_s \cdot \xi - \tau_s)) \exp\left(-i \cdot \omega_s \cdot \tau + \frac{i}{2} \cdot (u_s^2 - \omega_s^2) \cdot \xi + i \cdot \phi_s\right) \quad (3.11)$$

onde u_s representa a amplitude de pico normalizada, τ_s é a posição temporal normalizada relativamente a um referencial que se desloca à velocidade de grupo, ω_s é o desvio da frequência angular central normalizada relativamente à frequência da portadora óptica e ϕ_s é o desvio de fase.

Notemos ainda que u_s e ω_s são também, respectivamente, o inverso da largura temporal normalizada do solitão e o desvio do inverso da velocidade de grupo normalizada.

Uma das razões do grande interesse dedicado aos solitões ópticos, reside na sua estabilidade. De facto, os impulsos do tipo solitão reagem a pequenas perturbações, mantendo a sua forma geral, expressa pela expressão (3.11), ajustando os quatro parâmetros u_s , τ_s , ω_s e ϕ_s e libertando uma componente dispersiva.

Tendo por base esta propriedade foi desenvolvida uma variante da teoria das perturbações adiabáticas, aplicável aos solitões, que tem sido largamente usada no estudo da dinâmica da propagação de impulsos deste tipo [5, 8, 9].

Escrevendo a equação não linear de Schrödinger perturbada na forma seguinte

$$i \cdot \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + |U|^2 \cdot U = \varepsilon \cdot P(U) \quad (3.12)$$

em que $\varepsilon \ll 1$ e $P(U)$ representa a perturbação que actua sobre o solitão, podemos obter os quatro parâmetros u_s , τ_s , ω_s e ϕ_s , resolvendo as seguintes equações diferenciais [9]

$$\frac{du_s}{d\xi} = \text{Im} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon \cdot P(U) \cdot U_{u_s} d\tau \right\} \quad (3.13)$$

$$\frac{d\omega_s}{d\xi} = \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon \cdot P(U) \cdot U_{\omega_s} d\tau \right\} \quad (3.14)$$

$$\frac{d\tau_s}{d\xi} = -\omega_s + \frac{1}{u_s} \cdot \text{Im} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon \cdot P(U) \cdot U_{\tau_s} d\tau \right\} \quad (3.15)$$

$$\frac{d\phi_s}{d\xi} = \tau_s \cdot \frac{d\omega_s}{d\xi} + \frac{u_s^2 - \omega_s^2}{2} - \frac{1}{u_s} \cdot \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon \cdot P(U) \cdot U_{\phi_s} d\tau \right\} \quad (3.16)$$

em que U_{u_s} , U_{ω_s} , U_{τ_s} e U_{ϕ_s} são dados respectivamente por

$$U_{u_s} = U^* \quad (3.17)$$

$$U_{\omega_s} = \tanh[u_s \cdot (\tau - \tau_s)] \cdot U^* \quad (3.18)$$

$$U_{\tau_s} = (\tau - \tau_s) \cdot U^* \quad (3.19)$$

$$U_{\phi_s} = \left\{ 1 - u_s \cdot (\tau - \tau_s) \cdot \tanh[u_s \cdot (\tau - \tau_s)] \right\} \cdot U^* \quad (3.20)$$

Embora com algumas limitações, nomeadamente ao nível do tratamento da componente dispersiva [5], esta técnica permite derivar várias propriedades dos solitões, assim como tratar analiticamente o problema da propagação de impulsos do tipo solitão para diversas situações de interesse prático. No capítulo 5, iremos usá-la para estudarmos o *jitter* temporal devido ao efeito de Raman e ao coeficiente de dispersão de terceira ordem. De seguida iremos apenas referir as propriedades dos solitões mais relevantes para o domínio das comunicações ópticas.

Recordemos que, por agora, estamos a desprezar o efeito da atenuação, do coeficiente de dispersão de terceira ordem e o efeito de Raman.

Supondo que a potência de pico do impulso, não satisfaz a equação (3.4), ou seja N não assume um valor inteiro, o impulso ao propagar-se vai ajustar a sua amplitude e largura de forma a tender assintoticamente para o solitão cuja ordem corresponde ao inteiro mais próximo do valor inicial de N [10]. Donde podemos concluir que um solitão fundamental é gerado sempre que o valor inicial de N seja maior que 0.5 e menor que 1.5.

De igual modo, se a envolvente do campo eléctrico não coincidir com a forma secante hiperbólica o impulso adapta a sua forma de modo a tender para a forma secante hiperbólica. Desde que a potência de pico do impulso seja suficientemente elevada para gerar a componente solitão [10].

Porém quando o impulso ajusta a sua amplitude ou forma de modo a tender para um solitão, parte da sua energia é radiada sob a forma de campos dispersivos [11]. Estes campos dispersivos vão perturbar a propagação do solitão e aumentam a taxa de erros do sistema de comunicação, devendo por isso ser minimizados.

Esta capacidade de auto ajuste dos impulsos do tipo solitão verifica-se quer no domínio do tempo quer no domínio da frequência e permitiu o desenvolvimento de diversas técnicas de controlo, a operarem em ambos os domínios.

É porém também responsável pelo efeito de Gordon-Haus, que como veremos no capítulo 5 e 7, coloca um limite ao desempenho dos sistemas baseados em solitões, ao incorporar o ruído de emissão espontânea na componente solitão introduzindo variações aleatórias na frequência central dos impulsos.

3.3- Sistemas de comunicação ópticos baseados em solitões

A degradação sofrida por um sinal óptico ao propagar-se no interior de uma fibra óptica deve-se essencialmente a três factores: atenuação, dispersão e não linearidades. O problema da atenuação foi reduzido com o advento de sistemas a operarem na janela dos 1550 nm, nesta janela a atenuação é mínima e existem disponíveis amplificadores ópticos capazes de compensarem o efeito da atenuação óptica. Resolvido o problema da atenuação, a dispersão emergiu como o factor limitativo do aumento da capacidade dos sistemas. O problema da dispersão foi parcialmente ultrapassado com o surgimento de

diversas técnicas capazes de condicionarem a dispersão. As não linearidades assumiram-se assim como uma das principais causas de degradação do sinal em sistemas de longa distância.

Conforme vimos na secção 3.2 o solitão fundamental propaga-se, num meio dispersivo e não linear, mantendo a sua forma inalterada, permitindo assim compensar simultaneamente quer o efeito da dispersão quer as não linearidades. Os solitões apresentam deste modo características interessantes para serem usados em sistemas de comunicação ópticos. Nesta secção iremos analisar alguns aspectos relevantes a ter em consideração no projecto de sistemas de comunicação ópticos baseados em solitões.

3.3.1 Transmissão de informação em sistemas baseados em solitões

Usualmente, em sistemas de comunicação ópticos IM-DD a informação é transmitida fazendo corresponder ao "1" lógico a presença de um impulso de luz e ao "0" lógico a ausência de luz. O impulso de luz pode ocupar todo o período do bit, e estamos em presença de um sistema com não retorno a zero (NRZ - **N**on **R**eturn to **Z**ero), ou pode ocupar apenas uma fracção do período do bit, e estamos em presença de um sistema com retorno a zero (RZ - **R**eturn to **Z**ero).

A formatação NRZ não pode ser usada em sistemas baseados em solitões, pois o solitão só pode ocupar uma fracção do período do bit, usualmente não superior a 20%. Isto porque os impulsos do tipo solitão interagem mutuamente. De facto, conforme iremos observar em detalhe nos capítulos 5, a presença de outros impulsos perturba a propagação dos solitões fazendo surgir forças de interacção mutuas.

Notemos que num sistema a 10 Gbit/s o período do bit é de 100 ps, fazendo com que o emissor tenha que gerar impulsos da ordem das dezenas de picosegundos de modo a reduzir a interacção entre solitões.

Diversas técnicas têm sido desenvolvidas para obter impulsos estreitos. No capítulo 4 iremos apresentar uma técnica, baseada na comutação do ganho da cavidade óptica dum laser semiconductor, capaz de gerar impulsos da ordem dos 20 ps, susceptíveis de serem usados em sistemas até aos 10 Gbit/s.

Após a geração da sequência de impulsos estreitos, ao ritmo de transmissão pretendido, a informação é transmitida bloqueando os impulsos correspondentes ao "0" lógico, de modo a termos impulsos nos períodos do bit, correspondentes ao envio do "1" lógico, e a ausência de impulsos nos períodos correspondentes ao envio do "0" lógico.

3.3.2 Amplificação óptica

De modo a compensar a atenuação óptica é necessário proceder à amplificação da sequência de impulsos. A atenuação óptica pode ser minimizada operando nos 1550 nm, no entanto mesmo para valores da atenuação da ordem dos 0.2 dB/km, a potência do sinal é reduzida em 20 dB, um factor de 100, depois da transmissão em 100 km de fibra. Como vimos na secção anterior a potência óptica, nomeadamente a potência de pico, é um factor crítico na manutenção de um solitão. Sendo assim temos que compensar as perdas ópticas amplificando a sequência de impulsos.

Podemos usar dois esquemas alternativos para amplificar o sinal óptico, usando amplificadores concentrados ou então amplificação distribuída. Na figura 3.3 mostramos os diagramas de blocos de um sistema com amplificação distribuída e outro com amplificação concentrada.

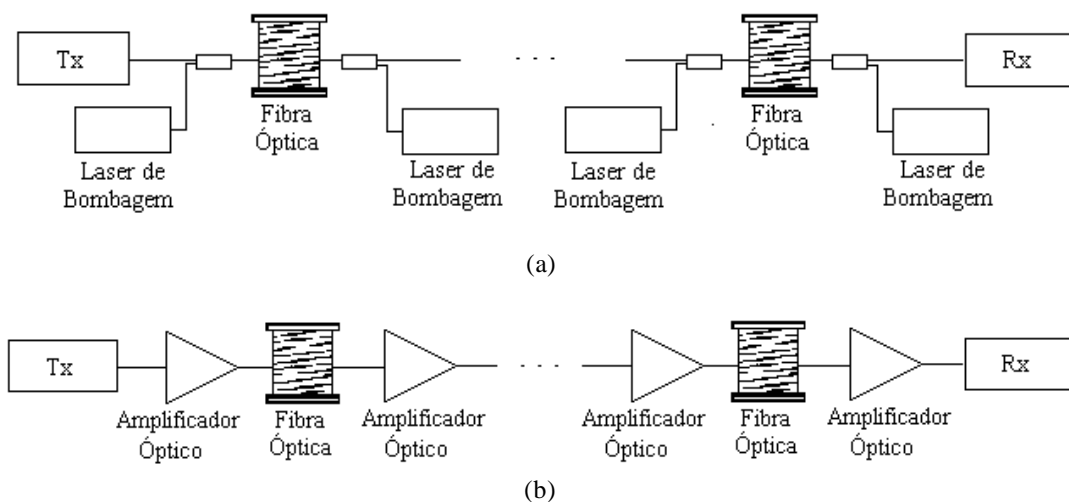


Figura 3.3 - a) Sistema com amplificação distribuída. b) Sistema com amplificação concentrada.

No actual estado da tecnologia, os amplificadores ópticos concentrados, nomeadamente os amplificadores de fibra dopada Érbio, são invariavelmente a solução adoptada na janela dos 1550 nm. Na janela dos 1300 nm a solução mais comum são os amplificadores semicondutores. A amplificação distribuída, se bem que apresentando melhores resultados do ponto de vista teórico, é difícil de obter na prática. Têm sido realizadas diversas tentativas para obter a amplificação distribuída quer utilizando o efeito de Raman quer dopando levemente a fibra com Érbio. No entanto, a necessidade de ter um laser muito potente para servir de bomba e a dificuldade em manter o ganho uniforme ao longo da fibra tem inviabilizado a utilização da amplificação distribuída em sistemas práticos. Nesta tese vamos concentrar-nos na amplificação concentrada pois, no actual estado do desenvolvimento tecnológico, é aquela que apresenta mais interesse para os sistemas de comunicação ópticos.

Os amplificadores periodicamente inseridos no sistema para restabelecerem a potência e assim compensarem a atenuação, adicionam ruído de emissão espontânea amplificado (ASE - Amplified Spontaneous Emission) ao sinal óptico. A densidade espectral de potência do ruído ASE adicionado depende do ganho do amplificador G , e é dada por [12]

$$S_{sp} = (G - 1) \cdot n_{sp} \cdot h \cdot f_0 \quad (3.21)$$

onde n_{sp} é o factor de emissão espontânea e depende do grau de inversão da população do amplificador, h é a constante de Planck e f_0 é a frequência da portadora óptica.

O efeito do ruído ASE é alterar aleatoriamente o valor dos quatro parâmetros do solitão u_s , τ_s , ω_s e ϕ_s à saída de cada amplificador. Usando a teoria das perturbações, T. Georges e Favre em [13] mostraram que as variações dos quatro parâmetros, induzidas pelo ruído de emissão espontânea amplificado, à saída de um amplificador óptico podem ser tratadas como variáveis aleatórias independentes, com distribuições gaussianas centradas e variâncias dadas por

$$\sigma_{u_s}^2 = 2 \cdot u_s \cdot n_{sp} \cdot F(G) / N_s \quad (3.22)$$

$$\sigma_{\omega_s}^2 = 2 \cdot u_s \cdot n_{sp} \cdot F(G) / (3 \cdot N_s) \quad (3.23)$$

$$\sigma_{\tau_s}^2 = \pi^2 \cdot n_{sp} \cdot F(G) / (6 \cdot u_s \cdot N_s) \quad (3.24)$$

$$\sigma_{\phi_s}^2 = (\pi^2 / 6 + 2) \cdot n_{sp} \cdot F(G) / (3 \cdot u_s \cdot N_s) \quad (3.25)$$

onde $F(G)$ é dado por $(G-1)^2 / (G \cdot \ln G)$ e N_s é o número de fótons do solitão dado por $2 \cdot P_0 \cdot T_0 / (h \cdot f_0)$, sendo f_0 a frequência da portadora óptica. As expressões (3.22) a (3.25) são novamente derivadas e apresentadas por T. Georges no trabalho [9].

As flutuações na frequência central dos solitões originam o chamado efeito de Gordon-Haus, ou seja *jitter* temporal com distribuição gaussiana, que conforme iremos observar no capítulo 5 e 7, coloca um limite importante ao desempenho dos sistemas, conhecido como o limite de Gordon-Haus.

As flutuações na posição temporal dos solitões induzem *jitter* temporal, que no entanto, numa longa cadeia de amplificadores, é usualmente desprezável comparativamente ao *jitter* devido ao efeito de Gordon-Haus.

As flutuações na amplitude dos solitões induzem *jitter* temporal no sistema através do efeito de Raman e do coeficiente de dispersão de terceira ordem, conforme iremos ver no capítulo 5.

As flutuações na fase do solitão são as menos relevantes do ponto de vista de desempenho do sistema, podendo eventualmente ter um efeito benéfico ao reduzir a interação entre solitões adjacentes, conforme veremos igualmente no capítulo 5.

3.3.3 Regime de propagação

A forma como o solitão reage às perdas de energia depende essencialmente da dimensão das perdas por comprimento de dispersão $\Gamma = \alpha \cdot L_D$, e da separação entre amplificadores L_a . Se $\Gamma \ll 1$ e $L_a \gg L_D$ o solitão reajusta-se preservando a sua natureza, ou seja a perda da potência de pico é acompanhada com o alargamento proporcional do

impulso, satisfazendo-se em todos os instantes a expressão (3.11). Este regime de propagação é referido como quase adiabático.

Se $L_a \ll L_D$, ou seja se a separação entre os amplificadores for muito menor que o comprimento de dispersão, a largura do solitão mantêm-se praticamente inalterada não respondendo a variações na potência de pico do impulso. Neste modo de propagação é possível amplificar indefinidamente o solitão mantendo praticamente constante a sua largura. As propriedades do impulso correspondem às propriedades do solitão que tem como potência de pico o valor médio da potência entre dois amplificadores. Este regime de funcionamento é conhecido como regime do solitão médio (ASR - Average Soliton Regime).

3.3.3.1- Regime do solitão médio - ASR

A equação que governa a propagação de um solitão fundamental num sistema com amplificação concentrada, foi inicialmente apresentada por A. Hasegawa e Y. Kodama em [14] e pode ser escrita na forma seguinte

$$i \cdot \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + |U|^2 \cdot U = -\frac{i}{2} \cdot \Gamma \cdot U + i \cdot \sum_{r=1}^{N_a} \left\{ \delta(\xi - r \cdot \xi_a) \cdot (\sqrt{G} - 1) \cdot U \right\} \quad (3.26)$$

onde N_a é o número total de amplificadores, espaçados de ξ_a e G é o ganho em potência dos amplificadores ópticos e é dado por $\exp(\Gamma \cdot \xi_a)$.

Notemos que o membro esquerdo da equação (3.26) corresponde à equação não linear de Schrödinger, o primeiro termo do lado direito quantifica o efeito da atenuação e o segundo termo quantifica o efeito da amplificação concentrada. Para percebermos melhor a equação (3.26), vamos desprezar todos os efeitos à excepção da amplificação concentrada e rescrevemos a equação em torno do primeiro amplificador. Vamos também supor que a fase do solitão é nula, ou seja que U é uma grandeza real.

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \delta(\xi - \xi_a) \cdot (\sqrt{G} - 1) \cdot U \quad (3.27)$$

A resolução da equação (3.27) implica encontrar a função cuja deriva parcial em ordem a ξ é a função delta centrada em ξ_a multiplicada por $(\sqrt{G} - 1) \cdot U$, esta função é a função degrau com um salto em ξ_a de $(\sqrt{G} - 1) \cdot U$. Notemos que antes do amplificador a amplitude do impulso é U , depois do amplificador a amplitude é $\sqrt{G} \cdot U$, ou seja o incremento em termos de amplitude sofrido por um solitão num amplificador é precisamente $(\sqrt{G} - 1) \cdot U$, ou seja a equação (3.27) descreve o comportamento do impulso ao atravessar um amplificador concentrado. O somatório na expressão (3.26) aparece para incluirmos todos os incrementos de amplitude verificados em todos os amplificadores do sistema.

Escrevendo a envolvente complexa normalizada do campo eléctrico como

$$U(\xi, \tau) = a(\xi) u(\xi, \tau) \quad (3.28)$$

em que $a(\xi)$ representa as variações rápidas na amplitude e $u(\xi, \tau)$ representa o solitão médio e substituindo (3.28) em (3.26) podemos escrever o seguinte par de equações diferenciais acopladas

$$i \cdot \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + a^2(\xi) \cdot |u|^2 \cdot u = 0 \quad (3.29)$$

e

$$\frac{\partial a}{\partial \xi} = -\frac{\Gamma}{2} \cdot a + \sum_{r=1}^{N_a} \left\{ \delta(\xi - r \cdot \xi_a) \cdot (\sqrt{G} - 1) \cdot a \right\} \quad (3.30)$$

Notando que o último termo da equação (3.30) só é diferente de zero quando ξ é igual $r \cdot \xi_a$, com r a variar entre 1 e N_a , temos que $a(\xi)$ é uma função periódica, que decresce exponencialmente ao longo do seu período apresentando uma descontinuidade no início de cada período como se pode observar na figura 3.4.

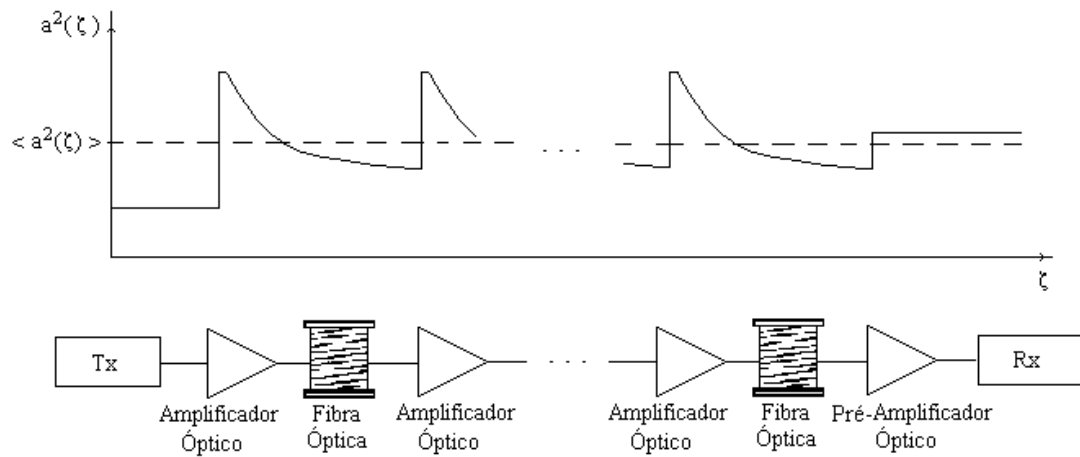


Figura 3.4 - Variação da amplitude do solitão no regime ASR.

No regime ASR, $a^2(\xi)$ varia rapidamente ao longo de um período do solitão, atendendo a que o espaçamento entre amplificadores é muito menor que o período do solitão, vamos substituir $a^2(\xi)$ na equação (3.29) pelo seu valor médio, obtendo-se

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + \langle a^2(\xi) \rangle \cdot |u|^2 \cdot u = 0 \quad (3.31)$$

onde $\langle a^2(\xi) \rangle$ representa o valor médio de $a^2(\xi)$ entre amplificadores. Notemos que para propagarmos um solitão fundamental num sistema com amplificadores concentrados temos que garantir que $\langle a^2(\xi) \rangle$ assume o valor unitário.

Com esta aproximação podemos descrever um sistema real, ou seja com perdas e com amplificadores concentrados, pela equação não linear de Schrödinger.

Esta aproximação, usualmente designada como aproximação do solitão médio, é bastante precisa para valores de ξ_a até 0.2, ou seja quando o espaçamento entre amplificadores é inferior a 1/5 do comprimento de dispersão [12].

A condição necessária para operarmos no regime ASR pode ser relacionada quer com a largura dos solitões T_0 , quer com o ritmo de transmissão B_r .

Atendendo à expressão (3.2) e à condição para operarmos no regime ASR, ou seja $L_a \ll L_D$, obtemos

$$T_0 \gg \sqrt{|\beta_2| \cdot L_a} \quad (3.32)$$

Atendendo a que

$$B_r = \frac{1}{T_{\text{bit}}} = \frac{1}{2 \cdot q_0 \cdot T_0} \quad (3.33)$$

sendo q_0 metade da separação inicial normaliza entre solitões, temos, tendo em consideração (3.32),

$$B_r \ll \frac{1}{2 \cdot q_0 \cdot \sqrt{|\beta_2| \cdot L_a}} \quad (3.34)$$

Considerando que β_2 assume o valor $-0.5 \text{ ps}^2/\text{km}$, L_a é igual 50 km e q_0 é igual a 5 , obtemos $T_0 \gg 5 \text{ ps}$ e $B_r \ll 20 \text{ Gb/s}$. Concluimos assim que o regime ASR limita a largura dos solitões e o ritmo de transmissão do sistema.

Em sistemas práticos nem sempre se conseguem satisfazer estas condições, tendo que se operar fora do ASR, no entanto os resultados obtidos para o ASR permitem obter, normalmente, uma primeira aproximação analítica do desempenho das performances dos sistemas. Resultados mais precisos são conseguidos usualmente com o recurso à simulação numérica.

3.3.3.2- Regime quase adiabático

Quando L_a é da ordem de grandeza ou maior que L_D a dinâmica do solitão depende fortemente das perdas por comprimento de dispersão Γ . Se Γ for muito menor que um, o solitão ajusta-se a variações da sua energia mantendo sempre a forma de um solitão, ou seja a amplitude mantêm-se sempre inversamente proporcional à largura do solitão, satisfazendo a expressão (3.11) durante a propagação. Se Γ não for muito menor que a unidade os solitões são fortemente perturbados e não conseguem manter-se, ou seja a dispersão assume um papel dominante destruindo o impulso.

O regime quase adiabático verifica-se então quando o espaçamento entre amplificadores é da ordem de grandeza ou superior ao comprimento de dispersão e a atenuação é suficientemente pequena para não destruir os impulsos.

Atendendo a que

$$\Gamma = \alpha \cdot L_D = \alpha \cdot \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.35)$$

e à condição para o regime quase adiabático, ou seja $\Gamma \ll 1$, obtemos, tendo em consideração (3.33),

$$B_r \gg \frac{1}{2 \cdot q_0} \sqrt{\frac{\alpha}{|\beta_2|}} \quad (3.36)$$

Donde se α for igual a 0.2 dB/km, q_0 igual a 5 e β_2 assumir o valor de -1 ps²/km, temos que B_r deve ser muito maior que 21 Gbit/s.

Ou seja, este será o regime de funcionamento dos sistemas baseados em solitões para muito elevados ritmos de transmissão por comprimento de onda.

Atendendo aos valores da atenuação e dispersão das fibras actuais, o regime quase adiabático exige usualmente a utilização de impulsos muito estreitos, ver expressão (3.35), ou seja impulsos da ordem de grandeza de alguns picosegundos ou mesmo da ordem de grandeza das centenas de femtosegundos. A utilização de impulsos tão estreitos levanta diversos problemas ao nível da implementação prática. Tendo ainda em consideração que os actuais sistemas de comunicação ópticos instalados para ligações ponto a ponto de alto débito funcionam a 2.5 Gbit/s ou 5 Gbit/s, estando agora a ser instalados sistemas a 10 Gbit/s por comprimento de onda, o regime de propagação do solitão médio é actualmente o modo de funcionamento mais atractivo. Iremos por isso nesta tese incidir o nosso estudo sobre este regime de funcionamento.

No entanto o regime quase adiabático poderá a vir a assumir um interesse crescente, para sistemas a operarem a mais elevados ritmos de transmissão por comprimento de onda.

3.3.4 Controlo durante a propagação

Como foi referido anteriormente, o efeito da GVD pode ser totalmente compensado pelo efeito da SPM num meio dispersivo e não linear com atenuação, desde que o espaçamento entre amplificadores seja menor que $1/5$ do comprimento de dispersão.

No entanto, a propagação de impulsos do tipo solitão sofre diversas perturbações das quais se destacam o ruído de emissão espontânea amplificado, a interação entre solitões, o efeito de Raman, a birrefringência, a dispersão de terceira ordem e flutuações da GVD ao longo da fibra.

A estabilidade dos impulsos do tipo solitão faz com que estes consigam resistir a estas perturbações, desde que estas se mantenham como pequenas perturbações e não assumam um carácter dominante. Porém estas perturbações induzem alguns efeitos que degradam o desempenho dos sistemas, dos quais se salientam a incerteza no tempo de propagação e os campos dispersivos.

Nesta secção iremos apresentar algumas técnicas de controlo, propostas na literatura especializada que permitem condicionar o *jitter* e os campos dispersivos, e que mostram como a estabilidade dos impulsos do tipo solitão pode ser usada no sentido de aumentar a capacidade dos sistemas de comunicação ópticos.

3.3.4.1- Filtragem óptica

A primeira técnica de controlo usada em sistemas baseados em solitões, foi a filtragem óptica. A filtragem óptica pode ser usada no emissor como forma de remover parte do *chirp* introduzido pelo processo de modulação da luz, ou pode ser usado ao longo do canal de comunicação como forma de remover o ruído de emissão espontânea amplificado fora da banda de trabalho.

A filtragem óptica baseia-se no facto da largura espectral de trabalho, ou seja a largura espectral ocupada pela sequência de solitões que se pretende transmitir, ser muito menor que a largura espectral do ruído de emissão espontânea amplificado adicionado pelos amplificadores ópticos. É assim possível remover parte do ruído de emissão espontânea sem perturbar a sequência de solitões.

Num trabalho de 1991 [15], A. Mecozzi, J. Moores, H. Haus e Y. Lai propuseram a utilização da filtragem óptica como forma de compensar o efeito de Gordon-Haus. Para tal a forma do filtro no domínio da frequência era usada para guiar o solitão mantendo a frequência central do solitão dentro duma banda relativamente estreita. Porém, conforme foi demonstrado no trabalho [16] os ganhos conseguidos com esta técnica são reduzidos, devido essencialmente ao crescimento exponencial dos campos dispersivos [5].

Uma técnica mais elaborada de filtragem óptica foi proposta em 1992 no trabalho [17], por L. Mollenauer, J. Gordon e S. Evangelides. Esta técnica consiste em fazer passar a sequência de impulsos por uma série de filtros em que as frequências centrais estão ligeiramente deslocadas. Esta técnica permite remover o ruído dentro da banda de trabalho, guiando a frequência central do solitão. Notemos que com esta técnica a frequência central deixa de ser fixa. Esta técnica permite ainda remover grande parte dos campos dispersivos [18], permitindo obter melhorias consideráveis no desempenho dos sistemas.

Embora muito interessante do ponto de vista teórico, esta técnica tem algumas dificuldades em ser aplicada em sistemas práticos devido ao rigoroso controlo exigido na fixação da frequência central dos diferentes filtros. Uma técnica equivalente consiste em manter fixa a frequência central dos filtros e induzir periodicamente pequenos desvios na frequência central dos solitões, esta técnica foi demonstrada no trabalho [19] tendo-se obtido consideráveis reduções em termos de *jitter* temporal.

Para além de reduzir o efeito de Gordon-Haus e os campos dispersivos, a filtragem óptica, reduz também a interacção entre solitões ao induzir pequenos desvios de fase entre solitões adjacentes, como foi demonstrado por Y. Kodama e S. Wabnitz, no trabalho [20].

3.3.4.2- Moduladores síncronos

Os solitões ópticos podem também ser controlados no domínio do tempo. Uma das técnicas mais promissoras de controlo no domínio do tempo foi proposta no trabalho [21], por M. Nakazawa, E. Yamada, H. Kubota e K. Suzuki. Esta técnica consiste em introduzir no sistema de comunicação moduladores a operarem sincronamente com a sequência de

impulsos, de tal modo que os solitões ao desviarem-se da sua posição temporal sofrem uma perturbação que fará com que estes se desloquem na direcção da posição correcta.

Esta técnica é independente de qualquer controlo anterior e pode ser usada em conjugação com outras técnicas, permitindo manter o *jitter* temporal dentro duma banda de tolerância relativamente estreita. Esta técnica permite aumentar consideravelmente a distância máxima dos sistemas de comunicação baseados em solitões, ao controlar o *jitter* e ao reduzir quer a interacção entre solitões quer os campos dispersivos.

A principal dificuldade desta técnica reside na necessidade de ter um circuito extractor de relógio para manter o modulador sincronizado, e no facto de em sistemas WDM ser necessário desmultiplexar o sinal antes de o passar pelo modulador e de o voltar a multiplexar depois de processado.

3.3.4.3- Outras técnicas de controlo

Diversas técnicas de controlo alternativas têm sido testadas em sistemas de comunicação baseados em solitões. Estas técnicas baseiam-se na forma como os solitões interagem entre si, ou na forma como interagem com outros campos ou então na forma como reagem a perturbações externas.

Uma das técnicas mais interessantes para reduzir a interacção entre solitões é baseada na variação alternada da amplitude dos solitões. Uma diferença de amplitude entre solitões adjacentes inferior a 10% provoca diferentes ritmos de acumulação de fase entre os solitões, reduzindo consideravelmente a interacção entre solitões adjacentes. Esta técnica foi usada com sucesso num sistema a 20 Gbit/s e com uma distância total de 11 500 km [22]. Sem a utilização desta técnica tal resultado não seria possível devido à colisão entre impulsos adjacentes.

Outra técnica promissora consiste na introdução ao longo do canal de comunicação de dispositivos que actuem como *fast saturable absorbers*. A ideia é absorver níveis baixos de intensidade do campo óptico, maioritariamente campos dispersivos, e deixar passar os níveis de intensidade do campo elevados, ou seja a componente solitão. Estes dispositivos permitem reduzir a interacção entre solitões e reduzir drasticamente os campos

dispersivos. A grande dificuldade desta técnica é que não é fácil obter dispositivos capazes de desempenharem estas funções com tempos de comutação da ordem dos fentosegundos. Os dispositivos actualmente disponíveis capazes de desempenharem estas funções são dispositivos interferométricos, que apresentam alguns problemas ao nível do tempo de comutação e estabilidade para serem usados em sistemas práticos [23].

Algumas técnicas de controlo baseadas nos efeitos não lineares da fibra óptica têm sido propostas. Destas gostaríamos de salientar as baseadas no efeito da CPM. De facto devido ao efeito da CPM é possível reduzir o *jitter* temporal, fazendo co-propagar periodicamente na mesma fibra, uma sequência de impulsos ortogonais sincronizada [24].

3.3.5 Alguns resultados experimentais relevantes

Os ensaios experimentais realizados no âmbito dos sistemas de comunicação baseados em solitões ópticos podem ser divididos em três categorias, em função da estrutura do sistema óptico de suporte.

O maior número de ensaios têm sido realizados no laboratório usando um *loop* óptico. Esta estrutura permite propagar uma sequência de algumas dezenas de solitões durante uma distância variável. É usado um sistema de controlo que permite especificar o número de vezes que a sequência de solitões percorre o *loop*, conseguindo-se assim variar a distância total do sistema.

Uma outra configuração usada no laboratório consiste em fazer passar a sequência de impulsos por uma cadeia de amplificadores, fibras ópticas e elementos de controlo óptico. Esta configuração é mais realista que a configuração baseada no *loop* óptico, sendo no entanto extremamente dispendiosa para sistemas de longa distância, pelo número de amplificadores que é necessário colocar em série. Atendendo ao preço actual dos amplificadores ópticos, esta é uma solução só ao alcance dos laboratórios dos grandes operadores mundiais de telecomunicações ou dos maiores fabricantes.

Por último, podemos considerar uma outra classe relativamente restrita de ensaios, tendo como suporte sistemas reais. Estas experiências têm sido realizadas unicamente pelos

grandes operadores ou por consórcios englobando grandes operadores, devido ao custos envolvidos nestes ensaios de campo.

A primeira experiência que demonstrou a possibilidade de se usarem solitões em sistemas transoceânicos foi realizado por Mollenauer e Smith em 1988 [4]. Esta experiência foi realizada num *loop* óptico, com amplificação distribuída usando o efeito de Raman. Com advento dos amplificadores de fibra dopada de Érbio, experiências análogas foram realizadas durante a década de 90 usando amplificação concentrada.

A primeira grande barreira, ao aumento da capacidade dos sistemas baseados em solitões, foi o limite de Gordon-Haus. Numa experiência realizada em 1991, L. Mollenauer, B. Nyman, M. Neubelt, G. Raybon e S. Evangelides [16], propagaram uma sequência de impulsos a 2.5 Gbit/s com uma taxa de erro de 10^{-10} , num *loop* óptico, constituído por três amplificadores de fibra dopada de Érbio espaçados de 25 km de fibra, durante 11 000 km, tendo chegado muito próximo do limite de Gordon-Haus. No âmbito dessa mesma experiência e por sugestão de A. Mecozzi [15], que na altura trabalhava em Crawford Hill nos laboratórios Bell, a equipa de L. Mollenauer, incorporou um filtro estreito no *loop* óptico tendo estendido a máxima distância atingível para os 14 000 km, ultrapassando o limite de Gordon-Haus.

Embora a filtragem óptica permita ultrapassar o limite de Gordon-Haus, os resultados experimentais [16] estão longe dos previstos teoricamente [15]. Tal deve-se ao crescimento exponencial dos campos dispersivos, que são largamente aumentados pelo excesso de ganho que é necessário introduzir no sistema, para compensar as perdas introduzidas pelos filtros ópticos. Numa tentativa de aproximar os resultados previstos teoricamente, L. Mollenauer, E. Lichtman, G. Harvey, M. Neubelt e B. Nyman, realizaram uma experiência [25], análoga à realizada no trabalho [16], onde é introduzido um desvio progressivo na frequência central dos filtros ópticos. Esta foi a primeira vez que foram usados filtros deslizantes, tendo sido possível aumentar a distância de propagação para os 15 000 km e duplicar o ritmo de transmissão.

Em 1993 no trabalho [26], a utilização de filtros deslizantes permitiu propagar uma sequência a 10 Gbit/s durante 20 000 km. Aperfeiçoamentos desta técnica de controlo possibilitaram em 1994, no trabalho [27], atingir a distância de 35 000 km a 10 Gbit/s.

Paralelamente ao esforço feito, por parte do grupo de investigadores da empresa americana AT&T, liderados por L. Mollenauer, no sentido de aperfeiçoar as técnicas de controlo no domínio da frequência, um outro grupo de investigadores da empresa japonesa NTT, liderados por M. Nakazawa, desenvolviam técnicas de controlo no domínio do tempo.

Resultados publicados pelo grupo da NTT, em 1991 no trabalho [21], mostram que é possível propagar uma sequência de solitões a 10 Gbit/s durante 1 000 000 km, usando moduladores síncronos inseridos em série no *loop* óptico.

Em 1993, M. Nakazawa, K. Suzuki, E. Yamada, H. Kubota, Y. Kimura e M. Takaya no trabalho [28] sugerem a possibilidade de, usando simultaneamente técnicas no domínio do tempo e da frequência, manter indefinidamente uma sequência de solitões a 10 Gbit/s dentro de um *loop* óptico.

Os resultados obtidos em laboratório no início da década de 90 indicavam que seria possível, usando solitões ópticos, atingir distância transoceânicas para ritmos de transmissão da ordem dos 10 Gbit/s. A partir de meados da década de 90 começaram a ser realizados ensaios em linha no laboratório e ensaios de campo.

As dificuldades que imergiram nos ensaios de campo estão relacionados com a qualidade das fibras actualmente instalados, que apresentam níveis elevados de dispersão cromática, flutuações significativas da dispersão ao longo dos sistemas e valores de birrefringência elevados. Outra dificuldade importante está relacionada com o espaçamento entre amplificadores, usualmente entre os 35 e os 50 km, que obriga frequentemente a operar fora do regime do solitão médio. Notemos que as fibras normais apresentam valores de dispersão cromática na janela dos 1550 nm elevados, assumindo β_2 valores próximos dos $-21 \text{ ps}^2/\text{km}$. Para estes valores de dispersão impulsos da ordem dos 20 ps apresentam

um comprimento de dispersão da ordem do 20 km, ou seja inferior ao espaçamento entre amplificadores.

Um ideia que surgiu em meados da década de 90 foi operar os sistemas na janela dos 1300 nm, nesta janela a dispersão cromática é consideravelmente inferior, para as fibras normais, o que permite operar no regime do solitão médio. Porém nesta janela a atenuação é superior e não existem amplificadores ópticos tão versáteis como os amplificadores de fibra dopada de Érbio, que operam na janela dos 1550 nm. Nesta janela os amplificadores usados são amplificadores semicondutores que apresentam uma energia de saturação reduzida e tempos de recuperação da ordem das dezenas de picosegundos, fazendo com que o ganho seja dependente da sequência de impulsos. Para além da variação do ganho de impulso para impulso, a variação do ganho ao longo do impulso induz também uma variação instantânea na frequência do campo que deverá ser tida em consideração [29]. Outro problema dos amplificadores semicondutores é a sua sensibilidade à polarização [30].

Neste âmbito teve particular relevo o esforço feito por diversos grupos de investigação europeus no âmbito de projectos co-financiados pela Comissão Europeia e dos quais se destaca o projecto UPGRADE, onde foram efectuados ensaios de campo entre Lisboa e Madrid, para ritmos de transmissão a 10 Gbit/s na janela dos 1300 nm [31].

Na janela dos 1550 nm o esforço tem sido orientado em duas direcções: por um lado usando técnicas de controlo capazes de manterem os solitões mesmo fora do regime do solitão médio, por outro lado operando no regime quase adiabático.

Novas técnicas de controlo e configurações foram sendo tentadas à medida que novos limites foram surgindo. Ao nível dos resultados obtidos o projecto ESTHER realizado no âmbito da Comissão Europeia teve um impacto considerável ao realizar ensaios de campo a 40 Gbit/s sobre fibras de dispersão desviada [31].

Numa outra direcção distinta têm sido obtidos resultados extraordinários operando no regime quase adiabático. Neste regime contudo as soluções propostas passam invariavelmente pela utilização de fibras especiais, com reduzidos níveis de dispersão ou

com dispersão condicionada. Sistemas usando fibras com dispersão decrescente têm sido propostos. Com estas configurações têm sido apresentados resultados com sistemas a operarem a ritmos de transmissão da ordem dos terabits por segundo por comprimento de onda. Para estes ritmos de transmissão são usado impulsos muito estreitos da ordem de poucos picosegundos, fazendo com que efeitos não lineares de ordem superior, como o efeito de Raman, assumam um papel relevante.

3.4- Conclusões

Os solitões ópticos emergiram como uma solução para as limitações impostas pela auto-modulação de fase e pela dispersão da velocidade de grupo em sistemas de comunicação ópticos.

Para além dos ganhos conseguidos, em termos de capacidade com os sistemas baseados em solitões, estes permitiram ainda transferir conhecimento do domínio da óptica não linear, para o domínio da engenharia das telecomunicações.

Embora o advento dos sistemas WDM tenha desviado alguma da atenção dos sistemas baseados em solitões, estes apresentam potencialidades enormes para serem usados em sistemas de comunicação de muito elevado ritmo de transmissão por comprimento de onda.

A estabilidade dos impulsos do tipo solitão tem permitido desenvolver um conjunto variado de técnicas a operarem no domínio óptico. Esta característica faz dos solitões ópticos uma formatação atractiva para o surgimento duma verdadeira camada óptica com capacidade de sincronização, redireccionamento, conversão de frequências, adição e extracção de canais.

Referências

- [1] N. Zabusky e M. D. Kruskal, *Phys. Rev. Lett.* 15, 240, 1965.
- [2] A. Hasegawa e F. Tappert, Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, n. 3, pp 142-144, 1973.
- [3] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen e J. P. Gordon, Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers, *Physical Review Letters*, vol. 45, n. 13, pp 1095-1098, 1980.
- [4] L. F. Mollenauer e K. Smith, Demonstration of soliton transmission over more than 4 000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain, *Optics Letters*, vol. 13, n. 8, pp 675-677, 1988.
- [5] A. Hasegawa e Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications*, Oxford University Press, Oxford, Inglaterra, 1995.
- [6] V. E. Zakharov e A. B. Shabat, Exact theory of two-dimensional self-focusing and one dimensional self-focusing of waves in nonlinear media, *Soviet Physics JETP*, vol. 34, n. 1, pp 62-69, 1972.
- [7] J. R. Taylor (editor), *Optical solitons - theory and experiment*, Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra, 1992, capítulo 8, escrito por P. V. Mamyshev.
- [8] V. I. Karpman e E. M. Maslov, Perturbation theory for solitons, *Sov. Phys. JETP*, vol. 46, n. 2, pp 281-291, 1977.
- [9] T. Georges, Perturbation theory for the assessment of soliton transmission control, *Optical Fiber Technology*, vol 1, pp 97-116, 1995.
- [10] G. P. Agrawal e R. W. Boyd (editores), *Contemporary nonlinear optics*, Academic Press, EUA, 1992, capítulo 2, escrito por G. P. Agrawal.
- [11] I. P. Kaminow e T. L. Koch (editores), *Optical fiber telecommunications III A*, Academic Press, San Diego, EUA, 1997, capítulo 12, escrito por L. F. Mollenauer, J. P. Gordon e P. V. Mamyshev.
- [12] G. P. Agrawal, *Fiber - optic communication systems*, John Wiley & Sons, Nova Iorque, EUA, 1992.
- [13] T. Georges, e F. Favre, Modulation, filtering, and initial phase control of interacting solitons, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, n. 10, pp 1880-1889, 1993.
- [14] A. Hasegawa e Y. Kodama, Guiding-centre solitons, *Physical Review Letters*, vol. 66, pp 161 - 164, 1991.
- [15] A. Mecozzi, J. Moores, H. Haus, Y. Lai, Soliton transmission control, *Optical Letters*, vol. 16, pp 1841 - 1843, 1991.
- [16] L. F. Mollenauer, M. Neubelt, M. Haner, E. Lichtman, S. Evangelides e B. Nyman, Demonstration of error-free soliton transmission at 2.5 Gbit/s over more than 14 000 km, *Electronics Letters*, vol. 27, pp 2055 - 2056, 1991.
- [17] L. F. Mollenauer, J.P. Gordon e S.G. Evangelides, The sliding-frequency guiding filter: an improved form of soliton jitter control, *Optics Letters*, vol. 17, n. 22, pp 1575-1577, 1992.
- [18] Y. Kodama e S. Wabnitz, Analysis of soliton stability and interactions with sliding filters, *Optics Letters*, vol. 19, n. 3, pp 162-164, 1994.
- [19] G. Aubin, T. Montalant, J. Moulu, B. Nortier, F. Pirio e J. B. Thomine, Record amplifier span of 105 km in a soliton transmission experiment at 10 Gbit/s over 1Mm, *Electronics Letters*, vol. 31, n. 3, 1995.

- [20] Y. Kodama e S. Wabnitz, Reduction of soliton interaction forces by bandwidth limited amplification, *Electronics Letters*, vol. 27, pp. 1931 - 1933, 1991.
- [21] M. Nakazawa, E. Yamada, H. Kubota e K. Suzuki, 10 Gbit/s soliton data transmission over one million kilometers, *Electronics Letters*, vol. 27, n. 14, pp 1270-1272, 1991.
- [22] M. Suzuki, N. Edagawa, H. Taga, H. Tanaka, S. Yamamoto e S. Akiba, Feasibility demonstration of 20 Gbit/s single channel soliton transmission over 11 500 km using alternating-amplitude solitons, *Electronics Letters*, vol. 30, n. 13, pp 1083-1084, 1994.
- [23] M. Matsumoto, H. Ikeda e A. Hasegawa, Suppression of noise accumulation in bandwidth-limited soliton transmission by means of nonlinear loop mirrors, *Optics Letters*, vol. 19, n. 3, pp 183-185, 1994.
- [24] T. Widdowson, D.J. Malyon, A.D. Ellis, K. Smith e K.J. Blow, Soliton propagation without transmission control using a phase-locked erbium fibre ring laser, *Electronics Letters*, vol. 30, n. 8, pp 661-663, 1994.
- [25] L. F. Mollenauer, E. Lichtman, G. T. Harvey, M. J. Neubelt e B. M. Nyman, Demonstration of error-free soliton transmission over more than 15 000 km at 5 GBit/s, single-channel, and over more than 11000 at 10 GBit/s in two-channel WDM, *Electronics Letters*, vol. 28, n. 8, pp 792- 794, 1992.
- [26] L. F. Mollenauer, E. Lichtman, B. M. Nyman e G. T. Harvey, Demonstration using sliding-frequency guiding filters, of error-free soliton transmission over more than 20 Mm at 10 Gbit/s, single channel, and over more than 13 Mm at 20 Gbit/s in a two-channel WDM, *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 910 - 911, 1993.
- [27] L. F. Mollenauer, P. V. Mamyshev e M. J. Neubelt, Measurement of timing jitter in filter-guided soliton transmission at 10 Gbits/s and achievement of 375 Gbits/s-Mm, error free, at 12.5 and 15 Gbits/s, *Optics Letters*, vol. 19, n. 10, pp 704-706, 1994.
- [28] M. Nakazawa, K. Suzuki, E. Yamada, H. Kubota, Y. Kimura e M. Takaya, Experimental demonstration of soliton data transmission over unlimited distances with solitons control in time and frequency domains, *Electronics Letters*, vol. 29, n. 9, pp. 729, 1993.
- [29] G. Agrawal, N. Olsson, Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, n. 11, pp. 2297-2306, 1989.
- [30] H. de Waardt, L. F. Tiemeijer e B. H. Verbeek, 89 km 10 Gbit/s 1310 nm repeaterless transmission experiments using direct laser modulation and two SL-MQW laser preamplifier with low polarization sensitivity, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, n. 5, pp. 645-647, 1994.
- [31] Editado pela Comissão Europeia, ACTS - Advanced Communications Technologies and Services, an overview of the programme and projects, 1995.