

Análise, Caracterização e Simulação do Processo de Dispersão Inelástica Estimulada de Brillouin numa Fibra Óptica Monomodo

P. S. André e J. L. Pinto*

* Departamento de Física – Universidade de Aveiro

Resumo - Neste trabalho é estudado o processo de dispersão estimulada de Brillouin, nomeadamente, os seus efeitos numa fibra óptica monomodo. São discutidas as origens físicas do processo e apresentados modelos analíticos que permitem a sua descrição. O processo de dispersão estimulada de Brillouin é caracterizado experimentalmente e esses dados são confrontados com resultados de simulação.

Abstract – We report the investigation of stimulated Brillouin scattering in monomode optical fibres. The physical origins of the process and the analytically models used to describe it are presented. The stimulated Brillouin scattering process in an optical fibre is experimentally characterised and the results compared with simulation ones.

I. INTRODUÇÃO

A dispersão inelástica de fótons na criação de fonões acústicos é conhecida como dispersão de Brillouin. Se a densidade de fonões acústicos ultra-sónicos for incrementada, ocorre uma amplificação coerente da vibração ultra-sónica à custa do aumento de fótons dispersos. Este processo é designado como dispersão de Brillouin estimulada.

O processo de dispersão estimulada de Brillouin, ou SBS (acrónimo da sua designação em Inglês, Stimulated Brillouin Scattering) pode ser descrito classicamente como uma interacção paramétrica entre uma onda de bombeamento, uma onda acústica e uma onda dispersa de Stokes. A onda de bombeamento gera uma onda acústica através de um processo de electro-estricção que modula periodicamente o índice de refração do núcleo da fibra, criando uma rede de Bragg. A rede induzida pelo sinal de bombeamento e que se propaga no sentido desse com uma velocidade V_a , vai dispersar esse mesmo sinal através de uma difracção de Bragg. Devido ao efeito de Doppler, associado à dispersão na rede de Bragg que se desloca no sentido da propagação com uma velocidade V_a , a radiação dispersa tem uma frequência menor do que o sinal de bombeamento e um sentido contrário a este. Do ponto de vista quântico, o processo de dispersão pode ser descrito como a criação de um fonão acústico na Sílica e um fóton à frequência de Stokes à custa da aniquilação de um fóton incidente.

II. MODELIZAÇÃO DA DISPERSÃO DE BRILLOUIN

No processo de criação de fonões acústicos, a energia e o momento terão que ser conservados. As frequências angulares e os vectores de onda da onda acústica e das duas restantes ondas estão relacionadas por:

$$\omega_A = \omega_B - \omega_s \quad (1)$$

$$k_A = k_B - k_s \quad (2)$$

onde ω_A , ω_B e ω_s são as frequências angulares e k_A , k_B e k_s são os vectores de onda da onda acústica, da onda de bombeamento e da onda de Stokes, respectivamente. As frequências angulares e os vectores de onda satisfazem as condições de dispersão. Considerando que $|k_B| \approx |k_s|$, temos:

$$\omega_A = |k_A| \cdot V_a = 2 \cdot V_a \cdot |k_B| \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3)$$

sendo θ o ângulo entre o sinal de bombeamento e o sinal de Stokes, logo ω_A tem um valor máximo quando este último sinal é disperso no sentido contrário ao sentido de propagação do sinal de bombeamento. O desvio em frequência do sinal de Stokes, em relação ao sinal de bombeamento, é designado por desvio de Brillouin e definido por:

$$\nu_B = \frac{2 \cdot n \cdot V_a}{\lambda_B} \quad (4)$$

onde n é o índice de refração do núcleo de Sílica e λ_B é o comprimento de onda do sinal de bombeamento.

O incremento da potência do sinal de Stokes na direcção contra – propagante é caracterizado por um ganho, com uma forma Lorentziana e cujo coeficiente tem uma variação com a frequência dada por [1]:

$$g_B(\nu) = \frac{\left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2} \cdot g_B(\nu_B) \quad (5)$$

onde o valor máximo do ganho ocorre quando $\nu = \nu_B$. A largura de banda a meia altura do ganho, $\Delta\nu_B$, está

relacionada com o tempo de vida dos fonões gerados, T_B , e é definida por [1].

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{\pi \cdot T_B} = \frac{8 \cdot \pi \cdot \eta}{\rho_0 \cdot \lambda_B^2} \quad (6)$$

sendo η a viscosidade da Sílica e ρ_0 a sua densidade. Na Sílica pura a largura de banda do ganho tem um valor de 17 MHz mas nas fibras esse valor é, aproximadamente, de 35 MHz devido a modos acústicos guiados e ao carácter não homogéneo radial da fibra ao longo da propagação [2, 3].

O ganho máximo é dado pela seguinte expressão [4]:

$$g_B(\nu_B) = \frac{2 \cdot \pi \cdot n^7 \cdot p_{12} \cdot Kp}{c \cdot \lambda_B^2 \cdot \rho_0 \cdot v_a \cdot \Delta\nu_B} \quad (7)$$

sendo p_{12} o coeficiente óptico - elástico e Kp uma constante que descreve o efeito do estado de polarização relativa do sinal de bombeamento e de Stokes, tomando valores de, 1, quando os sinais são linearmente polarizados segundo o mesmo plano de polarização, 0.5, quando os sinais são despolarizados e 0 quando os sinais são linearmente polarizados mas com planos de polarização perpendiculares. Porém, devido à birrefringência da fibra quando o sinal de bombeamento tem uma polarização aleatória Kp pode variar entre 1/3 e 2/3 [5].

O ganho de Brillouin tem valores típicos de 2.5×10^{-11} m/W. Para potências de bombeamento elevadas, observa-se, também, um alargamento da sua largura de banda devido à interacção entre o sinal de bombeamento, o sinal de Stokes e os modos acústicos guiados [6]. Usualmente, este alargamento ocorre quando a potência de bombeamento é superior ao dobro da potência de limiar (dada pela expressão 10). Para estes valores de potência, observa-se também a queima espectral de buracos como resultado da saturação [6].

A evolução dos sinais de bombeamento, $P_B(\nu, z)$, e de Stokes, $P_S(\nu, z)$, ao longo da propagação, z , é governada pelas seguintes equações diferenciais acopladas, que descrevem a potência das duas ondas, assumindo que o sinal de bombeamento é contínuo ou quasi- contínuo ($T \gg T_B$) [7]:

$$\frac{dP_B(\nu, z)}{dz} = -\alpha \cdot P_B(\nu, z) - \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} \cdot P_p(\nu, z) \cdot P_S(\nu, z) \quad (8)$$

$$\frac{dP_S(\nu, z)}{dz} = -\alpha \cdot P_S(\nu, z) - \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} \cdot P_p(\nu, z) \cdot P_S(\nu, z) \quad (9)$$

sendo α e A_{eff} a atenuação em unidades lineares e a área eficaz da fibra, respectivamente. A potência de limiar do processo de Brillouin é definida como sendo a potência de entrada a partir da qual a potência do sinal de Stokes começa a incrementar-se com uma razão de crescimento superior à de bombeamento [8, 4].

$$P_B^{th} = \frac{21 \cdot A_{eff}}{g_B \cdot L_{eff}} \cdot \left(1 + \frac{\Delta\nu_f}{\Delta\nu_B} \right) \quad (10)$$

sendo $\Delta\nu_f$ a largura espectral do sinal de bombeamento e L_{eff} , o comprimento efectivo da interacção das duas ondas na fibra:

$$L_{eff} = \frac{(1 - e^{(-\alpha \cdot L)})}{\alpha} \quad (11)$$

Quando a potência de limiar é atingida, parte da potência do sinal de bombeamento é transferida para a onda de Stokes e limita a potência óptica máxima que é possível lançar na fibra. Para se poder modelar essa depleção do sinal é necessário recorrer às expressões (8) e (9). No entanto, de uma forma genérica, é difícil obter uma solução analítica para essas expressões [7]. Podemos utilizar uma solução analítica aproximada, onde se considera a atenuação como sendo nula:

$$b_0 = \frac{P_S(\nu, 0)}{P_B(\nu, 0)} \quad (12)$$

$$g_0(\nu) = \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} \cdot P_B(\nu, 0) \quad (13)$$

$$G(\nu, z) = \exp[(1 - b_0) \cdot (g_0(\nu) \cdot z)] \quad (14)$$

$$P_S(\nu, z) = \frac{b_0 \cdot (1 - b_0)}{G(\nu, z) - b_0} \cdot P_B(\nu, 0) \quad (15)$$

$$P_B(\nu, z) = \frac{G(\nu, z) \cdot (1 - b_0)}{G(\nu, z) - b_0} \cdot P_B(\nu, 0) \quad (16)$$

sendo b_0 a eficiência de Brillouin e $g_0(\nu)$ o ganho de pequeno sinal associado ao processo de SBS.

O processo de Brillouin poder transferir energia de um canal para outro canal espaçado em frequência do primeiro de um valor igual ao desvio de Brillouin. Porém, na prática, tal não acontece porque a largura de banda do processo é muito baixa e o espaçamento entre os canais deve ser exactamente igual ao desvio de Brillouin. Como a onda de Stokes é contra - propagante, em relação ao sinal de bombeamento, a degradação só ocorre quando os sinais se propagam em sentidos contrários, não produzindo degradação quando a propagação dos sinais ocorre no mesmo sentido. No entanto, a dispersão estimulada de Brillouin reduz a potência óptica do sinal transmitido e gera ondas de Stokes que se propagam em direcção ao emissor, o que pode causar instabilidade ou a sua destruição, caso este não esteja devidamente protegido por um isolador óptico.

III. CARACTERIZAÇÃO DA DISPERSÃO DE BRILLOUIN

Na figura 1 mostra-se o sistema utilizado para estudar a dispersão estimulada de Brillouin. O sinal proveniente de um laser de realimentação distribuída (DFB), emitindo num comprimento de onda de 1550 nm e com uma largura

espectral de 10 MHz, é amplificado por um amplificador óptico de fibra dopada com íons de Érbio (EDFA) e injectado num troço de fibra com 20 km através de um circulador óptico. Um medidor de potência óptica (MO1) permite-nos medir a potência do sinal injectado na fibra, através de uma amostra retirada num acoplador óptico colocado à entrada do circulador. Dois outros medidores de potência óptica (MO2 e MO3) colocados à saída da fibra e do circulador permitem-nos medir a potência óptica à saída da fibra do sinal transmitido e do sinal reflectido de Stokes, respectivamente.

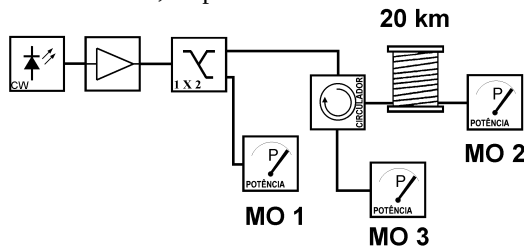


Figura 1 – Esquema do sistema utilizado para o estudo da dispersão de Brillouin.

Foram analisadas as potências ópticas do sinal à saída da fibra e do sinal reflectido, em função da potência do sinal de bombeamento. Estes resultados encontram-se na figura 2. O sinal à saída da fibra varia linearmente com o sinal de bombeamento até que este atinge uma determinada potência a partir da qual o sinal propagado mantém-se aproximadamente constante. O valor da potência de bombeamento onde ocorre essa inflexção é a potência de limiar do processo de Brillouin e tem um valor de 8.80 mW.

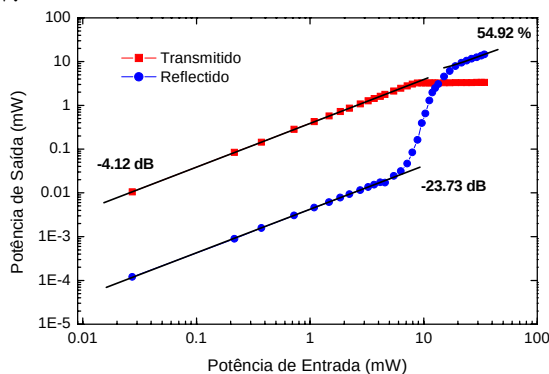


Figura 2 – Variação das potências ópticas do sinal transmitido e do sinal reflectido em função do sinal de bombeamento.

Para potências de bombeamento inferiores à potência de limiar, a constante de proporcionalidade entre o sinal transmitido e o sinal de bombeamento é em unidades logarítmicas, de -4.12 dB, o que corresponde à atenuação do troço de 20 km de fibra para o comprimento de onda do sinal de bombeamento (1550 nm). Para valores da potência de bombeamento superiores ao valor de limiar, existe uma transferência da energia excedente para o sinal de Stokes, mantendo-se o sinal transmitido praticamente constante. A potência do sinal reflectido de Stokes varia, também, linearmente com a potência do sinal de bombeamento, com uma constante de proporcionalidade

em unidades logarítmicas de -23.16 dB. Este assume valores inferiores ao de limiar devido à detecção do sinal proveniente da dispersão elástica de Rayleigh na fibra e de reflexões de Fresnel nos conectores ópticos do sinal de bombeamento. Quando o valor de limiar é atingido, a energia do sinal de bombeamento é transferida para o sinal de Stokes, cuja potência aumenta linearmente com o sinal de bombeamento mas, desta vez, com uma constante de proporcionalidade de 54.92 %, correspondente à eficiência do processo de Brillouin.

A substituição do medidor de potência óptica MO3 por um fotodíodo de elevada largura de banda (17 GHz), seguido de um analisador de espectros eléctricos, permite-nos medir o espectro da figura 3, obtido com uma resolução de 300 KHz e uma potência de bombeamento de 19.070 mW. Este espectro resulta do batimento do sinal de Stokes com uma frequência $\omega_B - \omega_s$ e de uma contribuição devido à dispersão de Rayleigh do sinal de bombeamento com frequência ω_B , o que resulta no domínio eléctrico num sinal contínuo mais uma contribuição à frequência ω_B .

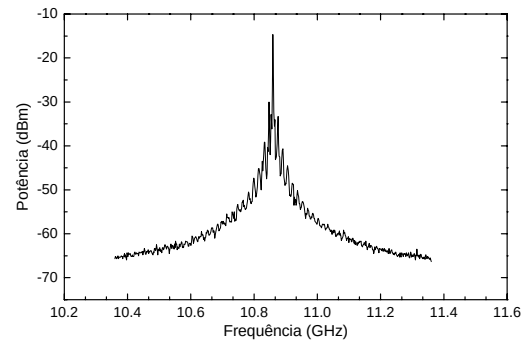


Figura 3 – Desvio de Brillouin.

O desvio de Brillouin para a Sílica pura, calculado a partir da expressão (4) e considerando os valores de $n = 1.445$ e $V_a = 5923$ m/s, é de 11.045 GHz. Na fibra óptica, devido à dopagem com GeO_2 no núcleo, esse valor decresce para 10.85917 GHz, correspondente ao desvio numa fibra com uma concentração no núcleo de 4 % (percentagem de peso) de GeO_2 [9].

Na figura 4 compara-se o efeito da largura espectral do sinal de bombeamento na potência óptica de limiar do processo de Brillouin.

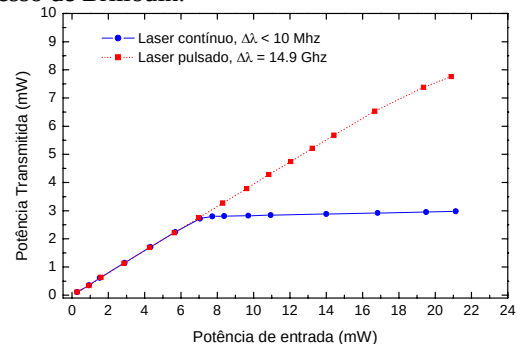


Figura 4 – Efeito da largura espectral do sinal de bombeamento na potência de limiar do processo de Brillouin

Quando é utilizada uma fonte de bombeamento com uma largura espectral inferior a 10 MHz, a potência de limiar ocorre aos 7.0 mW. Se esse laser é modulado directamente a 3.0 GHz, de tal forma que a sua largura espectral seja de 14.9 GHz, observa-se então que a potência de limiar sobe para valores não mensuráveis. Segundo a expressão (10) estas serão aproximadamente três ordens de grandeza superiores aos da situação anterior.

IV. SIMULAÇÃO DA DISPERSÃO DE BRILLOUIN

Considerando um valor para a atenuação de $0.06 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ obtemos a partir da expressão (11) um valor de 11 647 m para o comprimento eficaz da interacção, o que resulta

num valor de $0.32 \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$ para o quociente $\frac{g_B}{A_{eff}}$, obtido

pela expressão (10). Se considerarmos um valor para a área eficaz de $91.61 \mu\text{m}^2$, temos que o ganho de Brillouin é de $2.93 \times 10^{-11} \text{ m/W}$.

Foram resolvidas numericamente as equações diferenciais acopladas (8 e 9) que nos permitem obter os valores exactos dos sinais de bombeamento e de Stokes ao longo da propagação. Analisou-se também a evolução dos sinais a partir das expressões (15 e 16) que, de uma forma aproximada, indicando-nos os valores dos sinais. Foram considerados os seguintes dados experimentais nas simulações: 19.070 mW para a potência de bombeamento, 3.298 mW para a potência de saída e 7.912 mW para a potência reflectida. Os resultados da simulação com a evolução dos sinais de Stokes e de bombeamento ao longo da propagação podem ser observados na figura 5.

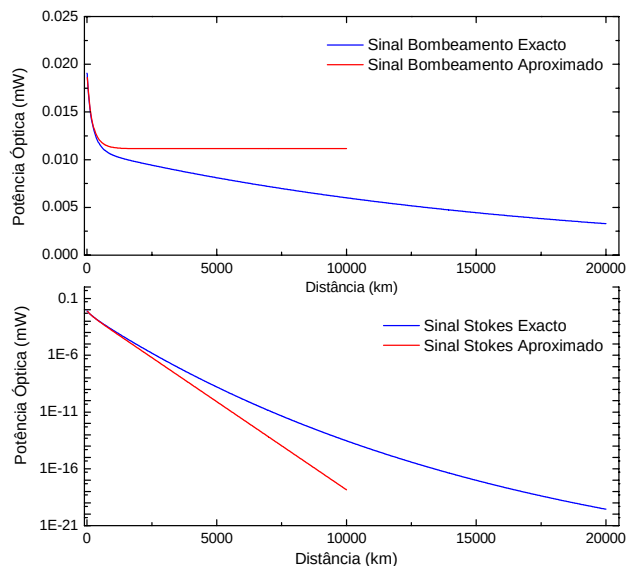


Figura 5 – Evolução dos sinais transmitidos e reflectidos ao longo da propagação considerando dois modelos diferentes.

Observa-se que a transferência de energia para o sinal de Stokes ocorre predominantemente nos 1000 metros iniciais da fibra. Verifica-se que o modelo aproximado permite obter com exactidão a potência do sinal reflectido no início da fibra mas não descreve perfeitamente a evolução do sinal de bombeamento devido à não consideração do efeito da atenuação. O modelo exacto descreve perfeitamente os valores de potência dos sinais de bombeamento e de Stokes medidos experimentalmente.

A figura 6 compara os resultados experimentais com os simulados, utilizando o modelo exacto, onde se observa a evolução da potência do sinal à saída da fibra em função do sinal de bombeamento. Verifica-se o efeito da saturação e da transferência de energia para o sinal de Stokes.

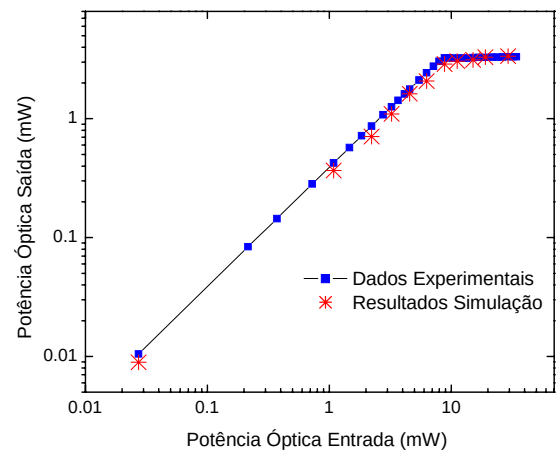


Figura 6 – Variação da potência óptica dos sinais transmitido em função da potência de entrada, resultados experimentais e simulados.

Na pratica a SBS não coloca constrangimentos num sistema de comunicações ópticas, visto que o sinal é modulado com a informação a transmitir, o que resulta no alargamento da sua largura espectral que desloca a potência de limiar do processo de Brillouin muito para além dos valores de potência óptica utilizados. Porém, algumas estratégias podem ser utilizadas para reduzir a SBS, tal como a intercalação de isoladores ópticos nos troços de fibra, o encadeamento de troços de fibra com desvios de Brillouin diferentes que originam um aumento da potência de limiar do conjunto ou, então, a dopagem da fibra [4, 10].

V. CONCLUSÕES

O processo de dispersão estimulada de Brillouin numa fibra óptica monomodo foi estudado experimentalmente. Os resultados experimentais foram comparados com os resultados obtidos através de dois modelos analíticos que descrevem a dispersão de Brillouin,

Foram discutidos os constrangimentos impostos em sistemas práticos de comunicações ópticas causados pela dispersão estimulada de Brillouin.

REFERÊNCIAS

- [1] Kazuo Hotate, Takemi Hasegawa, "Measurement of Brillouin Gain Spectrum Distribution along an Optical Fiber Using a Correlation-Based Technique-Proposal, Experiment and Simulation", IEICE Transactions Electronics, vol. E83-C, n. 3, pp. 405-412, 2000.
- [2] Govind P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, Londres, 1995.
- [3] Mário Fernando dos Santos Ferreira, "Lasers semicondutores para comunicações coerentes e amplificadores de fibra óptica", Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, 1992.
- [4] X. P. Mao, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, R. M. Jopson, R. M. Derosier, "Stimulated Brillouin Threshold Dependence on Fiber Type and Uniformity", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 4, n. 1, pp. 66-69, 1992.
- [5] C.C Lee, S. Chi, "Measurement of Stimulated-Brillouin-Scattering Threshold for Various Types of Fibers Using Brillouin Optical-Time-Domain Reflectometer", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 12, n. 6, pp. 672-674, 2000.
- [6] Valeri I. Kovalev, Robert G. Harrison, "Observation of Inhomogeneous Spectral Broadening of Stimulated Brillouin Scattering in an Optical Fiber", Physical Review, vol. E85, n. 9, pp. 1879-1882, 2000.
- [7] Liang Chen, X. Bao, "Analytical and Numerical Solutions for Steady State Stimulated Brillouin Scattering in a Single Mode Fiber", Optics Communications, vol. 152, pp. 65-70, 1998.
- [8] R. G. Smith, "Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering", Applied Optics, vol. 11, n. 11, pp. 2489-2495, 1972.
- [9] Kazuyuki Shiraki, Masaharu Ohashi, Mitsuhiro Tateda, "SBS Threshold of a fiber with a Brillouin frequency shift distribution", Journal of Lightwave Technology, vol. 14, n. 1, pp. 50-57, 1996.
- [10] Kazuyuki Shiraki, Masaharu Ohashi, Mitsuhiro Tateda, "Performance of Strain-Free Stimulated Brillouin Scattering Suppression Fiber" Journal of Lightwave Technology, vol. 14, n. 4, pp. 549-554, 1996.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradem o apoio financeiro da Fundação para a Ciência e Tecnologia através do programa PRAXIS XXI (PRAXIS XXI/BD/17227/98).