

Eficiência de um EDFA e seu Emprego em Linhas de Atraso

Neste capítulo, mostramos inicialmente que o *desempenho* de um EDFA é limitado por efeitos físicos. Tal desempenho está diretamente relacionado às características mais importantes de um *amplificador à fibra dopada com Érbio (EDFA)*, quais sejam, o *ganho*, a *potência de saturação* e o *ruído*.

Considera-se eficiente um EDFA que apresentar o maior ganho possível (considerada a potência de bombeio disponível), a maior potência de saturação de saída e o menor ruído possível [6].

Uma vez que a uniformidade do espectro de ganho de um EDFA está diretamente relacionada à distribuição da potência de *ASE* no amplificador, descrevemos a *ASE* e como ela influencia a figura de ruído. Além disso, estudamos as *oscilações de relaxação* características de uma cavidade óptica, pois elas afetam tanto a potência do sinal quanto a potência de ASE de saída e podem resultar em uma penalidade de potência para o sistema.

Para que tenhamos uma noção da degradação da qualidade do sinal após propagar-se por vários amplificadores, mostramos uma estimativa da figura de ruído de vários EDFAs em cascata, como é o caso dos sistemas de armazenamento de sinais ópticos por linhas de atraso. Estes sistemas também são objeto de estudo deste capítulo.

3.1

Princípio da Conservação de Energia

O desempenho do EDFA é limitado por diferentes efeitos físicos e pela tecnologia dos demais componentes utilizados no sistema [6].

A limitação fundamental está relacionada ao *princípio da conservação de energia*: a energia máxima de sinal (incluindo-se a *ASE*) que pode ser extraída de um amplificador à fibra dopada não pode ser maior do que a energia de bombeio

armazenada no meio amplificador. Este princípio é muito importante e está presente em todas as aplicações do EDFA.

O princípio de conservação de energia pode ser expresso em termos do fluxo de fótons (número de fótons por segundo). Considerando $\phi_p^{in} = P_p^{in}/h\nu_p$ como sendo o fluxo de fótons de bombeio na entrada do amplificador, e $\phi_s^{in,out} = P_s^{in,out}/h\nu_s$ como o fluxo de fótons do sinal de entrada e saída do amplificador (P_p^{in} , P_s^{in} , P_s^{out} a potência de bombeio de entrada, potência do sinal de entrada e a potência do sinal de saída, respectivamente), temos:

$$\phi_s^{out} \leq \phi_p^{in} + \phi_s^{in} \quad (3.1)$$

A eq. (3.1) corresponde ao regime onde todos os fótons de bombeio são convertidos em fótons de sinal dentro do amplificador. A desigualdade é o reflexo de diferentes efeitos possíveis: (a) alguns fótons de bombeio podem propagar-se através do amplificador sem interagir com os íons de Érbio; (b) os fótons de bombeio também podem ser desperdiçados em virtude das perdas intrínsecas do amplificador e das impurezas no processo de fabricação da fibra dopada; e (c) uma fração da energia de bombeio é absorvida pelos íons de Érbio e perdida na forma de emissão espontânea do amplificador.

Por outro lado, a eq. (3.1) pode ser expressa em termos das potências de entrada e saída:

$$P_s^{out} \leq P_s^{in} + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} P_p^{in} \quad (3.2)$$

A eq. (3.2) mostra que a potência máxima de sinal que pode ser extraída do amplificador depende da relação entre os comprimentos de onda de bombeio e de sinal λ_p/λ_s . Como, independentemente do sistema de bombeio (dois ou três níveis de energia) usualmente $\lambda_p < \lambda_s$ e $P_s^{in}/P_p^{in} \ll 1$, a *eficiência de conversão de potência* P_s^{out}/P_p^{in} é necessariamente menor do que a unidade. Além disso, a eficiência de conversão de potência é diferente para cada banda de bombeio; a maior eficiência é obtida, teoricamente, em um sistema de dois níveis de energia, onde a relação λ_p/λ_s é aproximadamente igual a 1.

A eq. (3.2) pode ser expressa ainda em termos do ganho do amplificador. Para um amplificador livre de emissão espontânea, com $G = P_s^{out}/P_s^{in}$, a eq. (3.2) torna-se:

$$G \leq 1 + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \frac{P_p^{in}}{P_s^{in}} = 1 + \frac{\phi_p^{in}}{\phi_s^{in}} \quad (3.3)$$

A eq. (3.3) mostra que o limite superior para o ganho corresponde aproximadamente à relação dos fluxos ϕ_p^{in}/ϕ_s^{in} . Portanto, o máximo ganho possível para o amplificador corresponde ao caso onde cada fóton de bombeio é convertido em um fóton de sinal. Para um sinal de entrada com potência muito elevada, de forma que $P_s^{in} \gg (\lambda_p/\lambda_s)P_p^{in}$, o ganho máximo do amplificador alcança o limite da unidade, que corresponde à transparência do meio amplificador. Esta última relação também mostra que para o ganho máximo, a potência de sinal de entrada não pode exceder o valor de $P_s^{in} \leq (\lambda_p/\lambda_s)P_p^{in}/(G-1)$.

Portanto, o valor limite para o ganho do amplificador, sob consideração do princípio da conservação de energia na eq. (3.3), pode ser encontrado exclusivamente quando todos os fótons de bombeio são absorvidos no meio amplificador. Em amplificadores reais, a absorção dos fótons de bombeio é limitada pelo número finito de íons de Érbio disponíveis no meio.

Para um sistema *laser* de três níveis de energia, onde a transição *laser* termina no nível fundamental, sob a condição de inversão completa, a concentração de íons de Érbio no estado excitado é $\rho = N_2$ e o ganho máximo de sinal, considerando que foi utilizado um comprimento L na construção do amplificador, é dado por:

$$G = \frac{P_s^{out}}{P_s^{in}} = \exp(\rho \sigma_e L) \quad (3.4)$$

onde σ_e é a seção de choque de emissão. O ganho expresso pela eq. (3.4) não pode ser aumentado indefinidamente por meio do aumento do comprimento L ou da

concentração total de íons ρ em virtude do princípio de conservação de energia expresso nas eq. (3.1) – (3.3).

Portanto, o desempenho de um amplificador óptico quanto ao ganho máximo e à máxima potência de sinal de saída disponível, é teoricamente limitado pelo princípio fundamental da conservação de energia.

Contudo, os amplificadores ópticos reais tem seu desempenho limitado por fenômenos físicos secundários e também pela tecnologia dos componentes atualmente disponível. Os efeitos secundários incluem a saturação do amplificador em virtude da *ASE (Emissão Espontânea Amplificada)* e da não-homogeneidade do meio. Por sua vez, as limitações tecnológicas dos componentes incluem a máxima potência de bombeio disponível pelas fontes *laser* existentes, o controle parcial do perfil de dopagem e as perdas intrínsecas do guia de onda [6].

Frente a estas limitações, é importante conhecer melhor a eficiência do EDFA e através de quais parâmetros pode-se otimizá-la. Disto trata a seção seguinte.

3.2

Eficiência de Conversão de Potência e Saturação do Amplificador

Um parâmetro muito importante na avaliação do desempenho de um EDFA é a *potência de saturação de saída* P_{sat}^{out} , definida como a potência de saída para a qual o ganho do EDFA sofre uma diminuição de 3 dB em relação ao seu valor não-saturado. P_{sat}^{out} é também chamada de potência de saturação de saída para uma compressão de 3 dB no ganho.

Da mesma forma, podemos definir a *potência de saturação de entrada* P_{sat}^{in} , para a qual a compressão do ganho também é de 3 dB. A relação entre as potências de saturação de entrada e saída pode ser escrita da seguinte forma:

$$P_{sat}^{out}(dBm) = P_{sat}^{in}(dBm) + G_{max}(dB) - 3dB \quad (3.5)$$

A P_{sat}^{out} (potência de saturação de saída) não deve ser confundida com a *potência de saturação do EDFA* $P_{sat}(\lambda)$, que representa um parâmetro intrínseco à

fibra dopada e não sofre influência de condições experimentais, como a potência de entrada e o comprimento total do amplificador. Igualmente, P_{sat}^{out} também não deve ser confundida com a *potência de saída saturada do EDFA*, que é a máxima potência de sinal que pode ser alcançada na saída do EDFA. A potência de saída saturada aumenta com a potência de entrada do sinal e é limitada pelas potências de sinal e de bombeio disponíveis. Por isso, não representa uma boa figura de mérito do amplificador.

Para um sinal de entrada de elevada potência ($P_s^{in} \gg P_p^{in}$), as eq. (3.2) e (3.3) anteriores mostram que a potência de saída saturada máxima é $P_s^{out} \approx P_s^{in}$ e o ganho associado $G \approx 1$, que corresponde a um regime onde o meio amplificador é transparente.

Os EDFAs que operam em regime de saturação de forma a fornecer máxima potência de saída de sinal são chamados *amplificadores de potência*. Neste caso, definimos a *eficiência de conversão de potência (PCE)* através da relação:

$$PCE = \frac{P_s^{out} - P_s^{in}}{P_p^{in}} \quad (3.6)$$

E o valor máximo de *PCE* é:

$$PCE(max) = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \quad (3.7)$$

Sob esta análise, é possível verificar por meio de medidas experimentais em função do comprimento total da fibra, que o bombeio em sentido contrário à direção de propagação do sinal (*backward pumping*) permite uma maior *PCE*, ou seja, é mais eficiente [6].

Por outro lado, o espectro de ganho do EDFA não é plano. Entretanto, o ganho plano, obtido para um regime de saturação onde a diferença de ganho entre os comprimentos de onda de um extremo e de outro da banda é o menor possível, disponibiliza uma maior banda-passante para a operação do sistema. Neste contexto, a banda-passante do EDFA é definida como a região para a qual a

diferença de ganhos é menor do que 1 ou 3 dB. Ainda mais, a banda-passante de 1 ou 3 dB de um EDFA pode ser otimizada pela escolha do melhor nível de potência do sinal de saturação assim como de seu comprimento de onda característico, e pelo comprimento ótimo de fibra dopada empregado [6].

A uniformidade do espectro de ganho de um EDFA está diretamente relacionada à distribuição da potência de *ASE* no amplificador, que essencialmente constitui-se em ruído. Por isso, a próxima seção descreve a *ASE* e mostra a sua relação com a figura de ruído de um EDFA.

3.3

Emissão Espontânea Amplificada (*ASE*) e Figura de Ruído (*NF*)

A partir do espectro de potência de *ASE* é possível observar características importantes inerentes ao regime de operação de um EDFA, para diferentes potências de sinal e de bombeio.

Por sua vez, a *figura de ruído (NF)* representa uma medida da degradação da *relação sinal-ruído (SNR)* da entrada para a saída do amplificador ou sistema⁴. Cada sistema em particular requer que uma determinada *SNR* seja alcançada no receptor. Por esta razão, é muito importante conhecer o espectro de *ASE* e medir a figura de ruído do amplificador e/ou sistema com o qual se está trabalhando.

A potência de *ASE* que viaja em sentido contrário à direção de propagação do sinal (*backward ASE*) é, geralmente, maior do que aquela que viaja na mesma direção do sinal (*forward ASE*). Além disso, a relação entre as potências de *ASE* reversa e direta diminui até atingir a unidade à medida que a potência de bombeio aumenta. A diferença entre os espectros das potências de *ASE* direta e reversa é maior para baixas potências de bombeio, onde a absorção do nível fundamental é dominante, em especial para os comprimentos de onda mais curtos (de 1520 a 1540 nm).

As mudanças no espectro de *ASE* também dependem do comprimento de fibra dopada empregada. Para baixas potências de bombeio, o efeito da absorção pelo nível fundamental é mais acentuado para fibras mais longas. Para potências

⁴ Ver a definição de *figura de ruído* no apêndice A.4.

de bombeio elevadas, a distribuição de potência entre o pico principal (1530 nm) e o secundário (1550 nm) são diferentes para fibras curtas e longas.

A partir da medida do ganho G e da potência de *ASE direta* P_{ASE}^{out} em uma banda-passante estreita ($\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$) é possível determinar experimentalmente o *fator de emissão espontânea* η_{sp} e o *fator de ruído equivalente* η_{eq} . Estes parâmetros podem ser escritos da seguinte forma:

$$\eta_{sp}(\lambda) = \frac{1}{G(\lambda) - 1} \frac{P_{ASE}^{out}(forward, \lambda)}{2h\nu\Delta\nu} = \frac{1}{G(\lambda) - 1} \frac{P_{ASE}^{out}(forward, \lambda)}{2hc^2 \Delta\lambda / \lambda^3} \quad (3.8)$$

$$\eta_{eq}(\lambda) = \frac{1}{G(\lambda)} \frac{P_{ASE}^{out}(forward, \lambda)}{2h\nu\Delta\nu} = \frac{1}{G(\lambda)} \frac{P_{ASE}^{out}(forward, \lambda)}{2hc^2 \Delta\lambda / \lambda^3} \quad (3.9)$$

O fator de emissão espontânea η_{sp} para o comprimento de onda λ_k diminui para uma potência de bombeio maior, alcançando um limite mínimo dado por:

$$\eta_{sp}^{min}(\lambda_p, \lambda_k) = \frac{1}{1 - \frac{\eta_p}{\eta_k}} = \frac{1}{1 - \frac{\sigma_e(\lambda_p)\sigma_a(\lambda_k)}{\sigma_a(\lambda_p)\sigma_e(\lambda_k)}} \quad (3.10)$$

A partir da determinação de $\eta_{sp}(\lambda)$ e $G(\lambda)$, escrevemos a figura de ruído $F_o(\lambda)$ como:

$$F_o(\lambda) = \frac{1 + 2\eta_{sp}(\lambda)[G(\lambda) - 1]}{G(\lambda)} = \frac{1}{G(\lambda)} + 2\eta_{eq}(\lambda) \quad (3.11)$$

Na eq. (3.11), o termo $1/G$ corresponde ao *ruído shot* e o termo proporcional a $2\eta_{sp}$ ou $2\eta_{eq}$ corresponde ao ruído de batimento do sinal com a *ASE*.

Para que a eq. (3.11) acima possa ser utilizada, duas condições devem ser satisfeitas: (a) o sinal de entrada deve obedecer à uma distribuição estatística

Poissoniana e (b) o número médio de fótons do sinal de entrada deve ser grande, ou seja, $\langle n_0 \rangle \gg \eta_{sp}$. Portanto, para sinais de entrada que apresentem uma distribuição estatística levemente diferente da Poissoniana, a eq. (3.11) é apenas uma aproximação. Além disso, a eq. (3.11) aplica-se apenas ao regime de amplificação *linear*. Para o regime de saturação, não existe uma fórmula que estime com exatidão a figura de ruído.

Consideremos o caso de amplificadores de alto ganho (onde $G > 20 \text{ dB}$). No limite $G \gg 1$, a figura de ruído óptica para o comprimento de onda λ_s reduz-se para:

$$F_o(\lambda_s) \approx 2\eta_{sp}(\lambda_s) \approx 2\eta_{eq}(\lambda_s) \quad (3.12)$$

e a figura de ruído mínima que pode ser alcançada é então:

$$F_o^{min}[\lambda_s, G(\lambda_s) \gg 1] = 2\eta_{sp}^{min} = \frac{2}{1 - \frac{\eta_p}{\eta_s}} = \frac{2}{1 - \frac{\sigma_e(\lambda_p)\sigma_a(\lambda_s)}{\sigma_a(\lambda_p)\sigma_e(\lambda_s)}} \quad (3.13)$$

Para amplificadores bombeados em três níveis de energia, temos $\sigma_e(\lambda_p) = \eta_p = 0$, o que resulta em $\eta_{sp}^{min} = 1$. Por conseguinte, ao substituirmos este valor na eq. (3.13), percebemos que para tais amplificadores a figura de ruído mínima do EDFA é $F_o^{min} \approx 2$ [6]. Este limite é usualmente chamado de *limite quântico* e é há muito conhecido no campo dos amplificadores ópticos. Entretanto, tal limite somente é considerado em um regime de alto ganho, como nos amplificadores bombeados em três níveis de energia, sendo que no caso mais geral a figura de ruído pode assumir qualquer valor maior do que a unidade. Já para sistemas bombeados em dois níveis de energia, a figura de ruído mínima que pode ser encontrada é 1 ou 2 dB maior do que o limite quântico.

Uma configuração é chamada *híbrida* se utilizar duas janelas para o bombeio, 980 e 1480 nm. A configuração híbrida combina as vantagens da menor figura de ruído associada ao comprimento de onda 980 nm com a maior eficiência de conversão de potência obtida quando o comprimento de onda de bombeio é

1480 nm. A configuração ótima que minimiza a figura de ruído e maximiza a potência de saturação de saída é o bombeio *bidirecional*, com bombeio direto em 980 nm e reverso em 1480 nm, uma vez que com o bombeio direto é possível alcançar uma menor figura de ruído, enquanto que para o reverso a eficiência de conversão de potência é maior⁵.

No entanto, deve-se ainda considerar o efeito da saturação do EDFA, que pode ser auto-induzida pela potência de *ASE*, induzida pela potência do sinal de entrada, ou ambos.

O efeito da auto-saturação pela *ASE* aumenta a figura de ruído para condições de ganho elevado ($G > 25$ dB). Este efeito pode ser evitado pela inclusão de um isolador em um determinado ponto do amplificador. A função do isolador é bloquear a potência de *ASE* que se propaga no sentido contrário ao sinal e que saturaria o ganho na entrada do amplificador, depreciando a figura de ruído. Estudos apontam que a localização mais eficiente deste isolador deve ser entre 25 e 40% do comprimento total de fibra dopada empregada [6].

Por sua vez, o efeito da saturação induzida pelo sinal deve modificar a distribuição da potência de *ASE* ao longo da fibra, o que altera o fator de emissão espontânea η_{sp} . Quando o sinal de saturação apresenta potência suficientemente elevada para diminuir a potência de *ASE* reversa na entrada da fibra dopada, uma elevada inversão de população é alcançada nesta região. Como a inversão é elevada, uma menor figura de ruído é encontrada. Esta diminuição da figura de ruído somente é observada para ganhos $G > 30$ dB, sendo que a maior diminuição é obtida quando o efeito da auto-saturação é completamente suprimido.

Já o aumento da figura de ruído em virtude da saturação pelo sinal depende do valor inicial do ganho para pequenos sinais. Em EDFAs onde o ganho para pequenos sinais é aproximadamente 20 dB, uma compressão de ganho de 5 dB resulta em um aumento da figura de ruído em 3 dB. Já para EDFAs onde o ganho de pequenos sinais é de 30 dB ou maior, a figura de ruído é constante para uma larga faixa de compressão de ganho [6].

⁵ O amplificador comercial EDFA – Ericsson, empregado nas medidas práticas deste trabalho, possui bombeio direto em 980 e 1480 nm e bombeio reverso em 1480 nm, sendo portanto de configuração híbrida.

Na literatura, a figura de ruído é usualmente calculada com relação à entrada da fibra dopada, não incluindo as perdas relativas às emendas, isoladores, acopladores e demais componentes usualmente adicionados ao sistema. Seu efeito depreciativo é maior quando inseridos na entrada do sistema, antes da fibra dopada, uma vez que apenas a potência do sinal é afetada, sem nenhum prejuízo a potência de ASE. Assim, para a estimativa correta da figura de ruído total do sistema, é necessário contabilizar o efeito depreciativo daqueles componentes, quando utilizados.

Além disso, considerando que as estimativas feitas anteriormente para a figura de ruído sofrem a influência de muitos fatores e devem satisfazer algumas condições, sendo por isso baixa a sua praticidade, deve-se conhecer um método confiável e abrangente para medir a figura de ruído de um amplificador ou sistema⁶.

Entretanto, mesmo dispondo de um método confiável, alguns parâmetros, como as potências de saída do sinal e da ASE, são diretamente afetados pelas *oscilações de relaxação* características da cavidade óptica. Por isso, na próxima seção estudaremos, através de uma análise gráfica, o que são e como se originam tais oscilações.

3.4

Estudo Qualitativo das Oscilações de Relaxação

A maioria dos *lasers*, se forem alimentados a partir de uma fonte de potência estabilizada e trabalharem em um ambiente isolado, tende a manter a sua potência de saída constante. Entretanto, mesmo pequenas perturbações, como uma flutuação da potência de bombeio ou uma alteração rápida na perda da cavidade, podem dar origem às *oscilações de relaxação*.

Para que possamos entender melhor o que são e como são formadas, estudaremos tais oscilações de relaxação *qualitativamente*⁷ a partir da ilustração

⁶ Ver apêndice A.4.

⁷ Conforme já mencionamos, foge ao escopo deste trabalho a dedução matemática e, principalmente, a simulação computacional das oscilações de relaxação.

apresentada na figura a seguir, que mostra a evolução do primeiro ciclo da oscilação de relaxação de um *laser* [13].

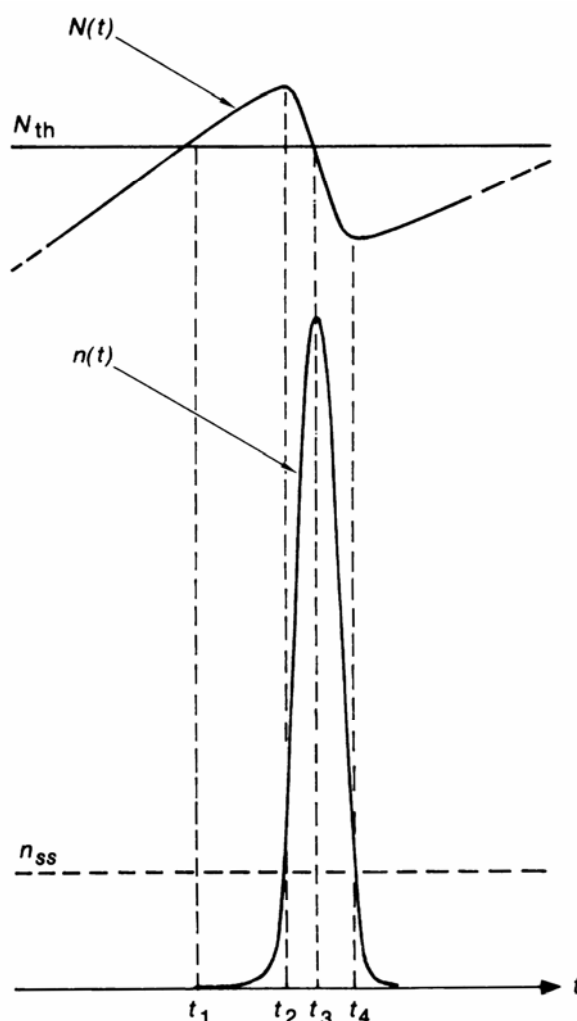


Figura 3 – Evolução do primeiro ciclo de uma oscilação de relaxação.

Na figura 3 supomos que a fonte de bombeio foi ligada com uma certa antecedência, de forma a já ter-se iniciado a inversão de população $N(t)$. Além disso, durante todo o tempo em que a inversão de população $N(t)$ permanecer abaixo do valor limiar N_{th} , a densidade de fótons do *laser* na cavidade permanece essencialmente igual a zero (ou, mais precisamente, equivalente a 1 fóton de ruído por modo da cavidade). Entretanto, tão logo o valor limiar seja ultrapassado, o que ocorre no tempo t_1 da figura 3, o ganho do *laser* excede a perda da cavidade e o número de fótons $n(t)$ começa a crescer exponencialmente, a partir do ruído.

É interessante mencionar que o tempo gasto na maioria dos *lasers* de estado sólido para que a inversão de população atinja o limiar é da ordem de centenas de microssegundos.

A taxa de crescimento exponencial dos fótons é $[(N(t)/N_{th}) - 1]\gamma_c$, onde γ_c é a taxa de decaimento da cavidade (relacionada, entre outros fatores, à perda intrínseca e ao tempo de voo característicos da cavidade) e $N(t)/N_{th}$ é a relação instantânea entre o ganho do *laser* e a perda da cavidade. Esta razão cresce continuamente na medida em que a potência de bombeio conduz a inversão de população a um valor progressivamente maior do que o limiar. Por conseguinte, o tempo necessário ao surgimento dos primeiros fótons é da ordem do tempo de decaimento da cavidade, τ_c , o qual está em torno de algumas dezenas de nanossegundos. No entanto, para que possam ser observados são necessários 10^8 a 10^{10} fótons dentro da cavidade, o que demanda um tempo 20 a 30 vezes maior, alcançando a faixa das centenas de nanossegundos ou talvez alguns poucos microssegundos em um *laser* típico.

Na medida em que o número de fótons na cavidade $n(t)$ ultrapassa o nível n_{ss} (que representa o nível de operação estável do *laser*, considerando-se suficiente a potência de bombeio), a intensidade do sinal óptico dentro da cavidade é suficientemente grande a ponto de suprimir os átomos do estado excitado mais rapidamente do que a fonte de bombeio é capaz de repô-los. Conseqüentemente, a inversão de população $N(t)$ não cresce além do tempo t_2 , passando a diminuir rapidamente a partir de então. Mesmo assim, neste instante $N(t)$ continua sendo maior do que N_{th} , o que significa que a razão $N(t)/N_{th}$ continua sendo maior do que a unidade e por isso o número de fótons continua a crescer rapidamente.

No tempo t_3 da figura 3, o valor da inversão de população $N(t)$ volta a igualar-se ao valor de limiar N_{th} , ou seja, o ganho da oscilação *laser* volta a ser igual à perda da cavidade, e a densidade de fótons $n(t)$ atinge seu valor máximo. Entretanto, como o sinal óptico circulante dentro da cavidade ainda é suficientemente grande e continua a suprimir os átomos em estado excitado, $N(t)$ continua a diminuir e, imediatamente após t_3 , o ganho torna-se menor do que a perda na cavidade, levando $n(t)$ a decair vertiginosamente.

No ponto t_4 , não somente $n(t)$ alcança mais uma vez o nível n_{ss} , mas também a inversão de população $N(t)$ alcança o valor mínimo, a partir do qual crescerá

novamente em direção ao limiar em virtude da energia fornecida pela fonte de bombeio. Mesmo que $N(t)$ volte a crescer, $n(t)$ continua a diminuir até alcançar níveis insignificantes, o que nos mostra que a inversão de população é realizada pela energia de bombeio e ocorre independentemente do número de fótons presentes na cavidade.

A figura a seguir nos mostra a evolução de $N(t)$ e $n(t)$ ao longo do tempo para um *laser* hipotético.

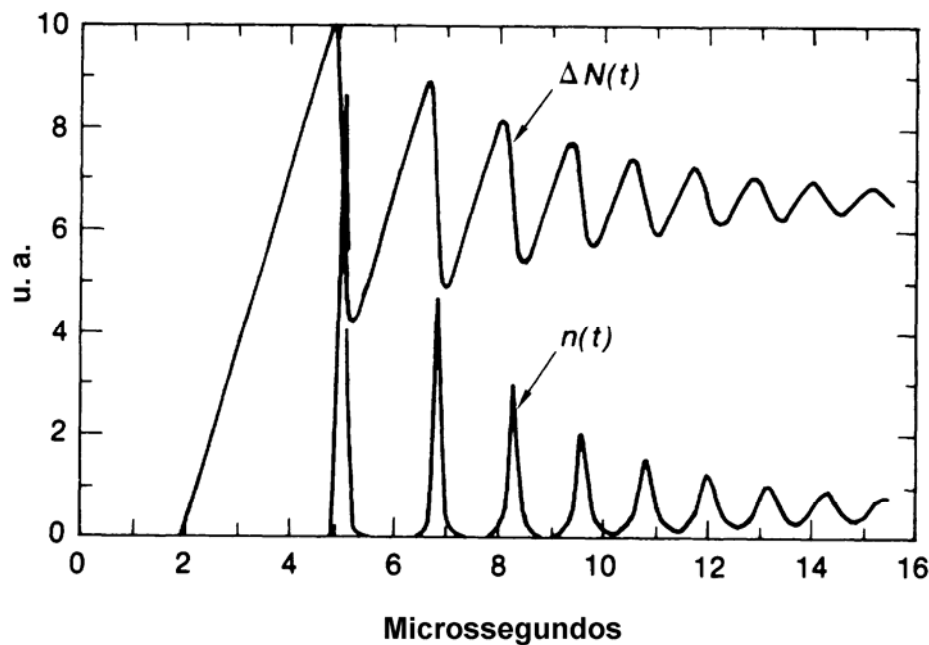


Figura 4 - Evolução da inversão de população $N(t)$ e do número de fótons da cavidade $n(t)$ para um *laser* hipotético; u. a.: unidades arbitrárias.

Como podemos observar na figura 4, os picos das oscilações de relaxação (traço $n(t)$) são usualmente mais estreitos quando comparados aos picos de variação da inversão de população $N(t)$. Além disso, o espaço entre dois pulsos das oscilações é ligeiramente maior. Isto ocorre em virtude das maiores taxas de crescimento e queda do número de fótons $n(t)$ na cavidade.

Na maioria dos *lasers*, tais picos tendem a diminuir senoidalmente com o passar do tempo porque nem o número de fótons na cavidade $n(t)$ e nem, principalmente, a inversão de população $N(t)$ reduz-se ao nível zero depois de um pico. Com isso, o pico subsequente inicia-se a partir de condições cada vez mais próximas do nível estável de operação do *laser*, até que, após um determinado

tempo, os picos extingam-se por completo. Este comportamento representa a *formação* das oscilações de relaxação propriamente ditas [13].

Por conseguinte, é de se esperar que quanto maior for a saturação do ganho em uma cavidade óptica (que ocorre, por exemplo, quando diminuimos a atenuação no caminho de realimentação e permitimos que aumente a amplitude do *laser* em anel que utilizamos para controlar o ganho do EDFA) menor será a energia disponível para as oscilações, menores serão as amplitudes iniciais e mais rápidas serão as transições de $n(t)$ entre picos e vales, ou seja, as oscilações de relaxação caracterizar-se-ão por uma frequência mais alta.

Em suma, a partir do que foi exposto é razoável supor que a frequência das oscilações de relaxação de um *laser* em anel aumenta na medida em que diminui a atenuação no laço de realimentação (ou as perdas na cavidade).

3.5

Linhas de atraso por meio de anéis recirculantes

Uma das técnicas de maior impacto nas comunicações ópticas são os *anéis recirculantes* [7]. Dentre as suas muitas funcionalidades, destacam-se a versatilidade em emular sistemas de transmissão ópticos de longo alcance, que de outra forma somente poderiam ser estudados com a disponibilidade de muitas unidades amplificadoras, e a implementação de sistemas de armazenamento totalmente ópticos, as *linhas de atraso por anéis recirculantes (LAAR)*, necessárias à resolução de problemas de contenção de tráfego muito comuns nas redes ópticas⁸.

Conforme mostra a figura 5 a seguir, uma linha de atraso por anel recirculante é um laço fechado de fibra no qual podemos injetar um sinal de largura ΔT no tempo $t = 0$. Este sinal de entrada pode ser um pulso óptico, um pacote ou uma rajada de dados.

⁸ Estas foram exatamente as duas funcionalidades da técnica dos anéis recirculantes das quais fizemos uso, conforme será descrito nos próximos capítulos.

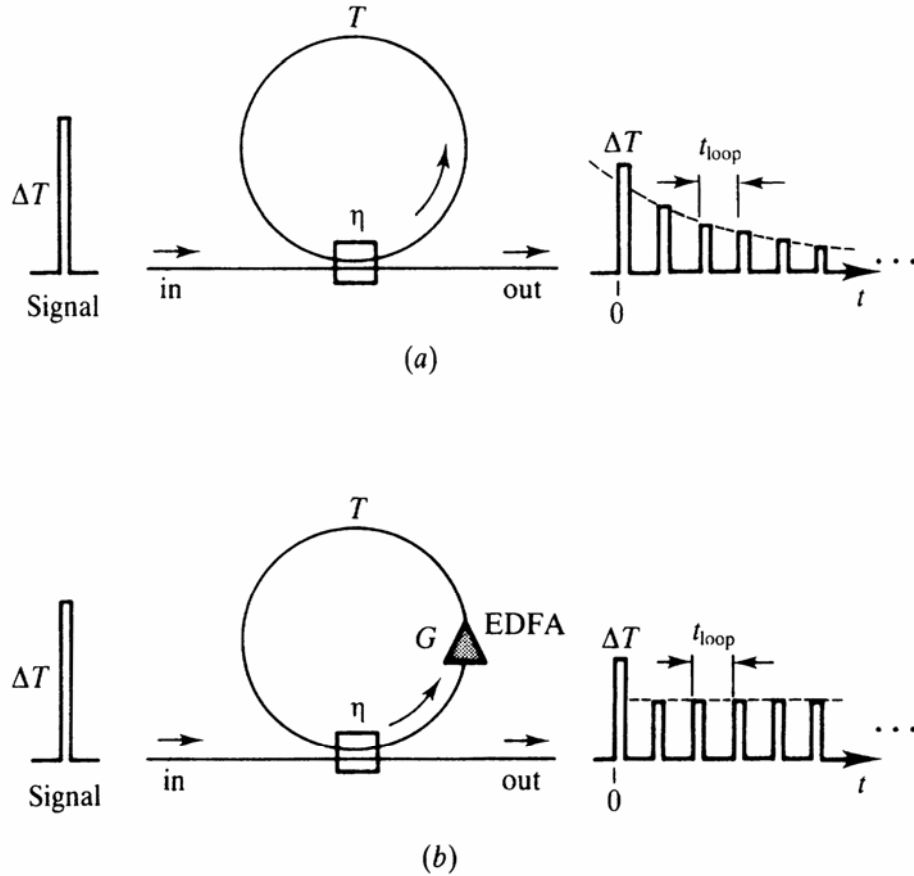


Figura 5 – Linha de atraso por anel recirculante; (a) Sem EDFA no laço ou onde $G < 1/T$ e (b) Com EDFA no laço e onde $G = 1/T$; ΔT : largura do pulso de entrada; T : perda de propagação no laço; η : razão de acoplamento; G : ganho do EDFA; $t_{loop} = t_{volta}$: tempo correspondente a um ciclo de armazenamento.

Qualquer destes sinais completará uma volta após o tempo de propagação característico daquela linha de atraso, $t_{volta} = nL/c$, onde L é o comprimento do laço e c/n a velocidade de grupo de propagação do sinal óptico na fibra. O comprimento do laço L é escolhido de tal forma que $t_{volta} > \Delta T$ e o sinal propagante não interfira com ele próprio. Por conseguinte, a linha de atraso atua como uma memória óptica com atrasos discretos de t_{volta} , $2 t_{volta}$, $3 t_{volta}$, ..., $K t_{volta}$. Após cada volta, o sinal pode ser amostrado por meio de um acoplador inserido no laço.

É importante lembrar que a cada volta no laço corresponde uma perda, T , que inclui a perda característica do meio de transmissão e as perdas de inserção dos dispositivos contidos no laço. Conseqüentemente, o resultado da amostragem do sinal será sempre uma sequência periódica, cuja envoltória decairá

exponencialmente com T^K se não houver um amplificador dentro do laço ou se o ganho disponível for menor do que T , como na figura 5(a), ou manter-se-à em um nível constante se o ganho do amplificador compensar exatamente a perda, $G = 1/T$, como representado na figura 5(b).

Uma vez que a envoltória do sinal é constante, o tempo máximo de armazenagem do sinal é limitado pelo acúmulo da potência de ASE com o número de voltas, em virtude da conseqüente degradação da SNR, como acontece em uma linha de amplificadores real.

Para a configuração em anel da figura 5(b), a condição $G = 1/T$ representa o limiar de uma oscilação *laser* indesejada dentro do laço. Existem duas maneiras de prevenir-se desta oscilação: primeiramente, pode-se ajustar o ganho G para um valor ligeiramente menor do que a perda de transmissão no laço T , ou seja, $G = 1/T - \varepsilon$, de forma que a potência do sinal viajante dentro do anel permaneça sempre imediatamente abaixo do limiar. Entretanto, sem uma técnica eficiente de controle do ganho do amplificador do laço, esta solução torna o sistema de armazenamento muito sensível a qualquer perturbação, ou seja, muito instável. Nesta primeira situação, o número máximo de voltas no laço K é limitado pelo decaimento exponencial dos sinais de saída $(1 - \varepsilon T)^K$.

Por sua vez, a segunda opção consiste em “ligar e desligar” o ganho do amplificador por períodos de duração Kt_{volta} , menor do que o tempo necessário ao estabelecimento da oscilação *laser* indesejada dentro do laço. Para uma LAAR que contém um EDFA, esta técnica requer a inclusão de um componente no laço, capaz de realizar o chaveamento rápido do ganho.

Já para LAARs que empregam amplificadores *Raman*, este chaveamento pode ser realizado através de um pulso de potência de bombeio [14,15], e para LAARs com amplificadores a semicondutor através da modulação por um pulso da corrente de alimentação. Ou seja, nenhum dispositivo adicional se faz necessário quando amplificadores *Raman* ou a semicondutor são empregados⁹.

⁹ Na LAAR que implementamos (capítulo 8), empregamos um modulador de Niobato de Lítio (LiNbO₃) para realizar o chaveamento do ganho, o qual se mostrou muito eficiente em suprimir qualquer oscilação *laser* indesejada em virtude do acúmulo da potência de ASE, permitindo-nos alcançar um maior tempo de armazenagem, com baixa penalidade de potência.

Como dispositivo, uma LAAR pode ser considerada equivalente a uma linha de amplificadores ópticos concebida a partir da concatenação de unidades idênticas àquela inserida no laço. A principal diferença reside no fato de que todos os componentes encontrados pelo sinal ao propagar-se por uma volta na LAAR (acopladores, amplificador, fibra, entre outros) são fisicamente idênticos, ao passo que em uma linha de amplificadores reais tais elementos são fisicamente diferentes. Portanto, para que possamos admitir a equivalência e assim estudar as características de uma linha de amplificadores a partir da LAAR, é necessário assumir que todos as unidades amplificadoras são ideais e idênticas.

A primeira montagem de uma LAAR com EDFAs foi realizada em 1990-1991 [16 – 18]. Nesta experiência, para minimizar o acúmulo de potência de ASE e otimizar a distância máxima de transmissão (ou o tempo de armazenagem) os comprimentos de laço usados foram 35 km (1 EDFA), 75 km (3 EDFAs espaçados de 25 km) e 120 km (4 EDFAs espaçados de 30 km). Em [18] uma BER de 10^{-9} foi medida para taxas de erro de 2,4 Gbits/s e 5 Gbits/s. Estes resultados causaram grande impacto no campo das comunicações transoceânicas pois demonstraram que as LAAR com EDFAs permitiam tempos de armazenagem satisfatórios com baixa taxa de erros.

Podemos considerar uma figura de mérito de uma LAAR o produto entre o tempo máximo de armazenamento que pode ser alcançado e a taxa de bits do sinal:

$$M = t_{max}B \quad (3.14)$$

onde $t_{max} = K_{max} t_{volta}$ e K_{max} é o número máximo de voltas do sinal para o qual uma BER = 10^{-9} pode ser medida sob uma taxa de bits B após o tempo $t = t_{max}$. Em [18] por exemplo, onde a BER = 10^{-9} foi medida para taxas de 2,4 Gbits/s e 5 Gbits/s e distâncias máximas de transmissão de $L = 21.000 \text{ km}$ e $L = 14.000 \text{ km}$, respectivamente, a figura de mérito permaneceu na faixa de $2,5 - 3,5 \times 10^8$. Dentre os principais fatores que limitam o tempo máximo de armazenamento e a figura de mérito de uma LAAR, destaca-se a degradação da SNR em função do acúmulo da potência de ASE. O limite imposto pela ASE torna-se tão mais significativo quanto maior for a taxa de bits do sinal em questão.

Sinais de elevada taxa de bits B caracterizam as redes de comunicação de alta velocidade. As vantagens das LAARs nestas redes são bem conhecidas. Em especial, as LAARs nas quais se utiliza uma técnica eficiente de controle de ganho do EDFA podem suportar uma ampla faixa de sinais WDM. Além disso, a utilização de uma LAAR elimina a necessidade de dispositivos eletrônicos de alta velocidade para a realização de importantes funções como o processamento de sinais (dispositivos relacionados à multiplexação por divisão no tempo, compressão de taxa de bits e registradores de deslocamento) e o armazenamento de sinais (dispositivos usados em interfaces de computadores e chaves ópticas).

Para sinais RZ e NRZ padrão, a capacidade de armazenamento de uma LAAR também pode ser limitada pela dispersão na fibra. O valor máximo do produto taxa de bits – comprimento do laço (BL), limitado por dispersão, pode ser encontrado através da seguinte relação [19]:

$$B^2 L = \frac{c}{2 \bar{D} \lambda_s^2} \quad (3.15)$$

onde c é a velocidade de propagação da luz no espaço livre, D é o coeficiente efetivo (ou médio) de dispersão da fibra e λ_s é o comprimento de onda do sinal. Por sua vez, o número de bits N que pode ser armazenado em um determinado comprimento de fibra com índice de refração n é dado por:

$$N = \frac{n}{c} BL \quad (3.16)$$

Por conseguinte, usando as duas equações anteriores é possível encontrar:

$$N = \frac{n}{2 \bar{D} \lambda_s^2 B} \quad (3.17)$$

A eq. (3.17) permite que calculemos o número máximo de bits N que pode ser armazenado em uma LAAR independentemente do comprimento do laço L [20]. De acordo com a eq. (3.17), a capacidade de armazenamento de uma LAAR

limitada por dispersão no comprimento de onda $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$, taxa de bits $B = 10 \text{ Gbits/s}$ e com coeficiente de dispersão $D = 0,005 \text{ ps/nm.km}$, é de $N = 6 \text{ Gbits}$. Entretanto, um coeficiente de dispersão tão baixo dificilmente será alcançado em longos trechos de fibra (onde $L > 500 \text{ km}$), em virtude da variação da posição do comprimento de onda de dispersão nula. Se considerarmos uma situação mais realista, onde $D \approx 1,0 \text{ ps/nm.km}$, a eq. (3.17) fornece $N = 30 \text{ Mbits}$ para sinais de 10 Gbits/s .

Por outro lado, o comprimento do laço não pode ser ilimitado, o que restringe a capacidade de armazenamento da memória óptica, como mostra a eq. (3.16). Por exemplo, para um laço com $L = 1.000 \text{ km}$ pode-se armazenar $N = 50 \text{ Mbits}$ com $B = 10 \text{ Gbits/s}$, que corresponde a uma sequência de bits de 5 ms de duração. Neste exemplo, a capacidade máxima de armazenamento é ligeiramente superior ao limite por dispersão ($N = 30 \text{ Mbits}$) que encontramos acima, o que mostra que a capacidade máxima de armazenagem na fibra pode ser aumentada se um coeficiente de dispersão menor do que o valor nominal $D \approx 1,0 \text{ ps/nm.km}$ puder ser alcançado ou se alguma técnica eficiente de controle da dispersão for empregada.

Em muitas aplicações, os pacotes a serem armazenados apresentam um número de bits significativamente menor e são consideravelmente mais curtos. Nas redes ATM, os pacotes padrão (ou células ATM) contém 424 bits em 622 Mbit/s, o que corresponde, considerando-se as duas bandas de guarda de 150 ns, a uma duração total $t = 1 \mu\text{s}$. Já as células computacionais são ainda mais curtas, 72 bits em uma taxa $B = 1 \text{ Gbit/s}$ que, juntamente com as duas bandas de guarda de 15 ns, perfazem um tamanho máximo de célula $t = 100 \text{ ns}$.

Memórias ópticas com LAARs foram implementadas para redes ATM através do emprego em conjunto de amplificadores a semicondutor (responsáveis pelo chaveamento da LAAR) e EDFAs (para compensar a perdas de transmissão) [21]. Neste caso, o tempo máximo de armazenamento dos pacotes no laço que pôde ser alcançado foi o equivalente a 10 voltas, que corresponde a um limite prático para LAARs com EDFAs e taxa de bits de 10 Gbit/s [6].

3.6

Figura de Ruído de Amplificadores em Cascata

Independentemente de estarmos utilizando a LAAR para emular uma linha de amplificadores ou um sistema de armazenamento totalmente óptico, é muito importante estudarmos como varia a SNR na medida em que o sinal se propaga através das várias unidades amplificadoras, ou seja, é importante conhecer a figura de ruído de amplificadores em cascata.

Primeiramente convém observar que qualquer cascata de amplificadores, independentemente dela incorporar perdas de inserção de outros dispositivos ópticos, pode ser interpretada como um único amplificador cujos parâmetros, tais como os coeficientes de emissão e absorção, seguem uma distribuição periódica (mesmo que descontínua) ao longo de um extenso trecho de fibra.

Por conseguinte, a figura de ruído de um sistema composto por muitos amplificadores pode ser analisada a partir da figura de ruído de um de seus elementos¹⁰ [22].

Para isso, consideremos um sistema com k amplificadores onde SNR_i representa a SNR depois do amplificador i e cada amplificador fornece um ganho G exatamente igual à perda de propagação α . Logo, a figura de ruído total do sistema NF_S é dada por:

$$NF_S = \frac{SNR_0}{SNR_k} = \frac{SNR_0}{SNR_1} \frac{SNR_1}{SNR_2} \dots \frac{SNR_{k-1}}{SNR_k} \quad (3.18)$$

onde SNR_0 é a SNR da entrada do sistema, medida imediatamente após o transmissor e antes do primeiro lance de fibra. Convém observar que as relações entre as SNRs na eq.(3.18) representam a figura de ruído de cada amplificador da linha multiplicada por $1/\alpha$, uma vez que a figura de ruído de um amplificador é definida como a relação entre as SNRs imediatamente antes e depois do amplificador. Ao lembrarmos que na eq. (3.18) cada SNR_i refere-se a um amplificador que está separado do próximo por uma perda α , podemos escrever a NF_S da seguinte forma:

¹⁰ Ver apêndice A.4.

$$NF_S = GNF_1 + GNF_2 + GNF_3 + \dots + GNF_k = kGNF_i \quad (3.19)$$

onde as parcelas e a NF_S resultante estão em unidades logarítmicas. Convém salientar que na eq. (3.19) todos os amplificadores possuem a mesma figura de ruído e para todos $G = \alpha$.

Após uma rápida observação da eq. (3.19), percebemos que a degradação da SNR (e, conseqüentemente, o aumento da figura de ruído, resultando em um aumento da penalidade de potência do sistema) ao longo de uma cascata de amplificadores idênticos e com $G = \alpha$ é linear com o número de unidades¹¹.

Um resultado interessante pode ser visualizado se considerarmos uma situação em que G e α são diferentes, como por exemplo, no caso de um amplificador de múltiplos estágios concebido a partir da união de vários amplificadores diferentes. Neste caso, a eq. (3.18) assume uma forma mais geral (novamente em unidades logarítmicas):

$$NF_S = \frac{NF_1}{\alpha_1} + \frac{NF_2}{\alpha_1 G_1 \alpha_2} + \dots + \frac{NF_k}{\alpha_1 G_1 \alpha_2 G_2 \dots \alpha_{k-1} G_{k-1} \alpha_k} \quad (3.20)$$

onde α_i refere-se à perda antes do amplificador i e G_i ao seu ganho. Convém observar que se $\alpha_i = G_i$ a eq. (3.20) torna-se equivalente à eq. (3.18). Entretanto, se $\alpha_i = 1$ para todo i chegamos a (em unidades logarítmicas):

$$NF_S = NF_1 + \frac{NF_2}{G_1} + \dots + \frac{NF_k}{G_1 G_2 \dots G_{k-1}} \quad (3.21)$$

ou seja, a figura de ruído de uma cascata de amplificadores é determinada, em sua maior parte, pela figura de ruído do primeiro estágio [23].

¹¹ Como veremos nos próximos capítulos, esta é uma tendência que pode ser combatida através da otimização da técnica de controle de ganho do EDFA.

Com isto encerramos o desenvolvimento teórico e, deste ponto em diante, apresentamos os resultados das medidas realizadas para caracterizar o EDFA e seu comportamento sob diferentes excitações.

Já no capítulo seguinte apresentamos as principais características estáticas de um EDFA e investigamos as respostas do amplificador à variações lentas de potência em sua entrada, como aquelas causadas pela realocação de canais em uma rede óptica.