

2. Introdução Teórica

2.1

Espalhamento Raman

O "Espalhamento Raman" foi descoberto pelo físico indiano Chandrasekhar Raman e por esse trabalho recebeu o prêmio Nobel de Física em 1930. Conforme ilustra a Fig. 2., o Espalhamento Raman é um dentre outros tipos de espalhamento e pode ainda ser classificado em Espalhamento Raman Estimulado (*SRS- Stimulated Raman Scattering*) ou em Espalhamento Raman Espontâneo, neste trabalho trataremos mais do primeiro caso que é o mais importante para o entendimento de amplificadores Raman. O Espalhamento Raman de uma maneira em geral pode ser definido como um processo não linear capaz de transformar fibras ópticas em amplificadores Raman de faixa larga ou em lasers sintonizáveis. O Espalhamento Raman também pode limitar o desempenho dos sistemas ópticos com muitos canais, transferindo energia de um canal para o outro conforme será visto a seguir.



Figura 2. Tipos de Espalhamento

Quando a luz atravessa um material, ela pode vir a interagir com os elétrons dos átomos que constituem esse material. Esse fenômeno é chamado de polarização e é fundamental para o entendimento da origem

da amplificação Raman. A Fig. 3. traz um exemplo. Supondo que existam íons de sílica e cátions de oxigênio ao longo de um material. Nesta figura, inicialmente um cátion de sílica foi polarizado e para manter o equilíbrio entre as cargas, o ânion adjacente de oxigênio se polarizou na direção oposta. O próximo cátion, então, será polarizado na mesma direção que o cátion de sílica inicialmente polarizado e assim sucessivamente. Esse processo continua ao longo do material. Em materiais iônicos ou semi-iônicos como a sílica, a polarização de um íon pode induzir a polarização no sentido oposto de um íon vizinho.

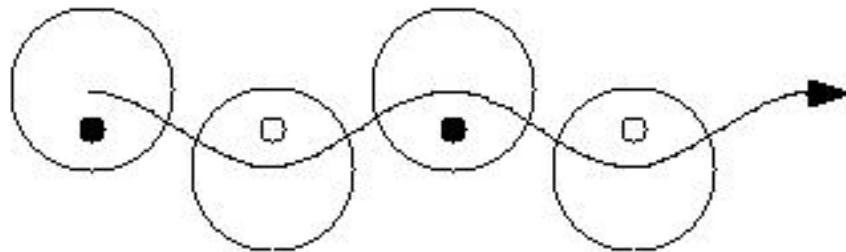


Figura 3. Propagação do fônon

Pela fig. 3. é possível reconhecer uma forma de onda. Esse tipo de vibração atômica é conhecida como fônon óptico. Pode-se dizer que o espalhamento Raman é o espalhamento da luz devido aos fônons ópticos. Os fônons ópticos são modos vibracionais do material que correspondem a uma polarização elétrica oscilante localmente, ao nível de uma célula do material. Os átomos como um todo vibram com os fônons acústicos, porém, apenas as nuvens de elétrons mudam de posição com os fônons ópticos. A frequência dos fônons ópticos é muito maior que a dos fônons acústicos.

Conforme dito anteriormente, a polarização inicial dos íons é o resultado da interação entre a luz e a nuvem de elétrons. Sendo assim, o fóton inicial é espalhado gerando um fônon óptico. Pela lei de conservação de energia, o fóton espalhado deve ter uma energia igual a energia do fóton incidente menos a energia do fônon resultante, deste modo,

$$E_{\text{fóton espalhado}} = E_{\text{fóton incidente}} - E_{\text{fônon óptico}} \quad (2.1.1)$$

Onde $E_{\text{fóton espalhado}}$ é a energia do fóton espalhado, $E_{\text{fóton incidente}}$ é a energia do fóton incidente e $E_{\text{fônon óptico}}$ é a energia do fônon óptico.

Em termos de frequência,

$$v_{\text{fóton espalhado}} = v_{\text{fóton incidente}} - v_{\text{fônon óptico}} \quad (2.1.2)$$

Onde $v_{\text{fóton espalhado}}$ é a frequência do fóton espalhado, $v_{\text{fóton incidente}}$ é a frequência do fóton incidente e $v_{\text{fônon óptico}}$ é a frequência do fônon óptico.

Conforme veremos a seguir, o espalhamento Raman também pode ocorrer quando um fóton incidente e um fônon óptico se juntam para formarem um fóton espalhado com energia mais elevada. Neste caso,

$$E_{\text{fóton espalhado}} = E_{\text{fóton incidente}} + E_{\text{fônon óptico}} \quad (2.1.3)$$

ou

$$v_{\text{fóton espalhado}} = v_{\text{fóton incidente}} + v_{\text{fônon óptico}} \quad (2.1.4)$$

A fig. 4. abaixo representa esse tipo de espalhamento inelástico de luz, conhecido como Espalhamento Raman Estimulado. A luz espalhada é gerada em direções aleatórias. Em outras palavras pode-se dizer que o Espalhamento Raman Estimulado transfere energia de um canal com um comprimento de onda menor (maior energia) para um canal de comprimento de onda maior (menor energia) através de interações com fônons.

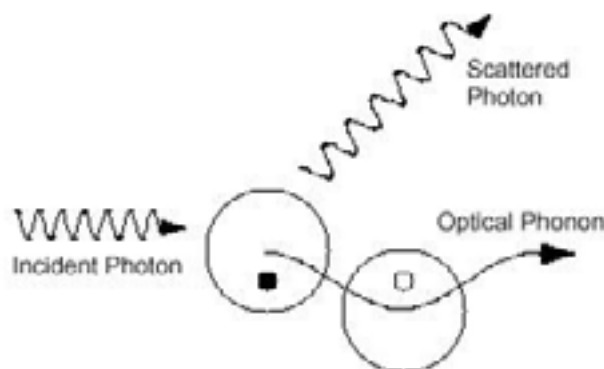


Figura 4. Espalhamento Raman

Considerando E_f o nível de energia do fóton incidente, E_0 o nível de energia da molécula em seu estado fundamental (quando hipoteticamente ela está parada, sem vibrar), E_1 o nível de energia da molécula quando está vibrando em um de seus modos normais e E_v o nível máximo energia que a molécula poderia atingir após ser excitada pelo fóton. Para que

ocorra o espalhamento Raman, é preciso que o fóton incidente tenha uma energia muito maior que a energia do modo normal, ou seja, $E_f \gg E_1$. Ao incidir sobre a molécula, o fóton pode excitá-la a um estado virtual cuja energia E_V é muito maior que a energia E_1 do modo normal de vibração. A molécula pode, por exemplo, voltar ao estado fundamental de energia E_0 , re-emitindo um fóton com a mesma energia do fóton incidente, em uma direção que pode ser diferente da direção que tinha antes. Para todos os efeitos, o fóton incidente foi simplesmente espalhado, sem perder nada de sua energia inicial. Esse espalhamento é conhecido como espalhamento Rayleigh e a grande maioria dos fótons que incidem sobre a molécula é espalhada desse jeito. Entretanto, em alguns casos, a molécula não retorna ao estado fundamental. Depois de decair, ela fica no estado vibracional de energia E_1 . Nesse caso, o fóton que é re-emitido em uma direção qualquer, terá sua energia diminuída para $E_f - E_1$. A molécula e sua vibração “roubaram” um pouco da energia do fóton. Esse é um tipo de espalhamento Raman. Neste caso, o fóton incidente depois de ser espalhado gera um fônon óptico e passa a possuir uma frequência menor do que a do fóton incidente. A nova frequência do fóton é chamada de frequência Stokes. Existe ainda uma outra possibilidade, na qual a molécula pode já estar vibrando com energia E_1 , quando o fóton incide sobre ela, levando-a a uma energia bem mais alta $E_{V'}$. Desse estado V' a molécula decai, só que agora para o estado fundamental (0). No processo, um fóton de energia $E_f + E_1$ é emitido. Agora, foi o fóton que roubou um pouco de energia da molécula. Portanto, o processo Raman pode produzir fóton com energia maior ou menor que a energia do fóton incidente.

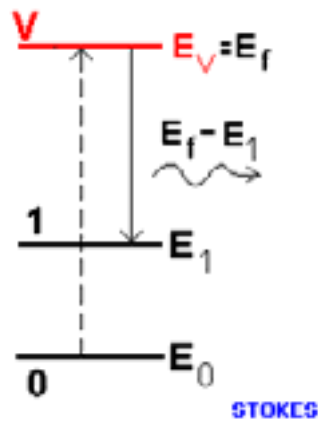


Figura 5: Diagrama de níveis de energia para o processo Stokes

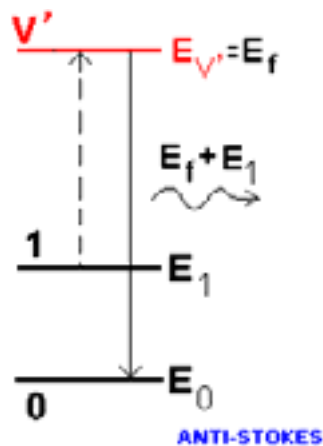


Figura 6: Diagrama de níveis de energia para o processo anti-Stokes

Quando a energia do fóton diminui, gerando uma vibração da molécula, o processo é chamado de Stokes. No outro caso, em que a energia do fóton aumenta, roubando energia de vibração da molécula, o processo é chamado de anti-Stokes. Os diagramas de níveis de energia estão mostrados nas Figuras 5 e 6.

O que faz as moléculas vibrarem, mesmo antes de receberem luz, é a agitação térmica. O ambiente, onde está a amostra, troca calor (energia) com as moléculas, excitando algumas delas a seus modos normais de vibração. São essas que podem produzir o espalhamento Raman anti-Stokes. Normalmente, em uma amostra a temperatura ambiente, o número de moléculas que estão no estado fundamental é muito maior que o de moléculas já excitadas termicamente. Portanto, o

número de processos do tipo Stokes é maior que o número de processos anti-Stokes.

A magnitude da variação de frequência (variação Stokes) depende das frequências dos modos do fônon óptico suportadas pelo material. A sílica, por exemplo, suporta uma faixa larga de frequências devido a sua natureza amorfa. Essa característica da sílica é de extrema importância para a amplificação Raman porque permite uma grande faixa de ganho Raman.

É importante destacar que nem todo modo de vibração de uma molécula pode produzir espalhamento Raman. Os que podem são chamados de modos ativos para esse tipo de espalhamento. Alguns modos não podem ser excitados por esse tipo de espalhamento e são ditos inativos.

Entretanto, não basta que a frequência da luz coincida com a frequência de vibração normal do material para que o fóton seja absorvido. Para haver absorção, além dessa coincidência de frequências (ou energias), é necessário que a luz gere um momento de dipolo elétrico na molécula ou, se a molécula já tem um momento de dipolo, a vibração precisa fazer esse momento de dipolo variar.

O campo elétrico da luz incidente pode interagir com as cargas e deslocá-las, como mostra a Fig.7. abaixo. Com isso, o momento de dipolo varia em sintonia com a onda de luz. É essa interação entre o campo elétrico da luz e a vibração da molécula que gera a troca de energia com a absorção do fóton. Em outras palavras: para haver absorção da luz incidente, a vibração deve variar o momento de dipolo da molécula. Note que a frequência de vibração do dipolo coincide com a frequência da luz incidente.

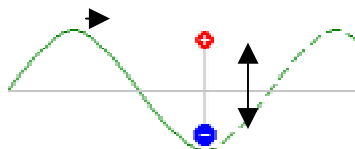


Figura 7: Momento de dipolo variando em sintonia com a onda de luz

No caso do espalhamento Raman, isso é um pouco mais sutil, o momento de dipolo da molécula pode ser gerado ou modificado pelo campo elétrico da luz. Quanto maior o campo, maior o momento de dipolo, segundo a expressão: $\vec{p} \approx \alpha \cdot E$. Esse α é chamado de polarizabilidade e mede a disposição da molécula a ter momento de dipolo e para haver efeito Raman a polarizabilidade deve variar.

2.2 Amplificação Raman

O espectro de ganho Raman é a distribuição de todas as frequências Stokes geradas através do espalhamento Raman. O espectro de Ganho Raman depende da frequência da luz incidente e do material. Em geral, o ganho máximo ocorre em uma frequência 13 THz abaixo da frequência óptica do sinal de bombeio.

O espalhamento Raman pode ser usado para amplificar sinais ópticos desde que se propaguem em uma fibra junto com um bombeio de alta potência e que a diferença entre as frequências dos sinais esteja dentro do espectro de Ganho Raman. O bombeio é o sinal de alta potência que será espalhado inelasticamente para produzir fótons na frequência Stokes, que é a frequência do sinal que se deseja amplificar. Como o sinal se propaga na mesma fibra que o bombeio, ele estimula a emissão de fótons na mesma frequência e na mesma modulação que ele. O espalhamento Raman espontâneo pode ocorrer e gerar ruído no sistema, porém, como o espalhamento Raman estimulado ocorre a taxas muito mais altas, os amplificadores Raman apresentam baixa figura de ruído.

Para que ocorra a amplificação Raman é necessário que a potência de bombeio exceda o limiar Raman, para que o espalhamento Raman estimulado comece a converter a maior parte da intensidade da onda do bombeio em ondas na frequência Stokes e amplifique o sinal co-propagante.

As principais vantagens da amplificação Raman são: seu alto ganho, baixo ruído e larga faixa. O espectro de ganho Raman possui uma

largura de 40THz e pode facilmente ser usado em sistemas WDM, onde os sinais se propagam sob uma larga faixa de freqüências. Para aumentar o espectro de ganho Raman ainda mais, pode-se colocar múltiplos comprimentos de onda de bombeio. Uma outra vantagem do amplificador Raman é que ele não requer nenhum tipo especial de fibra, ou seja, pode ser implementado em qualquer fibra de sílica, ao contrário de um EDFA que precisa de uma fibra especial dopada de Erbium.

Até bem recentemente, os amplificadores Raman tinham como principal desvantagem a alta potência requerida pelos lasers de bombeio para se atingir o limiar Raman. Tipicamente da ordem de grandeza de um watt. Somente recentemente é que foram comercializados lasers semicondutores de alta potência e isso se tornou uma solução viável o uso de amplificadores Raman no lugar de EDFA's. Na Figura 8 abaixo será mostrado um esquema geral de um amplificador Raman e posteriormente, será mostrado a montagem realizada na prática. Um laser de bombeio de alta potência está acoplado a fibra de transmissão. O espalhamento Raman estimulado então amplifica o sinal. Por fim, a luz passa através de um filtro, que permite apenas a transmissão da freqüência do sinal, todos os demais componentes de freqüência são barrados.

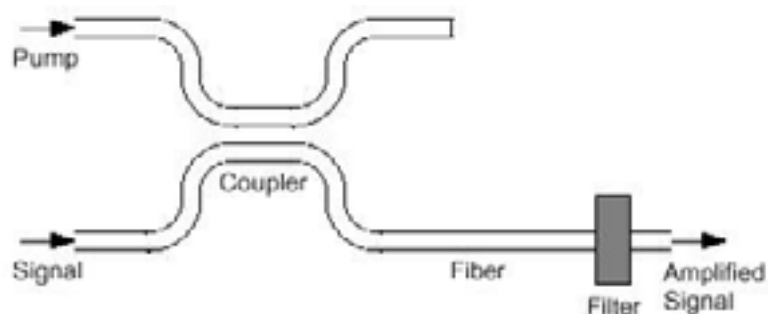


Figura 8: Esquema de um amplificador Raman [25]

Os amplificadores Raman podem ser classificados em: discretos ou distribuídos. Na amplificação Raman distribuída o bombeio é transmitido na fibra junto com o sinal. Esse tipo de amplificação serve para melhorar o desempenho de um sistema em 7.4 dB. Os amplificadores Raman discretos são independentes dos demais componentes instalados no sistema e têm como único objetivo a amplificação do sinal a ser

transmitido. Os amplificadores discretos possuem em cada terminação da fibra um (ou mais) laser(s) de bombeio de alta potência. Esses amplificadores podem dar um ganho de até 40dB e apresentam uma baixa figura de ruído.

2.3

Espectro do Ganho Raman

Considerando ondas contínuas ou quase contínuas, o crescimento inicial das ondas Stokes pode ser descrito por [10]:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S \quad (2.3.1)$$

Onde I_P é a intensidade do bombeio, I_S é a intensidade Stokes e g_R é o coeficiente de ganho Raman. O espectro de Ganho Raman, $g(\Omega)$, onde Ω representa a diferença entre a frequência de bombeio e a frequência Stokes, é o parâmetro mais importante para a descrição do Espalhamento Raman Estimulado (SRS- Stimulated Raman Scattered). Em geral, g_R depende da composição do núcleo da fibra e varia significativamente de acordo com o dopante usado.

A figura 9 mostrada abaixo ilustra g_R em função do deslocamento de frequência para uma fibra de sílica fundida sendo bombeada em $\lambda_P=1\mu\text{m}$. Uma das principais características do ganho Raman em fibras de sílica é que g_R ocupa uma faixa larga (até 40 THz) e possui um pico largo em 13 THz. Esse comportamento se dá devido à sua natureza não cristalina. Em materiais amorfos, tais como a sílica fundida, as frequências vibracionais das moléculas se espalham e se sobrepõe criando um contínuo. Em consequência disso, o ganho Raman ocorre em uma vasta faixa dentro das fibras de sílica. Conforme será visto, as fibras podem ser utilizadas como amplificadores ópticos graças a essa característica.

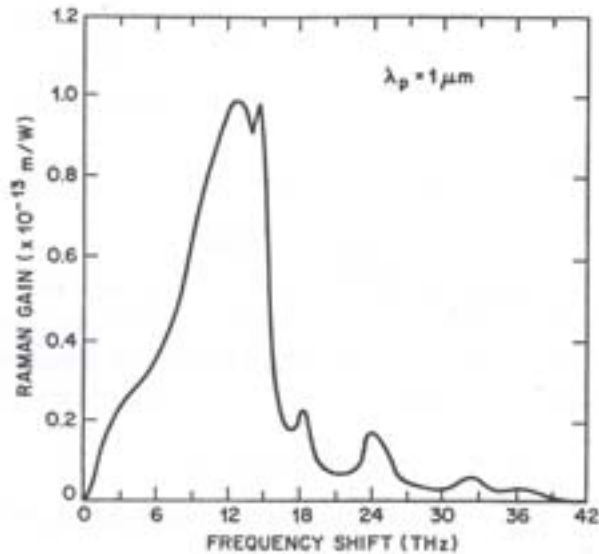


Figura 9: Raman para fibra de sílica fundida com um bombeio localizado em $\lambda_p=1\mu\text{m}$ [25].

Para ver como se desenvolve o processo de Espalhamento Raman Estimulado (SRS), considere uma fonte de bombeio de onda contínua na frequência óptica de ω_p se propagando na fibra. Se, forem lançados na entrada da fibra, um sinal de prova na frequência de ω_s e um feixe de bombeio em ω_p , o sinal será amplificado por causa do ganho Raman (desde que a diferença $\Omega = \omega_p - \omega_s$ esteja dentro do espectro Raman mostrado na figura 9). Se na entrada da fibra for lançado apenas o feixe de bombeio, o Efeito Raman Espontâneo vai atuar como “um feixe de prova” e será amplificado ao longo da fibra. Como o Espalhamento Raman gera fótons em toda a faixa, todos os componentes da frequência são amplificados. No entanto, os componentes da frequência para o qual g_R é máximo crescem mais rapidamente. A Sílica, por exemplo, apresenta $g_R(\Omega)$ máximo para $\Omega=13,2$ THz aproximadamente. Quando a potência de bombeio excede um determinado limiar, essa componente cresce exponencialmente. Deste modo, o Efeito Raman Estimulado gera ondas Stokes cuja frequência é determinada pelo pico de ganho Raman. O deslocamento em frequência correspondente é chamado de *Raman shift* ou *Stokes shift*.

2.4 Limiar Raman

Para determinar o limiar Raman, deve-se levar em consideração as interações não lineares entre o bombeio e as ondas Stokes. Considerando ondas contínuas, e não considerando a birrefringência, as polarizações de bombeio e sinal podem sempre ser consideradas paralelas e essa interação pode ser descrita pelas seguintes equações:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S - \alpha_S I_S \quad (2.4.1)$$

$$\frac{dI_P}{dz} = \frac{\omega_P}{\omega_S} g_R I_P I_S - \alpha_P I_P \quad (2.4.2)$$

Onde I_S e I_P são as intensidades do sinal e do bombeio respectivamente, $g_R(\Omega)$ é o coeficiente de ganho Raman, α_S e α_P são perdas na fibra nas frequências ω_S (Stokes) e ω_P (Bombeio). Em geral, $g_R(\Omega)$ depende da composição do núcleo da fibra e pode variar muito de acordo com o dopante colocado na estrutura do núcleo da fibra. Uma das principais características do ganho Raman nas fibras de sílica é que ele se estende por uma larga faixa de frequências (até 40 GHz) e possui um pico próximo de 13 THz.

Na ausência de perdas, pode-se considerar:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{I_S}{\omega_S} - \frac{I_P}{\omega_P} \right) = 0 \quad (2.4.3)$$

Fisicamente essa equação mostra que o número de fótons no bombeio e na radiação Stokes se mantêm constante durante o Espalhamento Raman Estimulado.

Para uma descrição completa do efeito Raman Estimulado, deve ser levado em consideração o efeito da exaustão de ganho, ou saturação, porém, para se estimar o limiar Raman ele pode ser ignorado [14]. A equação (2.4.2) pode ser facilmente resolvida se o primeiro termo do lado direito da equação (que representa exaustão do bombeio) for anulado. Substituindo a solução dessa equação na (2.4.1), temos:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_0 \exp(-\alpha_P z) I_S - \alpha_S I_S, \quad (2.4.4)$$

Onde, I_0 é a intensidade do bombeio incidente em $z=0$. A solução da equação (2.4.4) é:

$$I_S(L) = I_S(0) \exp(g_R I_0 L_{eff} - \alpha_S L) \quad (2.4.5)$$

Onde L é o comprimento total da fibra e L_{eff} seu comprimento efetivo que é dado por:

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha_P L)] / \alpha_P \quad (2.4.6)$$

A solução dada pela equação (2.4.5) mostra que devido à absorção do bombeio, que o comprimento efetivo é menor do que o comprimento da fibra, L .

Para se utilizar a equação (2.4.5) é preciso uma intensidade $I_S(0)$ de entrada (em $z=0$). Na prática o espalhamento Raman Estimulado aumenta com o espalhamento Raman Espontâneo ao longo da fibra.

Para se calcular a Potência Stokes (assumindo que a fibra transmite apenas um modo) deve-se considerar a amplificação de cada componente da frequência (de energia $h\omega$) de acordo com a equação (2.4.5), e integrar em todo o espectro de ganho Raman, que é,

$$P_S(S) = \int_{-\infty}^{\infty} h\omega \exp[g_R(\omega_P - \omega)I_0 L_{eff} - \alpha_S L] \quad (2.4.7)$$

A maior contribuição ocorre para os valores de pico do gráfico de $G(\Omega)$. Fazendo $\omega = \omega_S$, temos:

$$P_S(L) = P_{S_0}^{eff} \exp[g_R(\Omega_R)I_0 L_{eff} - \alpha_S L], \quad (2.4.8)$$

onde na entrada, quando $z=0$,

$$P_{S_0}^{eff} = h\omega_S B_{eff} \quad (2.4.9)$$

$$B_{eff} = \left(\frac{2\pi}{I_0 L_{eff}} \right)^{1/2} \left| \frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_S}^{-1/2}$$

Fisicamente B_{eff} é largura de faixa efetiva da radiação Stokes centrada próximo do pico de ganho em $\Omega = \omega_P - \omega_S$. Embora B_{eff} dependa da intensidade do bombeio e do comprimento da fibra, a largura espectral do pico dominante no gráfico de $g(\Omega)$ representa uma boa aproximação para isso.

O limiar Raman é definido como sendo a potência de bombeio na entrada da fibra para a qual a potência Stokes se torna igual à potência de bombeio na saída da fibra [14] ou,

$$P_s(L) = P_p(L) \equiv P_0 \exp(-\alpha_p L), \quad (2.4.10)$$

onde $P_0 = I_0 A_{\text{eff}}$ é a potência de bombeio na entrada e A_{eff} é a área efetiva do núcleo. Usando a equação (2.4.8) na (2.4.10) e assumindo $\alpha_s \approx \alpha_p$, o limiar passa a ser,

$$P_{s_0}^{\text{eff}} \exp(g_R P_0 L_{\text{eff}} / A_{\text{eff}}) = P_0 \quad (2.4.10)$$

Onde $P_{s_0}^{\text{eff}}$ também depende de P_0 através da relação dada pela equação (2.4.9). A solução da equação (2.4.10) fornece a potência de bombeio crítica requerida para obter o limiar Raman. Considerando que o espectro de ganho Raman é da forma Lorentziana, uma boa aproximação para a potência de bombeio crítica é dada por [14]:

$$\frac{g_R P_0^{\text{Cr}} L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}} \approx 16 \quad (2.4.11)$$

Pode se fazer uma análise semelhante para o caso do espalhamento Raman estimulado contra-propagante, porém, neste caso o fator 16 é substituído por 20. Deve se notar que para se chegar a equação (2.4.11) foi considerado que a polarização do bombeio e do sinal foram mantidas ao longo da fibra. Caso a polarização não tivesse sido preservada, o limiar Raman seria aumentado por um fator entre 1 (um) e 2 (dois). No caso em que as polarizações forem totalmente aleatórias, esse fator é da ordem de 2.

Para fibras longas tal que $\alpha_p L \gg 1$, $L_{\text{eff}} = 1/\alpha_p$. Para um bombeio em $\lambda_p = 1,55 \mu\text{m}$ (comprimento no qual as perdas são mínimas, $\sim 0,2 \text{ dB/Km}$), com $L_{\text{eff}} \approx 20 \text{ km}$ e usando o valor típico de $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$ o limiar Raman previsto é de $P_o^{\text{cr}} = 600 \text{ mW}$. Como o nível de potência dentro da fibra é geralmente abaixo de 10 mW, o espalhamento Raman estimulado não é muito provável de ocorrer em sistemas de transmissões ópticas monocal. Com o amplificador óptico, a potência de entrada pode chegar a 100 nW o que é bem abaixo do limiar.

Na prática o Espalhamento Raman estimulado só é observado quando se usa lasers de alta potência. Na região visível, A_{eff} é tipicamente $60 \mu\text{m}^2$ nas fibras monomodo. Usando a equação (2.4.11) obtém-se $P_0^{cr} \approx 10W$ para uma fibra de 10 m de comprimento [25].

Mesmo diante de tantas simplificações e não considerando a exaustão do laser, a equação (2.4.11) é bem próxima do valor exato. Uma vez alcançado o limiar Raman a potência de bombeio é rapidamente transferida para a radiação Stokes. Teoricamente essa transferência é total, porém, na prática, a onda Stokes serve de bombeio para gerar ondas Stokes de segunda ordem [caso sua potência se torne grande o suficiente tal que satisfaça a equação (2.4.11)]. O número de ondas Stokes geradas em cascata pelo processo de Espalhamento Raman Estimulado depende da potência de bombeio na entrada.

2.5 Amplificador Raman

Os Amplificadores Raman foram fabricados pela primeira vez em 1976 e começaram a ser desenvolvidos para redes de transmissões ópticas nos anos 80. Conforme mencionado na seção anterior, as fibras ópticas de sílica podem ser usadas como amplificadores de sinal óptico se o sinal for transmitido junto com uma onda de bombeio de alta potência e a diferença de frequências entre os dois sinais esteja dentro do espectro de ganho Raman. Como o Espalhamento Raman Estimulado é o fenômeno físico responsável pelo mecanismo de amplificação, o nome do amplificador é “Amplificador Raman”.

Em geral eles podem ser classificados em: distribuídos ou discretos. Embora ambos se utilizem da fibra de sílica como meio de ganho, eles se diferem de duas maneiras: (1) tipo e comprimento de fibra; (2) disposição geométrica do bombeio. Em amplificadores Raman discretos a figura de ruído pode ser 3 dB em temperatura ambiente, porém, para os comprimentos de onda menores, a figura de ruído pode ser entre 5 e 6 dB pois como o comprimento de onda do sinal está mais próximo do comprimento de onda do bombeio, há um aumento da

emissão espontânea. Neste trabalho serão usados apenas os amplificadores Raman distribuídos.

De acordo com [25], o Ganho obtido com os amplificadores Raman operando com ondas contínuas ou quase contínuas, pode ser obtido a partir das fórmulas (2.4.1) e (2.4.2). Se a intensidade do sinal for significativamente menor que a intensidade do bombeio, pode-se ignorar o efeito da exaustão. A intensidade do sinal na saída do amplificador, em $z = L$ é dada pela equação (2.4.5). Como $I_s(L) = I(0)\exp(-\alpha_s L)$ na ausência de bombeio, o fator de amplificação é dado por:

$$G_A = \exp(g_R P_0 L_{eff} / A_{eff}) \quad (2.5.1)$$

onde $P_0 = I_0 A_{eff}$ é a potência de bombeio na entrada do amplificador e L_{eff} é dado pela equação (2.4.6).

Usando valores típicos $g_R = 1 \times 10^{-3}$ m/W, $L_{eff} = 20$ Km e $A_{eff} = 100 \mu\text{m}^2$, o sinal é amplificado consideravelmente para $P_0 > 1$ W [25]. A figura 8.5 ilustra a variação de G_A com P_0 em uma fibra de 1,3 km usada para amplificar um sinal em $1,064 \mu\text{m}$ usando um bombeio em $\lambda_p = 1,017 \mu\text{m}$ [15]. Inicialmente o fator de amplificação G_A aumenta exponencialmente com P_0 , porém, começa a desviar quando $P_0 > 1$ W. Isso ocorre devido a exaustão do bombeio. As linhas sólidas da figura 10 são obtidas resolvendo as equações (2.4.1) e (2.4.2) numericamente para incluir a exaustão do bombeio. O resultado numérico está em excelente acordo com os dados.

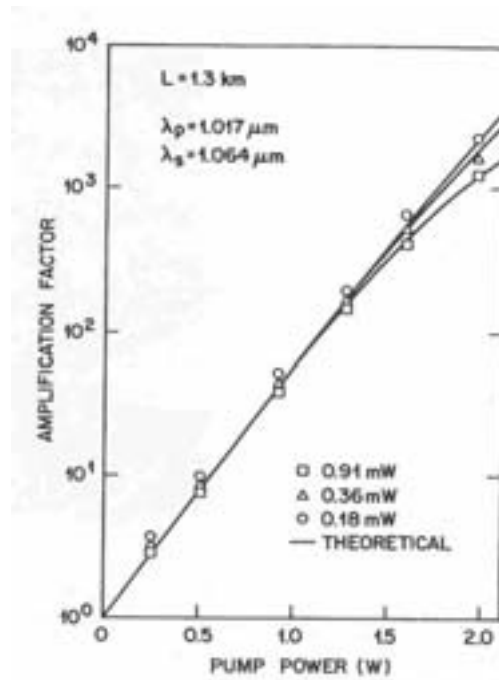


Figura 10: Variação do ganho G_A com a potência P_0 [25].

Uma expressão aproximada do Ganho Saturado nos amplificadores Raman pode ser obtida resolvendo as equações (2.4.1) e (2.4.2) analiticamente e assumindo que $\alpha_S = \alpha_P = \alpha$. Fazendo a transformação $I_j = \omega_j F_j \exp(-\alpha z)$ com $j=s$, obtêm-se duas equações:

$$\begin{aligned} \frac{dF_S}{dz} &= \omega_P g_R F_P F_S \\ \frac{dF_P}{dz} &= -\omega_P g_R F_P F_S \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

Como $F_S(z) + F_P(z) = C$, onde C é uma constante, a equação diferencial para F_S pode ser integrada sobre todo o comprimento L do amplificador e obtém-se:

$$G_S = \frac{F_S(L)}{F_S(0)} = \left(\frac{C - F_S(L)}{C - F_S(0)} \right) \exp(\omega_P g_R C L_{eff}) \quad (2.5.3)$$

Fazendo $F_S(0) + F_P(0) = C$ e substituindo na equação (2.5.3), tem-se a seguinte expressão para o ganho saturado:

$$G_S = \frac{1 + r_0}{r_0 + G_A^{-(1+r_0)}} \quad (2.5.4),$$

onde r_0 está relacionado com a relação Sinal/Bombeio de potência na entrada da fibra da seguinte forma:

$$r_0 = \frac{F_S(0)}{F_S(0)} = \frac{\omega_P P_S(0)}{\omega_S P_0} \quad (2.5.5)$$

e $G_A = \exp(g_R P_0 L_{eff} / A_{eff})$ é o ganho de sinal de baixa potência (insaturado).

Para otimizar o desempenho do Amplificador Raman, a diferença entre as frequências do sinal e do bombeio deve corresponder ao pico do Ganho Raman mostrado na figura 9. Na região próxima ao infra-vermelho, a fonte mais prática é a Nd:YAG operando em $\lambda=1,06 \mu\text{m}$ ou $\lambda=1,32 \mu\text{m}$. Para esse laser o ganho é máximo quando comprimento de onda do sinal está próximo de $\lambda=1,12 \mu\text{m}$ e $\lambda=1,40 \mu\text{m}$, respectivamente. No entanto o comprimento de onda de maior interesse para transmissões ópticas estão próximos de $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ e $\lambda=1,5 \mu\text{m}$. Um laser Nd:YAG pode ser usado se uma onda Stokes de ordem superior for usada como o bombeio. Por exemplo, uma onda Stokes de terceira ordem, em $\lambda=1,24 \mu\text{m}$ de um laser operando em $\lambda=1,06 \mu\text{m}$ pode atuar como bombeio para amplificar os sinais em $\lambda=1,3 \mu\text{m}$. De maneira similar uma onda Stokes de primeira ordem, em $\lambda=1,4 \mu\text{m}$, de um laser operando em $\lambda=1,32 \mu\text{m}$, pode ser usada como bombeio para amplificar sinais próximos à $\lambda=1,5 \mu\text{m}$. Em meados de 1984, esses esquemas foram muito usados para fornecer até 20 dB de ganho[11]-[13]. Esses experimentos também mostraram a importância do alinhamento das direções de polarização das ondas de bombeio e de prova pois o efeito Raman estimulado praticamente cessa no caso de polarizações ortogonais. Se obteve um ganho de até 20 dB usando fibras que preservam a polarização, com um núcleo high-germania em $\lambda=1,57 \mu\text{m}$ aplicando um laser Q-switched em $1,34 \mu\text{m}$ com uma potência de 3,7 W na entrada.

Uma possível aplicação dos amplificadores Raman é como um pré-amplificador antes do sinal ser detectado no receptor de um sistema de comunicações ópticas [16]. Medidas experimentais mostram que a relação sinal ruído (SRS) no receptor é determinada pelo espalhamento Raman espontâneo que inevitavelmente acompanha o processo de

amplificação [17]. Deste modo, a saída consiste não apenas do sinal desejado, mas também do ruído espontâneo amplificado que se estende por um largo espectro de frequências (aproximadamente 10 THz). É possível obter uma expressão analítica para a potência de ruído dentro de uma aproximação que não leve em consideração o efeito da exaustão no bombeio [18].

Uma das vantagens do amplificador Raman é a largura de sua faixa espectral (aproximadamente 5THz). Ele pode ser usado para amplificar simultaneamente alguns canais de um sistema WDM. Essa característica foi demonstrada em um experimento [90-livro] realizado em 1987, no qual sinais de três lasers operando na faixa de $\lambda=1,57\mu\text{m}$ a $1,58\mu\text{m}$ foram amplificados simultaneamente usando um bombeio localizado em $\lambda=1,47\mu\text{m}$. Foi obtido um ganho de 5 dB com a potência de bombeio de apenas 60 mW.

Uma das principais desvantagens do Amplificador Raman é que ele requer um laser de bombeio de muita potência. Experimentos realizados na região próxima de $\lambda=1,550\mu\text{m}$, geralmente utiliza para o bombeio lasers sintonizáveis lasers de centro de cor (tais lasers são muito volumosos para serem usados para aplicações em comunicações). Com o surgimento do amplificador óptico EDFA em 1989, os amplificadores Raman foram pouco usados na região de $\lambda=1,55\mu\text{m}$. Essa situação mudou a partir da disponibilidade de semicondutores compactos de alta potência e os lasers em fibra. Pode-se dizer que durante os anos 90 os amplificadores Raman passaram por um “ressurgimento”. Em meados de 1992, os amplificadores Raman eram bombeados usando um laser semiconductor cuja saída era amplificada usando-se um EDFA [19]. Os pulsos de bombeio tinham duração de 140 ns, potência de pico de 1,4 W, taxa de repetição de 1 KHz e eram capazes de amplificar mais de 23 dB sinais de $\lambda=1,66\mu\text{m}$ em uma fibra de dispersão deslocada de 20 Km de comprimento. A potência de pico de 200 mW resultante dos pulsos de $\lambda=1,66\mu\text{m}$ eram largos o suficiente para serem usados em medidas de reflexão óptica no domínio do tempo, uma técnica comumente utilizada para a supervisão e manutenção de redes de fibra óptica [20].

Uma segunda aplicação para os amplificadores Raman é aumentar a faixa espectral dos sistemas ópticos WDM operando na região 1,55 μm [21]–[24]. Os EΔΦΑ×σ θυε γεραλμεντε σ©ο οσ μαισ υσαδος νεσσεσ σιστεμασ (ΩΔΜ), τ| μ υμα φαιξα εσπεχτραλ ινφεριορ α 35 νμ. Αλ| μ δισσο, χομο ο γανηο φορνεχιδο πελο ΕΔΦΑ ν©ο | πλανο, | νεχεσσ(ριο σε απλιχαρ υμ μηχανισμο δε εθυαλιζα| ©ο δο γανηο εμ τοδα α φαιξα. Οσ σιστεμασ ΩΔΜ (80 χαναισ ου μαισ) νεχεσσιταμ δε αμπλιφιχαδορεσ | πτιχοσ χαπαζεσ δε προπερ υμ γανηο υνιφορμε αο λογγο δε υμα φαιξα δε 70–80 νμ. Θ| σε δεσ ενπολπεραμ σιστεμασ η| βριδοσ χομβινανδο ΕΔΦΑ×σ ε αμπλιφιχαδορεσ Ραμαν χομ εσσε οβρετιπο. Υμα ιμπλεμεντα| ©ο δεσσε σιστεμα [24], χομ λ αργυρα δε φαιξα δε 80 νμ φοι ρεαλιζαδο χομβινανδο υμ ΕΔΦΑ χομ διοισ α μπλιφιχαδορεσ Ραμαν βομβεαδοσ σιμυλτανεαμεντε εμ τρ| σ χομπριμεντοσ δε ονδα (1471, 1498 ε 1503 νμ) χομ ποτ| νχιασ δε ατ| 150 μΩ. Ο λασερ δε βομβειο δο ΕΔΦΑ αλχαν| απα 62 μΩ δε ποτ| νχια εμ 1465 νμ. Ο εσθυεμα χομβιναδο οβτεπε 30 dB δε γανηο απροξιμαδαμεντε υνιφορμε αο λογγο δα φαιξα 1,53–1,61 μm .