



Universidade Federal de Campina Grande

Centro de Engenharia Elétrica e Informática

Curso de Graduação em Engenharia Elétrica

ÍISIS DE ANDRADE LIMA

**ESPALHAMENTO DE RAMAN EM FIBRAS ÓPTICAS:
CARACTERIZAÇÃO TEÓRICA E SIMULAÇÕES**

Campina Grande, Paraíba
Fevereiro de 2012

ÍISIS DE ANDRADE LIMA

ESPALHAMENTO DE RAMAN EM FIBRAS ÓPTICAS:
CARACTERIZAÇÃO TEÓRICA E SIMULAÇÕES

*Relatório de Estágio Supervisionado submetido
à Unidade Acadêmica de Engenharia Elétrica
da Universidade Federal de Campina Grande
como parte dos requisitos necessários para a
obtenção do grau de Bacharel em Ciências no
Domínio da Engenharia Elétrica.*

Área de Concentração: Telecomunicações

Orientador:

Professor José Ewerton Pombo de Farias, Dr.

Campina Grande, Paraíba
Fevereiro de 2012

ÍISIS DE ANDRADE LIMA

ESPALHAMENTO DE RAMAN EM FIBRAS ÓPTICAS: CARACTERIZAÇÃO TEÓRICA E SIMULAÇÕES

Relatório de Estágio Supervisionado submetido à
Unidade Acadêmica de Engenharia Elétrica da
Universidade Federal de Campina Grande como parte dos
requisitos necessários para a obtenção do grau de
Bacharel em Ciências no Domínio da Engenharia Elétrica.

Área de Concentração: Telecomunicações

Aprovado em / /

Professor Avaliador
Universidade Federal de Campina Grande
Avaliador

Professor José Ewerton Pombo de Farias, Dr.
Universidade Federal de Campina Grande
Orientador, UFCG

Para meus amigos.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha família pelo apoio.

A todos os professores do curso de Engenharia Elétrica. Em especial, ao professor Dr. José Ewerthon, pela orientação neste trabalho.

Aos meus amigos agradeço pela presença.

A Rebeca, novamente, pelas ilustrações deste trabalho.

Agradeço a todo o Departamento de Engenharia Elétrica (funcionários e coordenações), especialmente a Adail, ao professor Talvanes, a Tchaikovski e a Cícero, pela paciente ajuda tantas vezes oferecida.

Enfim, obrigada a todos que contribuíram de alguma forma para essa realização.

“Que ninguém se engane, só se consegue simplicidade através de muito trabalho.”

Clarice Lispector.

RESUMO

Quando expostas a campos eletromagnéticos intensos, fibras ópticas apresentam comportamento não-linear, que deve ser considerado no projeto de sistemas de comunicações ópticas. Um dos efeitos não-lineares presentes em fibras é o espalhamento óptico de Raman, que não é significativo em sistemas de canal único, mas tem grande influência em sistemas multicanal.

Tal efeito consiste no deslocamento da frequência de parte do sinal incidente na fibra por meio da interação com as moléculas de sílica, havendo perda de frequência.

As características deteriorantes do efeito de espalhamento de Raman são traduzidas no fenômeno de *crosstalk* de Raman. Por outro lado esse efeito apresenta uma importante aplicação como amplificador óptico de faixa larga.

Este trabalho apresenta os fundamentos do espalhamento óptico de Raman, bem como suas aplicações nos amplificadores de Raman e efeito de *crosstalk* de Raman.

São apresentados resultados de simulação para observação da distribuição de potência dos sinais ópticos em fibras mediante atuação do efeito de Raman, observando-se a ocorrência do comportamento fundamentado.

Palavras-chave: Espalhamento Óptico, Espalhamento de Raman, Amplificador de Raman, *Crosstalk* de Raman.

ABSTRACT

When exposed to strong electromagnetic fields, optical fibers present nonlinear behavior, which should be considered in the design of optical communication systems. One of these nonlinear effects in optical fibers is Raman scattering, which does not affect single channel systems significantly, but has great influence on multichannel systems.

Such effect consists in a frequency shifting on the incident signal, resulted by interaction with molecules of silica, with loss of energy.

Deteriorating characteristics of Raman scattering effect are represented by Raman crosstalk phenomenon. Moreover Raman scattering has an important application as broadband optical amplifier.

This paper presents the fundamentals of Raman optical scattering, its applications in Raman amplifiers and Raman crosstalk effect.

Simulation results showing optical signals power distribution in fibers with Raman scattering occurrence are presented, leading to the observation of the theoretical behavior studied.

Keywords: Optical Scattering, Raman Scattering, Raman Amplifier, Raman Crosstalk.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Fenômeno de espalhamento óptico.	5
Figura 2 – Espectro tipicamente observado para a luz espalhada.	6
Figura 3 – Surgimento de fônon óptico em material composto por íons de sílica e cátions de oxigênio.	8
Figura 4 – Níveis de energia envolvidos nos processos (a) de Stokes e (b) anti-Stokes..	9
Figura 5 – Espalhamento de Raman devido à ocorrência do processo de Stokes.	10
Figura 6 – Espectro de ganho de Raman para sílica fundida e $\lambda_p = 1 \mu\text{m}$	12
Figura 7 – Estrutura para o amplificador de Raman com feixe de bombeio no sentido direto.	15
Figura 8 – Eficiência do ganho de Raman em função da diferença de frequência normalizado para fibras DCF, DSF e SMF.	16
Figura 9 – Ganho de Raman normalizado em função da diferença frequência para fibras DCF, DSF e SMF (análise da dependência do ganho com a frequência).	16
Figura 10 – Comportamento do fator de amplificação em função da potência de bombeio para diversos valores de potência de sinal.	18
Figura 11 – Comportamento do ganho saturado de Raman para diversos valores de ganho não saturado.	19
Figura 12 – (a) Esquema de transmissão óptica usando WDM; (b) Acoplamento e desacoplamento de sinais de diferentes comprimentos de onda.	20
Figura 13 – Exemplo de uma estrutura para redes PON usando WDM com 16 canais.	21
Figura 14 – Perdas de potência no canal de maior frequência em um sistema WDM em função do número de canais.	23
Figura 15 – Valores de BER em função da distância de propagação para os canais 0, 25 e 50.	24
Figura 16 – Sinais propagados ao longo da fibra para sistema de dois canais.	26
Figura 17 – Sinais propagados ao longo da fibra para sistema de três canais (PELEG e NGUYEN, 2010).	27
Figura 18 – Sinais propagados ao longo da fibra para sistema de quatro canais (PELEG e NGUYEN, 2010).	28

Figura 19 – Amplitude do sinal para o canal $j = 48$ em função da distância de propagação (PELEG e NGUYEN, 2010).	28
Figura 20 – Sistema para simulação de espalhamento de Raman.	30
Figura 21 – Espectro de ganho de Raman utilizado na fibra.	30
Figura 22 – Distribuição de potência ao longo da fibra para feixe de bombeio de 200 mW.	31
Figura 23 - Sistema para simulação de transferência de potência por espalhamento de Raman.	32
Figura 24 – Potência dos sinais ao longo da distância de propagação na fibra para 1 W de potência incidente no feixe de bombeio.	32
Figura 25 – Potência dos sinais ao longo da distância de propagação na fibra para 1 mW de potência incidente no feixe de bombeio.	33
Figura 26 - Sistema para simulação de amplificador de Raman de 2ª ordem.	34
Figura 27 – Comportamento da potência dos sinais ao longo da distância de propagação na fibra.	35

SUMÁRIO

1	Introdução	1
1.1	Objetivos	3
1.1.1	Objetivos Específicos	3
1.2	Motivação	3
1.3	Metodologia	4
2	Espalhamento de Raman	5
2.1	Espalhamento Óptico Elástico e Inelástico	5
2.2	Conceitos Preliminares	7
2.3	Espalhamento de Raman em Fibras Ópticas	10
3	Amplificador de Raman	14
4	<i>Crosstalk</i> de Raman	19
4.1	Multiplexação de Dados com Divisão por Comprimento de Onda: Redes WDM 20	
4.2	Efeito <i>Crosstalk</i> de Raman em Sistemas Multicanal (WDM)	22
4.2.1	<i>Crosstalk</i> de Raman em Sistemas WDM com Modulação DPSK	24
5	Atividade Desenvolvida e Resultados	28
5.1	Espalhamento de Raman	29
5.2	Transferência de Potência Entre Feixes de Bombeio e de Stokes	31
5.3	Amplificador de Raman de 2ª Ordem	34
6	Conclusão	36
	Bibliografia	37

1 INTRODUÇÃO

Como qualquer dielétrico, as fibras ópticas também apresentam comportamento não-linear quando expostas a campos eletromagnéticos intensos (BOYD, 2008). Tais efeitos são importantes no projeto de sistemas de comunicações ópticas devido à geometria do guia de onda, que confina o feixe óptico em uma pequena secção transversal por um longo comprimento de fibra, mesmo levando em consideração que a sílica não é intrinsecamente um material fortemente não-linear.

Alguns fenômenos ópticos não-lineares relevantes em comunicações ópticas são espalhamento óptico inelástico, modulação de fase não-linear e mistura de quatro ondas (*four-wave mixing*). O espalhamento óptico consiste na alteração de direção e/ou frequência de um feixe óptico ao atravessar um meio, podendo ocorrer como consequência de flutuações em quaisquer propriedades ópticas do meio material. Assim, um feixe incidente pode ser dividido em diversos feixes, de direção e/ou frequência diferentes, após atravessar o meio.

Chamamos de espalhamento óptico elástico o fenômeno caracterizado pela conservação da energia nas ondas envolvidas, mantendo o comprimento de onda do fóton incidente e modificando apenas sua direção, tratando-se de um efeito linear.

Por outro lado, quando há transferência permanente de energia entre as ondas, e consequente deslocamento de frequência, o fenômeno é chamado de espalhamento inelástico, a exemplo do espalhamento de Raman, que ocorre com participação de fônons ópticos, e espalhamento de Brillouin, com participação de fônons acústicos. O espalhamento óptico inelástico constitui um efeito óptico não-linear relacionado a modos de excitação vibracional do meio de propagação.

O Espalhamento de Raman em fibras ópticas ocorre quando uma onda incidente (*pump*) é espalhada pelas moléculas de sílica. Alguns dos fótons incidentes perdem energia ao se transformarem em fótons espalhados, sendo a energia remanescente absorvida pelas moléculas de sílica, originando fônons ópticos. Assim, o feixe luminoso incidente transfere potência para outras frequências ópticas dentro de uma faixa definida de diferença de frequência.

O ganho referente a cada diferença de frequência entre o sinal incidente e o sinal espalhado é definido pelo espectro de ganho de Raman. A frequência referente ao ganho máximo é chamada de frequência de Stokes, enquanto o sinal gerado nessa frequência (que cresce mais rápido que outras frequências) é chamado de onda de Stokes.

Dessa forma, um feixe incidente pode transferir potência para outros feixes se propagando na fibra, desde que a diferença de frequência entre eles possua ganho positivo. Quando isso ocorre, o feixe que cede potência é chamado de feixe de bombeio e o que absorve é chamado de sonda.

Trechos de fibra podem ser usados para transferir energia de um feixe de bombeio para um feixe de sonda através do Espalhamento de Raman, constituindo os chamados amplificadores de Raman. O amplificador de Raman é apropriado para comunicações ópticas devido à sua largura de banda.

Por outro lado, o espalhamento de Raman pode degradar os sistemas por meio do efeito de *crosstalk* de Raman, que consiste na transferência de potência por meio do efeito de Raman em feixes portadores de dados em sistemas de comunicações. Esse efeito se torna mais significativo em sistemas com múltiplos canais.

Com base na importância da compreensão do efeito de Raman nas comunicações ópticas, o estágio realizado no Instituto de Estudos Avançados em Comunicações (IECOM) visa o estudo dos efeitos do Espalhamento de Raman em fibras ópticas. Para tanto, partimos da fundamentação teórica acerca dos tópicos: Espalhamento de Raman, abordando também espalhamento óptico elástico e inelástico, espalhamento espontâneo e estimulado; Amplificador de Raman, com ênfase no ganho de Raman e desempenho do amplificador; *Crosstalk* de Raman, com estudo de sistemas com múltiplos canais (WDM), e ênfase no efeito de *crosstalk* de Raman para esses sistemas, com apresentação de resultados de simulação numérica encontrados na literatura.

Em seguida são apresentados resultados de simulação na plataforma VPITransmissionMaker 8.7, com objetivo de analisar o comportamento da propagação de feixes ópticos em fibras, dentro do contexto das comunicações ópticas, sujeitas ao efeito de espalhamento de Raman, bem como simulação de amplificação de Raman.

Os objetivos e motivação do trabalho e a metodologia utilizada para seu desenvolvimento são apresentados a seguir.

1.1 OBJETIVOS

O objetivo geral da atividade desenvolvida é o estudo do Efeito de Espalhamento de Raman em fibras ópticas, incluindo amplificadores de Raman e *crosstalk* de Raman.

1.1.1 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

São os seguintes os objetivos específicos deste trabalho:

- Estudo dos efeitos não lineares em fibra óptica, com ênfase no efeito de Espalhamento Óptico de Raman, bem como sua aplicação em amplificadores ópticos de Raman e natureza degradante do efeito de *crosstalk* de Raman;
- Implementação de sistemas de simulação para estudo do Espalhamento de Raman e fenômeno de amplificação pelo ganho de Raman;
- Análise do comportamento dos sistemas simulados por meio da observação do comportamento da potência de feixes ópticos ao longo de fibras ópticas sob os efeitos de Raman e obtenção de medidas de desempenho.

1.2 MOTIVAÇÃO

Os sistemas de comunicações ópticas baseados em multiplexação de dados por divisão no comprimento de onda constituem atualmente o núcleo das telecomunicações, além de serem propostos como a tecnologia futura para as redes de acesso.

Uma melhor utilização dos recursos desses sistemas poderá ser feita por meio do emprego de taxas cada vez mais elevadas e uso de técnicas de modulação óptica.

O *crosstalk* de Raman é um dos efeitos mais degradantes nesses sistemas e se impõe como obstáculo para o sucesso de técnicas de modulação que dependam da potência do sinal.

A motivação para este trabalho é a necessidade de estudo e modelagem do efeito de *crosstalk* de Raman, decorrente do efeito de Espalhamento Estimulado de Raman.

1.3 METODOLOGIA

Para atingir os objetivos deste projeto, o trabalho foi desenvolvido de acordo com as etapas descritas a seguir:

i. Revisão Bibliográfica

Revisão bibliográfica sobre efeitos ópticos não lineares, espalhamento óptico, espalhamento óptico de Raman, amplificadores ópticos, amplificadores de Raman, sistemas multicanal, ou WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), efeito de *crosstalk* de Raman e *crosstalk* de Raman em sistemas WDM.

ii. Estudo da Plataforma de Implementação

Implementação de sistemas de teste e estudo das ferramentas disponibilizadas pela plataforma de implementação escolhida e elaboração das propostas para os sistemas a serem implementados, com base nas funcionalidades da plataforma.

iii. Implementação do Sistema

Utilização dos conceitos estudados nas duas primeiras etapas para implementar os sistemas propostos.

iv. Testes, Ajustes e Avaliação

Nesta etapa os sistemas implementados são testados, ajustados e avaliados por meio da análise comparativa com a expectativa teórica para distribuição de potência ao longo da fibra.

v. Escrita e apresentação do Relatório Final

Ao final do trabalho foi escrito este relatório técnico, apresentando os conceitos estudados e descrevendo todo o desenvolvimento e resultados obtidos para as implementações.

2 ESPALHAMENTO DE RAMAN

Como qualquer dielétrico, as fibras ópticas também apresentam comportamento não-linear quando expostas a campos eletromagnéticos intensos. Tais efeitos são importantes no projeto de sistemas de comunicações ópticas devido à geometria do guia de onda, que confina o feixe óptico em uma pequena secção transversal por um longo comprimento de fibra, mesmo levando em consideração que a sílica não é intrinsecamente um material fortemente não-linear.

Alguns fenômenos ópticos não-lineares relevantes em comunicações ópticas são espalhamento óptico inelástico, modulação de fase não-linear e mistura de quatro ondas.

Neste tópico serão apresentados os conceitos fundamentais do fenômeno de espalhamento óptico, com ênfase no espalhamento de Raman. O estudo completo de efeitos não-lineares em fibras ópticas é apresentado por Agrawal (2007).

2.1 ESPALHAMENTO ÓPTICO ELÁSTICO E INELÁSTICO

O espalhamento óptico consiste na alteração de direção e/ou frequência de um feixe óptico ao atravessar um meio, podendo ocorrer como consequência de flutuações em quaisquer propriedades ópticas do meio material. Assim, um feixe incidente pode ser dividido em diversos feixes, de direção e/ou frequência diferentes, após atravessar o meio, conforme é ilustrado na Figura 1. Em um meio homogêneo, o espalhamento pode ocorrer apenas na direção e sentido direto de propagação (BOYD, 2008).

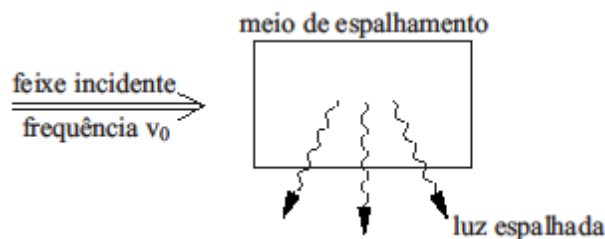


Figura 1 – Fenômeno de espalhamento óptico.

Chamamos de espalhamento óptico elástico o fenômeno caracterizado pela conservação da energia nas ondas envolvidas, mantendo o comprimento de onda do fóton incidente e modificando apenas sua direção, tratando-se de um efeito linear. Esse

fenômeno pode ser decorrente da penetração do fóton em um meio composto por partículas com tamanho muito inferior ao comprimento de onda do fóton incidente, sendo nesse caso chamado de espalhamento de Rayleigh. Quando o meio é composto por partículas de tamanho aproximado ao comprimento de onda do fóton incidente, ocorre o chamado espalhamento de Mie (AGRAWAL, 2010).

Por outro lado, quando há transferência permanente de energia entre as ondas, e conseqüente deslocamento de frequência, o fenômeno é chamado de espalhamento inelástico, a exemplo do espalhamento de Raman, que ocorre com participação de fônons ópticos, e espalhamento de Brillouin, com participação de fônons acústicos. O espalhamento óptico inelástico constitui um efeito óptico não-linear relacionado a modos de excitação vibracional do meio de propagação.

Em circunstâncias normais, o espectro do sinal espalhado tem a forma mostrada graficamente na Figura 2, que mostra os espalhamentos de Raman, Brillouin, Rayleigh e Rayleigh-wing (que ocorre a partir de flutuações na orientação de moléculas anisotrópicas). Por definição, as componentes espalhadas para frequências mais baixas que a frequência incidente são chamadas de componentes de Stokes e as componentes espalhadas para frequências mais altas são chamadas de componentes anti-Stokes.

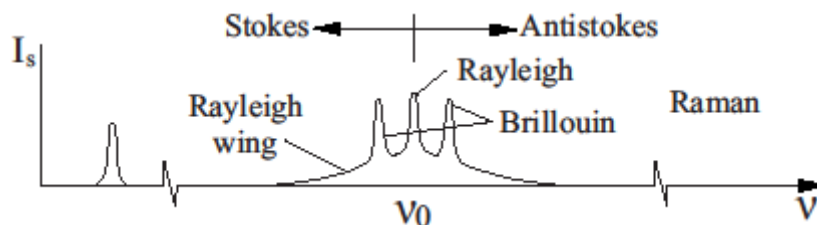


Figura 2 – Espectro tipicamente observado para a luz espalhada.

Os espalhamentos de Raman e Brillouin podem ser classificados como espontâneo ou estimulado. O espalhamento espontâneo ocorre quando as propriedades do sistema material não são modificadas pela presença do feixe luminoso incidente (BOYD, 2008). Trataremos dos conceitos básicos para o Espalhamento Estimulado de Raman, ou SRS (*Simulated Raman Scattering*), e o Espalhamento Estimulado de Brillouin, ou SBS (*Simulated Brillouin Scattering*).

Para um cenário simplificado do ponto de vista da mecânica quântica, aplicável para SRS e SBS, um fóton do campo incidente (*pump*) se transforma em um fóton em uma frequência mais baixa (frequência de Stokes) e um fônon com momento e energia coerentes de modo a conservar o momento e a energia total do processo. Caso um fônon

com energia e momento específicos esteja disponível, um fóton de maior energia pode ser gerado em uma dada frequência, chamada de frequência anti-Stokes.

Tanto o SRS quanto o SBS se tornam importantes para altos níveis de potência, já que para baixos níveis a secção cruzada de espalhamento (que será estudada mais adiante) é pequena e as perdas são desprezíveis. Embora os dois efeitos sejam bastante semelhantes quanto à sua origem, diferentes relações de dispersão para fônons acústicos e ópticos levam às seguintes distinções (AGRAWAL, 2010):

- vi. O espalhamento de Brillouin ocorre apenas no sentido inverso, enquanto o de Raman pode ocorrer nos dois sentidos;
- vii. O espalhamento de Brillouin leva a deslocamentos de frequência aproximadamente 10 GHz, enquanto o de Raman leva a deslocamentos de 13 THz (deslocamento de Stokes);
- viii. O espectro de ganho de Brillouin possui uma banda bastante estreita, menor que 100 MHz, enquanto o de Raman se estende ao longo de 20-30 THz.

Em ambos os casos a intensidade de espalhamento óptico cresce exponencialmente com a potência incidente para valores acima de um limiar da mesma.

A seguir serão apresentadas características do Espalhamento de Raman importantes para o entendimento dos amplificadores de Raman e, conseqüentemente, do efeito não-linear de *Crosstalk* de Raman.

2.2 CONCEITOS PRELIMINARES

Ao atravessar um material, a luz pode interagir com os elétrons dos átomos constituintes do mesmo, dando origem ao efeito de polarização. A Figura 3 ilustra um exemplo supondo um material composto por íons de sílica e cátions de oxigênio. Inicialmente um cátion é polarizado e o ânion adjacente sofre polarização no sentido oposto, mantendo o equilíbrio entre as cargas. O cátion seguinte é polarizado na mesma direção do primeiro cátion e o procedimento segue de forma sucessiva ao longo do material. Conforme é mostrado nesse exemplo, em materiais iônicos, ou semi-iônicos

como a sílica, a polarização de um íon pode levar íons vizinhos à polarização no sentido oposto.

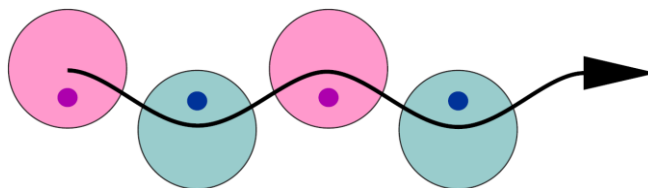


Figura 3 – Surgimento de fônon óptico em material composto por íons de sílica e cátions de oxigênio.

Observa-se o surgimento de uma vibração de cargas atômicas, descrevendo uma forma de onda. Essa vibração é chamada de fônon óptico, que consiste no surgimento de modos vibracionais do material correspondentes à polarização elétrica local oscilante.

Seja E_0 o nível de energia de uma molécula do meio em seu estado fundamental (quando não há vibrações), E_1 o nível de energia da molécula sob vibração em um de seus modos normais, E_V o nível máximo de energia que a molécula pode atingir após a excitação pelo fóton e E_f a energia do fóton incidente.

A molécula em seu estado fundamental pode ser excitada pelo fóton incidente a um estado virtual de energia E_V muito maior que a energia do modo normal de vibração E_1 . Em seguida, dois fenômenos podem ocorrer: (i) a molécula retorna ao estado fundamental de energia E_0 emitindo um fóton com a mesma energia do fóton incidente, em uma direção qualquer; (ii) a molécula não retorna ao estado fundamental, permanecendo em um estado vibracional de energia E_1 (surgimento de fônon óptico) e emite um fóton de energia $E_f - E_1$ em uma frequência correspondente, chamada de frequência de Stokes, em uma direção qualquer. Em ambos os casos o fenômeno ocorre devido à transferência de energia do fóton incidente para a molécula.

O primeiro caso descrito corresponde ao espalhamento elástico e é o fenômeno de espalhamento predominante em transmissões ópticas. O segundo caso trata do espalhamento de Raman (processo de Stokes) e para que ele ocorra, a energia do fóton incidente deve ser muito superior que a energia do modo normal ($E_f \gg E_1$).

Caso a molécula do meio não esteja inicialmente em seu estado fundamental, mas em um estado vibracional de energia E_1 , o fóton incidente leva a molécula a um estado de energia bem mais elevado E_V' , a partir do qual a molécula perde energia, por meio da emissão de um fóton de energia $E_f + E_1$, de modo a atingir seu estado fundamental E_0 . Nesse caso, o fenômeno ocorre devido à troca de energia da molécula

para o fóton incidente, também correspondendo a um tipo espalhamento de Raman (processo anti-Stokes).

Assim, o espalhamento de Raman sempre ocorre com participação de fônons ópticos, que podem ser gerados pelo processo de Stokes ou absorvidos pelo processo anti-Stokes. A Figura 4 ilustra os níveis de energia envolvidos em ambos os processos.

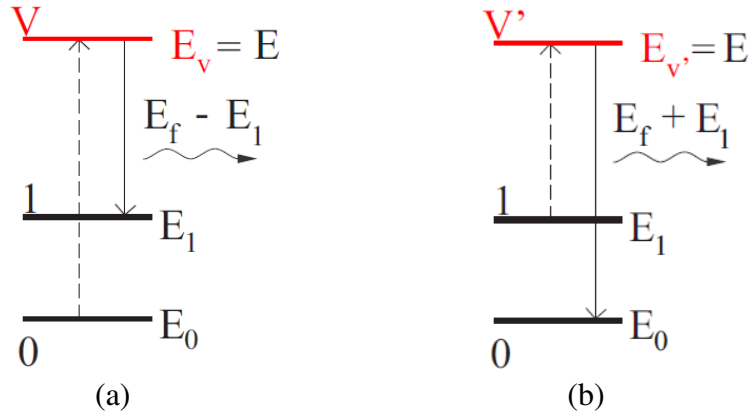


Figura 4 – Níveis de energia envolvidos nos processos (a) de Stokes e (b) anti-Stokes.

De forma análoga, existem os chamados fônons acústicos, que são originados pela vibração atômica e também dão origem a um fenômeno de espalhamento óptico conhecido como espalhamento de Brillouin. Como fônons acústicos implicam em vibrações de átomos, enquanto fônons ópticos correspondem a mudanças na nuvem eletrônica, a frequência de fônons ópticos é muito maior que a de fônons acústicos.

A eficiência do processo de espalhamento pode ser descrita pelo coeficiente de espalhamento R , que é definido em termos da intensidade de campo do feixe incidente I_0 e do feixe espalhado I_s , do volume da região de espalhamento V e da distância do ponto de observação r (BOYD, 2008):

$$I_s = \frac{I_0 R V}{r^2} \Rightarrow R = \frac{r^2 I_s}{I_0 V} \quad (1)$$

Assumindo que o feixe espalhado incide em um fotodetector de área dA , a potência incidente será $dP = I_s dA$. Como o detector subtende um ângulo sólido na região de espalhamento (dado por $d\Omega = dA/L^2$), a potência espalhada por unidade de ângulo sólido é dada por:

$$\frac{dP}{d\Omega} = I_s L^2 = I_0 R V \Rightarrow R = \frac{1}{I_0 V} \frac{dP}{d\Omega} \quad (2)$$

Se considerarmos que o feixe incide sobre uma molécula individual, a potência total P do feixe espalhado irradiado pela molécula cresce linearmente com a intensidade do feixe incidente I_0 :

$$P = \sigma I_0 \Rightarrow \sigma = \frac{P}{I_0} \quad (3)$$

A constante σ é chamada de secção cruzada total de espalhamento. Como I_0 tem dimensões de potência por unidade de área, a secção cruzada tem dimensão de área e pode ser interpretada como a área geométrica efetiva da molécula.

A secção transversal cruzada diferencial ($d\sigma/d\Omega$) descreve a potência espalhada dP em uma direção particular definida pelo elemento angular $d\Omega$ assumindo que a potência espalhada por unidade angular cresce linearmente com a intensidade incidente:

$$\frac{dP}{d\Omega} = I_0 \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

2.3 ESPALHAMENTO DE RAMAN EM FIBRAS ÓPTICAS

O Espalhamento de Raman em fibras ópticas ocorre quando uma onda incidente (*pump*) é espalhada pelas moléculas de sílica. Alguns dos fótons incidentes perdem energia ao se transformarem em fótons espalhados, sendo a energia remanescente absorvida pelas moléculas de sílica, originando fônons ópticos, conforme é ilustrado na Figura 5. O espalhamento se torna estimulado se a potência do feixe incidente for superior a um valor limite (*threshold*).

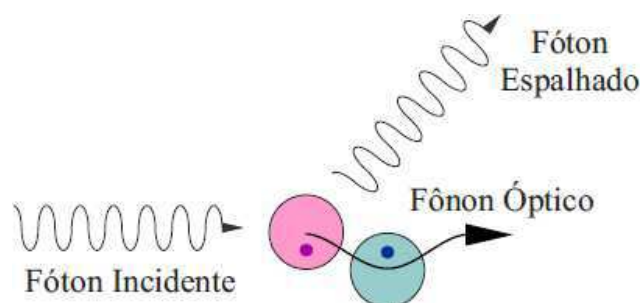


Figura 5 – Espalhamento de Raman devido à ocorrência do processo de Stokes.

Assim, a energia do fóton espalhado é dada pela energia do fóton incidente menos a energia do fônon. Ou seja:

$$E_{\text{fóton espalhado}} = E_{\text{fóton incidente}} - E_{\text{fônnonóptico}} \quad (4)$$

correspondente à lei da conservação da energia, que pode ser traduzida em termos de conservação da frequência e do momento, resultando em uma frequência inferior para o fóton espalhado em relação ao fóton incidente:

$$V_{\text{fóton espalhado}} = V_{\text{fóton incidente}} - V_{\text{fônnonóptico}} \quad (5)$$

Os níveis vibracionais de energia da sílica determinam o valor do deslocamento angular de frequência resultante, chamado de deslocamento de Raman ou deslocamento de Stokes, dado por:

$$\Omega_R = \omega_p - \omega_s \quad (6)$$

sendo ω_p e ω_s as frequências angulares da onda incidente da onda espalhada (Stokes).

O espalhamento ocorre em todas as direções, já que não existem ondas acústicas envolvidas. Como em fibras monomodo a luz se propaga apenas em uma direção, no sentido direto e inverso, o espalhamento poderá ocorrer nesses dois sentidos. A colisão entre o feixe incidente e o feixe espalhado nas duas direções gera uma componente na frequência de colisão, que atua como a fonte geradora de oscilações moleculares. Como a amplitude da onda espalhada aumenta com essas oscilações, é criada uma malha de realimentação positiva no processo.

O crescimento inicial da onda de Stokes no eixo de propagação z , de acordo com uma abordagem válida para condições de onda contínua ou quase contínua, é dado por:

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s$$

sendo I_s a intensidade de campo da onda de Stokes gerada, I_p a intensidade de campo da onda incidente (*pump*), e g_R o coeficiente de ganho de Raman, relacionado à secção cruzada do Espalhamento Espontâneo de Raman.

As magnitudes da variação de frequência (deslocamento de Stokes) para as quais o fenômeno de Espalhamento de Raman ocorre dependem das frequências dos modos de fônnon óptico suportados pelo material. Essa característica define uma faixa de

frequências de deslocamento para a qual o Espalhamento de Raman será responsável por um ganho na frequência de Stokes.

O espectro de ganho de Raman $g_R(\Omega)$ é o fator mais importante na descrição do efeito SRS, dependendo em geral da composição do núcleo da fibra e podendo variar significativamente de acordo com o dopante utilizado. O espectro de ganho de Raman para sílica fundida e comprimento de onda do feixe incidente $\lambda_p = 1 \mu\text{m}$ é mostrado na Figura 6. Para outros comprimentos de onda, o ganho pode ser obtido pela dependência inversa entre g_R e λ_p . Para sílica, o ganho de Raman atinge seu pico (aproximadamente $1 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$) para o deslocamento de Stokes em torno de 13 THz e se estende em uma faixa de até 40 THz, diferente do que ocorre na maioria dos meios moleculares, nos quais o ganho de Raman ocorre em frequências específicas bem definidas. Esse comportamento se deve à natureza não cristalina do vidro de sílica, já que em materiais amorfos (tais como a sílica fundida), as frequências vibratórias das moléculas se espalham em bandas que se sobrepõem. Mais especificamente, os níveis vibracionais de energia das moléculas de sílica se agrupam para formar a banda fazendo com que a fibra óptica atue como amplificador de faixa larga na ocorrência de SRS.

Para $\lambda_p = 1.55 \mu\text{m}$ o valor de pico para o ganho de Raman é de aproximadamente $6 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$.

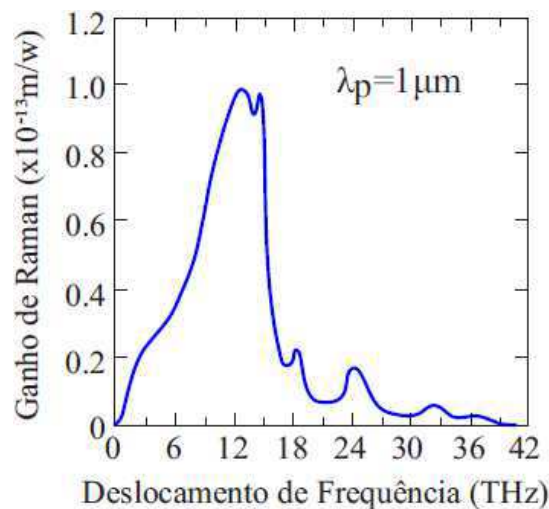


Figura 6 – Espectro de ganho de Raman para sílica fundida e $\lambda_p = 1 \mu\text{m}$.

O Espalhamento Espontâneo de Raman acontece quando o feixe de bombeio está abaixo de um limiar, preservando as características físicas da fibra. A onda espalhada atua como um feixe de sonda do sistema, sendo amplificada. Nesse caso, todas as componentes de frequência são amplificadas, já que são gerados fótons em toda

a banda do espectro de ganho de Raman, sendo que a componente correspondente ao ganho máximo crescerá mais rápido.

Quando a potência do feixe incidente excede o limiar, o fenômeno de espalhamento se torna estimulado (SRS), e o crescimento da componente de ganho máximo tem comportamento aproximadamente exponencial, originando uma onda de frequência melhor definida (dada pelo pico do ganho de Raman), chamada de onda ou feixe de Stokes, sendo o deslocamento de frequência correspondente chamado de deslocamento de Stokes, ou deslocamento de Raman, apresentado na Equação 3.

Considere um feixe óptico contínuo (CW) de frequência ω_p , que irá atuar como feixe de bombeio (excitador do fenômeno), incidindo na entrada de uma fibra coincidentemente com um feixe de frequência ω_s (feixe de sonda ou de Stokes). Se a diferença de frequência entre esses dois feixes estiver dentro da faixa não nula do espectro de ganho de Raman, o feixe de sonda ω_s será amplificado devido ao ganho de Raman, ocorrendo transferência de potência do feixe de bombeio para o feixe de Stokes.

Considerando o caso de onda contínua ou quase contínua e feixes de bombeio e Stokes atuando no mesmo sentido, a interação não linear entre os feixes é caracterizada pelas equações:

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s - \alpha_s I_s \quad (7)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s - \alpha_p I_p \quad (8)$$

sendo α_s e α_p as medidas de perdas por unidade de comprimento nas frequências dos feixes de Stokes e de bombeio e g_R o valor de pico do ganho de Raman. O desenvolvimento dessas equações é feito por Agrawal (2007), assumindo que a polarização dos feixes de bombeio e de Stokes é mantida ao longo da fibra, levando à seguinte relação para o valor do limiar de potência (*threshold*):

$$\frac{g_R P_{th} L_{eff}}{A_{eff}} \approx 16 \quad (9)$$

sendo A_{eff} a área efetiva do núcleo, dada em função do *spot size* w ($A_{eff} = \pi w^2$), e L_{eff} o comprimento efetivo, dado em função do comprimento L da fibra:

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha_p L)] / \alpha_p \quad (10)$$

Caso a polarização não seja mantida ao longo da fibra, o limiar de Raman aumenta por um fator entre 1 e 2.

Sabendo que o comprimento efetivo pode ser aproximado por $L_{eff} \approx 1/\alpha$, sendo α a medida de perdas por unidade de comprimento, o limiar de potência é dado por:

$$P_{th} \approx 16\alpha(\pi w^2) / g_R \quad (11)$$

Essa equação determina o limiar de Raman, com precisão aceitável em termos das necessidades para projeto em comunicações ópticas, para fibras longas, com $\alpha_p L \gg 1$, apesar das diversas aproximações feitas na sua derivação.

Para o caso em que os feixes se propagam em sentidos contrários, o desenvolvimento é similar, resultando na igualdade pelo fator 20 na Equação 6, sendo portanto o limiar dado por:

$$P_{th_inverso} \approx 20\alpha(\pi w^2) / g_R$$

Assim, o espalhamento no sentido inverso normalmente não é observado em fibras, já que o limiar para bombeio no sentido direto é menor.

Para $\lambda_p = 1.55 \mu\text{m}$ (ou $f_p \approx 193.41 \text{ THz}$), região de perdas mínimas (em torno de 0.2 dB/km), $L_{eff} \approx 20 \text{ km}$ e $A_{eff} = 50 \mu\text{m}^2$, o limiar encontrado é de aproximadamente 570 mW. Como os níveis de potência em fibra são tipicamente menores que 10 mW, o Espalhamento Estimulado de Raman não é um fator limitante para sistemas com um único canal, mas afeta consideravelmente sistemas multicanal, conforme será explicado ao longo deste trabalho.

3 AMPLIFICADOR DE RAMAN

Os conceitos preliminares acerca de amplificadores ópticos, tais como ganho e desempenho, não são tratados neste trabalho, sendo apresentados por Agrawal (2010).

Trechos de fibra podem ser usados para transferir energia de um feixe de bombeio para um feixe de Stokes através do efeito SRS, constituindo os chamados

amplificadores de Raman. Tendo sido descobertos em 1976, esses sistemas foram desenvolvidos para possíveis aplicações em comunicações ópticas durante a década de 1980. O bombeamento pode ser feito no sentido direto, quando o feixe de bombeio se propaga no mesmo sentido do feixe de Stokes, ou no sentido inverso, quando o feixe de bombeio e o feixe de Stokes se propagam em sentidos contrários.

A estrutura do amplificador de Raman para configuração de bombeamento direto é ilustrada na Figura 7. Primeiramente é realizado o acoplamento dos feixes de bombeio (de potência elevada) e de Stokes, em seguida, no trecho de fibra ocorre o efeito de espalhamento e conseqüente amplificação do feixe de Stokes, enfim um filtro realiza a seleção para passagem de uma banda em torno da frequência de Stokes.

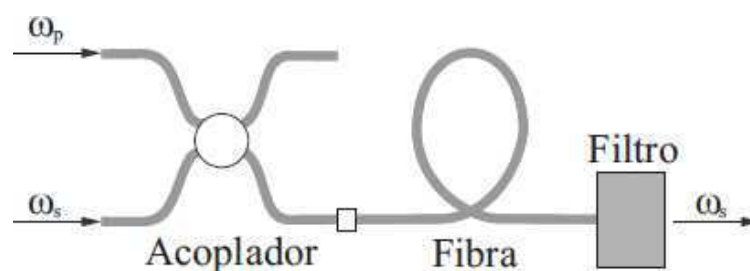


Figura 7 – Estrutura para o amplificador de Raman com feixe de bombeio no sentido direto.

O ganho óptico $g(z)$ é proporcional ao coeficiente de ganho de Raman g_R e à intensidade de campo do feixe de bombeio I_p :

$$g = g_R I_p(z) \quad (12)$$

Essa relação pode ser escrita em termos da potência (P_p) e da área de secção cruzada do feixe de bombeio (a_p):

$$g(\omega) = g_R(\omega) \left(\frac{P_p}{a_p} \right) \quad (13)$$

Como a área de secção cruzada varia de acordo com o tipo de fibra usada, a razão a_p/g_R pode ser usada como medida da eficiência do ganho de Raman. Essa medida é mostrada na Figura 8 em função do deslocamento de frequência para 1510 nm e fibras DCF (*Dispersion-Compensating Fiber*), DSF (*Dispersion-Shifted Fiber*) e SMF (*Single-Mode Fiber*). Devido ao menor diâmetro da secção transversal do seu núcleo, fibra DCF pode ser até 8 vezes mais eficiente que a SMF. No entanto, a dependência do ganho de Raman com a frequência é praticamente igual para as três fibras, conforme é observado

no gráfico de ganho de Raman normalizado em função do deslocamento de frequência na Figura 9.

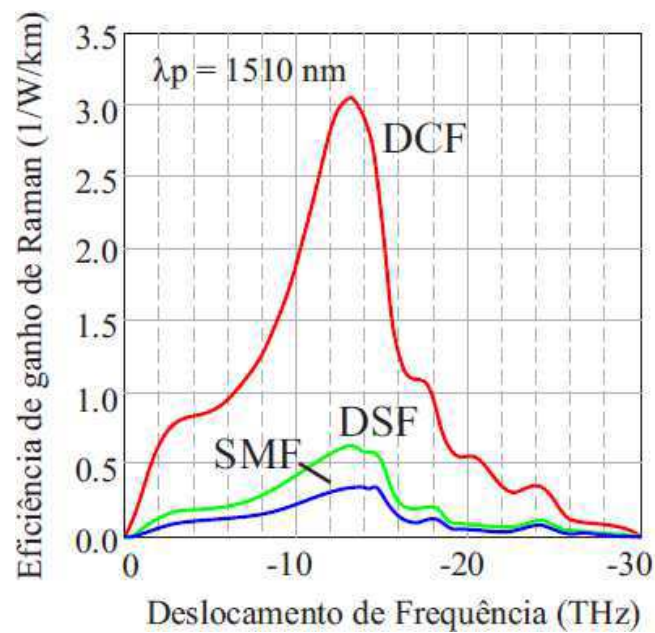


Figura 8 – Eficiência do ganho de Raman em função da diferença de frequência normalizado para fibras DCF, DSF e SMF.

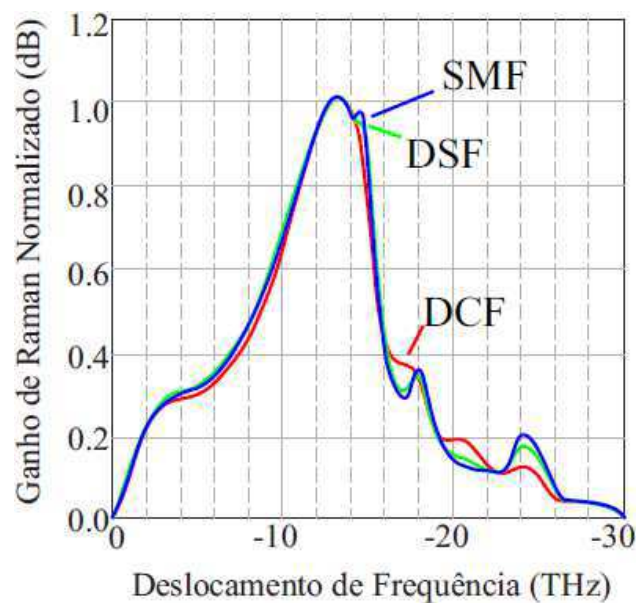


Figura 9 – Ganho de Raman normalizado em função da diferença frequência para fibras DCF, DSF e SMF (análise da dependência do ganho com a frequência).

O amplificador de Raman é apropriado para comunicações ópticas devido à sua largura de banda. Embora a potência do feixe de bombeio necessária seja relativamente grande (mais de 5 W para $1.55 \mu\text{m}$ e $a_p = 50 \mu\text{m}^2$), ela pode ser reduzida utilizando-se maiores comprimentos de fibra. Assim, é necessário considerar as perdas na fibra para analisar as características do amplificador de Raman.

Como parte da energia do feixe de bombeio é transferida para amplificação do sinal, o ganho de amplificação é reduzido à medida que a potência de bombeio P_p decresce, causando a saturação do ganho.

Levando em conta as perdas na fibra, as variações na potência luminosa do feixe de bombeio e de sinal ao longo do comprimento da fibra de amplificação são estudadas pela resolução das equações para potência, equivalentes às Equações 7 e 8:

$$\frac{dP_s}{dz} = \frac{g_R}{a_p} P_p P_s - \alpha_s P_s \quad (14)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{g_R}{a_p} P_p P_s - \alpha_p P_p \quad (15)$$

Para amplificação de pequenos sinais, a queda de potência no feixe de bombeio (primeiro termo da Equação 15) pode ser desprezada e a solução para P_p é:

$$P_p(z) = P_p(0) \exp(-\alpha_p z)$$

sendo z o eixo de propagação dos feixes na fibra. Substituindo esse resultado na Equação 14, obtemos:

$$\frac{dP_s}{dz} = \left(\frac{g_R}{a_p} P_p(0) \exp(-\alpha_p z) - \alpha_s \right) P_s$$

Fazendo $P_0 = P_p(0)$ e usando o comprimento eficaz definido na Equação 10, obtém-se a solução geral para P_s :

$$P_s(L) = P_s(0) \exp \left[g_R P_0 L_{eff} / a_p - \alpha_s L \right] \quad (16)$$

O comprimento efetivo da fibra pode ser aproximado por $L_{eff} \approx 1/\alpha_p$ (para $\alpha_p L \gg 1$) devido às perdas da fibra na frequência de bombeio. O fator de ganho será:

$$G_A = \frac{P_s(L)}{P_s(0)} = \frac{P_s(L)}{P_s(0) \exp(-\alpha_s L)} = \exp(g_0 L) \quad (17)$$

sendo o ganho do sinal fraco g_0 , para $\alpha_p L \gg 1$, é aproximado por:

$$g_0 = g_R \frac{P_0}{a_p} \frac{L_{eff}}{L} \approx \frac{g_R P_0}{a_p \alpha_p L}$$

O fator de amplificação G_A se torna independente do comprimento da fibra para valores altos de $\alpha_p L$. O comportamento de G_A em função da potência do feixe de bombeio P_0 para diversos valores de potência no sinal a ser amplificado, para um amplificador de Raman com fibra de 1.3 km de comprimento, com $\lambda_p = 1.017 \mu\text{m}$ e $\lambda_s = 1.064 \mu\text{m}$, é mostrado no gráfico da Figura 10. As curvas sólidas representam as funções resultantes da solução numérica das Equações 14 e 15.

Observa-se na Figura 10 que o fator de amplificação apresenta inicialmente crescimento exponencial, mas o passa a crescer de forma mais suave para $P_0 > 1 \text{ W}$. Essa redução de crescimento se deve à saturação de ganho, que é atingida nesse ponto.

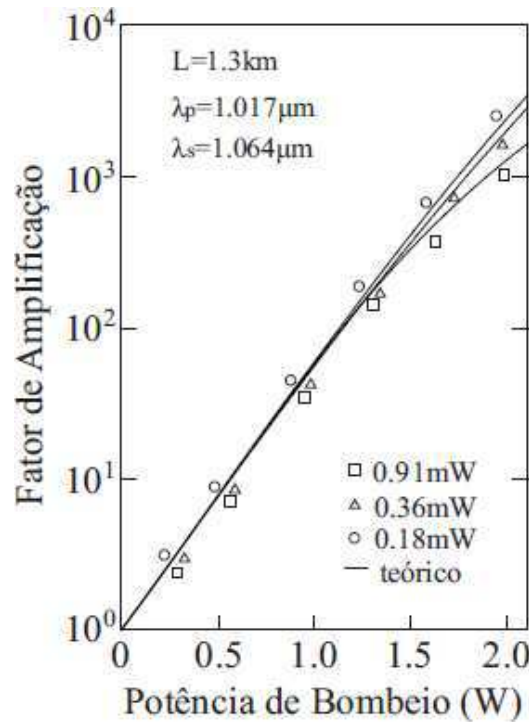


Figura 10 – Comportamento do fator de amplificação em função da potência de bombeio para diversos valores de potência de sinal.

Uma expressão aproximada para o ganho de amplificação saturada é feita assumindo $\alpha_s = \alpha_p$ nas Equações 14 e 15, resultando em (AGRAWAL, 2010):

$$G_s = \frac{1+r_0}{r_0 + G_A^{-(1+r_0)}}, \quad r_0 = \frac{\omega_p P_s(0)}{\omega_s P_p(0)} \quad (18)$$

A Figura 11 mostra o comportamento do ganho saturado em função do produto $G_A r_0$, de acordo com a Equação 18.

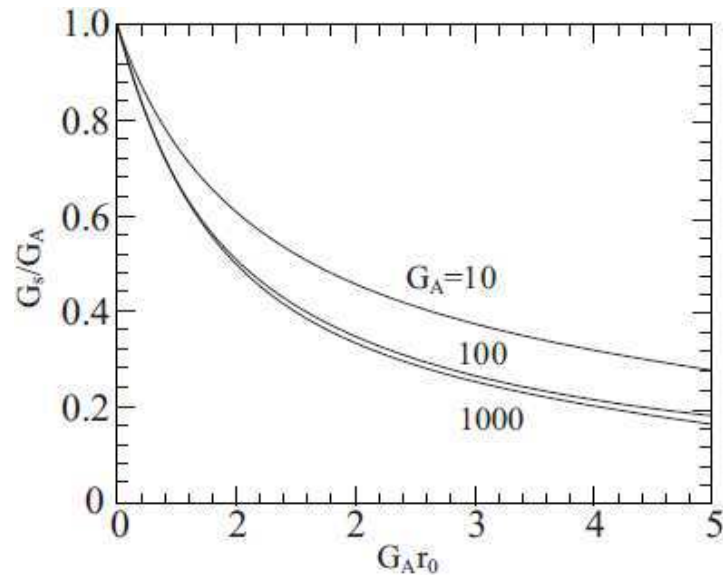


Figura 11 – Comportamento do ganho saturado de Raman para diversos valores de ganho não saturado.

4 CROSSTALK DE RAMAN

O *crosstalk* de Raman ocorre quando o efeito de Espalhamento de Raman interfere no sinal transmitido em um sistema de comunicações. Quando existe apenas um canal, a ocorrência de Espalhamento Espontâneo de Raman não causa perdas de potência significativas. No entanto, quando existem diversos canais, os sinais de maior frequência podem atuar como sinal de bombeio para todos os sinais com diferença de frequência dentro da banda de ganho de Raman (que é bastante larga).

Assim, o estudo de *crosstalk* de Raman é voltado para sistemas com múltiplos canais. Neste tópico serão apresentadas as características dos sistemas com múltiplos canais, ou WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) e em seguida o estudo do *crosstalk* de Raman para esses sistemas.

4.1 MULTIPLEXAÇÃO DE DADOS COM DIVISÃO POR COMPRIMENTO DE ONDA: REDES WDM

A multiplexação com divisão por comprimento de onda (λ) consiste na transmissão de cada sinal em um λ diferente, dividindo-se a largura de banda total em bandas menores (iguais ou não). Assim, existe uma frequência central de transmissão correspondente a cada sinal, e a transmissão é multicanal.

A transmissão usando WDM se tornou possível com o surgimento de materiais para composição de fibras ópticas capazes de operar em diversos comprimentos de onda, mantendo atenuação e dispersão aceitáveis para o sinal. Essa técnica pode ser mais bem compreendida a partir da análise da Figura 12, que ilustra o esquema de transmissão de diferentes sinais usando WDM e acoplamento e multiplexação dos sinais por meio da utilização de prismas e anteparos.

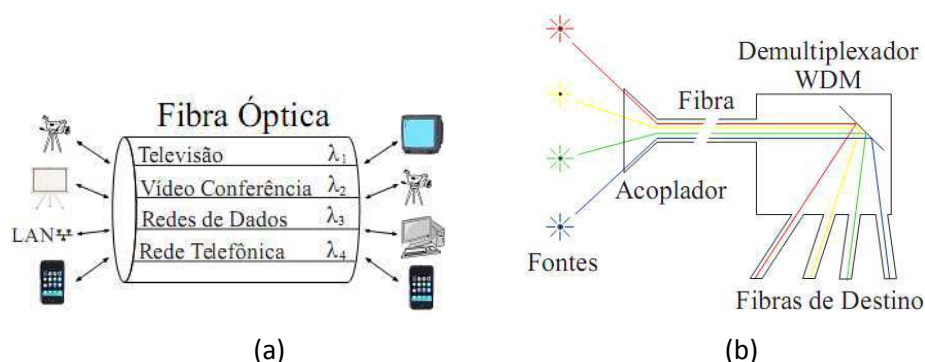


Figura 12 – (a) Esquema de transmissão óptica usando WDM; (b) Acoplamento e desacoplamento de sinais de diferentes comprimentos de onda.

Como os comprimentos de onda são espaçados em torno de um comprimento de onda central, a viabilidade dessa técnica depende da existência de um mecanismo capaz de amplificar sinais ao longo dessa banda. Assim, os sistemas WDM operam em diferentes comprimentos de onda, bastante próximos entre si, graças ao surgimento dos EDFAs (capazes de amplificar sinais em dezenas de canais WDM, na faixa de 1550 nm) e lasers com larguras espectrais bastante reduzidas – de até 1 nm.

A Figura 13 apresenta um exemplo de uma rede de acesso composta exclusivamente por componentes sem alimentação em potência, chamada de Rede Óptica Passiva (PON), utilizando WDM com 16 canais. A comunicação é ponto-a-ponto do ponto de vista de cada par de canais dedicados.

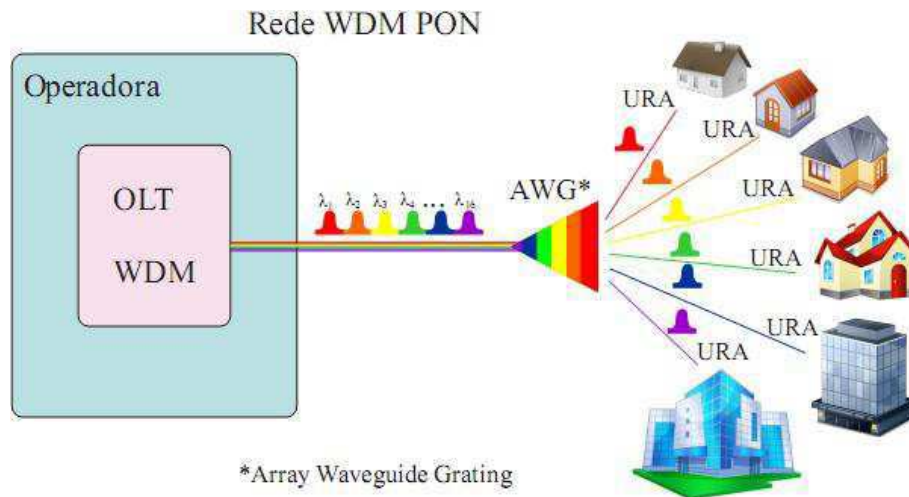


Figura 13 – Exemplo de uma estrutura para redes PON usando WDM com 16 canais.

A chegada do WDM promoveu uma revolução, dobrando a capacidade dos sistemas aproximadamente a cada seis meses e levando-os a transmissões em taxas de 10 Tb/s por volta de 2001 (AGRAWAL, 2010). O uso dessa tecnologia em redes de transporte a longas distâncias reduz consideravelmente os problemas de capacidade em largura de banda. Enquanto uma fibra utilizando Multiplexação com Divisão no Tempo, ou TDM (*Time Division Multiplexing*), comporta 1 canal, a fibra sob WDM suporta dezenas de canais, mantendo a mesma taxa por canal.

Atualmente os sistemas WDM constituem o núcleo da rede global de Telecomunicações, sendo responsável pelo transporte de longa distância e resolvendo o problema de capacidade e com um custo bem menor comparado com as demais alternativas. No entanto, a utilização de sistemas WDM em redes de acesso ainda está limitada pelo sucesso das tecnologias TDM. A explicação para isso é que os padrões e dispositivos TDM foram desenvolvidos antes de se descobrir a possibilidade de multicanal em comunicações ópticas. Tendo em vista a crescente demanda de largura de banda por parte dos usuários em redes de acesso, a necessidade de migração das arquiteturas PON existentes para WDM PON é essencial.

Como o efeito de *crosstalk* de Raman é um dos processos que mais afeta a propagação dos sinais em sistemas WDM (PELEG e NGUYEN, 2010), é preciso estudar os impactos desse efeito e considera-los no projeto do sistema. Características como o número de canais, frequência central, espaçamento entre canais e tipo de modulação usada podem alterar os impactos do *crosstalk* de Raman nesses sistemas.

4.2 EFEITO *CROSSTALK* DE RAMAN EM SISTEMAS

MULTICANAL (WDM)

Devido à necessidade de elevado nível de potência no feixe incidente, o Espalhamento de Raman não afeta significativamente sistemas de canal único. No entanto, esse efeito se torna degradante em sistemas WDM, já que (para diferenças de frequência pertencentes ao ganho de Raman) os canais de menor comprimento de onda atuam como feixe de bombeio, amplificando os de menor comprimento de onda.

Em sistemas de transmissão pulsada, o *crosstalk* ocorre apenas na transmissão simultânea de bits 1 em diferentes canais. O canal de menor comprimento de onda sofre maior perda de energia, já que transfere potência para um maior número de canais.

Como o efeito de *crosstalk* pode ser evitado pelo uso de potências abaixo do limiar (o que torna o ganho de amplificação por SRS desprezível ao longo de toda a fibra), é importante estimar o limitante de potência para o canal. Um modelo simplificado, considerando o pior caso (transmissão simultânea de bits 1 por todos os canais), leva à seguinte expressão para as perdas totais no canal de maior frequência de um sistema com M canais:

$$D_R = -\frac{M(M-1)C_R P_{ch} L_{eff}}{2} \quad (19)$$

Sendo P_{ch} a potência do feixe incidente no canal, L_{eff} definido pela Equação 10 e C_R é dado por:

$$C_R = \frac{S_R \Delta \nu_{ch}}{2A_{eff}}$$

O desenvolvimento analítico da Equação 14, suprimido neste trabalho, é feito por Agrawal (2010) considerando o espaçamento entre canais $\Delta \nu_{ch}$ constante e uma aproximação triangular para o espectro de Raman na qual g_R cresce linearmente até a diferença de frequência de 15 THz, com inclinação $S_R = dg_R/d\nu$.

Uma aproximação mais realística, também desenvolvida por Agrawal (2010), considera não só as perdas de potência do canal para canais de maior comprimento de onda, mas também o ganho de potência por canais de menor comprimento de onda.

Desprezando todos os outros efeitos não-lineares e considerando que a potência incidente em todos os canais é igual, a expressão para o fator de degradação total desenvolvida nessa abordagem é dada por:

$$D_R = 1 - \frac{M \sinh(M C_R P_{ch} L_{eff} / 2)}{\sinh(M^2 C_R P_{ch} L_{eff} / 2)} \exp \left[-\frac{M(M-1) C_R P_{ch} L_{eff}}{2} \right] \quad (20)$$

Não foi levado em conta às variações de potência dos feixes, que dependem da natureza da transmissão. Assim, a estimativa obtida é uma aproximação grosseira do efeito de *crosstalk* de Raman. Uma análise estatística mostra que o *crosstalk* de Raman é reduzido por um fator de 2 quando a modulação do sinal é considerada (FORGHIERI, TKACH e CHRAPLYVY, 1997).

As curvas de perda de potência em função do número de canais para diversos valores de potência incidente são mostradas na Figura 14, considerando uma inclinação de $S_R = 4.9 \times 10^{-18} \text{ m/(W-GHz)}$ e assumindo um espaçamento entre canais de 100 GHz, $A_{eff} = 50 \mu\text{m}^2$ e $L_{eff} \approx 1/\alpha = 21.74 \text{ km}$.

A perda de potência aumenta significativamente com o número de canais WDM e com a potência dos feixes. O valor limitante de potência depende da escolha do limite perda de potência. Por exemplo, para limite de 1 dB, o limitante para 20 canais é aproximadamente 10 mW, para 60 canais é de aproximadamente 1 mW.

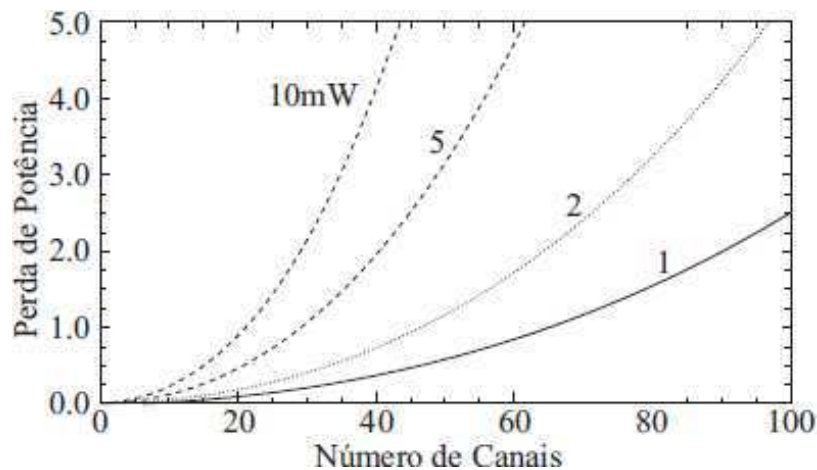


Figura 14 – Perdas de potência no canal de maior frequência em um sistema WDM em função do número de canais para 10, 5, 2 e 1 mW.

A interação entre o *crosstalk* de Raman e a aleatoriedade das amostras de bits em transmissão OOK (*on-off-keying*) faz com que o n -ésimo momento de amplitude cresça exponencialmente com a distância de propagação e com o quadrado de n , ou seja,

as estatísticas para os parâmetros do pulso são não-Gaussianas. Essa dinâmica leva a taxas de erro de bit, ou BER (*Bit Error Rate*) relativamente altas para distâncias de propagação intermediárias ou grandes (PELEG e NGUYEN, 2010). Algumas curvas para BER em função da distância de propagação em sistemas WDM para diversos canais são mostradas na Figura 15.

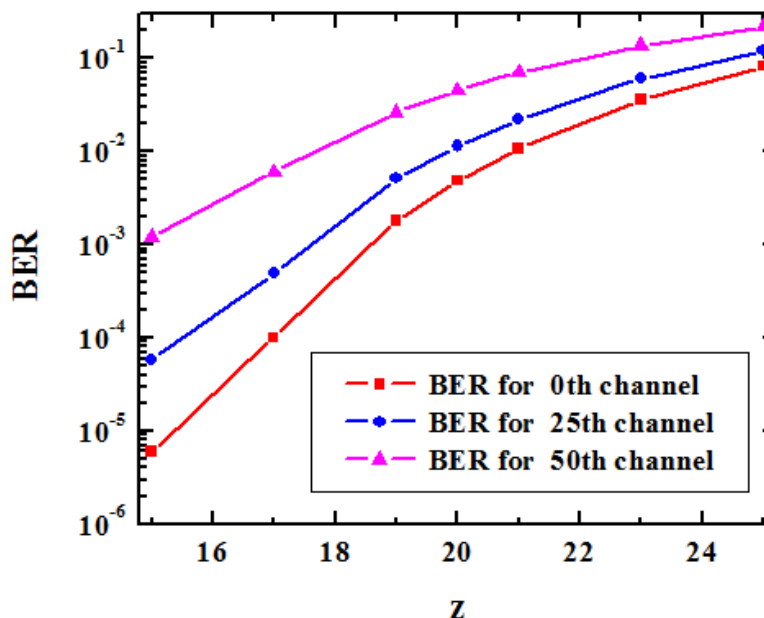


Figura 15 – Valores de BER em função da distância de propagação para os canais 0, 25 e 50 (PELEG e NGUYEN, 2010).

Para sistemas que não utilizam transmissão OOK, os efeitos do *crosstalk* de Raman podem variar. Um estudo sobre os efeitos de *crosstalk* de Raman na estabilidade de sistemas WDM utilizando DPSK (*Differential Phase-Shift Keying*) amplificado é apresentado por Peleg e Nguyen (2010). Nesse estudo é desenvolvido um modelo para a dinâmica de amplitude dos sinais sob o efeito de *crosstalk* em um sistema WDM de N canais, com base em um modelo N-dimensional de equações diferenciais, a partir do qual são realizadas simulações para diferentes números de canais. Os conceitos básicos desenvolvidos por Peleg e Nguyen (2010) e os resultados de algumas de suas simulações são apresentados a seguir.

4.2.1 CROSSTALK DE RAMAN EM SISTEMAS WDM COM MODULAÇÃO DPSK

Uma forma de reduzir os impactos do *crosstalk* de Raman em sistemas WDM é a utilização de técnicas de codificação para transmissão (modulação). A modulação digital DPSK, ou chaveamento de fase diferencial, é uma opção bastante sugerida para

sistemas ópticos. Essa técnica consiste na codificação da informação na fase do sinal a ser transmitido. Por exemplo, no caso de transmissão binária, pode-se associar a variação de 0° para transmissão do bit 0 e de 270° para transmissão do bit 1. Mais detalhes sobre DPSK são apresentados por Proakis (2008) e Haykin (2001).

Assim, na transmissão DPSK existe sinal presente em todos os períodos diferentemente da transmissão OOK, que ocupa apenas os períodos de transmissão do bit 1, sendo o bit zero representado pela ausência de sinal. Portanto, a dinâmica de variação da amplitude do sinal devido ao efeito de Raman é determinística.

Considerando solitons ópticos (o estudo de solitons é feito por Agrawal (2010)) como exemplo para os pulsos contendo a informação, a variação de amplitude do canal j na ocorrência de colisão com o canal k é dada por (PELEG e NGUYEN, 2010):

$$\Delta\eta_j = 2\varepsilon_R f(|j-k|) \operatorname{sgn}(\beta_k - \beta_j) \eta_j \eta_k \quad (21)$$

Sendo ε_R o coeficiente de Raman, η_j e η_k as amplitudes iniciais, β_j e β_k as frequências iniciais e $f(|j-k|)$ uma constante que depende da aproximação usada para o espectro de ganho de Raman.

No desenvolvimento da Equação 21 foi considerado uso de codificação DPSK (sequência determinística de pulsos), sequências infinitamente longas (transmissão de longa distância) ou confinadas em loops fechados de fibra e $\varepsilon_R \ll (1/|\beta|) \ll 1$.

Considerando todas as colisões em um intervalo de fibra e levando em conta que o ganho necessário para manter o estado de regime com amplitudes iguais varia com a frequência, chega-se à forma para o modelo:

$$\frac{d\eta_j}{dz} = \frac{4\varepsilon_R \Delta\beta}{T} \eta_j \sum_{k=-N}^N (k-j) f(|j-k|) f(|j-k|) (\eta_k - \eta), \quad -N \leq j \leq N \quad (22)$$

Com base nesse modelo, são realizadas simulações numéricas para um sistema de múltiplos canais, com taxa de transmissão de 40 Gbps/canal e espaçamento entre canais de 100 GHz ($\Delta\beta = \pi$). A largura de pulso é τ_0 . Além disso, consideram-se os parâmetros $\varepsilon_R = 0.0012$, $N = 50$, $T = 5$, $\beta_2 = -1$ ps²/km e distância propagação $z = 200$ (correspondendo a 10000 km). É considerado um sistema de 101 canais, com j variando entre -50 e 50. Assim, para simular menos canais, são aplicadas entradas apenas nos valores de j escolhidos.

Por exemplo, para simulação de sistemas com apenas dois canais, usa-se $j = 0$ e $j = 50$, o que resulta na dinâmica de amplitude:

$$\frac{d\eta_{50}}{dz} = 50 \left(\frac{4\varepsilon_R \Delta\beta}{T} \right) \eta_{50} (1 - \eta_0)$$

$$\frac{d\eta_0}{dz} = 50 \left(\frac{4\varepsilon_R \Delta\beta}{T} \right) \eta_0 (\eta_{50} - 1)$$

Em regime permanente $\eta_{50} = \eta_0 = 1$. A forma geral da solução é:

$$\eta_{50}(z) + \eta_0(z) - \ln[\eta_{50}(z)] - \ln[\eta_0(z)] = \text{const}$$

A análise de estabilidade para o modelo descrito pela Equação 22 é apresentado por Peleg e Nguyen (2010). Para o exemplo de dois canais em questão, os valores iniciais de amplitude escolhidos são $\eta_{50}(0) = 1.2$ e $\eta_0(0) = 0.9$. A amplitude dos sinais em função da distância de propagação na fibra é apresentada na Figura 16. Como as amplitudes não decaem para zero, o sistema é estável e se comporta como um oscilador não-linear.

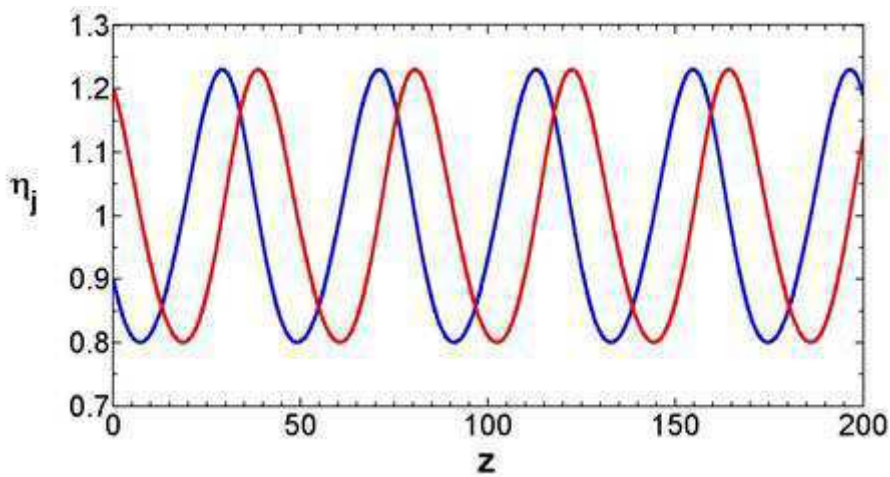


Figura 16 – Sinais propagados ao longo da fibra para sistema de dois canais.

Para um sistema de três canais, considera-se $j = 0$, $j = 50$ e $j = -50$. O desenvolvimento é similar ao caso de dois canais. As equações que descrevem a dinâmica de amplitude são:

$$\frac{d\eta_{50}}{dz} = 50 \left(\frac{4\varepsilon_R \Delta\beta}{T} \right) \eta_{50} (3 - \eta_0 - 2\eta_{-50})$$

$$\frac{d\eta_0}{dz} = 50 \left(\frac{4\varepsilon_R \Delta\beta}{T} \right) \eta_0 (\eta_{50} - 2\eta_{-50})$$

$$\frac{d\eta_{-50}}{dz} = 50 \left(\frac{4\varepsilon_R \Delta\beta}{T} \right) \eta_{-50} (-3 + 2\eta_{50} + \eta_0)$$

Os valores de amplitude para regime permanente, ou estado estacionário, são $\eta_{50} = \eta_0 = \eta_{-50} = 1$ ou $\eta_{50} = \eta_{-50} = (3 - \eta_0)/2$. Para valores de amplitude inicial fora das condições de regime permanente a dinâmica é oscilatória, resultando em estabilidade. O comportamento da amplitude dos sinais ao longo do comprimento de propagação é mostrado na Figura 17.

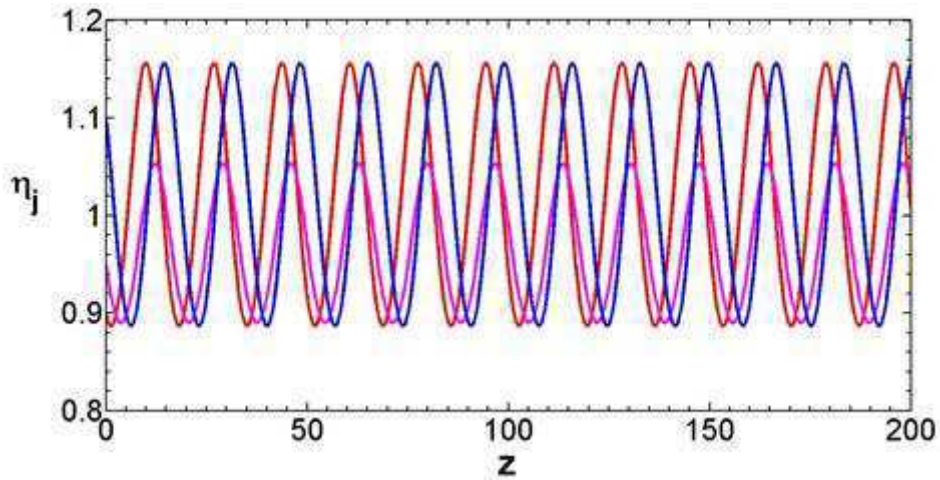


Figura 17 – Sinais propagados ao longo da fibra para sistema de três canais (PELEG e NGUYEN, 2010).

Para o caso de quatro canais, são escolhidos $j = 48, 16, -16, -48$. As equações para dinâmica de amplitude são análogas às apresentadas para dois e três canais.

Nesse exemplo se considera uma variação na forma da aproximação do espectro de ganho de Raman, que havia sido aproximado por uma função triangular em todos os canais dos exemplos anteriores. Os valores dos coeficientes $f(lj-kl)$ usados são: $f(1) = f(2) = 1$ e $f(3) = 1.15$ (diferença de 15%).

Existe apenas uma condição de estado estacionário: $\eta_{48} = \eta_{16} = \eta_{-16} = \eta_{-48} = 1$.

A dinâmica de amplitude para os sinais, mostrada na Figura 18, é oscilatória e, portanto, o sistema é estável. No entanto, observa-se variação no valor médio das ondas, sugerindo a possibilidade de existência de outra componente de frequência.

A Figura 19 ilustra o comportamento isolado do canal $j = 48$, mostrando que estão presentes duas componentes de frequência (ou dois períodos). O período menor (frequência maior) diminui quando o número de canais cresce.

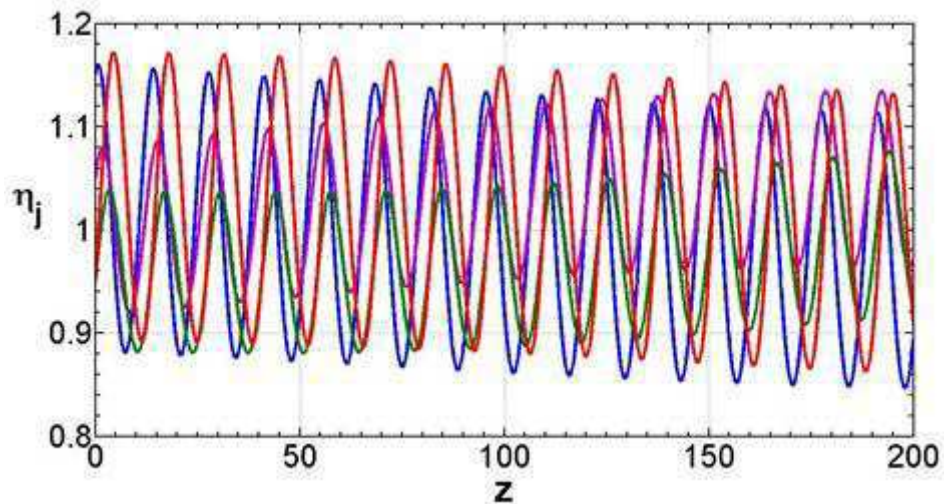


Figura 18 – Sinais propagados ao longo da fibra para sistema de quatro canais (PELEG e NGUYEN, 2010).

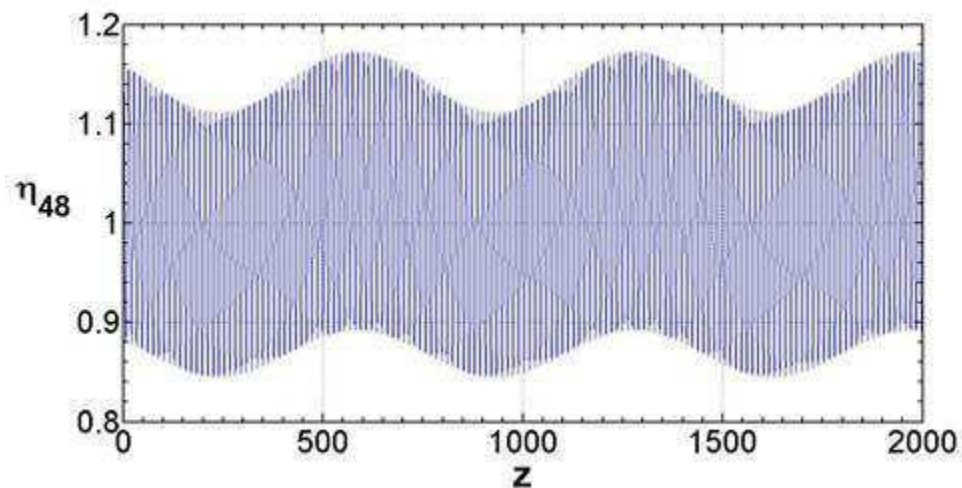


Figura 19 – Amplitude do sinal para o canal $j = 48$ em função da distância de propagação (PELEG e NGUYEN, 2010).

5 ATIVIDADE DESENVOLVIDA E RESULTADOS

O objetivo da atividade desenvolvida é o estudo do Efeito de Espalhamento de Raman nas comunicações ópticas. Para tanto, foram realizadas simulações na plataforma VPITransmissionMaker 8.7 para análise do efeito de espalhamento de Raman isoladamente e efeito de amplificação de Raman.

Para a execução da atividade o recurso principal utilizado foi o software de simulação VPITransmissionMaker, incluindo seus módulos e modelos de sistemas.

Os sistemas implementados foram:

- i. Espalhamento de Raman Bidirecional: observação da perda de potência do feixe incidente ao longo da fibra, com surgimento das ondas de Stokes no sentido direto e inverso;
- ii. Espalhamento de feixe de bombeio: transferência de potência de um feixe de bombeio para um feixe de Stokes ao longo da fibra, que consiste no efeito de amplificação de Raman;
- iii. Amplificador de Raman de 2ª ordem: apresentação do conceito de ordem de amplificadores e observação da amplificação de duas ondas de Stokes por um feixe de bombeio de alta potência.

A plataforma não disponibiliza módulo de fibra para simulação do *crosstalk* de Raman. A simulação desse fenômeno deve ser feita por meio da modelagem da fibra e por isso não foi realizada. Os resultados de simulação numérica apresentados no tópico anterior cumprem o papel de análise de comportamento desse efeito.

5.1 ESPALHAMENTO DE RAMAN

O sistema montado para observação do espalhamento de Raman é mostrado na Figura 20. O laser gera um feixe de bombeio na frequência 206.5 THz. A fibra utilizada permite ocorrência de espalhamento bidirecional e obtenção dos níveis de potência no sentido direto e inverso ao longo do comprimento (100 km) da fibra.

A atenuação da fibra é de 0.2×10^{-3} dB/km. O ganho de Raman é descrito de acordo com o espectro de Raman, que deve ser passado como um arquivo externo. O espectro de Raman utilizado é mostrado na Figura 21.

De acordo com a Figura 21, o pico do ganho de Raman ocorre em aproximadamente 13 THz, conforme foi visto na análise da Figura 6. Assim, espera-se que a onda de Stokes seja gerada na frequência $(206.5 - 13)$ THz = 193.5 THz. Será observado o comportamento da potência dos feixes se propagando ao longo da fibra.

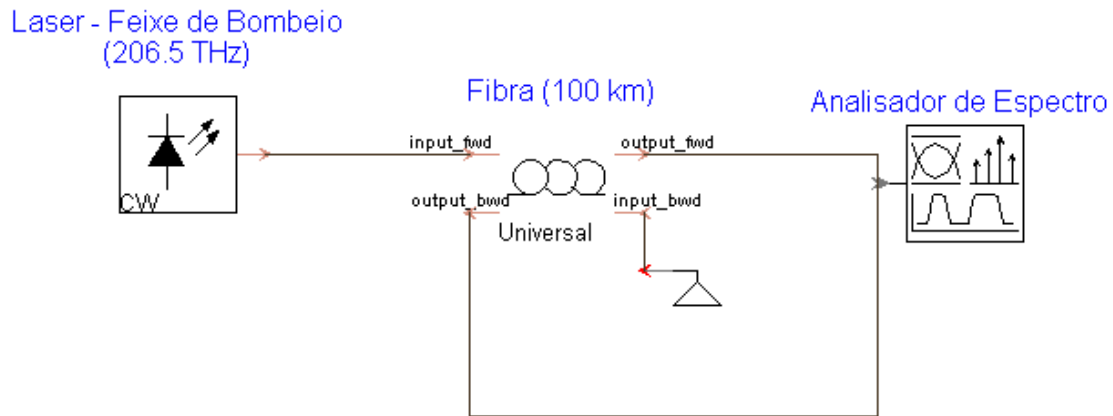


Figura 20 – Sistema para simulação de espalhamento de Raman.

Para um feixe incidente de 200 mW, a distribuição de potência dos sinais se propagando na fibra é mostrada na Figura 22. A potência do feixe incidente (sinal no sentido direto com frequência 206.5 THz) apresenta atenuação de cerca de 20 dBm em 100 km (0.2 dBm/km), que é a atenuação da própria fibra, o que significa que não há atenuação significativa causada pelo efeito de Espalhamento de Raman. De acordo com o estudo apresentado neste trabalho, esse comportamento é coerente, já que a potência do feixe incidente é relativamente baixa, indicando ocorrência de Espalhamento Espontâneo de Raman, sem perdas significativas na potência do sinal.

Os outros sinais que se propagam possuem frequência de 193.5 THz, que é a frequência de Stokes. Os sinais se propagam no sentido direto e inverso, surgindo como consequência do efeito de espalhamento.

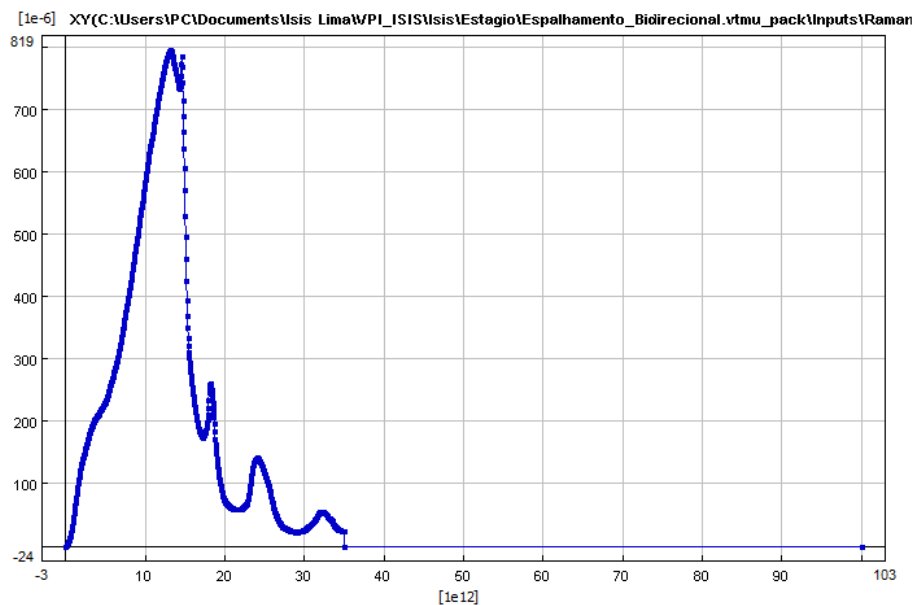


Figura 21 – Espectro de ganho de Raman utilizado na fibra.

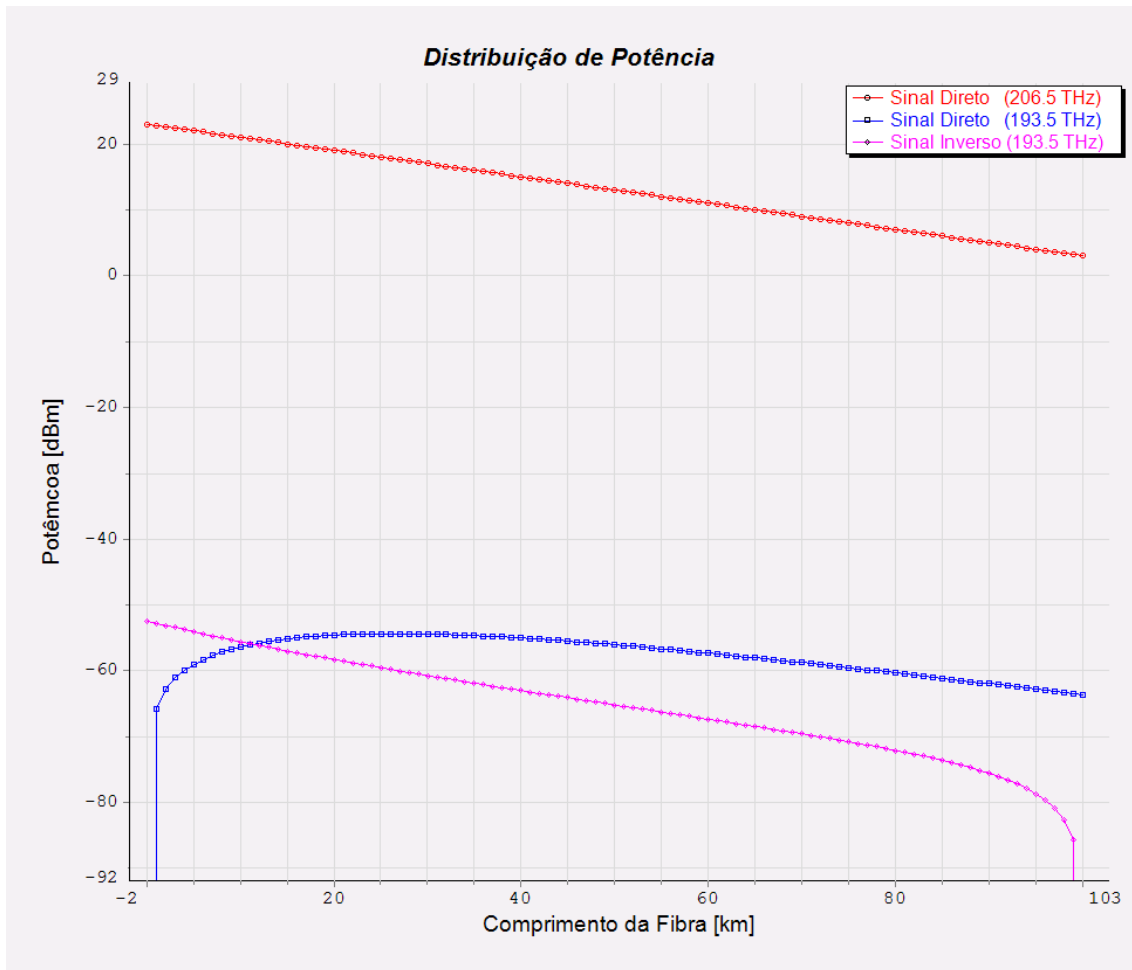


Figura 22 – Distribuição de potência ao longo da fibra para feixe de bombeio de 200 mW.

5.2 TRANSFERÊNCIA DE POTÊNCIA ENTRE FEIXES DE BOMBEIO E DE STOKES

O sistema mostrado no tópico anterior apresenta espalhamento bidirecional, sem feixe de sonda. O próximo sistema, mostrado na Figura 23, é implementado com fibra que permite apenas espalhamento no sentido direto.

São inseridos dois sinais ópticos na fibra: um de alta potência, que serve como feixe de bombeio, e um de baixa potência, que serve como feixe de sonda. A frequência do feixe de bombeio é 200.5 THz. Assim, a frequência escolhida para o feixe de sonda é a frequência de Stokes 187.5 THz. O comprimento da fibra usada é de 1 km, sendo ela inserida em um loop de 100 voltas, totalizando 100 km.

A atenuação da fibra é de 0.2×10^{-3} dB/km. O fator ou índice de não linearidade é 2.6×10^{-20} m²/W, a área do núcleo é 80×10^{-12} m². O parâmetro responsável pela

determinação do efeito de Raman é o coeficiente de Raman, que depende do espectro de ganho, tendo sido usado 0.3.

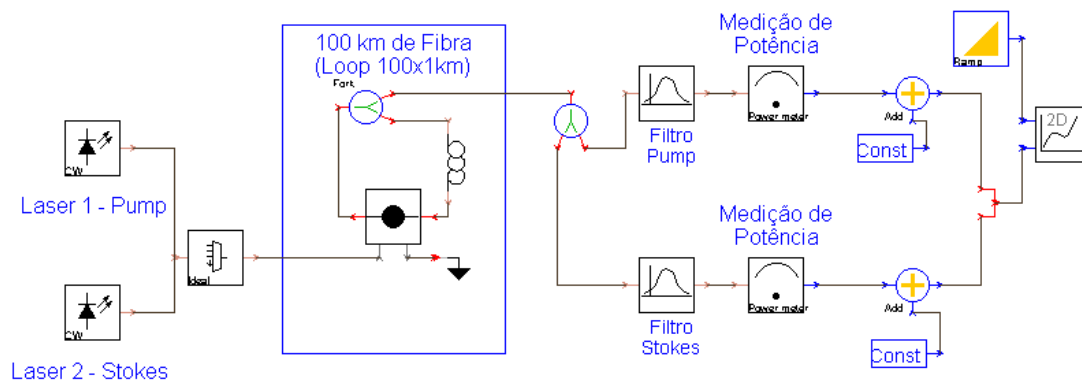


Figura 23 - Sistema para simulação de transferência de potência por espalhamento de Raman.

Para o feixe de Stokes é usada baixa potência (1 mW), para o feixe de bombeio a potência é 1 W, que corresponde a um valor acima do limiar de Raman. O comportamento da potência ao longo do comprimento da fibra é mostrado na Figura 24.

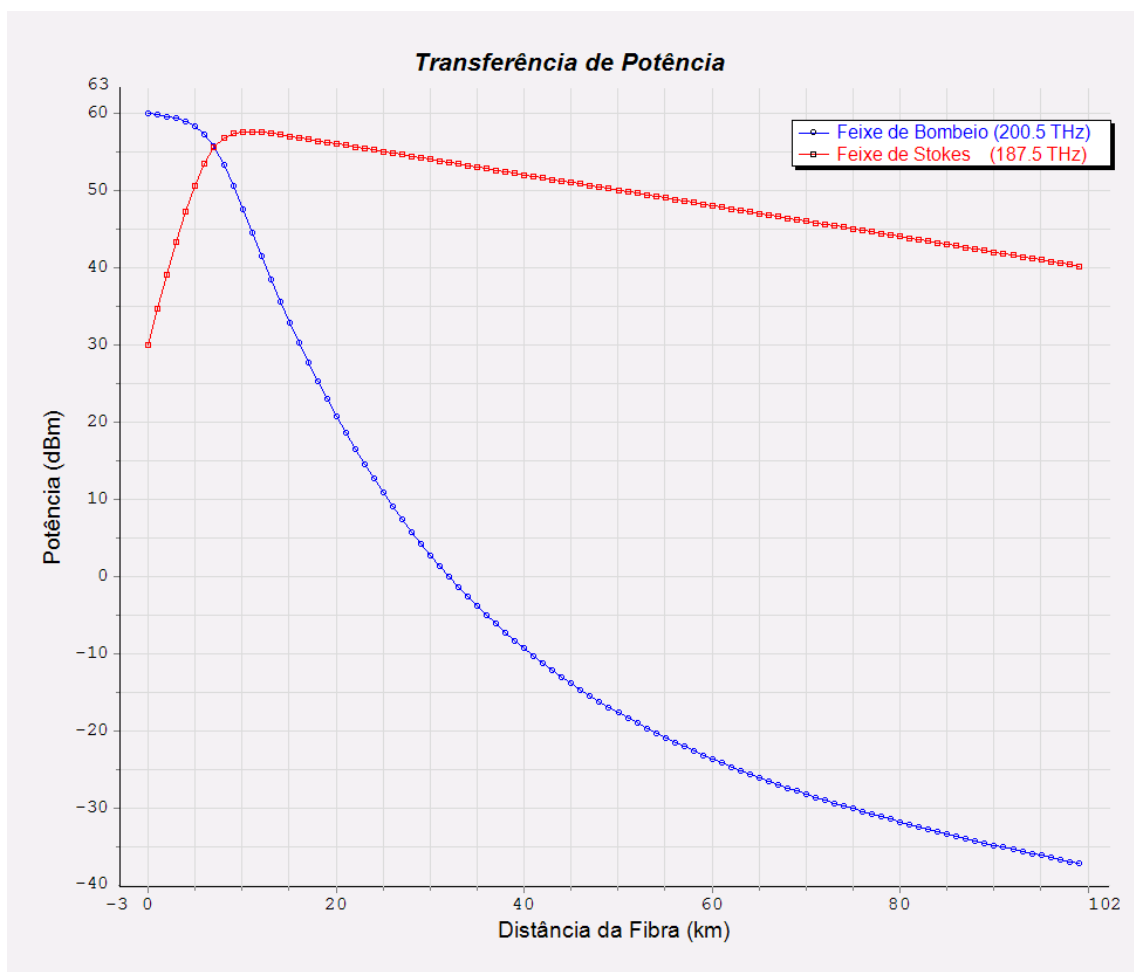


Figura 24 – Potência dos sinais ao longo da distância de propagação na fibra para 1 W de potência incidente no feixe de bombeio.

O sinal de bombeio perde maior parte de sua potência nos primeiros 15 km de propagação. Nesse ponto o espalhamento de Raman diminui consideravelmente, pois é atingido o ponto de saturação, ou seja, o feixe de bombeio não possui potência suficiente para que o efeito continue ocorrendo com a mesma intensidade. O feixe de Stokes recebe a potência transferida pelo feixe de bombeio, sendo fortemente amplificado antes do ponto de saturação.

Após o ponto de saturação, a transferência de potência é mais suave. Já nos últimos 50 km o efeito de espalhamento de Raman diminui, até que a transferência de potência deixa de ser significativa.

Diminuindo a potência incidente no feixe de bombeio para 1 mW (bem abaixo do limiar de Raman), o espalhamento deve ocorrer, mas não apresentará transferência de potência significativa para o sistema. O comportamento da potência ao longo da fibra para esse caso é mostrado na Figura 25.

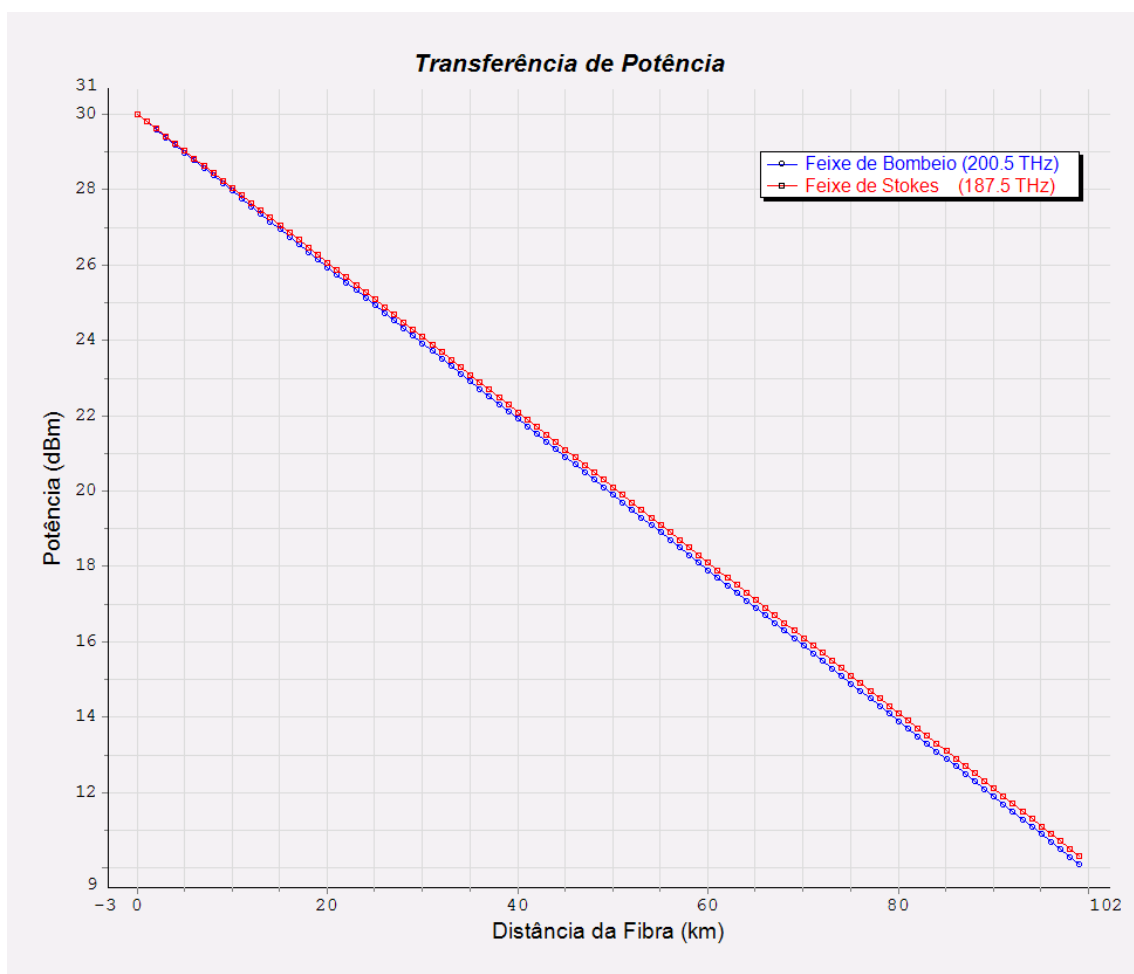


Figura 25 – Potência dos sinais ao longo da distância de propagação na fibra para 1 mW de potência incidente no feixe de bombeio.

Nos últimos quilômetros, a potência do feixe de Stokes é um pouco maior que a do feixe de bombeio, embora inicialmente elas sejam iguais. Mesmo assim, essa diferença é muito pequena e a atenuação observada nos dois sinais é aproximadamente igual à própria atenuação da fibra.

5.3 AMPLIFICADOR DE RAMAN DE 2ª ORDEM

Foi mostrada na simulação anterior a transferência de potência de um feixe de bombeio para um feixe de Stokes. Caso o feixe de Stokes, amplificado pelo efeito de espalhamento de Raman, tivesse atingido uma potência muito elevada, ele próprio poderia sofrer espalhamento e amplificar um terceiro sinal.

Amplificadores com mais de um pico de potência são chamados de amplificadores de Raman em cascata. A potência incidente no feixe de bombeio desses amplificadores deve ser relativamente bastante alta.

A Figura 26 mostra o sistema montado para um amplificador em cascata de 2ª ordem (com dois picos de potência). O feixe de bombeio opera na frequência de 219.5 THz. A frequência de Stokes correspondente é 206.3 THz. Assim, o primeiro feixe de sonda opera nessa frequência. Ao ser excessivamente amplificado, o feixe de sonda atua como bombeio, com segunda frequência de Stokes correspondendo a 193.1 THz, que é a frequência do segundo feixe de sonda. Os feixes de sonda usados são sequências de pulsos espaçadas de 13.2 THz.

A potência incidente no sinal de bombeio é de 7 W (bastante alta) e a dos feixes de sonda é de 1 μ W.

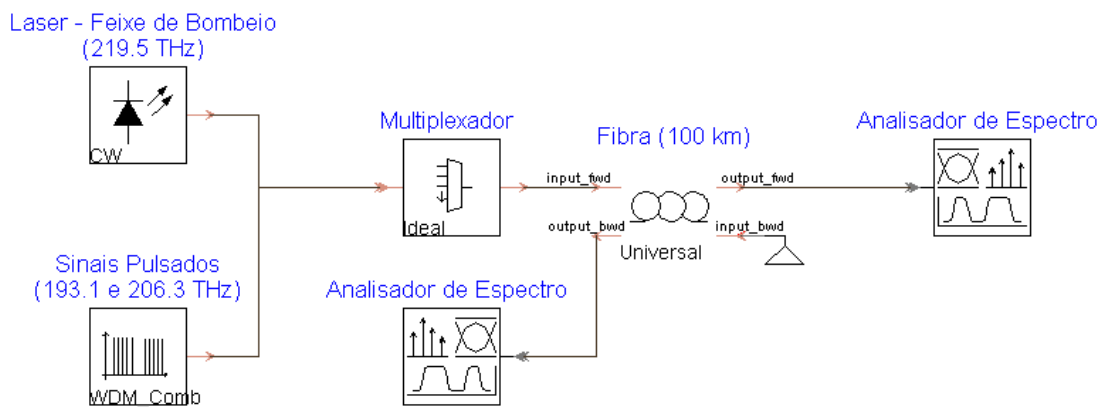


Figura 26 - Sistema para simulação de amplificador de Raman de 2ª ordem.

A distribuição de potência ao longo do comprimento da fibra é mostrada na Figura 27. Nos primeiros quilômetros, o feixe de bombeio sofre grande atenuação, transferindo potência para o feixe de Stokes correspondente, similar ao comportamento apresentado na simulação anterior.

Quando o feixe de Stokes atinge certo ponto de potência, ele passa a sofrer espalhamento de Raman em maiores proporções, transferindo potência para o segundo feixe de Stokes. A transferência é mais significativa no início do fenômeno.

No entanto, ao transferir potência para o segundo feixe de Stokes, o sinal em 206.3 THz simultaneamente recebe potência do feixe de bombeio. Isso ocorre até que o feixe de bombeio perca energia suficiente e o fenômeno de espalhamento diminua.

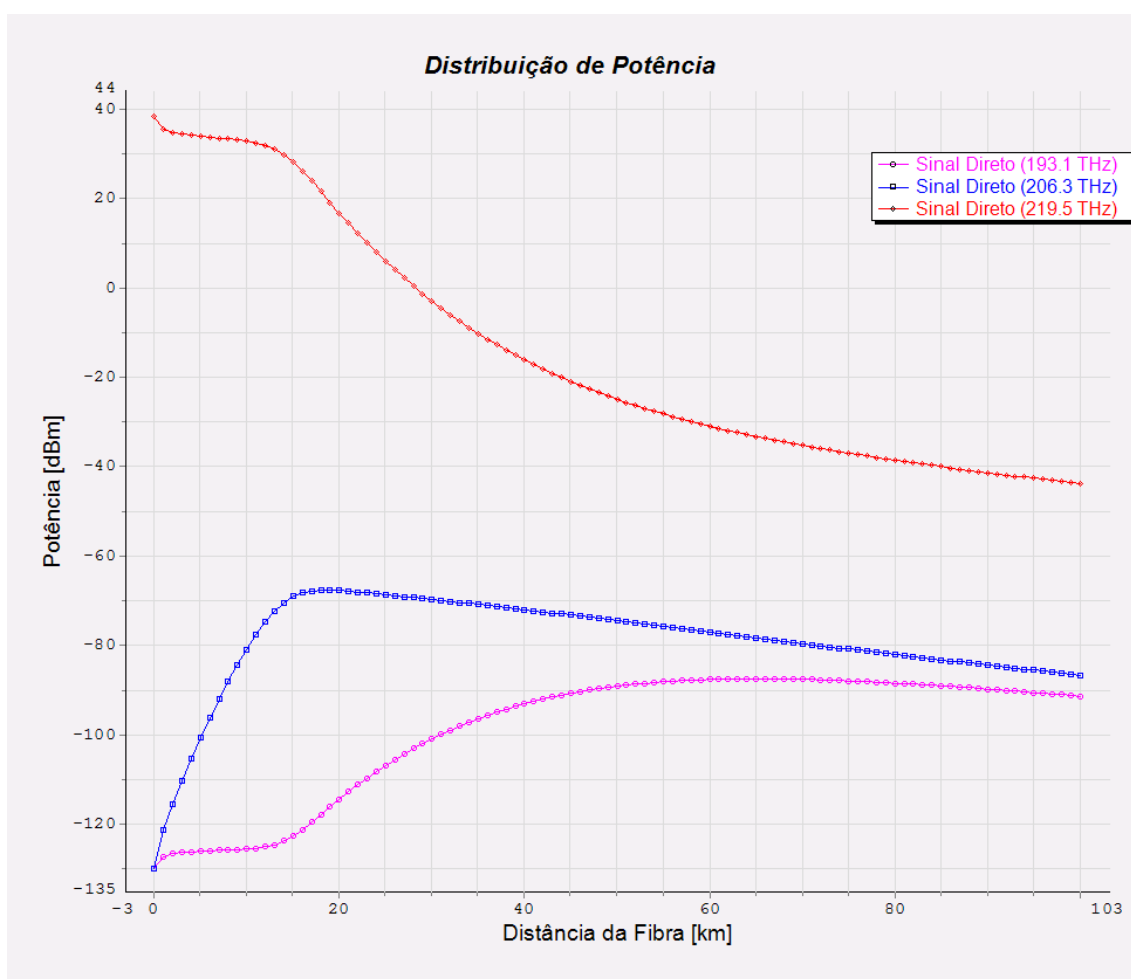


Figura 27 – Comportamento da potência dos sinais ao longo da distância de propagação na fibra.

6 CONCLUSÃO

Dos diversos efeitos não-lineares presentes nas fibras ópticas, um dos mais importantes é o espalhamento óptico de Raman. Esse efeito se torna significativo para potências incidentes acima de um limiar que pode ser calculado. O projeto de sistemas de comunicações ópticas deve levar em consideração a ocorrência desse efeito, especialmente quando existem múltiplos canais, podendo ocorrer *crosstalk*.

Por outro lado, o espalhamento de Raman pode ser usado para amplificar sinais, sendo especialmente atrativo para essa aplicação devido ao largo espectro de ganho. Nesse caso, é possível determinar as frequências de operação do feixe amplificador e do feixe amplificado, bem como as potências necessárias.

As simulações numéricas apresentadas por Peleg e Nguyen (2010), com base na modelagem de um sistema usando codificação DPSK mostram ocorrência de estabilidade, sugerindo que a utilização de técnicas de modulação diminui a influência do *crosstalk* de Raman em sistemas WDM.

Os sistemas simulados como atividade prática deste trabalho complementam a fundamentação, ilustrando o espalhamento de Raman, a transferência de potência entre dois feixes devido ao espalhamento estimulado de Raman e o sistema de amplificação de Raman, concluindo o estudo, caracterização e observação do efeito não-linear de espalhamento de Raman em fibras ópticas.

O objetivo principal foi atingido, tendo a execução do trabalho sido feita segundo a metodologia proposta com exceção do período dedicado à etapa de revisão bibliográfica, que foi maior que o previsto.

A simulação do efeito de *crosstalk* na plataforma VPITransmissionMaker pode ser feita por meio da modelagem do efeito na fibra, que deve ser implementada separadamente. Essa implementação é mais complexa e exige esforço computacional.

BIBLIOGRAFIA

- ABLOWITZ, M. J.; SEGUR, H. **Solitons and the Inverse Scattering Transform**. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1981.
- AGRAWAL, G. P. **Nonlinear Fiber Optics**. 4. ed. San Diego: Academic Press, 2007.
- AGRAWAL, G. P. **Fiber-Optic Communication Systems**. 4. ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2010.
- BOYD, R. W. **Nonlinear Optics**. 3. ed. San Diego, CA: Elsevier, 2008.
- FORGHIERI, F.; TKACH, R. W.; CHRAPLYVY, A. R. **Optical Fiber Telecommunications IIIA**. 1. ed. San Diego, CA: Academic Press, v. 3, 1997.
- HAYKIN, S. **Sistemas de Comunicação Analógicos e Digitais**. 4^a. ed. Porto Alegre: Bookman, 2001.
- MONROY, I. T.; TANGDIONGGA, E. **Crosstalk in WDM communication networks**. Norwell: Kluwer Academic Publishers, 2002.
- PELEG, A.; NGUYEN, Q. M. **Stability of Amplified DPSK WDM Transmission against Raman Crosstalk Effects**. OFC/NFOC. San Diego: OSA. 2010.
- PROAKIS, J. G.; MASOUD, S. **Digital Communications**. Singapura: McGraw-Hill, 2008.