

Características da Propagação em Fibras Ópticas

José Antônio Justino Ribeiro

Instituto Nacional de Telecomunicações

Departamento de Telecomunicações

e-mail: justino@inatel.br

Resumo. Neste artigo apresentam-se as principais características da propagação da luz através da fibra óptica. Inicia-se com uma descrição das vantagens que conduziram ao crescimento extraordinário deste sistema nos últimos vinte anos. Em seguida, descrevem-se os tipos comuns de fibras, destacando-se as vantagens do emprego dos modelos para um único modo de transmissão e sua utilidade nos modernos sistemas para elevadíssimas taxas de transmissão. Para apresentar uma visão geral das propriedades do sinal transmitido na fibra óptica, empregou-se uma abordagem qualitativa na descrição dos fenômenos envolvidos no processo. Por esta razão, a análise da propagação utilizou, na maioria das vezes, os conceitos da óptica geométrica.

I. Introdução

A necessidade da implementação de sistemas que permitissem muitas comunicações simultâneas começou a ser imperiosa já nas primeiras décadas do século XX. Por volta de 1926 foram criados os sistemas telefônicos com onda portadora, para transmissão de dois ou quatro canais de voz.^[1] Os equipamentos sofreram rápida evolução, levando a uma enorme ampliação na quantidade de contatos telefônicos. O aumento na demanda dos serviços de telecomunicações trouxe um congestionamento e uma saturação dos sistemas empregando as faixas tradicionais, incluindo as frequências de microondas. Isto motivou o emprego de valores cada vez mais elevados, onde as portadoras fossem capazes de transportar um número bem maior de canais, através dos sistemas de multiplexação das mensagens. Nos últimos anos intensificaram-se as aplicações na faixa de ondas milimétricas, que correspondem a frequências acima de 30GHz. Tornou-se, então, quase natural que as pesquisas se concentrassem na idéia de se empregarem frequências de luz, ainda que não fossem na faixa visível. Desta forma, foram destinados vultosos investimentos, em vários países, para o aperfeiçoamento e a criação de componentes, equipamentos e sistemas para o emprego da luz em comunicações de elevada capacidade.

O emprego de fenômenos ópticos para comunicações é muito antigo, provavelmente remontando à idade das cavernas. Os sinais de fogo e fumaça já eram utilizados pelos primeiros homens para a transmissão rudimentar de mensagens da época.^[2] Após o grande avanço da Física durante a Idade Média e a Idade Moderna, em meados do século passado alguns pesquisadores concluíram que a Óptica era uma ciência terminada, da qual se poderia esperar algum avanço dos conhecimentos já adquiridos, sem se conseguirem saltos significativos, nem novas descobertas ou desenvolvimentos muito acentuados. Nessa ocasião, os estudos e aplicações dos fenômenos luminosos em geral ficavam restritos aos que eram possíveis de usarem a Óptica Geométrica. Aperfeiçoaram-se lentes, espelhos e aparelhos ópticos com esses componentes, cujos efeitos eram interpretados a partir do estudo dos raios luminosos.

Evidentemente, a previsão de que a Óptica tinha se completado como ciência falhou. Em primeiro lugar, houve o advento da Óptica Ondulatória, a partir da apresentação da Teoria Eletromagnética de Maxwell. Depois, em função das descobertas científicas do início do século XX, surgiu a Óptica Quântica como uma extensão da Eletrodinâmica Quântica. Os novos conceitos, as novas descobertas e invenções sugeriram inúmeras aplicações para esta área da Ciência. Para exemplificar, nos últimos tempos inventaram-se os diversos tipos de lasers, iniciaram-se os estudos da termovisão e da holografia, foram desenvolvidos os componentes eletroópticos e optoeletrônicos, os componentes acusticoópticos e magnetoópticos, criaram-se os métodos de modulação da luz e aperfeiçoaram-se as fibras ópticas para confinar a propagação da luz em uma região que apresentasse pequena degradação do sinal transmitido. Essas inovações incentivaram um crescente interesse para a aplicação dos comprimentos de onda na faixa do infravermelho, em substituição aos sistemas empregando frequências das bandas tradicionais de rádio e de microondas.

II. Vantagens das comunicações ópticas

O desempenho em um sistema de telecomunicações costuma ser avaliado principalmente em relação a dois parâmetros fundamentais: o fator de atenuação, que estabelece a distância máxima de transmissão sem necessidade de repetidores, e a largura de banda, que fixará a taxa máxima de modulação permitida dentro de uma distância, sem necessidade de recuperar-se a forma dos pulsos. As fibras ópticas despertaram grande interesse para a modernização das comunicações por suplantarem os sistemas tradicionais nesses dois pontos e apresentarem outras vantagens.^{[1][4][5]}

Pode-se começar garantindo que, na situação atual, a fibra óptica apresenta uma perda de potência de por quilômetro muito menor do que os sistemas com cabos coaxiais, guias de ondas ou transmissão pelo espaço livre. Um cabo coaxial operando em 5GHz pode apresentar perda superior a 100dB/km, incomparavelmente superior aos valores de 0,2dB/km e 0,3dB/km obtidos nas modernas fibras ópticas, operando em comprimentos de onda ao redor de 1,3 μ m e 1,55 μ m. Isto significa uma quantidade menor de repetidores para a cobertura total do enlace. Nos sistemas radioelétricos da faixa de microondas, com antenas parabólicas de alto ganho, a perda por quilômetro é menor do que nos sistemas a cabos coaxiais ou a guias de onda. Mas, ainda assim, o valor da atenuação é muitas vezes maior do que nos sistemas a fibras ópticas. Nas comunicações por microondas através do espaço livre, as distâncias entre repetidores é de mesma ordem de grandeza dos sistemas ópticos atuais. Todavia, um enlace radioelétrico só pode alcançar distâncias de muitos quilômetros sem o uso de repetidores à custa de uma maior potência de transmissão e instalações de antenas parabólicas

de grandes diâmetros em torres de dezenas de metros de altura.

Na transmissão por fibras ópticas as portadoras possuem frequências na faixa de infravermelho, valores da ordem de centenas de terahertz, fato que permite prever o emprego de elevadíssimas taxas de transmissão, de até milhares de megabits/segundo. Esta propriedade implica em significativo aumento na quantidade de canais de voz sendo transmitidos simultaneamente. Uma das limitações no número de canais fica por conta da interface eletrônica, necessária para imprimir a modulação e a retirada da informação no ponto de chegada do sinal. A capacidade do sistema óptico pode ser aumentada, ainda mais, utilizando-se a técnica de multiplexagem em comprimento de onda (WDM). Por este processo, diferentes comprimento de onda são transmitidos pela mesma fibra óptica, cada um transportando muitos canais de voz como sinal de modulação.

O diâmetro externo da fibra óptica é muito menor do que o dos cabos coaxiais empregados nas faixas de microondas. Tipicamente, uma fibra óptica possui um diâmetro de 125 μ m. Com o acréscimo de camadas de proteção, o diâmetro final pode alcançar entre 0,4mm e 1mm, dependendo da técnica de fabricação e do tipo de fibra óptica. Resulta em um peso muito reduzido, maior flexibilidade mecânica, menor espaço para instalação, menor custo de transporte e armazenagem, etc..

Na fabricação da fibra óptica utilizam-se vidros altamente transparentes, com elevadíssima resistência elétrica. Portanto, não necessita aterramento, nem há necessidade de ser protegida contra descargas elétricas. Além do aspecto da segurança em seu manuseio durante a instalação, a manutenção e a operação, a fibra é capaz de suportar elevadíssimas diferenças de potencial sem riscos para o sistema, para o operador ou para o usuário.

Sendo um meio altamente isolante, não é possível a indução de correntes na fibra óptica por quaisquer fontes que estiverem em suas proximidades. Por conseguinte, a transmissão é imune às interferências eletromagnéticas externas. Isto permite sua instalação em ambientes ruidosos do ponto de vista eletromagnético, sem que este fato cause deterioração na qualidade do sinal guiado. Esta sua característica permitiu o desenvolvimento de cabos especiais de fibras ópticas que acompanham as linhas de transmissão de energia elétrica de alta tensão, compartilhando das mesmas instalações. Um destes sistemas é o cabo OPGW (*optical ground wire*), formado por fibras ópticas no interior de um cabo pára-raios das linhas de transmissão de energia elétrica.

Como uma das conseqüências desta imunidade, os sistemas a fibra óptica garantem uma qualidade de transmissão melhor do que os enlaces de microondas ou com cabos coaxiais e guias de ondas. O padrão em sistemas de comunicações digitais com fibras ópticas estabelece uma taxa de erro de bit de 10^{-9} , sendo o valor 10^{-11} ou mesmo melhor um objetivo possível de ser alcançado. É um valor significativamente superior à dos sistemas convencionais, nos quais se consegue 1 bit errado para cada 10^5 a 10^7 bits transmitidos.

Da mesma forma que o sinal óptico guiado não sofre interferências externas, não poderá também perturbar um sistema próximo, a não ser que haja um contato físico ou que a fibra tenha sofrido certo tipo de deformação. Em condições normais de propagação, a luz não é irradiada a partir da fibra óptica, não podendo ser captada por um equipamento externo.

O resultado é a garantia de um sigilo quase absoluto para a informação transmitida. O sistema fica interessante para comunicações militares, transmissão de dados entre bancos e outras aplicações onde o sigilo seja de importância para a eficiência do sistema.

A fibra óptica apresenta também imunidade a pulsos eletromagnéticos. O pulso eletromagnético (EMP) é uma irradiação de grande amplitude originada por uma explosão nuclear na parte alta da atmosfera. Os campos magnéticos gerados por partículas atômicas em altas velocidades causam um movimento de rotação nos elétrons livres existentes nessa região. Esse movimento é responsável pela emissão de um pulso de curta duração, com elevada energia de pico. Quando essa onda eletromagnética transitória encontra um condutor ela induzirá uma corrente que pode alcançar valores muito elevados de pico. Quase sempre ocorrem danos nos equipamentos eletrônicos ligados às extremidades do fio. Nos sistemas tradicionais evitam-se esses prejuízos com a utilização de filtros de alta potência, supressores de arcos voltaicos e protetores de surto. Embora não seja comum a ocorrência do pulso eletromagnético, em uma situação como essa o emprego da transmissão com fibras ópticas não só preservaria a qualidade do sinal guiado como também reduziria o peso e o custo do sistema instalado. É uma vantagem muito importante para aplicações em aviões militares e em sistemas de telecomunicações para fins estratégicos.

Considerando que a fibra óptica é construída a partir da sílica (SiO_2), sua matéria prima representa um dos materiais mais abundantes da Terra. Para se ter uma idéia, a sílica é o principal componente da areia. Com a tecnologia atual, não é conveniente a fabricação da fibra óptica a partir deste material. Utiliza-se o quartzo cristalino, do qual existem gigantescas reservas, sendo no Brasil uma das mais importantes jazidas. Tem-se, por conseguinte, uma garantia contra eventuais escassez de matéria prima, que poderia elevar o custo final do sistema.

Outra consideração relevante é que as fibras ópticas modernas apresentam largura de faixa muito grande (multigigahertz x quilômetros) com baixa atenuação e pequena dispersão dos pulsos emitidos. Por estas propriedades, os sistemas a fibra são os que apresentam o menor custo por quilômetro por canal instalado.

III. Considerações adicionais relativas às comunicações por fibras ópticas

Embora as características vantajosas das fibras ópticas superem em muito eventuais inconvenientes, alguns efeitos devem ser conhecidos, a fim de se orientar adequadamente a sua utilização. Sabe-se, por exemplo, que pode ocorrer difusão de moléculas de hidrogênio para o interior da sílica, alterando as características de transmissão. A atenuação no sinal guiado será afetada principalmente devido a dois fatores. Em primeiro lugar, moléculas de hidrogênio que não reagem com a sílica absorvem parte da energia da luz em movimentos de vibração dentro do vidro. Como segunda causa, o hidrogênio pode reagir com a sílica, formando íons hidroxilas acumulados em determinados pontos do vidro. A concentração desses íons depende da composição da fibra, da temperatura e da pressão do gás hidrogênio. A perda apresenta valor máximo em um comprimento de onda de

1,24 μm e está associada à pressão do gás. As fibras multimodos empregadas nos sistemas ópticos de primeira geração eram mais sensíveis a este problema por causa de uma alta taxa de fósforo na composição de sua região central. Nas fibras mais modernas, de tipo monomodo, o efeito é desconsiderável. Experiências realizadas nos laboratórios da BTRL, por um período de 25 anos, mostraram que na fibra monomodo operando em 1,3 μm , com uma difusão de 1000 partes por milhão da molécula de hidrogênio, houve aumento na perda em somente 0,05dB/km na temperatura de 25°C.^[5]

Embora não seja uma situação corriqueira, verificou-se que ao ser bombardeada por partículas nucleares de grande energia a fibra óptica fica mais opaca, dificultando a transmissão da luz. Sob uma irradiação de alta intensidade, a fibra óptica brilha e, logo em seguida, escurece rapidamente. Cessada a irradiação, a perda na transmissão vai se reduzindo, mas estabiliza-se em um valor intermediário maior do que o existente antes do evento. Portanto, ocorre um dano de caráter permanente no guia óptico. A rapidez com que a fibra tende a recuperar as características de transmissão depende da temperatura, com tempo menor em temperaturas mais elevadas. O valor final da atenuação depende do tipo e da quantidade de dopantes utilizados no vidro. A influência será maior nos comprimentos de onda de menores atenuações da fibra (1,3 μm e 1,55 μm).

O fato de a fibra óptica não permitir o fluxo da corrente elétrica pode ser uma vantagem, como já discutido, mas em outras ocasiões pode representar um inconveniente. Por exemplo, se houver necessidade de se alimentar os circuitos eletrônicos em suas extremidades. Nesses casos, o cabo de fibras ópticas deve pares metálicos para este objetivo e a sua produção é mais complexa do que os modelos totalmente metálicos.

A redução no custo de um sistema óptico só é sentida quando puderem ser aproveitadas sua elevada capacidade de transmissão e pequena atenuação. Ao se empregar uma fibra de baixa atenuação e grande largura de banda em um sistema de pequena distância e baixa capacidade o custo pode ser superior aos que empregam cabos de cobre. Só se justifica quando outras propriedades do sistema forem exigidas, tais como a imunidade às interferências e a exigência de sigilo na comunicação.

Outro aspecto que se deve ter em mente é o dos comprimentos limitados dos cabos ópticos, que necessitam ser emendados para a complementação de um determinado enlace. Isto exige uma tecnologia mais sofisticada do que a aplicada às estruturas com condutores de cobre. Existem equipamentos que permitem a execução rápida da emenda na fibra. Um sistema comum é o que emprega a máquina de fusão por arco voltagem, capaz de executar uma ligação entre duas pontas da fibra de forma quase perfeita. O custo desse equipamento é elevado, dado ao valor baixo da perda final que deve garantir na emenda. Para a ligação dos conectores e a realização de emendas mecânicas, têm-se dificuldades semelhantes. A precisão dos componentes deve ser bastante rigorosa e tem-se de dispor de recursos e ferramentas que facilitem o alinhamento das partes a serem conectadas, para garantir a mínima perda.

Finalmente, a transmissão e a detecção em um sistema óptico devem ser feitas em comprimentos de onda bem definidos, fixados pelas características das fontes de luz, dos fotodetectores e pelas faixas que permitem o melhor

desempenho das fibras ópticas. Assim, não é possível, por enquanto, ajustar-se a frequência de operação ao valor que seria mais conveniente a uma ou outra aplicação. Nos sistemas tradicionais esse parâmetro é controlado com alguns elementos dos circuitos de um oscilador eletrônico no transmissor e no receptor.

IV. Alguns conceitos sobre a luz e sobre a teoria eletromagnética

Fenômenos luminosos têm sido estudados há séculos, partindo de princípios e leis estabelecidos por vários pesquisadores. Até o século passado, foram introduzidos os preceitos da Óptica Geométrica, que utiliza o traçado de raios para analisar os fenômenos da propagação. Considera-se a transmissão da luz em uma trajetória retilínea, representada pelo raio luminoso. Este comportamento foi uma das primeiras propriedades exploradas da luz e está presente quando a propagação ocorrer em um meio homogêneo ilimitado, bem distante da fonte de irradiação. A partir dos estudos de Einstein, ficou comprovado que a propagação da luz segundo uma reta em um meio homogêneo não é um conceito exato. A sua trajetória sofre uma curvatura em presença de corpos com elevada densidade de massa. Em termos práticos, esta influência pode ser desconsiderada no caso da gravidade da Terra. O estudo de irradiação como fenômeno representado por um conjunto de raios é válido quando as dimensões do meio forem muito grandes comparadas com o seu comprimento de onda.

A irradiação eletromagnética é tratada quase sempre como uma onda formada pelos campos elétrico e magnético variáveis no tempo que se propagam no meio. Todavia, existem fenômenos que só podem ser completamente estudados a partir da aceitação de uma característica de dualidade onda-partícula. Esses fenômenos, incluindo a geração da luz, a emissão e absorção de energia por átomos e moléculas, as interações com o meio e com partículas microscópicas carregadas, tais como elétrons, pósitrons e tauons, devem ser estudados a partir da Eletrodinâmica Quântica, na parte que trata da Teoria Quântica da Irradiação.^[6] Essa teoria estabelece que uma irradiação pode comportar-se como onda ou como partícula, dependendo das circunstâncias ou do fenômeno a ser interpretado. A quantidade de energia correspondente é múltipla de um valor fundamental denominado *quantum* (plural *quanta*), que atuaria como um corpúsculo de massa nula associado ao campo eletromagnético. Quando a frequência da irradiação estiver na faixa de luz, o quantum de energia é mais conhecido como *fóton*. Por esta razão, o estudo dos fenômenos luminosos que se baseiam nestes princípios fazem parte da denominada Teoria de Fótons.

Segundo a lei de Planck, o quantum de energia é diretamente proporcional à frequência ν da irradiação eletromagnética. A energia do fóton é

$$E = h \nu \quad (1)$$

sendo $h = 6,626 \times 10^{-34}$ joules.segundo a constante de Planck.

O espectro óptico inclui frequências entre 3×10^{11} Hz e 3×10^{16} Hz, correspondendo ao extremo inferior da faixa de infravermelho e o limite superior da faixa de ultravioleta. O interesse para comunicações ópticas são as frequências no infravermelho na faixa de $1,5 \times 10^{14}$ Hz a 4×10^{14} Hz,

aproximadamente. São valores muito maiores do que os limites comuns de radiocomunicações. De acordo com a teoria eletromagnética, em um ambiente aberto, sem fronteiras próximas, os campos elétrico e magnético da onda são perpendiculares entre si e contidos em um plano transversal à direção de propagação. Esta solução das equações de Maxwell é referida como onda eletromagnética transversal.

Medições e estudos mais confiáveis mostram que a velocidade da onda eletromagnética no vácuo é de $c = 2,99792 \times 10^8 \text{ m/s} \cong 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, independentemente da frequência e do referencial utilizado. Esta representa a máxima velocidade com que a energia poderá deslocar-se em um meio ilimitado, sendo conhecida como velocidade limite. Em outros meios ilimitados, a velocidade da luz será sempre menor do que o valor no vácuo. O número que relaciona a velocidade no vácuo (c) com a velocidade em outro meio, (v), é o índice de refração (N):

$$N = \frac{c}{v} \quad (2)$$

Usualmente, em lugar das frequências ópticas expressam-se os correspondentes comprimentos de onda, que representa a distância necessária para que uma onda senoidal sofra uma variação de fase de 2π radianos, em uma direção especificada. Quando essa direção for omitida, admite-se que a medição seja feita na direção de propagação da onda. O valor pode ser calculado pela relação entre a velocidade de deslocamento da onda no meio e a sua frequência. Se o meio não for especificado, considera-se como sendo o vácuo e o comprimento de onda fica dado por

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (3)$$

Para as comunicações ópticas o valor calculado pela equação anterior está entre 800nm e 1600nm, aproximadamente no meio da faixa conhecida como infravermelho próximo. Em vista das Equações (1) e (3), a energia de um fóton, pode ser expressa em termos do comprimento de onda. Nas análises dos fenômenos ópticos é usual expressar-se a energia em eletrôn-volts (eV) e o comprimento de onda em micrometros (μm). Como o valor de 1eV equivale a $1,602 \times 10^{-19}$ joules e $1\mu\text{m}$ é igual a 10^{-6} metros, a Equação (1) acima torna-se

$$E(\text{eV}) = \frac{1,241}{\lambda(\mu\text{m})} \quad (4)$$

A luz comum é constituída de diversas frequências próximas entre si, formando um sinal composto pela superposição dos vários campos. Por exemplo, a luz visível irradiada por uma lâmpada incandescente contém frequências que vão da luz azul, cuja frequência é da ordem de $6 \times 10^{14} \text{ Hz}$, até valores inferiores ao vermelho, correspondente a $4 \times 10^{14} \text{ Hz}$. Como as frequências são bem próximas, as interferências entre elas darão origem a um sinal que apresentará valores resultantes da soma de componentes quase em fase (interferência construtiva) e componentes quase em contra-fase (interferência destrutiva). O sinal assim composto constitui um grupo de ondas que se desloca no meio. A velocidade de propagação deve ser considerada como a rapidez de deslocamento do conjunto que representa toda a irradiação e não a velocidade de uma única componente. Este

deslocamento por unidade de tempo é conhecido como velocidade de grupo.^[21] Existem meios nos quais a velocidade de grupo é igual à velocidade de uma componente da onda. São os meios não-dispersivos e um exemplo é o meio ilimitado sem perdas, como é o caso do vácuo. Em meios dispersivos, a velocidade de propagação de cada componente depende da frequência. Assim, as relações de fase que deram origem às interferências construtivas e destrutivas em um certo ponto não são preservadas à medida em que o sinal avança na região. Como consequência, o formato resultante modifica-se ao longo do meio de propagação, fenômeno denominado dispersão.

V. O guia de ondas óptico básico

O modelo atual da fibra óptica é resultado de um avanço tecnológico determinado pela contribuição de grande quantidade de pesquisadores e pelo enorme investimento financeiro feito por diferentes empresas e centros de pesquisas em todo mundo. As limitações mais importantes em seu emprego começaram a ser superadas com o advento do guia óptico recoberto em 1954, a partir dos trabalhos do pesquisador holandês van Heel^[7] e pela equipe britânica dirigida por Hopkins e Kapany^[8]. O recobrimento consistia em um material dielétrico com um índice de refração ligeiramente menor do que o do meio no qual se desejava a propagação da luz. A fibra óptica passou a ser constituída de um *núcleo*, com índice de refração N_1 , e uma *casca*, com índice de refração N_2 , sendo $N_2 < N_1$ ^{[9][10]}, como na Figura 1.

Estes primeiros modelos práticos não tinham por objetivo a aplicação em telecomunicações. O trabalho de van Heel, por exemplo, tinha como meta o desenvolvimento de um endoscópio a fibra, para aplicações médicas. Entretanto, o enorme impacto advindo com a invenção do laser, estimulou a tentativa de se empregar a luz coerente para fins de comunicações a grandes distâncias. Em 1964 começaram os estudos mais aprofundados e em 1966 foram publicados por Kao e Hockham^[10] os primeiros trabalhos que garantiam a possibilidade da fibra óptica ser empregada para enviar mensagens a grandes distâncias e com elevadas taxas de transmissão.

As experiências foram realizadas com os melhores materiais transparentes, tais como os vidros ópticos de alta qualidade, a sílica fundida, o metacrilato de polimetil, etc.. Infelizmente, os primeiros resultados mostraram atenuações que alcançavam a casa das centenas de decibels/km. O sistema seria, portanto, impraticável, uma vez que os enlaces por microondas apresentavam perdas substancialmente menores. Contudo, já estava dominada uma certa tecnologia de fabricação, conhecia-se o tratamento matemático a ser dado à propagação e estavam identificadas as principais causas da enorme atenuação. Kao e Hockham concluíram que uma das origens das perdas estava na presença de íons de impurezas no vidro. Destacavam-se os íons metálicos, tais como os de cobre, ferro, cromo, vanádio. Eram de grande importância também os íons advindos de moléculas de água retidos na estrutura do vidro, conhecidos como íons hidroxila ou oxidrila.

Ainda que fossem em quantidades extremamente reduzidas, com taxas da ordem de algumas partes por milhão, já seriam suficientes para acarretarem perdas de vários decibels por quilômetro em alguns comprimentos de onda.^[10]

Até meados da década de 60, o material que apresentava boas qualidades de transmissão era a sílica, que também apresentava facilidade de obtenção das quantidades necessárias para escala industrial. Como referência, pode-se citar que foram alcançadas atenuações na casa dos 5dB/km em comprimentos de onda em torno de 800nm.^[11]

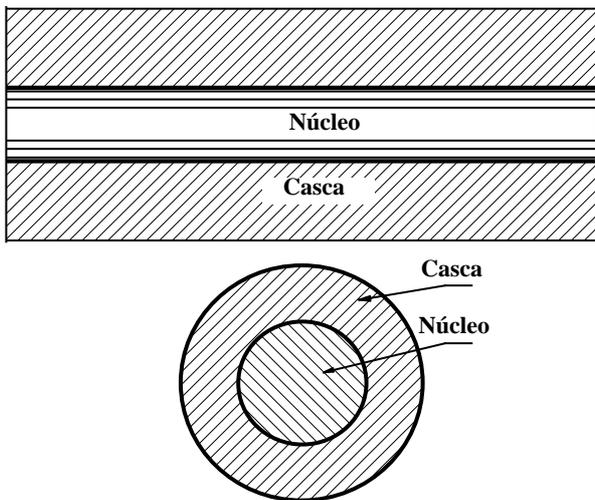


Figura 1. Vista em corte longitudinal e em corte transversal de uma fibra óptica, apresentando o núcleo e a casca sem as camadas de proteção externas.

A exigência de aperfeiçoamento nas características de transmissão e nas propriedades mecânicas impôs modificações no material original, com a introdução de outros componentes que permitissem alterar o valor do índice de refração, a flexibilidade da estrutura, a estabilidade das características, etc.. A primeira fibra prática foi obtida pela Corning Glass Works, que empregou uma combinação de sílica e titânio, com perdas que chegaram a casa dos 20dB/km.^[12] Com um fator de atenuação desta ordem já se tornava exequível um sistema de comunicações utilizando a fibra óptica como meio de transmissão. A estrutura destas fibras era a mais simples possível, com um núcleo de índice de refração ligeiramente diferente da casca externa, conhecida como fibra de índice em degrau.

Diversas outras tentativas foram feitas, tais como dopagem com silicato de boro^[13], os vidros com fosfosilicatos^[14], os vidros dopados com germânio^[15], sílica dopada com alumina^[16], e com fluorina^[12]. Além das alterações na composição do núcleo, foram estudadas modificações na forma de distribuição dos valores do índice de refração ao longo da direção radial do núcleo, com o objetivo de evitar grandes degradações no sinal de modulação ao longo da fibra. Esta época prolongou-se até o final da década de 70, com a proposição da fibra de núcleo com índice gradual e com o início das aplicações da fibra de tipo monomodo. Fixaram-se novas tecnologias empregadas nos comprimentos de onda de 850nm e 1,3µm, originando a segunda geração dos sistemas ópticos.

De 1974 para cá a tecnologia de fabricação permitiu que se obtivessem fibras para transmissão multimodo com atenuações abaixo de 3dB/km em comprimentos de onda em torno de 850nm (primeira janela de baixa atenuação), perdas inferiores a 0,3dB/km para transmissões em 1,3µm (segunda janela de baixa atenuação) e perdas ainda menores, ao redor

de 0,20dB/km em comprimentos de onda por volta de 1,55µm (terceira janela de baixa atenuação). Estes valores de comprimentos de onda foram determinados como os mais convenientes para comunicações. Por exemplo, verificou-se que em 1,3µm a fibra óptica com núcleo de sílica apresentava mínima dispersão dos pulsos transmitidos.^[17] Como é um valor coincidente com uma janela de pequena atenuação, partiu-se para o desenvolvimento e o aperfeiçoamento de dispositivos e sistemas que operassem em torno deste comprimento de onda. Os modelos de fibras óptica para transmissão em um único modo de propagação, os equipamentos, componentes e dispositivos para aplicação nesses comprimentos de onda constituíram o sistema de terceira geração.

Mesmo com os aperfeiçoamentos que se seguiram desde essa época, a estrutura básica da fibra continua a mesma, como apresentada na Figura 1. Todavia, houve necessidade de se incluírem proteções, a fim de se garantir sua durabilidade. Sabe-se, por exemplo, que a resistência mecânica intrínseca da fibra óptica é bem elevada. Experiências comprovam que ela é capaz de suportar um esforço de tração de 5.000MN/m² contra 3.000MN/m² do fio de aço. Entretanto, na prática, é possível de ocorrer fraturas microscópicas na superfície, que se propagam rapidamente em direção ao núcleo, reduzindo dramaticamente sua capacidade de suportar trações ou outros esforços mecânicos.

A formação dessas microfaturas decorre de agentes externos, tais como umidade, variações de temperatura, contactos com partículas ou substâncias químicas do ambiente, etc..^{[18][19][20]} Por esta razão, a fibra moderna apresenta camadas de proteções externas, assumindo o aspecto da Figura 2. Neste modelo, entre a casca e a camada de plástico final estão incluídas duas outras camadas que podem ser de resina silicônica ou de acrilato. A camada mais interna é um pouco mais macia, para atuar como elemento amortecedor de algumas agressões mecânicas externas. As fibras com acrilato têm a vantagem de possuir um diâmetro final menor do que o modelo representado na figura. Existem outros valores recomendados pelos organismos internacionais que normalizam a fabricação das fibras ópticas e cabos. As dimensões indicadas são para a denominada fibra multimodo. A fibra monomodo com camadas de acrilato possui o diâmetro do núcleo inferior a 10µm e seu diâmetro total externo é inferior a 0,4mm.

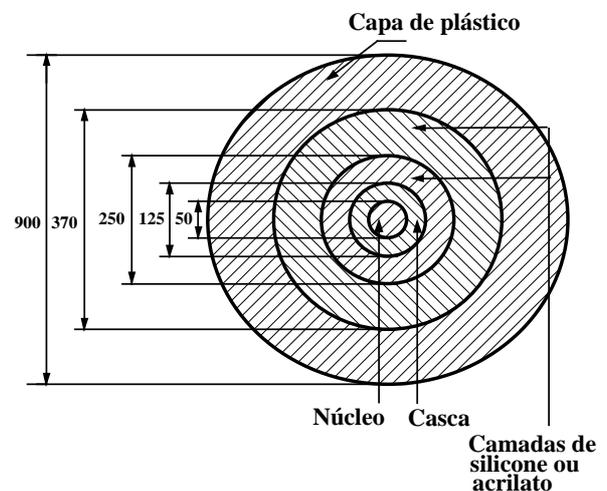


Figura 2. Vista em corte transversal de uma fibra óptica, apresentando o núcleo, a casca e as camadas de proteção. As dimensões indicadas estão em micrometros.

VI. Funcionamento do guia óptico básico

Tomando por referência a Figura 1, a teoria eletromagnética^[21] estabelece que quando a onda eletromagnética incidir na fronteira de separação do núcleo com a casca parte da energia pode retornar ao núcleo, formando a onda refletida, e parte pode ser transferida para a casca, constituindo a onda refratada. Como o núcleo possui maior índice de refração do que a casca, existe um ângulo de incidência em relação à normal à separação entre esses dois materiais a partir do qual toda a energia reflete-se para o núcleo, não havendo transferência de potência para a casca. Este ângulo é conhecido como ângulo crítico (θ_c), sendo determinado a partir de

$$\text{sen } \theta_c = \frac{N_2}{N_1} \quad (5)$$

Como é evidente desta equação, o ângulo crítico só existe quando o índice de refração do meio de onde a onda está vindo for maior do que o do meio para o qual a onda estaria indo. Isto é, quando a onda tender a passar de um meio mais denso para um meio menos denso do ponto de vista eletromagnético. Portanto, se o primeiro meio for envolvido por outro de menor índice de refração estabelece-se uma estrutura capaz de guiar a onda eletromagnética através de um processo de múltiplas reflexões sucessivas. O feixe luminoso fica confinado dentro do núcleo, com uma direção resultante de propagação paralela ao eixo longitudinal do sistema. (Figura 3). Esta explicação qualitativa do comportamento da fibra óptica é baseada na Óptica Geométrica, uma abordagem na qual se admite comprimento de onda nulo. Diversos conceitos envolvendo aspectos quantitativos do funcionamento do guia óptico não podem ser explicados com a utilização da teoria dos raios ópticos.

A partir da fonte, o feixe de luz penetra no núcleo segundo um ângulo θ_1 em relação ao eixo longitudinal da fibra. Por causa da diferença de índices de refração entre o ar e o núcleo, o raio dentro do núcleo muda de direção, o que determinará o ângulo de incidência na superfície de separação com a casca. Se este ângulo for menor do que o valor crítico, o campo não será totalmente refletido e parte de sua energia é transferida para a casca. O fato ocorrerá a cada nova reflexão e após uma curta distância quase toda a energia terá escapado do núcleo e não será útil para envio de mensagens em um enlace óptico.^[22]

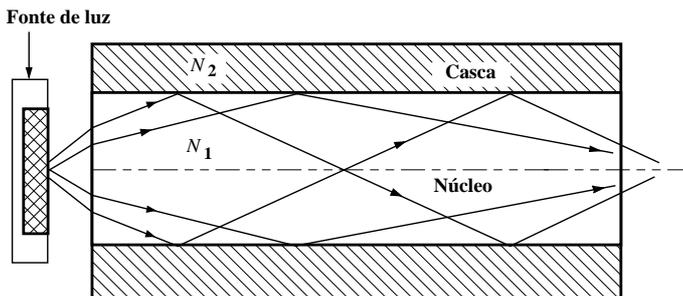


Figura 3. Transmissão do feixe de luz pelo núcleo da fibra óptica

Existe um valor máximo do ângulo de entrada na face da fibra, denominado ângulo de aceitação, que permitirá a propagação da energia luminosa ao longo do núcleo. Este ângulo depende dos índices de refração do núcleo e da casca e define um parâmetro denominado abertura numérica. Seu valor é calculado por^{[22]-[27]}

$$AN = \text{sen}(\theta_{1max}) = \sqrt{N_1^2 - N_2^2} \quad (6)$$

O conhecimento da abertura numérica é importante para se descrever a energia luminosa captada e determinar-se a eficiência de acoplamento da fonte irradiante com o núcleo da fibra óptica. Será importante, também, no estudo de outras características de transmissão, como em cálculo de dispersão, na determinação da quantidade de modos de propagação, no cálculo das perdas de potência nas emendas de dois trechos de fibra, etc.. Por causa da simetria cilíndrica circular da fibra óptica, a abertura numérica define um cone de captação na sua face. (Figura 4).

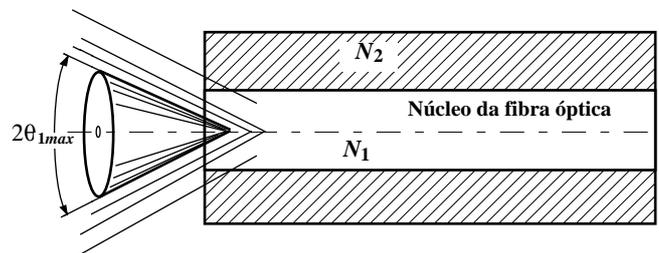


Figura 4. Conceito de abertura numérica e ângulo de aceitação na face da fibra óptica.

Quando o raio luminoso estiver dentro desse cone, existe condições favoráveis para ser guiado pelo núcleo da fibra. Na outra extremidade, a irradiação também ocorre dentro de um cone com idênticas características geométricas. Ou seja, no final da fibra óptica tem-se uma situação simétrica à encontrada no ponto de excitação.

VII. Modos de propagação nas fibras ópticas

As equações de Maxwell estabelecem que a transmissão de energia em guias de ondas pode ser descrita a partir de distribuições bem definidas do campo eletromagnético.^[21] Cada distribuição indica um modo de propagação, com características próprias (fator de fase, velocidade de propagação, comprimento de onda guiada, velocidade de grupo, e assim por diante). Do ponto de vista da óptica geométrica, cada modo corresponde a uma trajetória diferente do raio luminoso. Em princípio, cada raio que for captado dentro do cone definido pela abertura numérica pode dar origem a um modo de propagação, com um ângulo de incidência próprio na interface do núcleo com a casca.

O campo resultante no interior da fibra é a soma de campos incidentes e refletidos, que determinam uma distribuição específica para cada caso no plano transversal à direção de propagação. Nem todos os ângulos com os quais a luz penetra na fibra poderão originar modos guiados. As trajetórias da Figura 3 representam esses modos de propagação, onde se considera apenas a parcela da energia óptica no núcleo. A luz que for emitida por regiões da fonte fora dos limites do núcleo são acopladas à casca e não

contribuem para o campo útil guiado.^{[22]-[27]} Além disto, mesmo com a fonte de luz acoplada diretamente ao núcleo, somente os raios que incidirem com um ângulo maior ou igual ao valor crítico poderá originar um modo guiado no núcleo. Quanto maior for a abertura numérica melhor será a eficiência de acoplamento e mais modos terão condições favoráveis de propagação.

A explicação dos modos guiados empregando a óptica de raios é um método aproximado, de valor qualitativo. Uma das vantagens desta análise é permitir uma interpretação mais fácil das características de propagação. Baseia-se no fato de que a onda guiada em um determinado modo pode ser decomposta em ondas planas que constituem uma onda estacionária no plano transversal à direção de propagação. A cada onda plana associa-se um raio luminoso, com direção normal à sua frente de onda, que indica a direção em que essa onda está se deslocando. O método é aplicável quando o comprimento de onda for bem pequeno comparado com o diâmetro do núcleo da fibra e quando houver grande quantidade de modos transmitidos. A primeira exigência geralmente é satisfeita, uma vez que os comprimentos de onda para esta aplicação são em torno de $1\mu\text{m}$ e o diâmetro do núcleo é acima de $10\mu\text{m}$.^{[25][27]}

Esta interpretação da guiagem da onda torna-se inadequada quando o número de modos guiados for pequeno. Nesta situação, deve-se solucionar as equações de Maxwell, satisfazendo-se as condições de contorno na interface do núcleo com a casca. Esta técnica é conhecida como análise modal, sendo útil para os estudos dos fenômenos de coerência e interferência e para se determinar as amplitudes dos campos dos vários modos. Isto será necessário na análise da excitação de determinados modos ou no estudo do acoplamento entre modos, possível de ocorrer devido às imperfeições microscópicas existentes no percurso de propagação.^[27]

Admitindo que sejam satisfeitas as condições para se aplicar a óptica geométrica, identificam-se dois tipos de raios no núcleo: os raios meridionais e os raios inviesados. Os raios meridionais são confinados aos planos que passam pelo eixo longitudinal do guia óptico. Parte desses raios incide na interface do núcleo com a casca com um ângulo superior ao ângulo crítico e representarão, em sua maioria, a energia guiada através do núcleo. São os raios captados na face de entrada até o ângulo determinado pela abertura numérica da fibra óptica. A Figura 3 utiliza os raios meridionais para explicação do conceito de modos guiados.

Os raios inviesados tendem a seguir um percurso inclinado dentro do núcleo.^[28] A formação destes raios depende da maneira pela qual a luz é introduzida na fibra. A cada reflexão na fronteira entre o núcleo e a casca ocorre uma mudança de direção 2γ onde γ é o ângulo entre a projeção do raio luminoso no plano transversal da fibra e o raio do núcleo no ponto de reflexão. O feixe de luz não cruza o eixo longitudinal da fibra, mas representa uma parte da energia guiada pelo núcleo. O ponto em que o raio inviesado emerge da fibra óptica dependerá da quantidade de reflexões ao longo da trajetória de transmissão. Para uma excitação com fonte óptica não uniforme existirão muitos pontos por onde saem esses raios. A consequência é um campo óptico distribuído de maneira mais uniforme do que com os raios meridionais. Cada um dos raios inviesados está, também, associado a um ângulo máximo de captação na face da fibra óptica. Este valor pode ser determinado por

$$\text{sen}\theta_{1a} = \frac{AN}{\cos\gamma} \quad (7)$$

onde AN é a abertura numérica e a expressão demonstra que o ângulo máximo de captação do raio inviesado é maior do que o limite fixado para os raios meridionais. Como o valor típico da abertura numérica das fibras práticas é da ordem de 0,2 e teoricamente é possível atingir o limite de $\theta_{1a} = 90^\circ$, o ângulo γ chega a 78° , indicando uma mudança de direção de 156° a cada reflexão do raio inviesado na interface do núcleo com a casca.

A quantidade de modos propagantes aumenta com o aumento do ângulo crítico na interface do núcleo com a casca. Como este valor depende da relação entre os índices de refração dos dois materiais, o número de modos também dependerá desta relação. A quantidade de modos guiados será tanto maior quanto maior for diferença relativa de índices de refração, descrita por

$$\Delta \cong \frac{N_1 - N_2}{N_1} \quad (8)$$

Costuma-se denominar modos de ordem superior aqueles cuja incidência ocorre com um ângulo próximo do ângulo crítico. Os modos de ordem inferior são os de incidência bem acima da condição de ângulo crítico, com trajetória próxima ao eixo longitudinal do guia óptico. Os modos de ordem superior tendem a transferir parte de sua energia para a casca, principalmente quando ocorrer uma dobra ou uma curva na fibra. Isto significará uma perda adicional de potência durante a transmissão.

Nos pontos de reflexão a onda refletida sofre uma defasagem em relação à onda incidente, sempre que a incidência ocorrer com um ângulo maior do que o ângulo crítico. Os modos guiados são os que resultam em interferências construtivas no núcleo, computadas as diferenças de fase causadas pela reflexão e pelo percurso da onda. Dependendo do ângulo de incidência, a interferência construtiva ocorre na casca, representando modos de casca ou modos de irradiação. Não serão úteis para a transmissão de mensagens pela fibra óptica.

Desta análise, deduz-se que existe uma quantidade finita de modos possíveis e úteis na transmissão por fibra óptica. Para se determinar este número, define-se um parâmetro denominado diâmetro normalizado ou frequência normalizada ou ainda, e mais comumente, número V da fibra óptica.^{[23][28]} É dado por

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \left\{ N_1^2 - N_2^2 \right\}^{1/2} \quad (9)$$

onde a é o raio do núcleo, λ_0 é o comprimento da luz medido no vácuo, N_1 e N_2 são os índices de refração do núcleo e da casca. Portanto, este parâmetro é diretamente proporcional à abertura numérica da fibra óptica.

A quantidade de modos guiados e as distribuições do campo óptico dependem das condições de lançamento da luz na face da fibra e das suas características geométricas e ópticas. Isto é, depende dos ângulos com que os raios incidem, do diagrama de irradiação da fonte de luz, dos comprimentos de onda da luz aplicada (em caso de fontes não coerentes), etc.. Se o diagrama de irradiação da fonte de luz for muito aberto, de forma que uma grande quantidade da

energia luminosa penetra na fibra com um ângulo elevado, excitam-se muitos modos de ordens elevadas, com incidência próxima do ângulo crítico. Este tipo de propagação tende a introduzir perdas de potência, principalmente em curvas e dobras da fibra óptica. Quando a fonte de luz tiver um diagrama mais estreito, a energia acoplada ao núcleo fica distribuída em modos de ordens mais baixas, permitindo uma transmissão com menor perda de potência. Ainda que a fonte de luz tenha um diagrama bem estreito, um desalinhamento em relação ao eixo da fibra pode dar origem a modos de ordens elevadas, com as conseqüências discutidas.

À medida em que o campo óptico for se propagando a distribuição de energia entre os modos pode alterar-se, por causa do acoplamento entre eles. Depois de algumas centenas de metros esta conversão de modos torna-se insignificante, atingindo-se uma distribuição estável de energia entre os modos. Logo, ainda que continue ocorrendo a conversão de modos, a quantidade de energia final para cada um ficará substancialmente inalterada desse ponto em diante.

VIII. Tipos básicos de fibras ópticas

Em geral, as fibras são fabricadas obedecendo determinados critérios de variação para os índices de refração do núcleo e da casca. Segundo especificações da Electronic Industries Association (EIA) norte-americana^[29] estes parâmetros obedecem às expressões

$$N(r) = N_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^g} \cong N_1 \left[1 - \Delta \left(\frac{r}{a}\right)^g\right] \quad (10)$$

para a região do núcleo, $r \leq a$,

$$N_2 = N_1 \sqrt{1 - 2\Delta} \cong N_1(1 - \Delta) \quad (11)$$

para a região da casca, $r \geq a$, com Δ dado por

$$\Delta = \frac{(N_1^2 - N_2^2)}{2N_1^2} \cong \frac{N_1 - N_2}{N_1} \quad (12)$$

sendo N_1 o máximo índice de refração do núcleo, correspondendo ao valor em seu centro, N_2 é o índice de refração da casca, a é o raio do núcleo e r é a distância radial medida a partir do eixo longitudinal do núcleo.

A lei de variação está na dependência do expoente g da relação (r/a) e do valor de Δ . Este último parâmetro é muito menor do que a unidade, uma vez que os índices de refração do núcleo e da casca são quase iguais. Desta maneira, as relações podem ser aproximadas das formas indicadas sem erros apreciáveis.

Quando $g = 1$ o índice de refração varia de forma praticamente linear com a distância radial. Para $g \rightarrow \infty$ o índice salta bruscamente de um valor constante no núcleo para o valor especificado na casca. Representa a fibra óptica com índice em degrau. Para $g = 2$ tem-se uma fibra com índice de perfil parabólico. Valores finitos para o expoente g identificam fibras com índices graduais no núcleo. Com o valor $g \cong 2$ a fibra óptica apresentará uma focalização periódica para a luz emitida a partir de uma fonte divergente em sua entrada.^[10] O guia óptico age como se possuísse um

sistema contínuo de lentes que refocaliza o feixe luminoso à medida em que se propaga pelo núcleo. O processo de refocalização tende a equalizar os comprimentos dos diversos percursos. Desta maneira, as velocidades de grupo dos modos ficam com um valor aproximadamente igual para todos.^{[25][27]}

O valor ótimo para o expoente g é ajustado em função da dispersão mínima desejada, com o objetivo de se conseguir a máxima largura de banda da fibra óptica.^{[27][28][30]} Alguns modelos de fibras ópticas estão representados na Figura 5.

A classificação conforme a variação de índice de refração não define completamente todas as propriedades das fibras ópticas. As características de propagação dependem da lei de variação do índice de refração do núcleo e também da variedade de modos guiados. Nas fibras multimodos (MMF) o núcleo possui um diâmetro bem grande comparado ao comprimento de onda da luz guiada. Na fibra monomodo (SMF) o diâmetro do núcleo é bem menor e apenas um modo é transmitido, podendo ocorrer duas polarizações ortogonais da onda guiada. O comportamento da fibra como multimodo ou monomodo depende dos parâmetros ópticos (índices de refração, abertura numérica, lei de variação do índice de refração do núcleo, etc.), do comprimento de onda guiada, do diâmetro do núcleo. Estas são grandezas reunidas no parâmetro V da fibra óptica.

Para a fibra com índice em degrau ser classificada como monomodo é necessário que

$$V < 2,405 \quad (13)$$

e o projeto desta fibra exige ou uma redução no diâmetro do núcleo ou na diferença entre os índices de refração de núcleo e de casca. Fibras monomodos disponíveis comercialmente apresentam diâmetros do núcleo da ordem de $10\mu\text{m}$. A fibra multimodo exige $V > 2,405$ para o comprimento de onda especificado. O comprimento de onda que representa o limiar entre a condição de propagação de modo único e de propagação multimodo é denominado comprimento de onda de corte (λ_c). Para comprimentos maiores apenas um modo pode ser transmitido pelo núcleo. Pode ser demonstrado que para $V \gg 2,405$ em uma fibra de índice em degrau a quantidade de modos guiados torna-se

$$N_m \cong \frac{V^2}{2} \quad (14)$$

Nas fibras com perfil gradual de índice de refração do núcleo a quantidade de modos guiados dependerá do valor do expoente g . Nestes casos, costuma-se definir um valor efetivo para V , calculado a partir da expressão:^[31]

$$V_{ef}^2 = 2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_o}\right)^2 \int_0^a \{ [N(r)]^2 - N_2^2 \} r dr \quad (15)$$

sendo λ_o o comprimento de onda no vácuo. A quantidade de modos guiados dependerá do valor encontrado nesta integração, substituído na Equação (14). Em termos aproximados, a quantidade de modos guiados pela fibra com índice gradual é dado por uma das seguintes expressões:^[25]

$$N_m \cong \frac{1}{2} \frac{g}{(g+2)} V^2 \quad (16)$$

onde V é o valor máximo do diâmetro normalizado e

$$N_m \cong \frac{2g}{g+2} \left(\frac{\pi a}{\lambda} \right)^2 (AN)^2 \quad (17)$$

sendo AN a abertura numérica tomada em relação ao centro do núcleo.

Com base nas relações discutidas, a quantidade de modos guiados na fibra com índice gradual pode ser expressa como

$$N_m = \frac{g \Delta}{g+2} \left[\frac{2\pi a N_1}{\lambda} \right]^2 \quad (18)$$

onde N_1 e Δ são valores referenciados ao centro do núcleo. Uma comparação entre as expressões para a fibra com índice gradual e para a fibra com índice em degrau de mesmo diâmetro de núcleo mostra que se $g \cong 2$ a primeira transmite a metade dos modos da segunda. Isto terá uma consequência benéfica sobre a dispersão do sinal guiado, permitindo uma maior largura de banda e uma maior taxa de transmissão.

IX. Descrição geral das causas de atenuação na fibra óptica

Para as extensões envolvidas nos enlaces ópticos, a perda de potência determinará a distância entre os repetidores ou entre os amplificadores ópticos. Esses equipamentos intermediários representam uma parcela substancial do custo final do sistema. Por conseguinte, o investimento total será fortemente influenciado pelos fatores responsáveis pela degradação do sinal óptico.

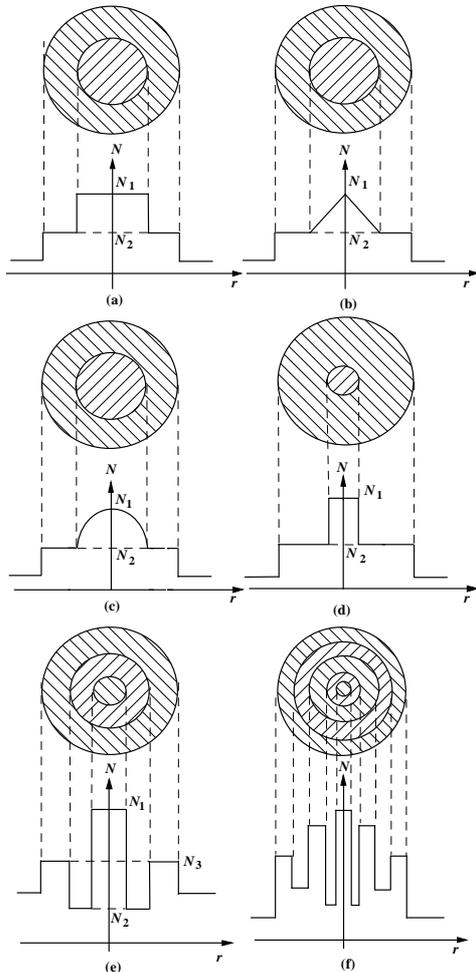


Figura 5. Categorias de fibras ópticas. (a) Fibra com índice em degrau. (b) Fibra com índice de refração gradual linear. (c) Fibra com índice parabólico. (d) Fibra monomodo de índice em degrau. (e) Fibra de índice em W. (f) Fibra com cobertura quádrupla.

Há uma exigência rigorosa sobre o controle das perdas de potência em um enlace óptico, justificado pelos baixos níveis de potência a serem manipulados. Não raramente a potência introduzida no início da fibra é da ordem de alguns microwatts e uma atenuação exagerada tornaria o sinal de chegada na outra extremidade difícil de ser aproveitado para fins de comunicações. Portanto, uma fibra óptica com grandes perdas exigiria um aumento na quantidade de repetidores. O conhecimento das origens da atenuação é importante para se estabelecerem as formas de controle adequadas. Entre as causas mais importantes citam-se a absorção pelo material, irradiação devido a curvaturas, espalhamento pelo material, perdas por modos vazantes, perdas por microcurvaturas, atenuações em emendas e conectores, perdas por acoplamento no início e final da fibra. Em meios homogêneos, estas perdas fazem com que a amplitude do campo eletromagnético decresça exponencialmente com a distância percorrida.

Os parâmetros que influem na atenuação global da fibra óptica relacionam-se à qualidade na sua fabricação, ao comprimento de onda da luz guiada, ao grau de pureza do material utilizado, à perfeição das emendas e dos conectores, e assim por diante.^{[10][26][32][33]} Muitas dessas causas estão com valores bem reduzidos atualmente, graças ao extraordinário avanço nos processos de fabricação, aos novos equipamentos para emendas e aos modernos recursos para a montagem e instalação dos cabos ópticos.

A perda devida à absorção ocorre por que uma parcela da potência óptica guiada é dissipada sob a forma de calor, tanto no núcleo quanto na casca. A proporção correspondente a cada parte é determinada pela proporção entre os campos existentes nessas duas regiões. As causas dessa perda são as vibrações das moléculas e a transição de elétrons entre os níveis de energia do meio. Em frequências próximas das vibrações naturais destes componentes o campo eletromagnético transfere energia a eles, reforçando suas oscilações. A absorção por parte das moléculas e íons, de maior massa do que os elétrons, ocorre em frequências de infravermelho.

As maiores interações do feixe óptico com as moléculas do meio ocorrem em comprimentos de onda superiores a $7\mu\text{m}$, mas sua influência estende-se até os valores que interessam para as comunicações ópticas. Os elétrons são responsáveis pela perda que ocorre nas proximidades do ultravioleta quando forem excitados por fótons de alta energia e ocorrer a transição para estados de energia mais altos.^[34] A quantidade de potência absorvida decresce exponencialmente com o aumento do comprimento de onda. A razão deste decréscimo é que maiores comprimentos de onda indicam fótons de menor energia, as vezes insuficiente para transferir elétrons entre duas bandas de energia do material.^[35] Em geral, o nível mais severo de absorção ocorre nos comprimentos de onda entre $0,1\mu\text{m}$ e $0,3\mu\text{m}$, sendo acentuadamente mais fraco entre $0,3\mu\text{m}$ e $1\mu\text{m}$.

Além dos mecanismos descritos, que estão presentes mesmo em vidros perfeitamente purificados, desde o início da produção de fibras ópticas verificou-se que íons de impureza que existirem no meio de propagação são causas importantes de perda pela absorção de energia da onda guiada.^[10] Uma

concentração de impurezas em valores tão baixos quanto algumas partes por milhão ou algumas partes por bilhão podem conduzir a atenuações consideráveis.^[36] Além dos íons metálicos, os íons hidroxila (OH^-) são também responsáveis por perda de potência pela absorção, como já se antecipou. As maiores perdas, neste caso, ocorrem em 720nm, 820nm, 945nm e 2,73 μm .^{[36]-[39]} Felizmente, com as técnicas mais recentes de fabricação tem-se conseguido graus de pureza tão grandes que algumas fibras apresentam perdas por absorção quase insignificantes. Este resultado foi conseguido com fibras monomodo nos comprimentos de onda de 1,3 μm e 1,55 μm .^[39] Técnicas modernas de fabricação, com modificações na dopagem do núcleo e na forma de distribuição do índice de refração, já permitiram o desenvolvimento de fibras que apresentam uma grande faixa de comprimentos de onda em que se consegue perdas inferiores a 0,3dB/km entre 1 μm e 1,7 μm .^{[28][40]}

Na curvatura de uma fibra óptica podem ser originados modos de ordens superiores, que são mais fracamente guiados do que os de ordem mais baixa. A análise com a óptica geométrica, mostra uma incidência com ângulo muito próximo do ângulo crítico ou mesmo inferior a ele e a energia da luz é transferida para a casca. Este tipo de perda foi previsto teoricamente por Marcatilli e Miller^[41] e comprovado experimentalmente logo no início da produção das fibras ópticas. Apenas uma fibra perfeitamente reta estaria livre desta perda durante a transmissão. Uma curvatura suave, porém, terá influência muito pequena sobre o campo guiado.^[28]

Na interface do núcleo com a casca o campo guiado deve satisfazer as condições de contorno, exigidas pelas leis da teoria eletromagnética. Estas condições estabelecem que a componente tangencial do campo elétrico e a componente tangencial do campo magnético da luz guiada sejam contínuas nesta fronteira de separação entre os dois meios.^[21] Isto exige um ajuste automático da velocidade de propagação do campo fora do núcleo ao se encurvar a fibra. Entretanto, a uma certa distância crítica, para que as condições de contorno sejam satisfeitas, a velocidade do campo deve ser igual à velocidade da luz, por causa da maior trajetória percorrida no mesmo intervalo de tempo. Por conseguinte, o campo de um modo guiado puro, contido em uma distância maior do que o valor crítico deveria propagar-se na casca com uma velocidade superior à velocidade da luz no vácuo. Como isto não é fisicamente possível, significa que para uma distância radial maior do que o valor crítico o campo não pode ser constituído somente por modos guiados, surgindo os modos de irradiação. Portanto, uma parcela da energia óptica é perdida para o ambiente externo. Nas fibras multimodos, primeiramente ocorre a irradiação nos modos de ordens superiores, que se propagam mais próximos da casca. Para as fibras monomodos, a perda diminui quando se transmite a luz próxima do comprimento de onda de corte.

A perda por irradiação é diretamente proporcional ao comprimento de onda da luz e inversamente proporcional à relação $(N_1^2 - N_2^2)/N_1^2$.^[28] Consequentemente, estas perdas serão reduzidas quando a fibra for fabricada com uma maior diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca e quando operarem em comprimentos de onda menores. Esta perda pode ser desconsiderada para os modos de ordem mais baixa, que estão fortemente confinados ao núcleo da fibra. De uma maneira geral, os valores críticos para os raios de

curvatura são pequenos.^[28] Em condições normais de instalação e nas caixas de emendas das fibras a curvatura é feita com um raio de vários centímetros e o acréscimo de perda na transmissão não é importante.

Outro mecanismo de perda é o espalhamento da energia óptica, que incluem reduções na amplitude do campo guiado por mudanças na direção de propagação, causadas pelo próprio material e por imperfeições no núcleo da fibra. Citam-se a dispersão linear de Rayleigh, a dispersão de Mie, a dispersão estimulada de Raman e o espalhamento estimulado de Brillouin. O espalhamento linear refere-se a transferência de uma parcela da luz de um modo de propagação para outros, quando a quantidade de energia transferida for diretamente proporcional à potência da luz guiada. Os novos modos podem ser do tipo de irradiação ou modos muito fracamente guiados, de forma que a luz escapa para a casca.

Para se justificar este fato, considera-se que as irregularidades agem como se fossem pontos diferentes do meio, dispostos ao longo do percurso de propagação. Quando a luz incide nessas minúsculas regiões elas comportam-se como fontes secundárias de irradiação quase isotrópicas, espalhando a energia em todas direções. Usando a óptica geométrica, pode-se entender que alguns raios incidirão na fronteira entre o núcleo e a casca com um ângulo menor do que o ângulo crítico, originando os modos de irradiação, ou muito próximo a ele, excitando os modos superiores fracamente guiados.

O espalhamento linear de Rayleigh é um dos mais importantes, originado em defeitos sub-microscópicos na composição e na densidade do material. Essas alterações podem surgir durante o processo de fabricação da fibra ou em função de irregularidades próprias na estrutura molecular do vidro. As dimensões físicas e a separação desses minúsculos defeitos são bem pequenas comparadas ao comprimento de onda da luz no meio ($\lambda/10$ ou menor). O resultado é uma flutuação no valor do índice de refração do material ao longo da fibra. As irregularidades decorrentes da composição do vidro têm sido controladas por um aperfeiçoamento dos processos de fabricação. Mas as originadas por diferenças de densidade do material são intrínsecas ao vidro e não podem ser evitadas. Portanto, se pudesse ser construída uma fibra óptica absolutamente perfeita em termos de pureza, a perda de potência por este espalhamento persistiria. Logo, esta atenuação representa o limite mínimo teoricamente possível para a perda na fibra óptica. O valor final da atenuação por ele causada é inversamente proporcional à quarta potência do comprimento de onda e é independente da amplitude do campo óptico guiado.^{[28][35]}

Uma das conseqüências deste fenômeno é a luz retroespalhada, originando uma onda eletromagnética que se reflete em direção ao início da fibra óptica. Como este fato é permanente, mesmo em fibras de fabricação perfeitamente controlada, foram desenvolvidos métodos e equipamentos capazes de utilizá-lo na determinação da perda de potência, do comprimento físico da fibra, na localização de defeitos, na análise de qualidade de emendas, etc.. Um desses equipamentos, de uso bastante comum, é o refletômetro óptico no domínio do tempo, conhecido pela sigla em inglês OTDR (*optical time domain reflectometer*).^{[22][42][43]}

O espalhamento linear de Mie pode ser observado quando as irregularidades da fibra têm dimensões comparáveis ao comprimento de onda da luz. Tipicamente, quando as imperfeições forem maiores do que $\lambda/10$. Essas imperfeições

são originadas por bolhas, minúsculos defeitos na interface do núcleo com a casca, variações no diâmetro da fibra, sinuosidades no eixo conhecidas como microcurvaturas^[44], variações na relação entre o índice de refração do núcleo e o índice da casca ao longo da fibra, e assim por diante. Por estes fatos podem ocorrer espalhamentos do feixe óptico dependentes do ângulo de incidência. As sinuosidades no eixo longitudinal são causadas por forças laterais que agem na superfície externa da fibra. Representam um dos principais causadores do espalhamento de Mie e são responsáveis por um acréscimo significativo da atenuação global.

O espalhamento estimulado de Raman e o estimulado de Brillouin são efeitos originados por elevados campos elétricos da luz transmitida no núcleo. Esses fenômenos exigem um alto valor da intensidade óptica dentro do núcleo e só ocorrem quando a potência guiada ultrapassa um certo limite mínimo. As distorções causadas no campo óptico indicam o aparecimento de frequências diferentes das aplicadas no início da fibra. Por isto, uma parcela da energia é transferida de um modo para outro, em uma frequência diferente, ou mesmo acoplada ao modo original. Os efeitos são observados em fibras monomodos de grandes comprimentos físicos. Nas fibras multimodos os núcleos são de diâmetros muito maiores e dificilmente a densidade de potência alcançará o valor crítico necessário para originar o fenômeno. Quando houver transferência de energia para uma frequência diferente, a potência contida em um comprimento de onda especificado sofrerá redução. Em algumas circunstâncias, estes efeitos podem ser empregados para fornecerem um ganho de potência na luz guiada dentro da fibra óptica.

No espalhamento estimulado de Brillouin ocorre uma modulação da luz causado pela vibração das moléculas do meio. O efeito Doppler-Fizeau resultante da interação da luz com as vibrações do meio faz surgir bandas laterais, separadas da frequência original pela frequência de vibração do meio. A elevada densidade de potência óptica, isto é, grande quantidade de fótons por unidade de tempo por unidade de superfície, forçará o aparecimento de vibrações mecânicas a nível molecular. A interação com a luz guiada causará um espalhamento, que dependerá do ângulo de incidência em relação aos planos de vibração do meio. Parte da energia do comprimento de onda original é transferida a essas bandas laterais. O máximo de desvio da frequência ocorre no sentido oposto ao originalmente estabelecido na fibra óptica. Isto é, o espalhamento de Brillouin é um fenômeno que excita uma onda retrógrada na fibra. É possível percebê-lo quando a potência aplicada ao núcleo ultrapassa o valor de alguns miliwatts.

O efeito referido como espalhamento estimulado de Raman implica em transferência da energia em bandas laterais mais separadas em relação ao comprimento de onda original. O efeito dominante é no sentido direto da propagação e acontece quando a potência aplicada for bastante grande, da ordem de 10 a 1000 vezes a do espalhamento de Brillouin. Portanto, quando os níveis ópticos não forem elevados, as consequências desta dispersão não são significativas. Em sistemas modernos de comunicações, com enlaces de grandes comprimentos, que exigem valores maiores de potência, muitas vezes com mais de um comprimento de onda no núcleo, o campo óptico pode ser suficientemente elevado para forçar a fibra a operar em regiões não lineares. Neste caso, as dispersões não lineares tornam-se importantes pela redução no

nível do sinal na transferência de energia para as faixas laterais indesejáveis e por outros efeitos que estarão presentes na transmissão.

Mesmo quando os níveis de potência são insuficientes para causar os espalhamentos estimulados, pode ocorrer outro tipo de dispersão linear. As causas são a variação no diâmetro do núcleo e a modificações na diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca ao longo da fibra. Essas irregularidades podem originar modos de ordens superiores fracamente guiados que se irradiam para a casca. O fato é mais perceptível na parte inicial da fibra multimodo. Felizmente, por causa da transferência de potência entre os modos guiados haverá uma distribuição de energia entre eles que tende a se estabilizar após algumas dezenas de metros de propagação.

Uma parte da energia guiada pode assumir um percurso helicoidal, como se descreveu na apresentação dos modos inviesados, que têm trajetória de propagação oblíqua no núcleo. Uma interpretação segundo os conceitos da óptica geométrica mostra que, ao girar radialmente, em algum ponto essa componente terá o ângulo de incidência abaixo do valor crítico. A energia da onda vai sendo gradativamente transferida para fora do núcleo. Esta forma de propagação é denominada modos vazantes (*leaking modes*) e também representará uma perda adicional de potência da onda guiada. O fenômeno é semelhante ao causado pela curvatura da fibra, mas ocorre ao longo de sua circunferência. Representa uma perda associada mesmo a fibras perfeitamente retas.^[45] Em fibras com diâmetro normalizado de pequeno valor os modos vazantes irradiam rapidamente e só são observáveis nas proximidades da fonte de irradiação. Quando o número V for muito grande há muitos modos deste tipo e pode haver um vazamento superior a 50% dos modos guiados no primeiro quilômetro de propagação. Para as fibras multimodos com $V \leq 100$, os modos vazantes representam de 5% a 10% do total de modos excitados no núcleo.^[40]

As minúsculas imperfeições conhecidas como microcurvaturas têm forma e distribuição aleatórias. Mesmo quando esses defeitos forem tão pequenos quanto um comprimento de onda ou ainda menor, responderão por um aumento na perda da potência guiada. Esta atenuação pode variar com a temperatura e com o esforço de tração no cabo de fibra óptica durante o processo de instalação.^[46] Outro fator de influência é decorrente das variações na abertura numérica ao longo da fibra. Verificou-se um efeito diretamente proporcional ao quadrado da relação entre o raio do núcleo e o raio da casca e inversamente proporcional à quarta potência da abertura numérica. Nos processos modernos de fabricação, proteção e instalação dos cabos ópticos, os fatores externos que contribuem para esta forma de atenuação estão bastante reduzidos e esta perda está bem controlada, principalmente nas fibras multimodos. Em fibras monomodos a atenuação depende do comprimento de onda. A experiência sugere que não se deve operar com valores superiores a 30 % do comprimento de onda de corte, para manter esta perda em patamares aceitáveis.

Pelas descrições, os mecanismos de perda são dependentes do comprimento de onda da luz guiada. Por causa da absorção causada pelas vibrações dos elétrons, em comprimentos de ondas menores, e das vibrações de íons de impureza e moléculas, na região do infravermelho, haverá um aumento na atenuação nestas duas regiões do espectro óptico. Em toda faixa útil para comunicações, o efeito predominante

é a atenuação pelo espalhamento de Rayleigh. As impurezas, quando existem, ocasionam aumento maior de perda em determinados comprimentos de onda, produzindo picos localizados de atenuação. De uma maneira geral, a atenuação total da fibra óptica em condições normais de operação, sem sofrer curvaturas exageradas e sem a influência de irradiações que possam alterar sua transparência, pode ser resumida em uma expressão do tipo

$$L_t(\lambda) = \frac{S_R}{\lambda^4} + Af_a(\lambda) + \frac{B_n}{(AN)^6} \quad (19)$$

sendo as constantes S_R , A e B_n específicas para cada tipo de fibra.

A primeira parcela desta equação refere-se à perda causada pela dispersão de Rayleigh, o segundo termo inclui um fator devido à absorção e a terceira parcela representa a perda pelas microcurvaturas. A Figura 6 mostra um perfil de variação típico de atenuação em função do comprimento de onda conseguido em fibras multimodos. Para as recentes tecnologias de fabricação, os picos de atenuação praticamente desapareceram, de modo que entre 1,2 μ m e 1,7 μ m tem-se baixa atenuação em toda a faixa. Na figura estão destacadas as janelas de baixa atenuação com os valores disponíveis comercialmente de perda por quilômetro de transmissão.

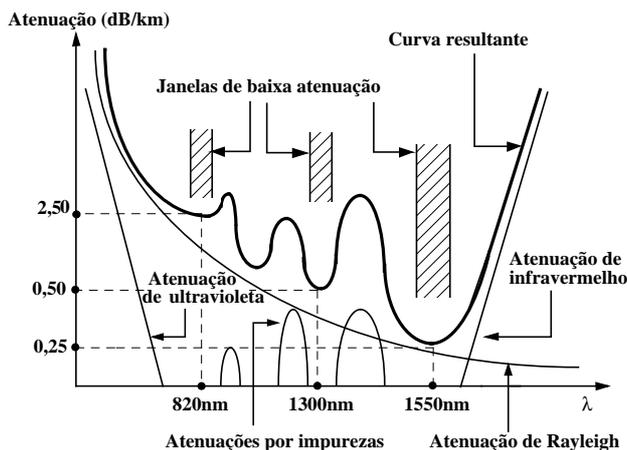


Figura 6. Atenuação espectral típica em uma fibra óptica de tipo multimodo. Estão indicadas as janelas de baixa atenuação, com os valores típicos de perda por quilômetro de propagação.

A maior parte das fibras monomodos operam no comprimento de onda de 1,3 μ m, onde apresenta baixa perda e pequena dispersão do sinal óptico guiado. A faixa de 1,55 μ m apresenta perda de potência menor ainda, mas apresenta limitações em termos de dispersão. Sua importância cresceu muito a partir do momento em que se desenvolveram os amplificadores a fibra óptica dopada com érbio. Isto motivou o aperfeiçoamento de guias ópticos com baixa dispersão também neste comprimento de onda.^{[47][48]}

X. Dispersões nas fibras ópticas

A dispersão é associada ao fato de que os modos de propagação são transmitidos através da fibra óptica com velocidades diferentes. Portanto, atingem a extremidade de chegada em intervalos de tempo diferentes. A consequência é que o sinal óptico, além da redução na amplitude, sofre um

alargamento temporal em relação ao sinal emitido no início da fibra. A luz modulada com uma seqüência de pulsos pode apresentar um erro na extremidade de chegada, com a superposição de pulsos vizinhos deformados durante a propagação. A forma de se reduzir este inconveniente seria separar mais os pulsos no domínio do tempo, implicando em uma redução na quantidade transmitida por segundo. Isto é, reduzindo-se a taxa de transmissão do sistema. Portanto, a dispersão é um sério inconveniente, que limita a capacidade do sistema, refletindo-se no número possível de mensagens a serem enviadas.

Na análise de sinais, verifica-se que um sistema não apresenta distorções na transmissão se forem satisfeitas duas condições simultaneamente: o módulo da função de transferência deve ser independente da frequência e o argumento da função de transferência deve variar linearmente com a frequência. Nos sistemas, nos equipamentos e nos meios de transmissão reais é quase impossível que estas condições sejam cumpridas em todas as frequências. Logo, uma transmissão por fibra óptica procura aproximar-se destas exigências, ao menos nos comprimentos de onda de interesse. Para tanto, é importante que se conheçam os mecanismos responsáveis pelas dispersões. Alguns destes fatos já foram antecipados porque também são causas de atenuação na fibra óptica.

Foi demonstrada a possibilidade da propagação no núcleo da fibra óptica por diversos percursos, dependendo do diâmetro em relação ao comprimento de onda da luz guiada, da abertura numérica e do perfil do índice de refração. Cada percurso determina um modo de propagação. Quanto maior a abertura numérica, melhor será o acoplamento entre a fonte de luz e o núcleo e mais modos serão transmitidos nos núcleos de grandes diâmetros. Esta dependência fica clara ao se analisar o crescimento do número V e o correspondente aumento na quantidade de modos guiados. A existência de muitos modos dá origem à dispersão modal no sinal transmitido, também conhecida como dispersão intermodal, dispersão multipercurso, dispersão multimodo ou ainda dispersão monocromática. A última designação deve-se ao fato de que a distorção do sinal guiado existirá ainda que a fonte de luz fosse absolutamente coerente, irradiando apenas um comprimento de onda. É evidente que com a existência de muitas trajetórias, como na Figura 3, cada modo alcança a extremidade da fibra em instantes diferentes. A máxima diferença de tempo entre os percursos ocorrerá entre um modo que se propaga paralelamente ao eixo da fibra e o raio que incide na fronteira entre o núcleo e a casca com um ângulo igual ao valor crítico. Na fibras com índice em degrau, seu valor será dado por

$$\Delta t = \frac{N_1 L(N_1 - N_2)}{c N_2} \quad (20)$$

onde se percebe que esta dispersão aumenta com a abertura numérica e com o comprimento do enlace (L), resultando em uma menor largura de banda para a transmissão das informações.

Para as fibras multimodos de índice de refração gradual por causa da equalização nos percursos dos raios luminosos tem-se uma redução na diferença de tempo de chegada para os vários modos. O valor total da dispersão é dado aproximadamente por

$$\Delta t \cong \frac{L N_1 \Delta}{2c} \left(\frac{g}{g+1} \right) \left(\frac{g+2}{3g+2} \right)^{1/2} \left(\frac{g-2-e}{g+2} \right)^2 \quad (21)$$

onde g é o expoente que determina o perfil de variação do índice do núcleo, N_1 é o índice de refração no centro do núcleo e Δ é a variação relativa do índice de refração. O parâmetro e é um número bem pequeno, correspondente à relação

$$e = -\frac{2n}{N_1} \frac{\lambda}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\lambda} \quad (22)$$

Na Equação (21), nota-se que se o valor de g for ajustado para $g = e + 2$ a dispersão modal tende para zero em um comprimento de onda especificado. Sendo o valor de e muito pequeno, conclui-se que nas fibras com índice gradual de perfil aproximadamente parabólico esta dispersão fica bastante reduzida em relação às fibras de índice em degrau. Tipicamente, a dispersão multimodo nessas fibras apresenta um valor da ordem de algumas dezenas de nanossegundos por quilômetro de propagação no comprimento de onda de 850nm.

O material que constitui o núcleo da fibra óptica apresenta índice de refração variável com o comprimento de onda guiado. Nos compostos de dióxido de silício, o índice de refração diminui com o aumento de λ . Desta maneira, se a fonte de luz não for absolutamente coerente e possuir uma largura espectral $\Delta\lambda$, ocorrem diferenças entre os tempos de propagação, mesmo dentro de um único modo, resultando no fenômeno conhecido como dispersão de material ou dispersão intramodal. A velocidade de grupo é o inverso da taxa de variação do fator de fase do modo (β) com a frequência angular:

$$v_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right)^{-1} \quad (23)$$

onde β representa a variação de fase por unidade de deslocamento da onda. É relacionado ao comprimento de onda e ao índice de refração do meio por

$$\beta = \frac{2\pi N}{\lambda} \quad (24)$$

Derivando-se β em relação ao comprimento de onda e considerando que a frequência angular é $\omega = 2\pi(c/\lambda)$, obtém-se

$$\frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \left[n - \lambda \frac{dN}{d\lambda} \right] = \frac{1}{v_g} \quad (25)$$

A relação entre a velocidade da luz no vácuo e a velocidade de grupo do sinal guiado representa o índice de refração de grupo:

$$N_g = \frac{c}{v_g} = N - \lambda \frac{dN}{d\lambda} \quad (26)$$

que é ligeiramente maior do que o índice de refração próprio do núcleo, uma vez que N diminui com o aumento de λ dando à derivada um sinal negativo. A comparação entre os dois índices de refração está na Figura 7. Os valores numéricos dependerão da dopagem empregada na composição do vidro utilizado no núcleo. Na faixa de comprimento de onda de

interesse para comunicações ópticas o valores dos índices de refração estarão entre 1,52 e 1,40.^{[5][17][27][49]}

Este gráfico demonstra que o índice de refração de grupo assume valor mínimo e sensivelmente constante em comprimentos de onda ao redor de 1,3 μ m. Então, os diversos comprimentos de onda em torno deste valor propagam-se aproximadamente com a mesma velocidade e a dispersão intramodal tende para um valor quase nulo. Em comprimentos de onda ao redor de 850nm uma fonte de luz com largura espectral $\Delta\lambda = 40$ nm, valor típico para os diodos emissores de luz modernos, pode dar origem a uma dispersão deste tipo da ordem de 4ns/km. Isto contribui para uma forte redução na largura de banda útil do sistema. A descoberta desta propriedade de baixa dispersão em torno da segunda janela de transmissão^[17] motivou a busca de fontes de luz de alta coerência, que garantiram a possibilidade de se aumentar a quantidade de bits transmitidos por unidade de tempo. São disponíveis lasers a semicondutores com realimentação distribuída que, neste comprimento de onda central, apresentam largura espectral inferior a 0,1nm.^{[27][28]}

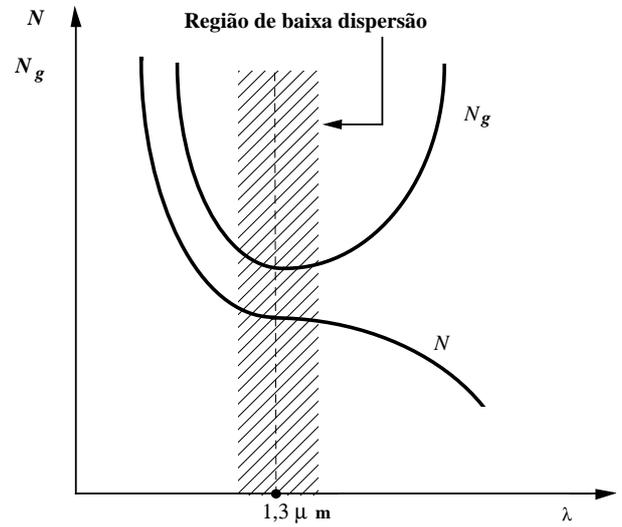


Figura 7. Variação do índice de refração do material e do índice de refração de grupo para o material do núcleo da fibra óptica. Observa-se a faixa de comprimento de onda na qual o índice de refração de grupo é mínimo e apresenta uma variação quase nula.

Conhecida a influência do comprimento de onda sobre o índice de refração, há necessidade de se verificar de que maneira a largura espectral da fonte óptica pode influir sobre a dispersão do pulso. O alargamento temporal será determinado por

$$\Delta t = \frac{d t}{d \lambda} \Delta \lambda \quad (27)$$

onde a derivação em relação ao comprimento de onda mostra como o tempo de propagação varia em relação ao comprimento de onda. O intervalo de tempo necessário para o sinal propagar em um comprimento L da fibra é calculado dividindo-se esta distância pela velocidade de grupo:

$$t = \frac{L}{v_g} = \frac{L}{c} \left[N - \lambda \frac{dN}{d\lambda} \right] \quad (28)$$

Derivando-se em relação ao comprimento de onda encontra-se o valor para o cálculo do alargamento do pulso, causado pela variação do comprimento de onda da luz entregue à fibra óptica. Sem dificuldades, o resultado procurado é

$$\Delta t = - \left[\frac{L}{c} \lambda \frac{d^2 N}{d\lambda^2} \Delta\lambda \right] \quad (29)$$

que se aproxima da situação ideal quanto menor for a segunda derivada indicada. O parâmetro que caracteriza a maior ou menor dispersão de material é definido como

$$\sigma_m = \frac{\Delta t}{L(\Delta\lambda)} = - \frac{1}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (30)$$

medido em nanosegundos por quilômetro por unidade de largura espectral da fonte de luz (ns/nm.km).

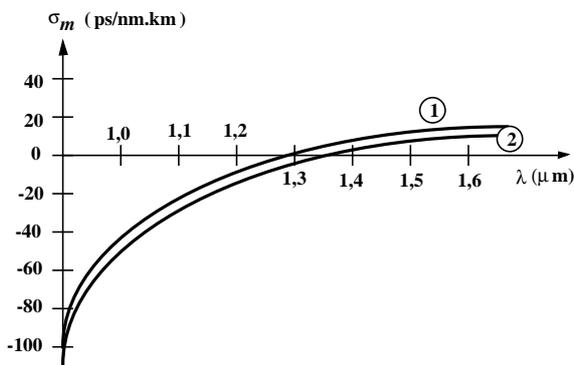


Figura 8. Variação do parâmetro que determina a dispersão de material em um núcleo de fibra óptica. A curva 1 refere-se à situação para a sílica pura e a curva 2 indica a possibilidade de deslocamento do ponto de dispersão nula conforme a dopagem e o perfil de variação do índice de refração.

Na Figura 8 tem-se a variação típica deste parâmetro, conforme o comprimento de onda na fibra óptica. Para a sílica pura o parâmetro anula-se no comprimento de onda de 1,27 μm .^[17] Conforme a dopagem no núcleo e o perfil de variação do índice é possível deslocar-se o ponto de dispersão nula para um novo comprimento de onda, mantendo-se quase o mesmo formato da curva original.

Existe outra consideração relativa à dispersão na fibra óptica. O fator de fase em uma estrutura limitada transversalmente (β) depende do comprimento de onda do sinal.^{[21][27][28]} Ainda que o índice de refração não se altere com o comprimento de onda, o fator β sofreria modificações quando a fibra fosse excitada por uma fonte de luz real, alterando-se a forma do sinal na saída em relação ao aplicado na entrada da fibra. Esta dispersão poderá existir mesmo em uma fibra do tipo monomodo. Nas fibras multimodos o fenômeno ocorrerá em cada um dos modos transmitidos. Por este motivo, ocasionalmente é conhecida também como dispersão intramodal.

Resultados experimentais obtidos por Payne e Hartog^[50] indicam que nas fibras monomodos a dispersão de material e a dispersão de guia de onda têm sinais contrários em comprimentos de onda acima de 1,2 μm . Então, é possível que os dois efeitos se cancelem, conduzindo uma situação de dispersão nula, como se ilustra na figura anterior. Inúmeras

pesquisas foram levadas a termo procurando coincidir os comprimentos de onda de mínima dispersão e de mínima atenuação.

Inicialmente, demonstrou-se que existe um raio ótimo para o núcleo com o qual se obtém a menor dispersão de guia de onda. Valores superiores apresentam maior dispersão de material do que dispersão de guia de onda. As fibras com raio de núcleo menor do que o valor crítico apresentam um rápido crescimento na dispersão de guia de onda. Esta característica foi bastante explorada com o objetivo de controlar-se o comprimento de onda para dispersão nula.^[51] O segundo fator investigado para o controle da curva de dispersão foi a dopagem da sílica com o dióxido de germânio (GeO_2). Modificando-se esta concentração de impurezas entre 0 e 15% o ponto de dispersão nula deslocava-se entre 1,07 μm e 1,40 μm . Ao mesmo tempo, pesquisaram-se as influências da diferença de índices entre a casca e o núcleo. Concluiu-se que a dispersão de material decresce com o aumento da diferença entre os dois valores. O comprimento de onda para dispersão nula desloca-se para valores maiores.^[52]

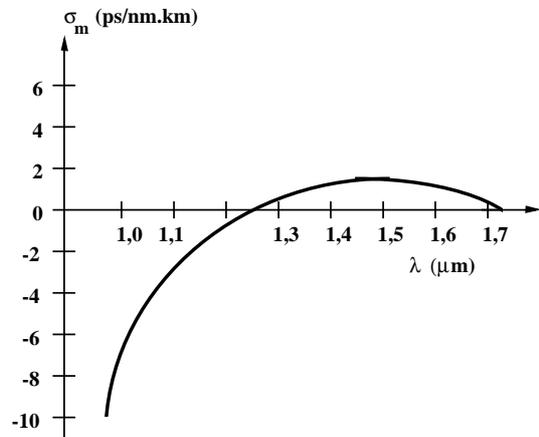


Figura 9. Fibra com dispersão aproximadamente plana em uma faixa de comprimentos de onda entre 1,25 μm e 1,70 μm .

A outra técnica experimentada para controlar o ponto de dispersão desprezível foi o desenvolvimento de fibras com índice em W, como descrito na Figura 5. A inclusão de um terceiro tipo de material entre o núcleo e a casca aumentou o número de parâmetros que puderam ser alterados, como a relação entre os índices de refração do núcleo e da casca com o da camada intermediária, a relação entre os raios das diversas camadas, etc.. Isto permitiu o desenvolvimento de fibra que apresentava uma dispersão quase nula ajustável em uma faixa de comprimentos de onda entre 1,2 μm e 1,7 μm . O aperfeiçoamento do processo permitiu a fabricação de uma fibra com resposta plana nesta faixa, como se mostra na Figura 9. Com as concentrações de impurezas muito reduzidas, a combinação com a característica de dispersão plana garante o emprego de fibras em uma faixa contínua entre 1,25 μm e 1,7 μm , não havendo mais a necessidade do conceito de janela para transmissão.

XI. Conclusão

Neste artigo, descreveram-se os principais fenômenos associados à transmissão da luz em fibras ópticas,

descrevendo-se as causas e os efeitos da atenuação e da dispersão. Como o objetivo era um tratamento qualitativo, utilizaram-se, primordialmente, os conceitos da óptica geométrica. Isto permite uma descrição bastante favorável quando o diâmetro do núcleo for bem maior do que o comprimento de onda da luz guiada e quando não se exigirem a determinação da potência transmitida, das amplitudes dos campos, da distribuição de energia no núcleo e na casca e a descrição quantitativa dos efeitos não lineares na fibra óptica.

REFERÊNCIAS

- HAAS, W. - Technological evolution in transmission systems. *Electrical Communication*, **52** (4) : 283-288, Dec., 1977.
- SATTÁROV, D.K. - *Fibróptica*. Trad. de Jaime Castro Blanco. Moscu, Mir, 1977.
- KEIL, H. and PASCHER, H. - Communications enter a new era with fiber optics. *Telcom Report*, **6** (5): 4-7, Oct., 1983.
- LACY, Edward A. - *Fiber optics*. Englewood Cliffs, Prentice-Hall, 1982.
- HOSS, Robert J. - *Fiber optic communications design handbook*. Englewood Cliffs, Prentice-Hall, 1990.
- YARIV, Amnon - *Quantum electronics*. 2nd. Ed., New York, John Wiley, 1975.
- VAN HEEL, A.C.S. - A new method of transporting optical images without aberrations. *Nature*, **173**: 39, Jan., 1954.
- HOPKINS, H.H and KAPANY, N.S - A flexible fibrescope, using static scanning. *Nature*, **173** : 39-41, Jan., 1954.
- GIALLORENZI, T.G. - Optical communication research and technology : fiber optics. *Proc. IEEE*, **66** (7):744-780, Jul., 1978.
- KAO, K.C. and HOCKHAM, G.A. - Dielectric-fibre surface waveguide for optical frequencies. *Proc. IEE (London)*, **113** (7):1151-1158, Jul., 1966.
- GAMBLING, W.A. et alii - Optical fibres based on phosphosilicate glass. *Proc. IEE (London)*, **123** (6):570-576, Jun., 1976.
- GLOGE, Detlef - Optical fibers for communications. *Appl. Optics*, **13**:249-254, 1974.
- KATO, D. - Fused-silica core glass fibre as a low-loss optical waveguide. *Appl. Phys. Letters*, **22** :3-4, 1973.
- PAYNE, D.N. and GAMBLING, W.A. - New silica-based low-loss optical fibre. *Electron Lett.*, **10** (15):289-290, 1974.
- BLACK, P.W. et alii - Measurements on waveguides properties of GeO₂-SiO₂ cored optical fibres. *Electron Lett.*, **10** (15):239-240, 1974.
- KOBAYASHI, S. et alii - Low-loss optical glass fibre with Al₂O₃-SiO₂ core. *Electron Lett.*, **10** (20):410-411, 1974.
- PAYNE, D.A. and GAMBLING, W.A. - Zero material dispersion in optical fibres. *Electron Lett.* , **11**(4): 176-178, Apr., 1975.
- ARES, R.A. y RESTA, J.L.T. - De la fibra óptica al sistema. Parte 4 : Fabricacion de fibras ópticas. *Rev. Telegráfica Electrónica*. (7) : 651-655, Jul., 1983.
- RESTA, J.L.T., SUÁREZ, C. y ARES R.A. - De la fibra óptica al sistema. Parte 5: Cables de fibras ópticas. *Rev. Telegráfica Electrónica* , (8):779-785, Jul., 1983.
- JAEGER, R.E. et alii - *Fiber drawing and control*. In : MILLER, S.E. and CHYNOWETH, A.C., Eds.- *Optical fiber telecommunications*. New York, Academic Press, 1979.
- RAMO, S., WHINNERY, J.R. and VAN DUZER, T. - *Fields and waves in communications electronics*. 3rd. Ed. New York, John Wiley, 1994.
- MIDWINTER, J. E. - *Optical fiber for transmission*. New York, John Wiley, 1979.
- MILLER, S. E. and CHYNOWETH, A. G. - *Optical fiber telecommunications*. Academic Press, New York, 1979.
- OKOSHI, T. - *Optical fibers*. Orlando, Academic Press, 1982.
- GOWAR, J. - *Optical communications systems*. Englewood Cliffs, Prentice-Hall, 1984.
- RAMSAY, M.M., HOCKHAM, G.A. and KAO, K.C. - Propagacion em guiaondas de fibra óptica. *Comunicaciones Eléctricas*, **50** (3): 176-185, Set., 1975.
- KEISER, G. - *Optical fiber communications*. New York, McGraw-Hill, 1983.
- SENIOR, John - *Optical fiber communications: principles and practice*. London, Prentice-Hall, 1985.
- ELECTRONIC INDUSTRIES ASSOCIATION. *Generic specifications for optical waveguide fibers*. Nr. EIA-4920000-A, 1978.
- YEH, Chai - *Handbook of fiber optics*. San Diego, Academic Press, 1990.
- LI, T. - Structure, parameters, and transmission properties of optical fibers. *Proc. IEEE*, **68** (12): 1175-1180, Dec., 1980.
- SANDBANK, C.P. - Comunicaciones por fibra óptica. *Comunicaciones Electricas*, **50** (1): 21-29, Mar., 1975.
- GIALLORENZI, T.G. - Optical communication research and technology : fiber optics. *Proc. IEEE*, **66** (7) : 744-780, Jul., 1978.
- BLACK, P. W. - Fabrication of optical fiber waveguides. *Electrical Communications*, **51** (1): 4-11, Mar., 1976.
- MYIA, V. et alii - Ultimate low-loss single-mode fibre at 1,55 µm. *Electron Lett.*, **15** (4): 106-108, Feb., 15, 1979.
- SCHULTZ, P. C. - Preparation of very low loss optical waveguides. *J. Am. Ceram. Society*, **52** (4): 383-385, 1973.
- OSANAI, H. et alii - Effect of dopants on transmission loss of low OH-content optical fibres. *Electron Lett.*, **12** (21): 549-550, 1976.
- MAURER, R. D. - Glass fibers for optical communications. *Proc. IEEE*, **61** (4): 452-462, Apr., 1973.
- MILLER, S. E. et alii - Research toward optical-fiber transmission systems. Part I: The transmission medium. Part II: Devices and systems considerations. *Proc. IEEE*, **61** (12): 1703-1751, Dec., 1973.
- SUNAK, H.R.D. - *Características de propagação em fibras ópticas*. In: RIPPER FILHO, J. E. e RIBEIRO, C. A. Eds. - *Comunicações ópticas*. Campinas, Centro de Pesquisas e Desenvolvimento da Telebrás, 1981.
- MARCATILLI, E. A. J. and MILLER, S. E. - Improved relations describing directional control in electromagnetic wave guidance. *Bell System Tech. J.*, **48** (7): 2161-2188, Sep., 1969.
- GENTILE, J. - Characterizing optical fibers with OTDR. *Electro-Opt. System Design*, Apr., 1981.
- NEUMANN, E. G. - Optical time domain reflectometer comment. *Appl. Optics*, **17**:1675, 1978.
- GARDNER, W. B. - Microbending loss in optical fibers. *Bell System Technical J.*, **54**(2): 457-465, Feb., 1975.
- GLOGE, Detlef. - Propagation effects in optical fibers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **23** (1): 106-120, Jan., 1975.
- GLOGE, Detlef - Optical-fiber packaging and its influence on fiber straightness and loss. *Bell System Technical J.*, **54** (2): 245-262, 1975.
- JEUNHOMME, L. B. - *Single-mode fiber optics: Principles and applications*. New York, Marcel Dekker, 1982.
- GECKELER, S. - Physical principles of optical waveguides. *Telcom Report*, **6** (5): 9-14, Oct., 1983.
- CHERIN, A. H. - *An introduction to optical fibers*. New York, McGraw-Hill, 1983.
- PAYNE, D. N. and HARTOG, A. H. - Determination of the wavelength of zero material dispersion in optical fibers by pulse delay measurement. *Electron Lett.*, **13** :627-629, 1977.
- MARCUSE, D. - Interdependence of waveguide and material dispersion. *Appl. Optics*, **18**: 2930-2932, 1979.
- ADAMS, M. J. et alii - Wavelength-dispersion properties of glasses for optical fibers: The germanium enigma. *Electron Lett.* **14**: 703-705, 1978.

José Antônio Justino Ribeiro nasceu em Mimoso do Sul, Estado do Espírito Santo em 1946. Graduiu-se como Engenheiro Eletricista e de Telecomunicações no Instituto Nacional de Telecomunicações de Santa Rita do Sapucaí (Inatel). Obteve os graus de Mestre em Engenharia Eletrônica e Doutor em Ciência pelo Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA) de São José dos Campos - SP. Iniciou suas atividades profissionais como professor de ensino técnico de eletrônica em 1965, na Escola Técnica de Eletrônica Francisco Moreira da Costa de Santa Rita do Sapucaí. Ingressou no magistério superior no Inatel como monitor de disciplinas da área de Eletrônica, tendo sido contratado como Professor Auxiliar em 1970. Entre 1972 e 1978 foi promovido até a função de Professor Titular, com aprovação do Conselho Federal de Educação. Em 1973 ingressou na Escola Federal de Engenharia de Itajubá (EFEI) como Auxiliar de Ensino, tendo sido promovido por concurso público a Professor Assistente em 1980. Exerceu os níveis de Professor Adjunto entre 1985 e 1990 quando, novamente por concurso público, chegou a Professor Titular. Atualmente, continua em suas atividades nas mesmas instituições. Possui diversas publicações de caráter técnico e científico, como autor ou co-autor. Por mais de vinte e cinco anos tem se dedicado às disciplinas relacionadas à teoria eletromagnética, com interesse nas áreas de antenas propagação de ondas eletromagnéticas, microondas e comunicações, ópticas. É membro fundador da Sociedade Brasileira de Microondas e Optoeletrônica, membro da Sociedade Brasileira de Automática, da Sociedade Brasileira de Física, da Associação Brasileira de Ensino de Engenharia, da Sociedade Brasileira de Telecomunicações e do Institute of Electrical and Electronic Engineers (IEEE).

Efeitos da Instabilidade de Modulação em Sistemas de Comunicações Ópticamente Amplificados: Fundamentos e Projeto de Sistemas

Renato T. R. de Almeida, Marcio Freitas, Moisés R. N. Ribeiro e Luiz de C. Calmon

Laboratório de Telecomunicações, Depto. de Engenharia Elétrica, Universidade Federal do Espírito Santo, Brasil
e-mail: renato.almeida@ele.ufes.br

Resumo. O advento dos amplificadores ópticos possibilitou sistemas de telecomunicações a fibra óptica com enlaces sem repetidores da ordem de milhares de quilômetros. Um limitante para se atingir tais distâncias é a interação entre o ruído de emissão espontânea, gerado pelos amplificadores ópticos, e o sinal, que caracteriza os fenômenos de instabilidade de modulação e de banda lateral. O presente trabalho descreve o modelamento de tais fenômenos e, através de simulações numéricas, procura verificar a influência da instabilidade de modulação na determinação de parâmetros como níveis de potência, características de dispersão da fibra e métodos de compensação de dispersão, permitindo uma análise com aplicação no projeto de sistemas ópticos multiamplicados.

Palavras-chave. instabilidade de modulação, instabilidade de banda lateral, ruído de emissão espontânea, amplificadores ópticos, sistemas ópticos multiamplicados.

I. Introdução

O desenvolvimento da tecnologia de amplificação óptica possibilitou a implementação de enlaces sem regeneradores da ordem de milhares de quilômetros. No entanto, a utilização de amplificadores ópticos acarreta a inserção periódica e cumulativa de ruído de emissão espontânea (ruído ASE) [1]. Para se garantir uma boa relação sinal ruído no receptor em tais sistemas, aumenta-se a potência do sinal, mas na medida em que níveis maiores de potência são utilizados, a fibra passa apresentar comportamento não linear [2].

Uma das consequências da operação em regime não linear de fibras ópticas é a interação do ruído ASE com o sinal, degradando a performance do sistema [3]. Tal interação pode ser causada pela ação conjunta da dispersão de velocidade de grupo e da auto-modulação de fase, quando é denominada instabilidade de modulação, e pela compensação concentrada e periódica de perdas, caso em que é denominada instabilidade de banda lateral [1][3][4].

Neste trabalho são estudados o comportamento do fenômeno da instabilidade de modulação com o objetivo de verificar a influência de parâmetros como níveis de potência, características de dispersão da fibra e métodos de compensação de dispersão, permitindo uma análise de aplicação direta no projeto de sistemas.

O método utilizado é constituído por uma abordagem analítica aproximada para a compreensão da origem do fenômeno, descritas nas seções II, III e V, e por simulações numéricas rigorosas (sem as simplificações do modelo analítico) baseadas na resolução da Equação Não Linear de Schrödinger pelo método Split Step de Fourier [3]. Na seção IV fala-se sobre a modelagem de amplificadores ópticos a

fibra dopada com érbio (EDFA) [2]. A seção VI trata de métodos de compensação de dispersão, analisados aqui como uma forma de minimizar a degradação devido à instabilidade de modulação. Na seção VII estão os resultados obtidos e sua análise e a seção VIII consiste nas conclusões.

II. Modelagem de Sistemas Ópticos Não Lineares

A equação (1) governa a propagação de pulsos com envelope de amplitude de campo elétrico $A = A(z, T)$ no interior de fibras ópticas.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2} A = j\gamma |A|^2 A. \quad (1)$$

Os termos β_2 , β_3 , α e γ desta equação referem-se, respectivamente, aos efeitos de dispersão de primeira e segunda ordem, de atenuação, e ao efeito não linear de auto-modulação de fase nos pulsos que se propagam na fibra [3]. O tempo é representado pela variável normalizada $T = t - \beta z$, onde β é a constante de propagação, t é o tempo e z é a distância ao longo da fibra.

A equação (1) pode ser simplificada desconsiderando-se as perdas (α) e a dispersão de alta ordem (β_3), resultando em

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A. \quad (2)$$

A equação (2) é semelhante à Equação Não Linear de Schrödinger (ENLS). A solução estacionária de (2) para um sinal de potência óptica constante P_0 , correspondendo a um laser ideal funcionando sem modulação (estado CW), é dada por [3]:

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \exp(i\gamma P_0 z). \quad (3)$$

III. Instabilidade de Modulação

Pode-se observar em (3) que o sinal CW se propaga ao longo da fibra sem modificação de amplitude, sendo a única alteração causada pelo comportamento não linear da fibra a distorção de fase dependente de P_0 , dada pelo termo $\exp(i\gamma P_0 z)$.

Para se avaliar a estabilidade da solução estacionária, insere-se uma pequena perturbação a , mostrada na equação (4).

$$A(z, T) = (\sqrt{P_0} + a) \exp(i\gamma P_0 z) \quad (4)$$

Substituindo (4) em (2) e linearizando em a , obtêm-se

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \mathcal{P}_0 (a + a^*). \quad (5)$$

onde a^* é o conjugado de a .

A solução geral para (5) tem a forma

$$a(z, T) = a_1 \cos(Kz - \Omega T) + ia_2 \sin(Kz - \Omega T), \quad (6)$$

onde K e Ω são o número de onda e a frequência da perturbação $a(z, T)$. Substituindo-se (6) em (5), obtêm-se um sistema de duas equações homogêneas para a_1 e a_2 . Esse sistema tem uma solução não trivial desde que se satisfaça a relação abaixo [3]:

$$K = \pm \frac{|\beta_2|}{2} \Omega \sqrt{\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2}, \quad (7)$$

onde

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma\mathcal{P}_0}{|\beta_2|}. \quad (8)$$

A equação (7) representa a relação de dispersão entre o número de onda e a frequência da perturbação e depende criticamente do regime de dispersão ($\beta_2 < 0$ – regime anômalo, $\beta_2 > 0$ – regime normal). No regime normal de dispersão, K é real para todos os valores de Ω e o estado estacionário é estável. No entanto, se o regime de dispersão for anômalo, K se torna imaginário e a perturbação tende a crescer exponencialmente com z , caso se tenha $|\Omega| < \Omega_c$, que poderia ser chamada de frequência crítica.

O ganho introduzido na perturbação em função de sua frequência Ω é dado por

$$g(\Omega) = 2 \text{Im}(K) = |\beta_2| \Omega \sqrt{\Omega_c^2 - \Omega^2}, \quad (9)$$

que assume o valor máximo g_{\max} , para uma frequência de perturbação $\Omega_{g\max}$ [3]:

$$g_{\max} = 2\gamma\mathcal{P}_0, \quad (10)$$

$$\Omega_{g\max} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma\mathcal{P}_0}{|\beta_2|}}. \quad (11)$$

O espectro do ganho associado ao efeito de instabilidade de modulação está ilustrado na Fig. 1. Devemos observar que o ganho associado à perturbação tem seu espectro localizado em torno da frequência óptica do sinal CW (ω_0).

A instabilidade de modulação também pode ser interpretada como um processo de mistura de quatro ondas (*four-wave-mixing* – FWM) entre o sinal e o ruído com a condição de casamento de fase induzida pela auto-modulação de fase. Este casamento de fase tem seu máximo em $\omega_0 \pm \Omega_{g\max}$, onde o ganho paramétrico da instabilidade de modulação também é máximo [3][5]. No domínio do tempo o feixe CW tende a se converter em um trem de pulsos cujo período é $T_m = 2\pi/\Omega_{g\max}$ [3].

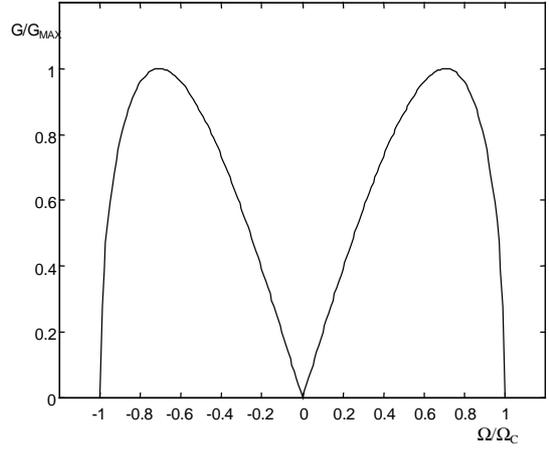


Figura 1. Espectro do ganho normalizado associado ao efeito de instabilidade de modulação de um feixe óptico CW de frequência ω_0 perturbado por um sinal de pequena intensidade de frequência $\omega_0 \pm \Omega$ numa fibra DS ($D = -4$ ps/nm² e $\gamma = 1.7$ W/km, sendo $\beta_2 = -\lambda^2 D / (2\pi c)$, onde $\lambda = 1550$ nm – comprimento de onda e $c = 3 \cdot 10^8$ m/s – velocidade da luz no vácuo).

IV. Amplificação Óptica com Ruído

Consideremos um sistema óptico, em que a atenuação causada pela fibra é periodicamente compensada por amplificadores ópticos de ganho $G = \exp(\alpha Z_A)$ onde Z_A é o espaçamento entre amplificadores consecutivos (Fig. 2).

Cada amplificador insere ruído de emissão espontânea no sinal propagante. Dada uma banda óptica B_0 , este ruído tem potência média P_{ASE}

$$P_{ASE} = hf_0 (G - 1) \eta B_0, \quad (12)$$

onde hf_0 é a energia do fóton e η é o fator de emissão espontânea do amplificador[2].

O ruído de emissão espontânea também altera a fase do sinal, e a fase do ruído adicionada tem variância ϕ_{ASE} [2].

$$\phi_{ASE} = \frac{hf_0 (G - 1) \eta B_0}{2GP_{in}}, \quad (13)$$

onde P_{in} é a potência de entrada do sinal no amplificador.

A acumulação de ruído ao longo da cadeia de amplificadores pode tornar o efeito da instabilidade de modulação bastante significativo. Veja na Fig. 3 o efeito da instabilidade de modulação sobre um sinal CW com $P_0 = 5$ mw num enlace com 25 amplificadores espaçados de $Z_A = 50$ km, utilizando-se fibra DS ($D = \pm 4$ ps/nm², $\gamma = 2.6$ W/km, e $\lambda = 1550$ nm).

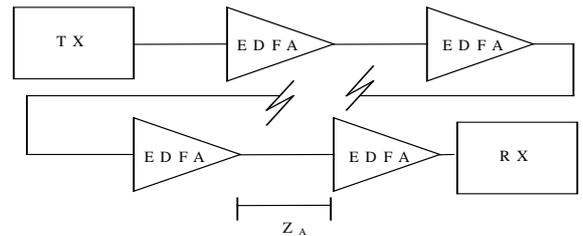


Figura 2. Modelo de um sistema opticamente amplificado sem compensação de dispersão.

O resultado mostrado na Fig. 3 se assemelha bastante aos apresentados por outros autores [1]. Na Fig. 3b observa-se o surgimento de picos significativos de potência em torno da frequência do sinal CW, proporcionais à potência utilizada, indicando o efeito do processo de FWM entre as componentes espectrais originárias do ruído e o sinal CW.

Em regime normal de dispersão (Fig. 3a), o efeito de auto-modulação de fase não proporciona um alargamento espectral tão significativo quanto no regime anômalo, mas observa-se mesmo assim o surgimento de produtos em torno da frequência do sinal CW, decorrentes do processo de instabilidade de banda lateral, descrito na próxima seção.

V. Instabilidade de Banda Lateral

A compensação da atenuação num enlace através de uma sequência periódica de amplificadores ópticos modula periodicamente o efeito de auto-modulação de fase, dado que este depende diretamente do nível de potência óptica do sinal (Fig. 4). Essa modulação pode gerar um casamento de fase entre as componentes espectrais do ruído e do sinal, que causa a amplificação paramétrica do ruído [1][6]-[9].

Tal fenômeno é denominado instabilidade de banda lateral, que se apresenta tanto em regime anômalo de dispersão quanto em regime normal. Sua intensidade é bem menor que a da instabilidade de modulação na situação proposta pela presente investigação, como se pode observar pela Fig. 3a.

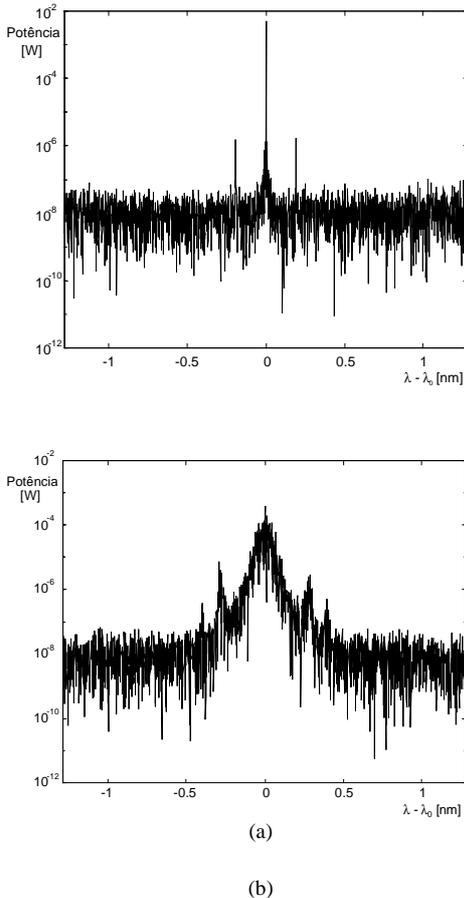


Figura 3. Espectro do sinal no receptor obtido com simulações numéricas para regime normal de dispersão, com $D = -4$ ps/(nm.km) (a) e em regime anômalo de dispersão, com $D = 4$ ps/(nm.km) (b) para transmissão de feixe CW com potência de 5 mw num enlace de 2500 km com 50 amplificadores espaçados de $Z_A = 50$ km.

Pode-se analisar a potência do sinal como se fosse uma função periódica $P(z)$ no domínio espacial z , com período Z_A . A função $P(z)$ assume um aspecto de queda exponencial em seu período, já que a atenuação é da forma $\exp(-\alpha z)$. Pode-se expandir a função $P(z)$ em uma série de Fourier da seguinte forma[1]:

$$P(z) = P_0 \left\{ C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [A_n \cos(k_n z) + B_n \sin(k_n z)] \right\}, \quad (14)$$

onde

$$k_n = 2\pi n / Z_A, \quad C_0 = \bar{P} / P_0 = [1 - \exp(-\alpha Z_A)] / (\alpha Z_A)$$

$$C_n = C_0 / [1 - i(k_n / \alpha)], \quad A_n = 2 \operatorname{Re}[C_n], \quad B_n = -2 \operatorname{Im}[C_n] \text{ e}$$

$$\bar{P} = \frac{1}{Z_A} \int_0^{Z_A} P(z) dz = P_0 [1 - \exp(-\alpha Z_A)] / (\alpha Z_A).$$

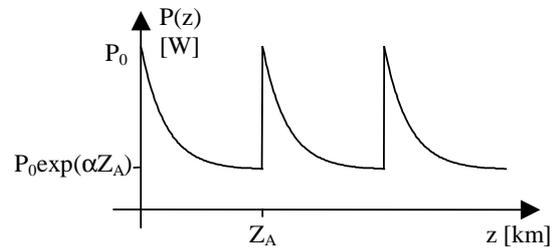


Figura 4. Modulação da potência do sinal através de um enlace com multiplificação óptica periódica. \bar{P} é a potência óptica média ao longo do enlace.

Aplicando um método de perturbação na proximidade da ressonância paramétrica causada pela modulação dada por $P(z)$, obtém-se o ganho paramétrico de potência causada pela instabilidade de banda lateral [1]:

$$g(\Omega) = \left\{ (2\gamma |C_n| P_0)^2 - (\beta_2 \Omega^2 + 2\gamma \bar{P} - k_n)^2 \right\}^{1/2}. \quad (15)$$

onde $|C_n| = C_0 / [1 + (k_n / \alpha)^2]^{1/2}$. O ganho máximo é obtido na exata ressonância, onde $(\beta_2 \Omega^2 + 2\gamma \bar{P} - k_n) = 0$, que ocorre em

$$\Omega_{g \max} = \pm \sqrt{\frac{k_n - \operatorname{sgn}(\beta_2) 2\gamma \bar{P}_0}{|\beta_2|}}. \quad (16)$$

O termo $\operatorname{sgn}(\beta_2)$ é o sinal de β_2 , que define o regime de dispersão. Para $n=0$, ou seja, quando não há variação periódica de potência, $g(\Omega)$ assume a forma determinada para a instabilidade de modulação, que ocorre somente em regime anômalo de dispersão.

VI. Métodos de Compensação da Dispersão

Os métodos de compensação de dispersão estudados nesse trabalho podem ser classificados em dois tipos básicos: com elementos concentrados localizados ao longo do enlace e via propagação de sinal em regimes de dispersão alternados, utilizando enlaces de fibras com parâmetros de dispersão de sinais contrários.

Considera-se, por questões de praticidade, que a compensação de dispersão com elementos concentrados seja realizada nos pontos onde existe também amplificação óptica. Define-se então N_D (17) como sendo o número de dispositivos de compensação de dispersão localizados ao longo do enlace.

$$N_D = Z_D / Z_A \quad (17)$$

onde Z_D é a distância entre dois dispositivos de compensação de dispersão consecutivos.

A compensação de dispersão distribuída, feita alternando-se o regime de propagação do sinal, ora anômalo, com parâmetro de dispersão $D_A > 0$, ora normal, com parâmetro de dispersão $D_N < 0$, será analisada para $D_A = -D_N$, de forma que $\bar{D} = 0$, onde

$$\bar{D} = \frac{1}{L} \int_0^L D(z) dz \quad (18)$$

sendo L o comprimento total do enlace.

VII. Resultados

Buscando quantificar os efeitos da interação não linear entre o ruído e o sinal, provido pelo fenômeno de auto-modulação de fase através dos processos de instabilidade de modulação, compara-se aqui os resultados obtidos para propagação em regime não linear com ruído e sem ruído. Essa interação provoca a degradação do sinal, medida através da análise de diagramas de olho, de onde se obtém as penalidades induzidas para cada caso proposto.

A performance dos sistemas aqui apresentados serão avaliados numa taxa de bits de 2.5 Gb/s, num enlace com $L = 1000$ km e $Z_A = 50$ km. Os parâmetros de dispersão aqui utilizados têm valores de $|D| = 5$ a 1 ps/(nm.km), comuns em fibras DS disponíveis no mercado.

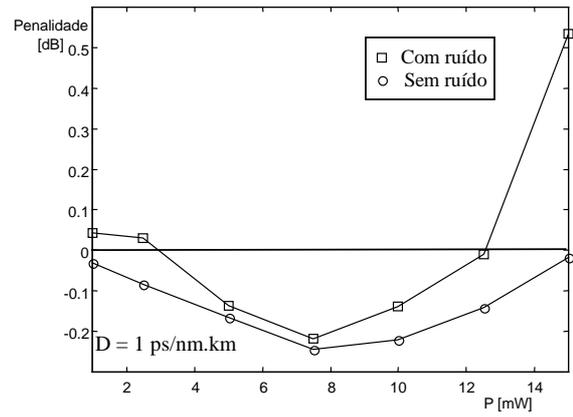
Podemos dividir os resultados em quatro seções:

- Sistemas sem compensação de dispersão.
- Sistemas com compensação de dispersão periódica feita com elementos concentrados
- Sistemas com compensação de dispersão distribuída.

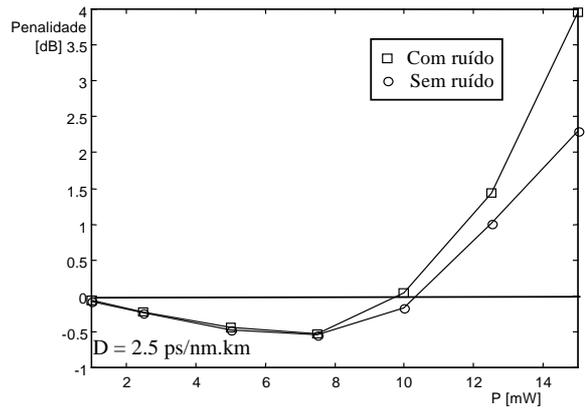
A. Sistemas sem compensação de dispersão

É onde se observa a maior degradação no sinal em regime não linear. Os resultados a seguir mostram a penalidade induzida em regime não linear com ruído e sem ruído com a variação de P_0 , para dispersão anômala com $D = 1$ ps/(nm.km) (Fig. 5a) e $D = 2.5$ ps/(nm.km) (Fig. 5b).

Pela Fig. 5 pode se constatar que, apesar do aumento da degradação para altos valores de potência, existe uma faixa onde se consegue penalidades negativas, representando uma abertura do diagrama de olho com relação aos limites iniciais. Isso é causado pela compressão dos bits promovido pela auto-modulação de fase no regime de dispersão anômala [10]. Com o aumento da potência observa-se claramente a degradação devido à instabilidade de modulação, através da diferença entre as penalidades obtidas para os casos com e sem ruído.



(a)



(b)

Figura 5. Evolução da degradação do sinal em regime anômalo de dispersão com a variação da potência em regime não linear com ruído (quadrados) e sem ruído (círculos), com $D = 1$ ps/(nm.km) (a) e 2.5 ps/(nm.km) (b).

Percebe-se que o uso de fibras com baixa dispersão cromática acarreta uma menor degradação em ambos os casos. No entanto, convém citar que tal escolha pode agravar bastante os efeitos de mistura de quatro ondas em sistemas WDM. Para valores mais altos de D , a diferença entre a degradação obtida para os casos com e sem ruído tende a diminuir, pois mesmo que o valor do ganho de instabilidade de modulação aumente (9), ele passa a agir sobre uma banda menor em torno da frequência do sinal CW (8).

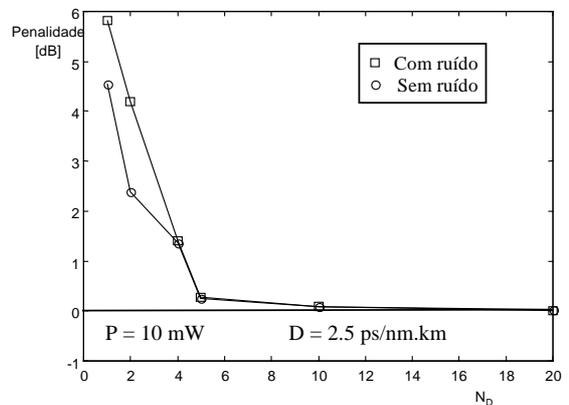


Figura 6. Influência do número de elementos de compensação de dispersão N_D , localizados periodicamente ao longo do enlace, na degradação do sinal.

B. Sistemas com compensação de dispersão através de elementos concentrados

Fixando-se a potência em $P_0 = 10$ mw e a dispersão em $D = 2.5$ ps/(nm.km), observa-se na Fig. 6 a influência do número de elementos de compensação de dispersão N_D localizados ao longo do enlace na degradação do sinal.

O caso com menor penalidade resultante corresponde a elementos de compensação de dispersão o mais distribuídos possível ao longo do enlace, neste caso, localizados a cada ponto de amplificação ($N_D = 20$). No entanto, a partir de um determinado valor de compensadores de dispersão, neste caso cinco elementos, consegue-se uma redução substancial da penalidade induzida. Este ponto é importante pois representa uma escolha de projeto de relativo baixo custo de instalação, caso se decida pela correção da instabilidade de modulação através da compensação da dispersão com elementos concentrados.

C. Sistemas com compensação de dispersão distribuída

Foram feitas simulações para sistemas com compensação distribuída com procurando analisar a influência da variação de P_0 e ΔD , dado por

$$\Delta D = D_A - D_N \quad (19)$$

Procura-se investigar aqui a influência de ΔD em sistemas com compensação distribuída total. Para tanto, a potência foi primeiramente fixada em $P_0 = 10$ mw, obtendo-se os resultados descritos pela Fig. 7.

Vemos pela Fig. 7 que a penalidade tende a crescer quanto maior são os valores de dispersão utilizados, o que está de acordo com a conclusão obtida para o caso de sistemas sem compensação de dispersão (Fig. 5). A observação referente à utilização de baixos valores de dispersão em sistemas WDM feita nos comentários do item A também se aplica a este caso.

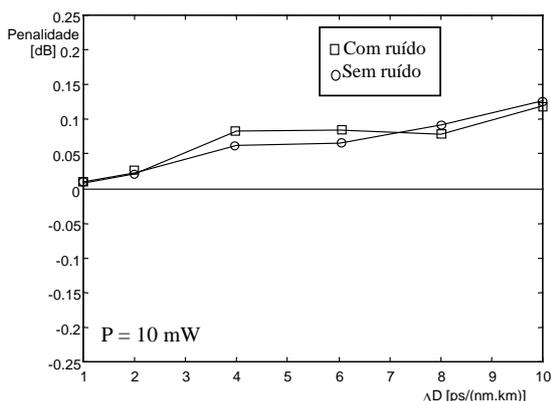


Figura 7. Penalidades obtidas variando-se ΔD para $\bar{D} = 0$ e $P_0 = 10$ mw para sistemas com compensação distribuída total.

Buscando avaliar o efeito do nível de potência em sistemas com compensação distribuída total, fixou-se $\Delta D = 8$ ($D = \pm 4$ ps/(nm.km)), obtendo os resultados descritos pela Fig. 8, onde se vê o efeito do uso de baixas potências em sistemas multiamplificados, que acarreta um aumento na penalidade induzida pelo ruído. Para altas potências,

igualmente, a degradação tende a crescer, mas os casos com e sem ruído têm degradações praticamente iguais nessa faixa, indicando a correção do efeito instabilidade de modulação.

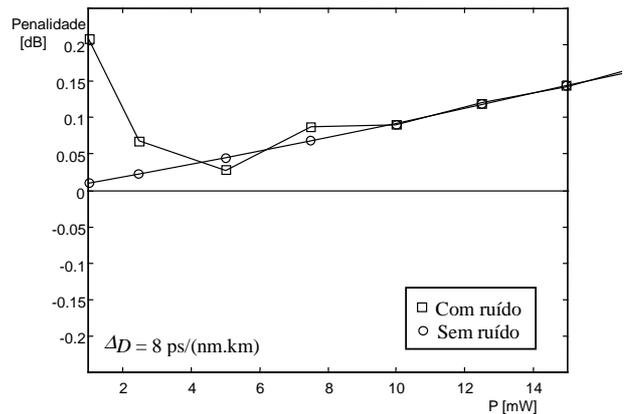


Figura 8. Penalidades obtidas variando-se ΔD para $\bar{D} = 0$ e $P_0 = 10$ mw para sistemas com compensação distribuída total para.

Isso indica que o uso de compensação distribuída praticamente elimina o efeito de instabilidade de modulação, como já sugerido no item B. Além disso, a penalidade se mantém em valores não superiores a 0.15 dB para potências de 5 a 15 mw.

VIII. Conclusão

Alternativas de projeto de sistemas multiamplificados envolvendo diferentes níveis de potência transmitida, esquemas de compensação de dispersão e características de dispersão e não linearidade da fibra óptica vêm se tornando cruciais devido ao crescente aumento dos níveis de potência dos sistemas ora em estudo. O avanço e a crescente demanda por sistemas usando WDM também envolvem a consideração dos efeitos não lineares como um fator por vezes dominante na causa de degradação do sinal transmitido.

Quanto maior a distribuição da compensação de dispersão, mais eficiente a correção do efeito de instabilidade de modulação, mas também maior é o custo de implantação, que culmina no caso que envolve a utilização de fibras distintas, praticamente inviável em sistemas já instalados. Nesse caso, a melhor escolha seria a inserção de dispositivos concentrados para a compensação de dispersão, devido à praticidade e aos menores custos envolvidos.

A correta determinação dos parâmetros de projeto citados nesse artigo pode assegurar ao sistema a operação em potências relativamente altas com penalidade sob níveis satisfatórios, necessidade inerente aos sistemas com amplificadores ópticos, devido à inserção de ruído, e aos sistemas WDM, devido ao número de canais empregados, onde se faz necessário o aumento de potência não só por causa do ruído, mas também por causa dos efeitos de interação entre canais.

REFERÊNCIAS

- [1] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*, 1st ed., New York: Wiley, 1994.

- [2] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd ed., San Diego: Academic, 1995.
- [3] C. Lorattanasane e K. Kikuchi, "Parametric instability of optical amplifier noise in long-distance optical transmission systems," *J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 1068-1074, 1997.
- [4] R. Hui, M. O'Sullivan, A. Robinson and M. Taylor, "Modulation instability in multispan optical amplified imdd systems: theory and experiments," *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, pp. 1071-1081, 1997.
- [5] D. Marcuse, "Single-channel operation in very long nonlinear fibers with optical amplifiers at zero dispersion," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 356-361, 1991.
- [6] F. Matera, A. Mecozzi, M. Romagnoli, e M. Settembre, "Sideband instability induced by periodic power variation in long-distance fiber links," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1499-1501, 1993.
- [7] C. Lorattanasane e K. Kikuchi, "Design of long-distance optical transmission systems using midway optical phase conjugation," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 1375-1377, 1995.
- [8] K. Kikuchi, C. Lorattanasane, F. Futami, and S. Kaneko, "Observation of quasi-matched four-wave mixing assisted by periodic power variation in a long-distance optical amplifier chain," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 1378-1380, 1995.
- [9] D. Marcuse, "Noise properties of four-wave mixing of signal and noise," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 1175-1177, 1994.

tese sob o título "Modulação Cruzada de Fase em Sistemas Ópticos".

Renato T.R. de Almeida graduou-se Bacharel em Engenharia Elétrica, em 1998, pela Universidade Federal do Espírito Santo (UFES), instituição em que iniciou seu contato com pesquisas em Sistemas Ópticos. Desde 1994, realiza projetos na área de softwares educacionais para ensino de Eletromagnetismo. Iniciou seus estudos no programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, pela UFES, em 1997, como aluno especial, sendo efetivado, em 1998, como estudante de Mestrado em dedicação exclusiva e bolsista do CNPq, estudando Sistemas Ópticos Multiamplificados.

Luiz de Calazans Calmon graduou-se em Engenharia Elétrica – Telecomunicações, em 1976, pela Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (PUC-RJ). Em 1979, concluiu o Mestrado em Engenharia Elétrica – Telecomunicações no CETUC da PUC-RJ. Em 1985, concluiu o Doutorado em Engenharia Elétrica pelo University College London, Inglaterra. É professor do Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Federal do Espírito Santo (UFES), desde 1979. Atualmente desenvolve pesquisa na área de Comunicações Ópticas junto ao Mestrado em Engenharia Elétrica da UFES.

Moisés R. N. Ribeiro é Bacharel em Engenharia Elétrica – Telecomunicações pelo Instituto Nacional de Telecomunicações de Santa Rita do Sapucaí, MG (INATEL), desde 1992. Em 1996, recebeu o título de Mestre em Engenharia Elétrica – Telecomunicações pela Universidade Estadual de Campinas, SP (UNICAMP). É professor do Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Federal do Espírito Santo (DEL-UFES), desde 1995. Atualmente, está se graduando PhD em Engenharia Elétrica pela Universidade de Essex, Inglaterra.

Márcio Freitas graduou-se Bacharel em Engenharia Elétrica, em 1997, pela Universidade Federal do Espírito Santo (UFES). Iniciou seus estudos no programa de Pós-graduação da Engenharia Elétrica – UFES, em 1997, em dedicação exclusiva como bolsista da CAPES, estudando Efeitos Não Linearidades em Sistemas Ópticos de Telecomunicações. Atualmente, está em processo de defesa de

Demodulação de Sinal de Giroscópio a Fibra Óptica: Resultados Experimentais Utilizando Técnica de Cruzamentos de Zero

Alves, F.D.P.; De Carvalho, R.T.; Oliveira, J.E.B.

Departamento de Eletrônica Aplicada / ITA / CTA - S. J. dos Campos - SP, durante@ele.ita.cta.br,
Divisão de Fotônica / IEAv / CTA - S. J. dos Campos - SP - CEP. 12231-970, ricardo@ieav.cta.br,
Departamento de Microondas e Eletroóptica / ITA / CTA - S. J. dos Campos - SP, edimar@ita.cta.br.

Resumo. Este trabalho apresenta características experimentais de um demodulador óptico de giroscópio a fibra óptica que utiliza técnica de cruzamentos de zero e apresenta elevado potencial de miniaturização. Através da análise das componentes espectrais do sinal óptico interferométrico na saída de um giroscópio que está sendo desenvolvido no Instituto de Estudos Avançados (IEAv), Centro Técnico Aeroespacial (CTA), demonstra-se que é possível realizar demodulação analógica baseada na técnica de cruzamentos de zero. A implementação de um demodulador utilizando esta técnica permitiu concluir que é possível medir variações de fase inferior a $15\mu\text{rad}$ utilizando circuitos com componentes optoeletrônicos de baixo custo. Aspectos fundamentais dos circuitos implementados e resultados experimentais são apresentados.

Abstract. This work presents the experimental characteristics of a fiber optic demodulator which operates based on zero crossing technique and has high miniaturization potential. The analysis of the spectrum of the optical signal at the output of a gyroscope available at Instituto de Estudos Avançados (IEAv), Centro Técnico Aeroespacial (CTA), shows that it is feasible to employ analogical demodulation based on zero crossing technique. The implementation of a demodulator using this technique allowed us to conclude that phase shifting as lower as $15\mu\text{rad}$ could be detected using circuits with low cost optoelectronics components. A few key characteristics of the circuits developed as well as some experimental results are discussed.

I. Introdução

O estado da arte da tecnologia optoeletrônica e das técnicas de processamento de sinais ópticos tem possibilitado uma utilização crescente de sensores ópticos em aplicações aeroespaciais. Entre estes sensores destaca-se o giroscópio a fibra óptica (GFO) o qual possibilita a detecção de velocidade de rotação com elevada sensibilidade e fator de escala linear em uma ampla faixa dinâmica [1].

O GFO consiste essencialmente de um interferômetro do tipo Sagnac que proporciona um sinal óptico na sua saída que depende da velocidade ou ângulo de rotação do interferômetro com relação a um referencial inercial [2].

O projeto e caracterização, através de ensaios em campo de GFO, constitui área de grande interesse do IEAv/CTA, e um grupo de pesquisa dedicado a estas atividades foi consolidado nos últimos dez anos [3]. Neste trabalho apresenta-se alguns resultados experimentais obtidos na área de demodulação óptica utilizando técnica de cruzamentos de zero. A utilização do circuito de demodulação desenvolvido em um GFO disponível no IEAv proporcionou resultados comparáveis àqueles produzidos por demodulação

coerente utilizando amplificadores tipo *Lock-in*, porém com vantagens de redução de preço e miniaturização [4]. Este trabalho é constituído de quatro seções além desta introdução. Na segunda seção apresenta-se o princípio de operação do GFO através de descrição operacional de sua representação esquemática. São apresentadas ainda na segunda seção, equações básicas que descrevem o desvio de fase de Sagnac gerado por uma rotação e a função de transferência do dispositivo em função das características do modulador de fase utilizado e do desvio de fase de Sagnac. A terceira parte aborda a técnica de demodulação do sinal interferométrico através dos deslocamentos dos pontos de cruzamento de zero da parte AC da corrente na saída do fotodetector, impostos pela variação de fase de Sagnac. São discutidas a linearidade e a sensibilidade deste tipo de detecção. O circuito eletrônico de demodulação é representado esquematicamente e seus principais blocos são descritos. Resultados experimentais, obtidos utilizando-se o circuito implementado para demodular o sinal de um GFO disponível no IEAv comparativamente a resultados obtidos utilizando-se demodulação coerente, realizada com amplificadores *Lock-in*, são analisados na quarta seção. Finalmente, na quinta seção apresenta-se algumas conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

II. Princípio de Operação do GFO

A representação esquemática do GFO ilustrada na figura 1 apresenta os principais componentes optoeletrônicos de uma configuração tipo malha aberta, com entrada e saída comuns. Todos os trechos de fibra presentes no dispositivo são tipo monomodo e preservam polarização óptica [2].

Na figura 1 o sinal óptico gerado pelo laser alimenta um acoplador direcional A_1 que tem uma das saídas conectadas a um polarizador óptico. O acoplador A_1 tem diretividade igual a 3 dB e sua presença é necessária para obtenção de uma entrada e saída comum no GFO [2]. O polarizador é necessário devido a rotações de polarização geradas no acoplador ou em decorrência de imperfeições ou deformações mecânicas das fibras. O sinal de saída do polarizador ao atingir o segundo acoplador direcional, A_2 , tem sua potência decomposta em duas parcelas que propagam-se em sentidos opostos na bobina de fibra óptica. Quando o GFO é submetido a um movimento de rotação com velocidade angular Ω os sinais contrapropagantes na bobina retornam ao acoplador A_2 com fases que diferenciam entre si por uma quantidade que é proporcional a esta velocidade angular, de acordo com previsões teóricas realizados por Sagnac [5]. Os sinais contrapropagantes após propagarem-se na bobina de fibra, retornam à entrada do acoplador A_2 e subsequentemente passam pelo polarizador para finalmente retornarem ao acoplador A_1 . Este acoplador proporciona um sinal

interferométrico na entrada do circuito de detecção que é constituído de um fotodetector e um estágio amplificador. O sinal elétrico obtido na saída deste bloco alimenta um circuito de processamento eletrônico onde é realizada a medida do desvio de fase de Sagnac gerado pela rotação. Na figura 1, o modulador de fase óptica tem como função estabelecer um ponto quiescente para a função de transferência do GFO, que proporciona elevada sensibilidade com fator de escala linear [5]. Este trabalho tem como objetivo a implementação de um circuito de demodulação óptica, utilizando técnica de cruzamentos de zero e comparar os resultados obtidos com aqueles determinados através de demodulação coerente utilizando *Lock-in*, conforme ilustra a figura 1.

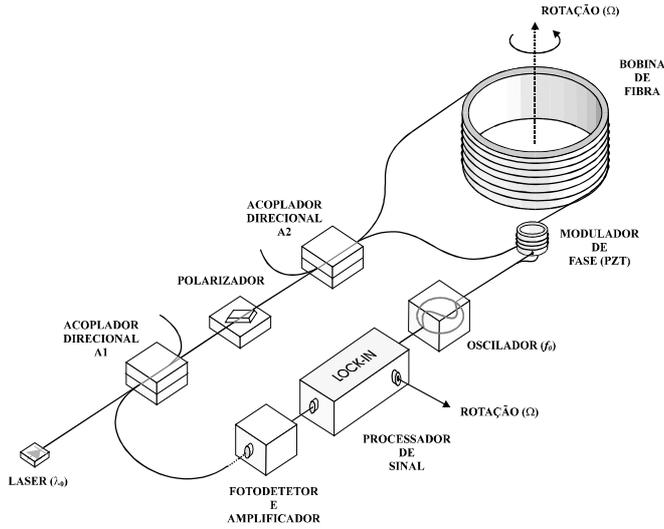


Figura 1. Representação esquemática de um GFO em configuração tipo malha aberta com entrada e saída comuns

A diferença de fase de Sagnac, ϕ_s , descrita nos parágrafos anteriores, é determinada através da seguinte expressão [4]:

$$\phi_s = \frac{2\pi L_f D}{\lambda_0 c_0} \Omega \quad (1)$$

onde D é o diâmetro da bobina de fibra, L_f é o comprimento da fibra, Ω é a velocidade de rotação e λ_0 e c_0 são respectivamente o comprimento de onda do laser e a velocidade da luz no vácuo.

Levando em consideração que o modulador óptico, mostrado na figura 1, é posicionado assimetricamente com relação aos acessos do acoplador A_2 , conclui-se que uma diferença de fase entre os sinais contrapropagantes é gerada por este modulador e pode ser expressa da seguinte forma, quando o sinal de modulação é harmônico com frequência ω ,

$$\Delta\phi(t) = \phi_m \cos(\omega t), \quad (2)$$

onde ω é a frequência de modulação gerada pelo oscilador mostrado na figura 1 e ϕ_m é o índice de modulação.

Recorrendo as equações (1) e (2), admitindo que os acopladores A_1 e A_2 apresentam diretividades iguais a 3 dB e desconsiderando as perdas nos trechos de fibra bem como nos vários "splices" representados na figura 1, obtém-se a seguinte expressão para a razão entre a intensidade óptica na saída do interferômetro, I_{out} , e a intensidade óptica do laser, I_L ,

$$\frac{I_{out}(t)}{I_L} = \frac{1}{4} \{1 + \cos[\phi_s + \phi_m \cos(\omega t)]\}. \quad (3)$$

A intensidade óptica, determinada pela equação (3) é convertida fotoeletricamente em uma corrente através de um fotodetector tipo PIN (figura 1), que é determinada através da seguinte expressão [6]:

$$i(t) = \eta \frac{e\lambda_0 A_{ef}}{hc_0} I_{out}(t) \quad (4)$$

onde A_{ef} é a área efetiva do fotodetector, e a carga do elétron, η é a eficiência quântica do fotodetector e h é a constante de Planck. Esta corrente por sua vez contém a informação de diferença de fase de Sagnac e conseqüentemente da velocidade de rotação.

III. Demodulação do Sinal do GFO

Existem basicamente dois métodos de demodulação do sinal do GFO, a demodulação em malha fechada e a demodulação em malha aberta, ambos discutidos em [7] e que podem ser compreendidos através do esquema apresentado na figura 1. No primeiro método, um modulador de fase optoeletrônico é acoplado à bobina de fibra do giro de modo a introduzir uma diferença de fase não recíproca entre as ondas contrapropagantes, para compensar o desvio de fase de Sagnac, ϕ_s , mantendo defasagem nula dos campos que superpõe-se na entrada do fotodetector. Esta técnica requer a utilização de um modulador faixa larga com modulação dente de serra. A diferença de fase introduzida corresponde a ϕ_s , que se deseja medir. A demodulação em malha aberta, por sua vez, utiliza a modulação descrita pela equação (2) e concentra-se na determinação direta de ϕ_s através da medida das componentes espectrais do sinal na saída do fotodetector, que usualmente é obtido utilizando dispositivos eletrônicos, digitais ou analógicos de processamento de sinal.

Ambos os métodos de demodulação podem utilizar várias técnicas para se chegar a ϕ_s . A referência [4] faz uma análise de cada um dos métodos e suas técnicas, em termos de desempenho e dificuldade de implementação óptica e eletrônica. A técnica apresentada neste trabalho consiste de uma demodulação analógica, em malha aberta.

Técnica de detecção de cruzamento de zeros. Esta técnica utiliza-se da propriedade da diferença dos intervalos de tempo determinados pelos pontos de cruzamento de zero da componente AC da corrente determinada pela equação (4), apresentarem proporcionalidade com a velocidade de rotação, a qual está submetida o GFO.

Recorrendo as equações (3) e (4), é possível realizar a expansão de $i(t)$ em termos de série de Fourier, filtrar a componente DC, e impondo a condição de baixos valores de diferença de fase de Sagnac obtém-se a seguinte expressão em termos dos harmônicos predominantes de $i(t)$,

$$i(t)_{AC} \approx -A_1 \sin \phi_s \sin \omega t + A_2 \cos \phi_s \cos 2\omega t \quad (5)$$

onde

$$A_1 = \frac{1}{4} P \eta \frac{e\lambda_0}{hc_0} J_1(\phi_m), \quad (6)$$

$$A_2 = \frac{1}{4} P \eta \frac{e \lambda_0}{h c_0} J_2(\phi_m) \quad (7)$$

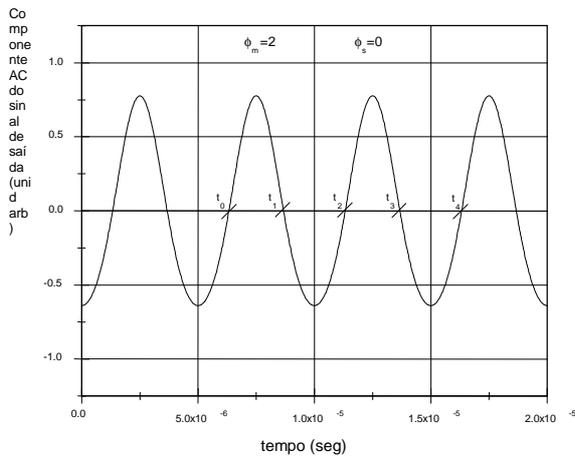
e $J_1(\phi_m)$ e $J_2(\phi_m)$ são, respectivamente, as funções de Bessel de primeira espécie de primeira e segunda ordem e $P = A_{ef} I_L$, é a potência óptica correspondente a intensidade I_L e a área efetiva A_{ef} .

A figura 2 mostra a forma de onda de $i(t)_{AC}$ para valores de ϕ_m e ϕ_s escolhidos arbitrariamente com intuito de exemplificar o efeito da sua variação em função de ϕ_s . Quando $\phi_s = 0$ ou seja, quando o interferômetro está em repouso, está presente no sinal somente o segundo harmônico. Ao se introduzir um valor não nulo de ϕ_s , ou seja uma rotação no eixo perpendicular ao plano do interferômetro, adiciona-se ao sinal o primeiro harmônico cuja amplitude varia com ϕ_s , causando um deslocamento nos pontos de cruzamento do zero ($t_0, t_1, t_2, t_3, t_4, \dots$). Cabe ressaltar que $\omega t_4 = \omega t_0 + 2\pi$, devido a característica periódica do sinal. O intervalo de tempo $T_1 = (t_2 - t_1)$ aumenta ao passo que o intervalo $T_2 = (t_4 - t_3)$ diminui, ou vice-versa dependendo do sentido da rotação, porém o período $T = (t_4 - t_0)$ permanece constante. Para pequenos valores de ϕ_s , $A_1 \ll A_2$ e pode-se obter as expressões para os pontos cruzamentos de zero especificados na figura 2, no intervalo de $0 < \omega t < 2\pi$, e posteriormente determinar a diferença de intervalos de tempo δt em relação a ϕ_s ,

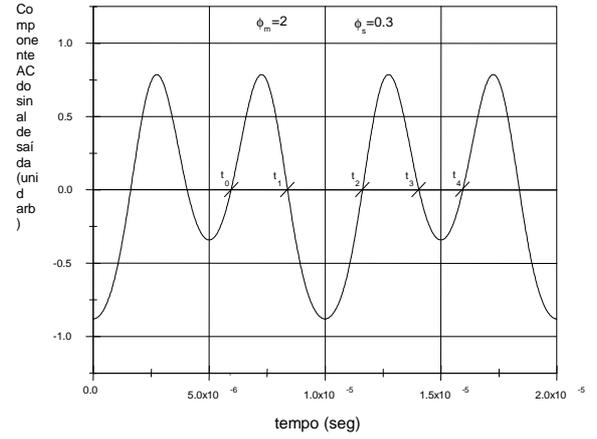
$$\delta t = (T_1 - T_2) = \frac{\sqrt{2} A_1}{\omega A_2} \phi_s = \frac{J_1(\phi_m) \sqrt{2}}{J_2(\phi_m)} \phi_s = K \phi_s \quad (8)$$

onde K dependente unicamente de ϕ_m .

A relação determinada pela equação (8) mostra o relacionamento linear entre δt e ϕ_s . Esta linearidade é limitada pela aproximação ($\sin \phi_s \approx \phi_s$), realizada para obtenção da expressão (5). Para valores de ϕ_s de até 0.05 rad a não linearidade é da ordem de 0.04%. A referência [8] discute com mais detalhes este aspecto. Além disso, a faixa dinâmica de valores de ϕ_s que se comportam de acordo com a equação (8), depende do índice de modulação ϕ_m [4].



(a)



(b)

Figura 2. Componente AC do sinal interferométrico, para $\phi_m = 2 \text{ rad}$, $\omega = 2\pi \cdot 100 \text{ kHz}$ e, (a) Sistema em repouso ($\phi_s = 0$) e (b) Sistema submetido a uma rotação ($\phi_s = 0.2 \text{ rad}$).

Demodulador Analógico. De posse da discussão anterior identifica-se um problema de medida de diferença de intervalos de tempo. A idéia básica para se realizar esta medida é carregar um capacitor C , durante o intervalo de tempo T_1 utilizando uma fonte de corrente constante I e descarregá-lo durante T_2 , utilizando outra fonte de corrente de mesmo valor e sentido oposto a primeira ($-I$). Deste modo, o nível de tensão δV , remanescente em C após um ou n ciclos completos é proporcional a δt e por sua vez proporcional a rotação. A expressão (9) mostra a relação entre a tensão remanescente no capacitor devido a δt com a diferença de fase de Saganac ϕ_s e consequentemente com a velocidade de rotação.

$$\delta V = n \frac{J_1(\phi_m) I \sqrt{2}}{\omega C J_2(\phi_m)} \phi_s, \quad (9)$$

Para implementar essa idéia utilizou-se um circuito com a topologia mostrada na figura 3, onde identificam-se os seguintes blocos:

- Filtro passa faixa, que recebe o sinal fotodetectado, elimina a componente DC do mesmo e filtra o ruído de frequências mais altas.
- Um detetor de cruzamentos de zero que consiste de um comparador rápido que compara o sinal com zero e entrega para o próximo bloco um trem de pulsos TTL com mesma frequência do sinal de entrada e pulsos com duração de T_1 e T_2 (figura 2).
- Uma lógica de separação de sinais, que basicamente divide a frequência por dois, gerando uma saída que contém somente pulsos de duração T_1 e outra que contém somente pulsos de duração T_2 .
- Um bloco denominado gerador de rampas que é o coração do sistema. Este contém duas fontes de corrente iguais e de sentidos opostos que são chaveadas pelos sinais do bloco anterior. Uma fonte carrega o capacitor durante o pulso de duração T_1 e a outra carrega em sentido oposto durante o tempo que contém o pulso de duração T_2 . Um pulso de *reset*, enviado pela lógica de controle, leva a

tensão no capacitor a zero depois de n ciclos onde n é o fator de escala do sinal de saída.

- e. Um *Sample-Hold* que mantém a tensão no valor máximo ou mínimo, dependendo do sentido da rotação, durante os n ciclos de carregamento do capacitor. Este bloco também é gatilhado pela lógica de controle.
- f. Um bloco que se encarrega de prover o CLK para a lógica de controle e a lógica de separação de sinais. A topologia é a mesma do bloco detector de cruzamento de zeros, porém este detecta o cruzamento de um nível DC pouco acima de zero de modo a obter um sinal TTL que contém pulsos um pouco mais largos que T_1 e T_2 .
- g. A lógica de controle basicamente conta os n ciclos de carregamento do capacitor, envia um pulso de *hold* para o *Sample-Hold* e em seguida *reseta* o capacitor.
- h. Finalmente um filtro sintonizado em baixa frequência elimina o ruído de frequências mais altas e impõe um fator de integração ao sinal.

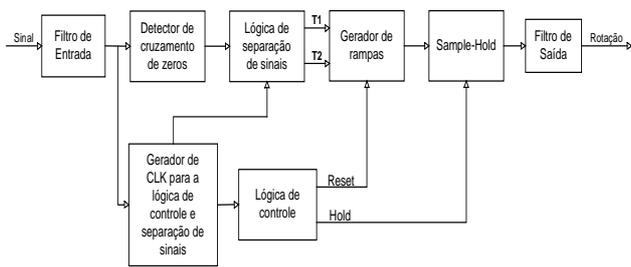


Figura 3 . Diagrama de blocos do circuito de demodulação analógica do GFO

IV. Resultados Experimentais

Um circuito com a topologia descrita na figura 3 foi implementado com componentes de baixo custo e a parte lógica foi programada num *Erasable Programmable Logic Device* (EPLD) de modo a melhorar a miniaturização.

Utilizando-se um simulador eletrônico do sinal do GFO contendo os dois primeiros harmônicos, calibrou-se o circuito e impôs-se ao mesmo degraus de δt (equação (8)). A figura 4 mostra a resposta do circuito para degraus de 450ps (parte (a)) que corresponde a um ϕ_s de $125\mu\text{rad}$, e para degraus de 90ps (parte (b)), que corresponde a um ϕ_s de $25\mu\text{rad}$. Ainda com relação a figura 4 é possível verificar que a incerteza no valor de δt é da ordem de 45ps (1σ) que corresponde a uma incerteza no valor de ϕ_s de $13\mu\text{rad}$, que é a menor fase de Sagnac que pode ser medida. É importante ressaltar que para um giroscópio com bobina de fibra de 20cm de diâmetro, 1km de fibra e comprimento de onda do laser $\lambda=780\text{nm}$, ϕ_s de $13\mu\text{rad}$ equívale a uma velocidade de rotação de $0.5^\circ/\text{h}$.

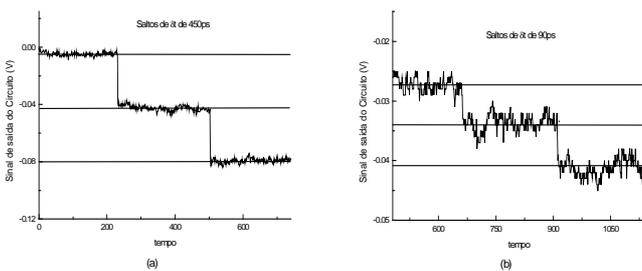
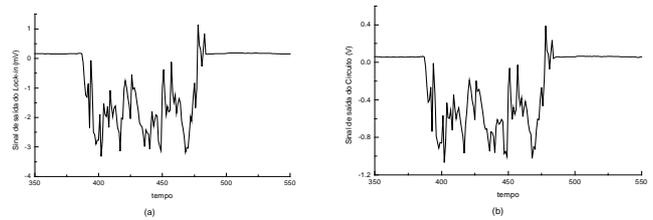


Figura 4 . Resposta do circuito demodulador desenvolvido a degraus de δt de (a) 450ps ($125\mu\text{rad}$) e (b) 90ps ($25\mu\text{rad}$).

Em seguida, conectou-se o circuito em teste a um giroscópio montado em bancada de modo que a demodulação do sinal foi realizada simultaneamente por este circuito e por um amplificador comercial tipo *Lock-in*.

A figura 5 mostra a forma de onda amostrada na saída dos dois demoduladores correspondente a deriva do circuito óptico (GFO em repouso). Este resultado valida a técnica empregada, uma vez que a menos de um fator de escala e um *offset*, os sinais provenientes da demodulação por *lock-in* (figura 5 (a)) e da demodulação do protótipo implementado (figura 5 (b)) tem a mesma forma de onda.

Figura 5 . Demodulação simultânea do sinalfo GFO em repouso,



realizada por Amplificador tipo *Lock-in* e (b) Protótipo desenvolvido.

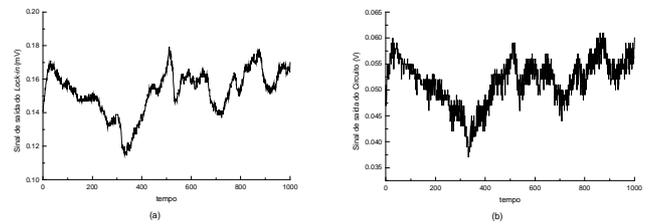


Figura 6 . Demodulação simultânea do sinal do GFO submetido a uma perturbação, realizada por (a) Amplificador tipo *Lock-in* e (b) Protótipo desenvolvido.

A figura 6 mostra as formas de onda resultantes de uma rotação manual (perturbação) da bobina de fibra. A menos de sutis diferenças causadas pelo método de amostragem da medida, a resposta é a mesma para os dois demoduladores.

O método utilizado neste trabalho apresenta limitações, principalmente no que tange a dispositivos eletrônicos, que não permitem a obtenção de resoluções muito elevadas porém algumas vantagens em relação aos métodos clássicos [7] são relevantes. O primeiro ponto é o custo, que é muitíssimo mais baixo que os demais, viabilizando seu emprego em mísseis, por exemplo, que nunca fazem um segundo voo. Outra vantagem é a compactidade, pois com alguns circuitos integrados é possível realizar a tarefa de equipamentos grandes e caros. A capacidade de detecção, atualmente da ordem de $0.5^\circ/\text{h}$ para um GFO com características citadas anteriormente, é bastante promissora e totalmente válida para algumas aplicações [9] que não exijam alta precisão, podendo o demodulador desenvolvido servir como base para sistemas comerciais.

V. Conclusões

A tecnologia de Giroscópios a fibra óptica vem sendo desenvolvida no Instituto de Estudos Avançados (IEAv) nos últimos dez anos e neste contexto se insere a demodulação do sinal deste sensor óptico. Noções sobre o princípio de funcionamento do GFO mostrou que este é

baseado no interferômetro de Sagnac e como tal utiliza técnicas de modulação em fase para melhorar a sensibilidade e precisão do sinal interferométrico. Um tratamento matemático na expressão da função de transferência do GFO, permitiu mostrar a existência de uma relação entre a diferença dos intervalos determinados pelos pontos de cruzamento de zero δt , e a fase de Sagnac ϕ_s . Esta propriedade permitiu abordar o problema de demodulação do sinal como um problema de medida de tempo. Em oposição ao processamento de sinal usual, medida da amplitude dos harmônicos utilizando amplificadores *Lock-in*, uma proposta, utilizando a técnica de cruzamentos de zero, simples e de baixíssimo custo foi implementada e experimentada. Os resultados obtidos, ou seja a capacidade de se medir a fase de Sagnac ϕ_s com valores menores que $15\mu\text{rad}$, demonstram a possibilidade de utilização da técnica de cruzamentos de zero na demodulação óptica de GFOs miniaturizados utilizados em diversas aplicações.

Ricardo T. de Carvalho - dados não disponíveis na data de publicação desta edição.

José Edimar Barbosa Oliveira recebeu o título de Doctor of Philosophy em 1986 pelo Departamento de Engenharia Elétrica da McGill University, Canadá. Mestre em Engenharia Eletrônica pelo Departamento de Circuitos e Microondas do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos e é Engenheiro Elétrico (opção Eletrônica) pela Universidade de Brasília. É professor do Instituto Tecnológico de Aeronáutica desde março de 1977, onde atualmente exerce função de Professor Titular. Tem ministrado diversos cursos em nível de graduação e de pós-graduação nas áreas de microondas e telecomunicações. Nos últimos vinte anos tem atuado intensamente na pesquisa de dispositivo para interação acusticoóptica para fins de instrumentação e de telecomunicações. O professor Edimar orientou diversas teses em nível de mestrado e doutorado e possui inúmeras publicações em periódicos e congressos nacionais e internacionais.

REFERÊNCIAS

- [1] Hotate, K.; Fiber Optic Gyros: Put a New Spin on navigation. **Photonics Spectra**, 108-112, April 1997.
- [2] Arditty, H.J.; Lefèvre, H.C. Theoretical Basis of Sagnac Effect in Fiber Gyroscope. **Fiber Optic Rotation Sensors and Related Technologies**, Berlin Springer-Verlag, 1992.
- [3] André César, S., Gaudio, V.L.B., Oliveira, J.E.B. Giroscópio a Fibra Óptica. **Anais do II Encontro de Iniciação Científica e Pós-Graduação do ITA**, Outubro 1996.
- [4] Alves, F.P.A. **Processamento de Sinal de Giroscópio a Fibra Óptica Utilizando Técnica de Cruzamentos de Zero** (Trabalho de Graduação) Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 1997.
- [5] Sagnac, G. **L'éther lumineux démontré par effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme**. C. R. Acad. Sci., 95:708-710, 1913.
- [6] Mattei, A.L.P. **Detecção de radiação óptica em sensores a fibra** (Tese de Mestrado) Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 1997.
- [7] Burns, W.K. **Optical fiber rotation sensing**. San Diego, Academic Press, Inc., 1994.
- [8] Almeida J.C.J. **Técnicas de processamento de sinais em girômetros a fibra óptica para sistemas de navegação inercial**. (Tese de Mestrado) Universidade de Campinas, Campinas, 1996.
- [9] Chow, W.W. et al The ring laser gyro. **Reviews of Modern Physics**, 57 (1):61-104, January 1985

Fábio Durante Pereira Alves é Capitão Aviador da Força Aérea Brasileira e piloto de helicóptero com especialização em salvamento. É Engenheiro pelo Instituto Tecnológico da Aeronáutica (ITA) e Mestre em Ciências, também pelo ITA. Atua na área de Processamento de Sinal Interferométrico e Fotônica aplicada à Guerra Eletrônica.

Fatores que Influenciam a Capacidade e o Desempenho dos Sistemas com Amplificadores Óticos

(Os Atuais Sistemas Óticos de Alta Capacidade)

Maria Regina C. Caputo, Maria Elizabeth Gouvêa

Universidade Federal de Minas Gerais-UFMG

e-mail: rcaputo@fisica.ufmg.br

Resumo. A crescente demanda de aplicações *multimídia* (vídeo conferência, internet, tv a cabo, etc) em todo o mundo tem como consequência o aumento da quantidade de *informação* a ser transportada pelas *redes de telecomunicações*.

Isso tem impulsionado o desenvolvimento tecnológico dos sistemas óticos e o “up-grade” de uma rede de cerca de 70.000.000 de quilômetros de fibra ótica do tipo *Standard*, já implantada.

Nos últimos anos fabricantes desses sistemas, em todo o mundo, estão desenvolvendo/ aperfeiçoando *amplificadores óticos*, esquemas de *compensação da dispersão*, *novos tipos de fibras óticas*, dispositivos para tecnologia baseada em *multiplexação em comprimento de onda*, e muito mais (dispositivos de *comutação fotônica*, dispositivos para *redes totalmente óticas*, etc), tudo isso com o objetivo de aumentar a *capacidade* e o *desempenho* desses sistemas.

Nesse trabalho temos como objetivo abordar os fatores que influenciam a *capacidade de transmissão* ($C = \text{bit/s} \times \text{km}$) e o *desempenho* dos sistemas óticos atuais.

Sob esse aspecto a década de 90 retrata uma situação bastante diferente da década de 80 caracterizando-se pela tentativa dos pesquisadores/ projetistas de sistemas óticos em *compensar a atenuação* e a *dispersão* das fibras óticas, que são alguns dos fatores limitantes da capacidade de transmissão e do desempenho desses sistemas.

Esses parâmetros foram extremamente *minimizados* nas gerações anteriores de fibras óticas, onde valores de 0,2 dB/km para a atenuação e de 2,7 ps/nm.km para a dispersão cromática foram disponibilizados em fibras comerciais.

A compensação da atenuação por *amplificadores óticos a base de fibras dopadas com Érbio-AFDE's* (os quais possuem largura de banda suficiente para amplificar múltiplos canais simultaneamente) tornou os sistemas baseados na técnica de *multiplexação por comprimento de onda- WDM* (análogos dos sistemas FDM via Rádio) atraentes sob o ponto de vista de custo. Com a disponibilização dos AFDE's a compensação da atenuação em cada sub-sistema (portadora) não é mais feita por *regeneradores eletrônicos* (que normalmente operam com taxa de transmissão fixa e num comprimento de onda específico) acarretando isso uma enorme simplificação operacional e queda nos custos de implementação desses sistemas.

A técnica WDM traz a possibilidade de explorar a largura de banda de cerca de 1THz, associada com a portadora ótica.

Contudo a implementação de AFDE's nas rotas (seja em sistemas WDM ou em sistemas de um único laser, que designaremos nesse trabalho por sistemas *TDM- Time Division Multiplexing*) exige que se considere um compromisso entre vários parâmetros de desempenho que são conflitantes. Uma *engenharia de sistemas* correta (dimensionamento do enlace) deve levar à *otimização simultânea* desses parâmetros num projeto envolvendo vários AFDE's em cascata, caso contrário a *degradação* ou até a *inviabilização* da operação do sistema poderá ocorrer.

A utilização de uma cascata de AFDE's leva o sinal a permanecer em sua forma ótica por centenas de quilômetros, antes de passar por uma reformatação (regeneração eletrônica), originando algumas questões novas:

a)- os efeitos das dispersões (*cromática e de polarização*) que se acumulam com a distância podem alargar temporalmente o pulso a níveis que comprometem a *Taxa de Erro (BER- Bit Error Rate)* do sistema;

b)-o ruído de emissão espontânea, inerente a todo amplificador ótico, é sucessivamente amplificado em cada AFDE degradando a *relação sinal/ruído*;

c) - níveis elevados de potência na saída dos AFDE's são injetados na fibra ótica e podem levar a mesma a operar na *região não linear* com conseqüente geração de *novas componentes espectrais*, isto é, ocorre alargamento espectral do sinal. Isso agrava o problema da dispersão além do fato de que as novas componentes espectrais co-existem com as originais retirando potência das mesmas, o que pode comprometer o *balanço de potência do enlace*.

Com o objetivo de abordar essas questões esse trabalho está dividido da seguinte forma: na seção 1 são revistas brevemente as características das primeiras gerações de sistemas óticos; na seção 2 são abordados as vantagens e problemas sistêmicos decorrentes da introdução de *amplificadores óticos* nos enlaces; na seção 3 aborda-se alguns aspectos que certamente elevarão a capacidade final dos sistemas WDM além dos níveis atuais. Isso está diretamente relacionado, entre outros fatores, com a otimização do projeto dos AFDE's e de *novas fibras óticas*. Alguns *efeitos não lineares* mais eficazes em fibras óticas são abordados nas sub-seções 4.1 e 4.2, enquanto a sub-seção 4.3 enfoca algumas características das *novas fibras óticas (de dispersão não nula, de maior área eficaz, etc)* recentemente lançadas no mercado e mais adequadas para operação no regime não linear. Na seção 5 são abordados os principais parâmetros de projeto do esquema de *compensação da dispersão cromática, baseado em fibras de dispersão oposta*, o qual vem sendo implementado para fazer o “up-grade” das redes óticas que operam com fibras *Standard*, possibilitando taxas de transmissão superiores a 2,5 Gbit/s. Finalmente na seção 6 são abordados alguns aspectos relacionados a futuros sistemas óticos baseados na transmissão de *solitons*.

I - Introdução

Por volta de 1910-1920 iniciaram-se os primeiros estudos teóricos e experimentais sobre a transmissão de luz através de *guias de onda* cilíndricos feitos de material *dielétrico* [1]. Inicialmente estudou-se guias de onda constituídos de um único cilindro (*núcleo*) com material de *índice de refração* superior ao do ar (que então desempenhava o papel de *casca*) confinando a luz por *Reflexão Total*, o mesmo fenômeno sobre o qual se baseia o projeto dos guias de onda dielétricos atuais, denominados *fibras óticas*.

Em 1960 foi inventada a fonte ótica do tipo *laser*. Naquela década os guias de onda dielétricos, usados em experimentos de laboratório apresentavam atenuação da ordem de 1000dB/km.

Em 1970 foram anunciadas fibras óticas com perdas de 20dB/km operando na região próxima a 1 μm [2]. A partir de

então o uso dessas fibras como meio de transmissão, em conjunto com lasers semicondutores, tornou-se uma realidade nos sistemas de telecomunicações.

A *capacidade de transmissão, C*, de um sistema é limitada e definida (para o caso de transmissão de sinais digitais) como:

$$C = \text{taxa de transmissão} \times \text{distância entre repetidores} \quad (1)$$

sendo medida em $(\text{bit} / \text{s} \times \text{km})$.

No caso de sistemas óticos a limitação é imposta ao sinal pelo meio *material* constituinte da fibra (sílica dopada) e pelo *projeto* da mesma (diâmetro do núcleo, perfil do índice de refração), bem como das características do transmissor e do receptor ótico.

A figura 1 mostra a evolução desse parâmetro com o tempo, indicando o fantástico crescimento de muitas ordens de grandeza, em cerca de 25 anos.

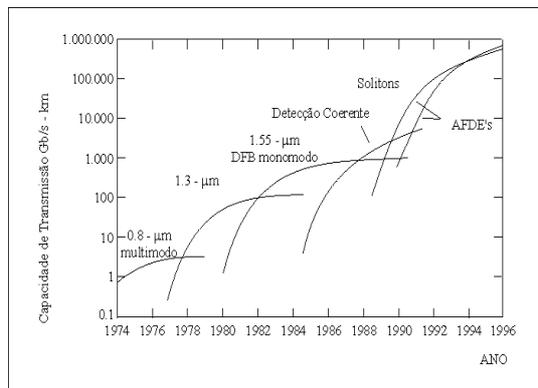


Figura 1. Evolução da Capacidade de Transmissão, C , dos sistemas óticos, [3].

Nas três primeiras gerações de sistemas óticos [3,4] o aumento da capacidade de transmissão, C , ocorreu principalmente devido ao aperfeiçoamento das técnicas de fabricação e da otimização dos parâmetros de projeto dos componentes constituintes dos sistemas: fibras *standard* e de *dispersão deslocada*, lasers *multimodo Fabri Perot* e *monomodo de realimentação distribuída- DFB*, fotodetectores do tipo *Pin* e *APD*. Além, é evidente, da grande evolução das técnicas de *cablagem* e *emendas* de fibras óticas. Nessas três primeiras gerações de sistemas óticos os únicos limitantes da Capacidade de Transmissão, C , eram a *atenuação* e a *dispersão* do sinal:

- a primeira geração comercial de sistemas óticos operava a $\approx 0.8\mu\text{m}$ com as fibras confinando muitos *Modos* (*fibras multimodo*); os *regeneradores eletrônicos* eram espaçados a aproximadamente cada 10 km e a taxa de transmissão atingia 45 Mbit/s (~ 1980).

- posteriormente, surgiam as primeiras fibras operando em regime *monomodo*, na janela de $1.3\mu\text{m}$. Na segunda geração comercial de sistemas óticos atingiu-se a taxa de transmissão de 1.7 Gbit/s com repetidores eletrônicos espaçados a aproximadamente 50 km. As fibras óticas, comercialmente denominadas *fibras standard*, apresentavam *perdas* da ordem de 0.5 dB/km e dispersão cromática de 1ª ordem de $\sim 3.5 \text{ ps/nm.km}$, na janela de $1.3\mu\text{m}$ (~ 1987);

- a terceira geração comercial de sistemas óticos (~ 1990) foi caracterizada por fibras óticas operando na janela de $1.55\mu\text{m}$ com perdas da ordem de 0.2 dB/km e dispersão cromática de 1ª ordem menor do que $3,0 \text{ ps/nm.km}$, (fibras de dispersão deslocada comercialmente designadas por *fibras DS-dispersion shift*). O uso dessas fibras com lasers *DFB* (*distributen feedback*) que operam com um único Modo longitudinal, e com esquemas de *modulação externo* possibilitaram a operação do sistemas com taxas de transmissão além de 2,5 Gbit/s sendo os regeneradores eletrônicos espaçados a cada 60-70 km. Contudo nessa terceira geração os regeneradores continuavam sendo os únicos dispositivos capazes de recuperar o sinal degradado pela dispersão e pela atenuação.

A década de 90 retrata uma situação radicalmente diferente da década de 80, pois uma vez minimizadas a atenuação e a dispersão das fibras óticas, intensa pesquisa vem sendo feita com o objetivo de compensar esses parâmetros. Assim, mais recentemente (~ 1995), o crescimento da capacidade dos sistemas óticos vem ocorrendo em função de novos componentes e novas técnicas introduzidas nos sistemas óticos: *amplificadores óticos*, *sistemas com multiplexação em comprimento de onda* e *técnicas de compensação/gerenciamento da dispersão cromática* caracterizam a quarta geração comercial de sistemas óticos.

Como já existem mais de 50.000.000 de quilômetros de fibra do tipo *Standard* implantadas em todo o mundo [3], razões econômicas impõem que a quarta geração de sistemas óticos considere também o “up- grade” dessa rede, para operação com taxa de transmissão igual ou acima de 2.5Gbit/s.

Nesse trabalho analisamos os principais aspectos que influenciam a capacidade de transmissão e o desempenho dos enlaces óticos atuais. Assim abordam-se, na seção 2, as vantagens e problemas decorrentes da introdução de amplificadores óticos nas rotas; na seção 3 abordam-se alguns aspectos relacionados aos sistemas WDM e a fatores que certamente elevarão a capacidade final desses sistemas além dos níveis atuais; esses fatores estão diretamente relacionados com a otimização do projeto de novas fibras.

Alguns dos efeitos não lineares mais eficazes em fibras óticas são estudados nas sub-seções 4.1 e 4.2, enquanto a sub-seção 4.3 analisa algumas das características das novas fibras óticas, mais apropriadas para operação com amplificadores óticos.

Na seção 5 são abordados conceitos relativos ao esquema de compensação da dispersão cromática, baseado em *fibras de dispersão oposta*, o qual vem sendo implementado também para fazer o “up-grade” das redes óticas que operam com fibras *Standard*, possibilitando taxas de transmissão igual ou superior a 2,5 Gbit/s.

Finalmente, na seção 6, são abordados alguns aspectos relacionados a futuros sistemas óticos baseados na transmissão de *solitons*.

II-Problemas sistêmicos decorrentes do uso de Amplificadores Óticos

III - Sistemas WDM

No início dos anos 90 tornaram-se disponíveis comercialmente os *amplificadores óticos à base de fibras dopadas com Érbio* [5]. Esses amplificadores são designados pela sigla AFDE- Amplificadores Óticos à Fíbrra Dopada com Érbio e apresentam ganho na faixa de 1530-1565nm.

Com o uso dos AFDE's soluciona-se a questão de *compensar a atenuação* e, a princípio, aumentar a capacidade de transmissão dos sistemas, através do maior alcance do enlace. Contudo a questão não é assim tão simples, como veremos a seguir.

O AFDE ao amplificar o sinal possibilita um maior alcance e assim aumenta a distância entre *Regeneradores Eletrônicos*. Através de uma cascata de amplificadores o sinal permanece viajando, em sua forma ótica, por até centenas de quilômetros. Isso origina duas questões novas:

1ª)- ao permanecer em sua forma ótica, por centenas de quilômetros, sem reformatação os efeitos das dispersões (cromática e de polarização) se acumulam com a distância, causando o alargamento temporal do pulso com a conseqüente sobreposição de pulsos adjacentes. Isso pode comprometer o desempenho do sistema através da degradação da Taxa de Erro, BER- Bit Error Rate.

2ª)- existe um nível de ruído associado a todo AFDE: ruído de emissão espontânea; o ruído gerado pelo primeiro amplificador será, juntamente com o sinal, amplificado pelo segundo AFDE da cascata e assim sucessivamente caracterizando o ASE- Amplified Spontaneous Emission [5]. Em conseqüência o desempenho do enlace poderá ficar comprometido com a diminuição da relação sinal/ ruído (S/R).

A 1ª questão vem sendo solucionada por uma das duas alternativas:

- como nas gerações anteriores, pelo uso de Regeneradores Eletrônicos que passam a ter um espaçamento médio ditado pela taxa de transmissão;
- ou pelos recentemente desenvolvidos *esquemas de compensação da dispersão* [6], ver seção 5, que possibilitam aumentar o espaçamento entre os Regeneradores Eletrônicos (ou até eliminá-los dependendo da distância total do enlace e da taxa de transmissão).

Esses esquemas vêm sendo implementados com sucesso também nos enlaces com fibras *Standard* que passaram a operar em 155µm (para viabilizar o uso de AFDE's), com a elevada dispersão de 17ps / nm.km.

A 2ª questão, isto é, a da degradação da relação S/R devido ao ruído de emissão espontânea inerente à cada amplificador ótico implantado é tanto mais crítica quanto mais elevado for esse ruído em cada AFDE e quanto mais elevado for o número de AFDE's necessários no enlace. Esse número pode ser reduzido às expensas de se aumentar o ganho de cada AFDE, embora isso possa gerar outro problema: dependendo do nível do sinal enviado para a fibra pelo AFDE, podem surgir efeitos que degradam a informação em conseqüência da *operação da fibra ótica na região não linear*, veja seção 4. A degradação do sinal decorrente desses efeitos não lineares depende não só da potência do sinal e do ruído ASE na saída do AFDE, como também da fibra utilizada: as fibras DS são mais susceptíveis a esses efeitos do que as fibras *Standard*. Com isso estão surgindo novas alternativas comerciais de fibras: de *dispersão não nula*, de *grande área eficaz*, etc (seção 4.3)

O aumento da *Capacidade de Transmissão C*, dos sistemas óticos pode ser obtido alternativamente por duas técnicas básicas:

1-aumentando-se a taxa de transmissão pela multiplexação dos sinais (voz, dados, imagem) no domínio do tempo com taxas cada vez maiores: 2,5Gbit / s, 10Gbit / s, 40Gbit / s, etc, através da técnica de *Multiplexação por Divisão no Tempo* (TDM- Time Division Multiplexing).

O uso dessa técnica encontra duas limitações práticas: uma de ordem econômica sendo muito elevado o custo das partes eletrônica e eletroóptica do sistema (transmissores, receptores, regeneradores) para operação com taxas de transmissão *acima de 2,5 Gbit/s*. A outra limitação é de ordem técnica, relacionada à degradação do sinal devido à dispersão e a efeitos não lineares. Essa limitação se torna crítica com o aumento das taxa de transmissão.

2- multiplexando-se os sinais no domínio da freqüência. É designada por "*Wavelength Division Multiplexing*" [7]. Tipicamente, os sistemas WDM atuais operam com diversos sinais TDM de 2,5Gbit / s sendo cada um deles multiplexados por portadoras espaçadas tipicamente por 2nm.

A alternativa 2 só foi realmente considerada em termos práticos após o advento dos Amplificadores Óticos (AFDE's), pois antes da disponibilização dos mesmos a necessidade de se implementar um regenerador eletrônico para cada subsistema tornava essa técnica pouco atraentes em termos de custo.

A disponibilização de AFDE's com características de *ganho uniforme* [5,8] na faixa de operação mudou radicalmente essa situação explicando a rápida implementação desses sistemas. Uma das grandes vantagens dessa técnica é que, embora a taxa total de transmissão seja de $N \times 2,5Gbit / s$ (sendo N o número total de fontes laser utilizadas na multiplexação), a limitação imposta pela fibra devido à dispersão é calculada com base na taxa de 2,5Gbit / s.

A capacidade final dos sistemas WDM (que depende do espaçamento entre canais) deverá crescer além dos níveis atuais devido ao aperfeiçoamento de fatores tais como:

- a redução da eficácia dos processos não lineares com o uso de novas fibras;
- a planicidade das curvas de ganho dos AFDE's para evitar distorção dos múltiplos canais;
- a estabilidade e sintonabilidade dos múltiplos lasers DFB integrados através da tecnologia OIEC- Optoelectronics Integrated Circuits;
- a técnica de Controle Automático de Ganho dos AFDE's;
- a sintonabilidade e as perdas dos filtros óticos que operam nos receptores;
- o potencial de operação bidirecional dos AFDE's;

IV-Fibras óticas operando na região não linear

O índice de refração da sílica (vidro) que constitui a fibra ótica, que para baixas intensidade de luz incidente na fibra, é definido como:

$$n = n_0(\lambda) \quad (2)$$

passa a ser definido, para o caso de altas intensidades de luz, como:

$$n = n_0(\lambda) + n_2 |E|^2 \quad (3)$$

onde λ é o comprimento de onda da luz, n_0 o índice de refração linear, n_2 o índice de refração não linear e $|E|^2$ está relacionado a distribuição da potência no núcleo da fibra ótica.

A expressão acima indica a dependência do índice de refração com a potência incidente para o caso não linear, em oposição ao caso linear. Esse efeito é denominado *efeito Kerr não linear* [9].

Quando a potência da luz incidente na fibra é alta, as diferentes componentes espectrais de um único laser (no caso de sistemas de canal único) ou as componentes espectrais dos vários lasers (no caso de sistemas WDM) **interagem** umas com as outras resultando na geração de novas frequências. Essas novas frequências viajam com velocidades diferentes na fibra, agravando os problemas decorrentes da dispersão, além de retirarem potência das componentes originais podendo comprometer o *balanço de potência*, do sistema. A seguir, abordamos alguns efeitos não lineares importantes em fibra óticas.

IV.1-Auto Modulação de Fase e Modulação de Fase Cruzada

A dependência do índice de refração com a potência do sinal incidente na fibra causa a modulação desse sinal, isto é, ocorre uma **Auto Modulação de Fase** (SPM-Self Phase Modulation) [3,9]. Isso ocorre devido a uma variação de fase adicional (em relação ao caso linear) sofrida pela luz ao se propagar na fibra. A consequência da SPM é o alargamento espectral efetivo do pulso (“chirp”), veja figura 2 [9]. No caso de sistemas WDM, a alta intensidade do sinal de um canal leva à modulação de fase de um canal adjacente, caracterizando uma **Modulação de Fase Cruzada** (XPM-Cross Phase Modulation) [3].

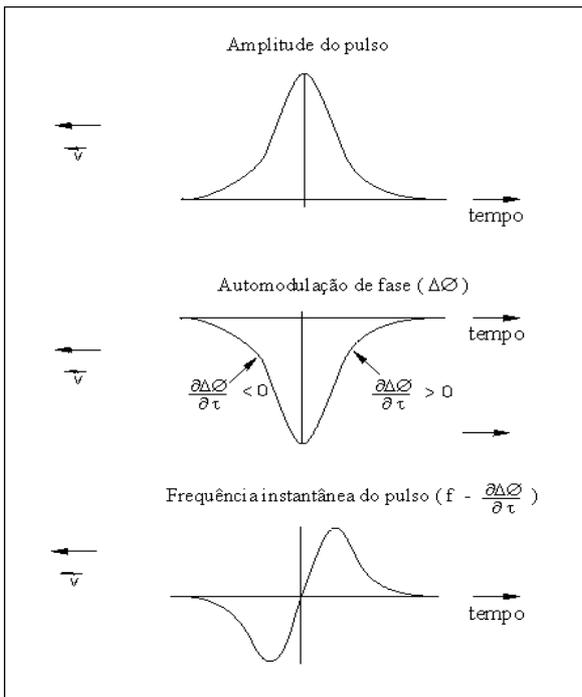


Figura 2 . “Chirp” de frequência devido ao efeito Kerr não linear, [9].

A eficácia desses processos não lineares depende da potência da luz incidente por área eficaz, o que está refletido no parâmetro *raio modal*, veja figura 3 [10]. Essa concentração depende fortemente do perfil do índice de refração no núcleo, sendo portanto diferente em fibras *Standard* e em fibras *DS*.

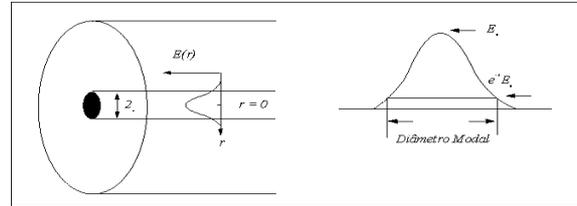


Figura 3. Um dos modelos que caracteriza o raio modal da fibra ótica define o mesmo como sendo a distância, a partir do eixo da fibra, para a qual a intensidade cai de $1/e^2$ [10]. Esse parâmetro é de importância fundamental nos sistemas óticos com AFDE's, nos quais a fibra opera no regime não linear. Ele governa também as perdas por curvatura da fibra.

IV.2-Mistura de Quatro Ondas

Esse processo também tem sua origem relacionada ao índice de refração não linear, n_2 . Novas componentes espectrais são geradas e co-propagam-se com as componentes espectrais originais. No caso em que o sistema esteja operando longe do comprimento de onda de dispersão de primeira ordem nula, $\lambda_{D=0}$ [9], a co-propagação ocorre com apreciável diferença de velocidade, entretanto se o sistema estiver operando muito próximo de $\lambda_{D=0}$ ocorrerá suficiente sincronismo entre as fases dessas diversas componentes e parte da energia dos sinais originais migrarão para as novas componentes; isso pode ocorrer também entre as componentes originais do sinal e o ruído de emissão espontânea dos AFDE's. Esse processo não linear denomina-se **Mistura de Quatro Ondas** (FWM- Four Wave Mixing) [4,7,9]. A energia retirada das componentes originais pode comprometer o *balanço de potência* do enlace ao mesmo tempo que as novas componentes espectrais reforçadas podem causar interferência entre canais (crosstalk em sistemas WDM) [11]. Na figura 4 [11] são mostradas as novas componente geradas por FWM, a partir de duas e três frequências incidentes.

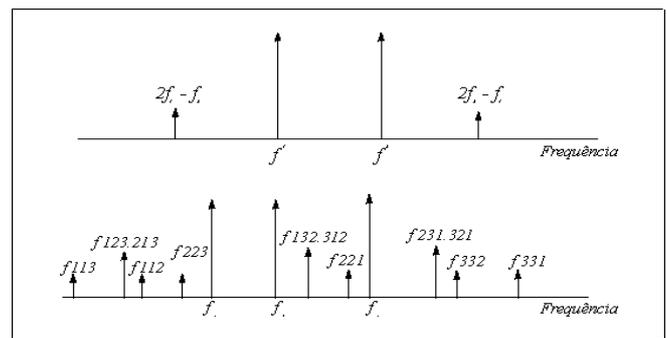


Figura 4. Mistura de Quatro Ondas : (a) com duas ondas injetadas nas frequências f_1 e f_2 ; (b) com três ondas injetadas nas frequências f_1, f_2 e f_3 . As frequências geradas são $f_{ijk} = f_i^+ f_j^- f_k^-$ [11].

O processo não linear de FWM é mais eficiente se o sistema opera com $\lambda = \lambda_{D=0}$, o que é conflitante com a necessidade de minimizar a dispersão para aumentar a capacidade de transmissão. Veremos na seção abaixo, que o projeto de novas fibras considera essa questão, bem como a minimização de outros efeitos não lineares.

IV.3- Fibras de Dispersão não Nula (NZDSF) e de Grande Área Eficaz

Do que foi exposto nas seções 4.1 e 4.2 é ideal que as fibras para operação na região não linear apresentem:

- grande área eficaz;
- valor da dispersão (na faixa útil dos AFDE's) não nula e com valor suficiente para minimizar a geração de FWM.

Analisando sob esses aspectos a fibra *Standard* é menos susceptível aos efeitos não lineares do que a fibra de dispersão deslocada (porque possui área eficaz de $\sim 80 \mu\text{m}^2$ contra $\sim 55 \mu\text{m}^2$, em $1.55 \mu\text{m}$); porém nesse comprimento de onda sua dispersão é de $\sim 17 \text{ ps/nm.km}$.

Em 1995-1996 surgiram no mercado as denominadas fibras NZDSF- Non Zero Dispersion Shift Fiber [12], que têm o comprimento de onda de dispersão nula, $\lambda_{D=0}$, fora da faixa de operação dos AFDE's, veja figura 5

Tipicamente elas apresentam dispersão dentro dessa faixa inferior a 3.5 ps/nm.km , assegurando então uma fraca eficácia do processo de FWM e, ao mesmo tempo, não degradando drasticamente o sinal por dispersão [13].

Além disso o projeto dessas fibras considera (mais recentemente) a otimização do perfil do índice de refração (que é segmentado) para possibilitar o confinamento do Modo fundamental com maior raio modal, e consequentemente maior espaçamento entre os AFDE's [13].

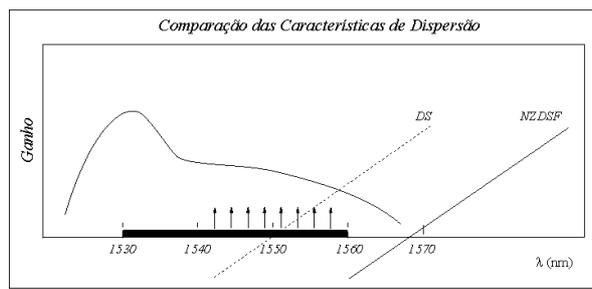


Figura 5. Características de dispersão das fibras NZDSF comparadas com as fibras DS- dispersion shift, relativas a banda de operação dos AFDE's [12].

V - Esquemas de Compensação/Gerenciamento da Dispersão

Com a implementação dos AFDE's nos sistemas óticos, a distância entre regeneradores passou a ser ditada não mais pela atenuação imposta ao sinal pela fibra mas pela dispersão. Como os amplificadores óticos podem levar o sistema a operar na região não linear e portanto causar efeitos que alargam espectralmente o sinal acentua-se o problema da dispersão.

Recentemente, 1995-1996, tornaram-se disponíveis comercialmente dispositivos baseados em técnicas para compensar a dispersão cromática e então aumentar o espaçamento entre regeneradores eletrônicos (ou até eliminá-los dependendo do comprimento total do enlace). Nessa seção abordaremos a utilização de Fibras de Dispersão Oposta (DCF- Dispersion Compensating Fiber) para compensação da dispersão cromática. Existem inúmeras outras técnicas de compensação [3], dentre elas as que se utilizam de *pré-chirp no laser*, *chirp induzido pela auto modulação de fase*, *grade de Bragg*, etc, contudo elas não serão abordadas aqui.

Consideraremos inicialmente que o esquema de compensação da dispersão baseado em fibras de dispersão oposta, DCF, esteja sendo implementado em um enlace onde os efeitos não lineares sejam desprezíveis. Nesse caso pode-se compensar totalmente o efeito do alargamento temporal do pulso pela dispersão cromática de primeira ordem, como veremos. Referindo-se a figura 6 [14]:

$$D_{tx}L_{tx} + D_cL_c = 0 \quad (4)$$

sendo D e L , respectivamente a dispersão de primeira ordem e o comprimento da fibra; os sub-índices tx e c referem-se respectivamente às fibras de transmissão e de compensação.

De (4) resulta:

$$D_c = \frac{L_{tx}}{L_c} D_{tx} \quad (5)$$

e portanto D_t e D_c têm sinais opostos.

A fibra de transmissão *Standard*, opera em 1550 nm no regime anômalo, portanto as DCF's são, nesse caso, projetadas para operarem no regime normal [3].

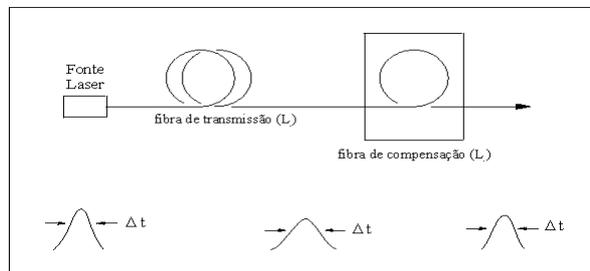


Figura 6. Utilização de equalização ótica para reduzir ou eliminar o alargamento temporal do pulso causado pela dispersão de primeira ordem [14]

É desejável que o valor de D_c seja alto para que o comprimento L_c seja reduzido e não se introduza, assim, muita atenuação adicional (α_c) ao enlace.

Tipicamente $D_c \approx -60$ à -100 ps/nm.km e $\alpha_c \approx 0.7$ à 1.0 db/km . Define-se uma *Figura de Mérito (M)* [15], avaliada em $\text{ps} / \text{nm.db}$ e que caracteriza o desempenho da fibra de compensação:

$$M = \frac{D_c}{\alpha_c} \quad (6)$$

Assim, nesse caso, sistemas operando no regime linear ficam limitados apenas pela dispersão de segunda ordem e superiores e pela *dispersão de modo de polarização* [4].

A figura 7, ilustra a variação do valor da dispersão ao longo de um enlace com compensação da dispersão [8].

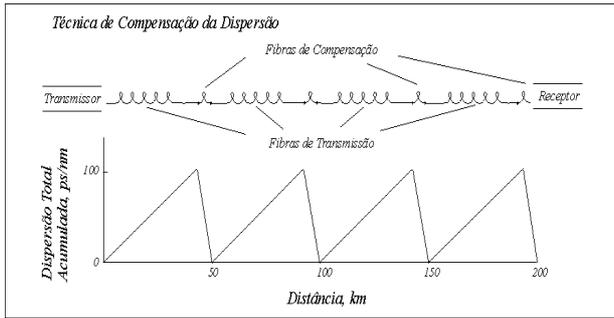


Figura 7. Dispersão total acumulada em função da distância ao longo de um enlace hipotético[8].

No caso de sistemas operando no regime não linear, não haverá compensação total da dispersão pela fibras de compensação oposta, como no caso de operação linear. Isso porque os efeitos da auto modulação de fase, da mistura de quatro ondas e da dispersão cromática degradam o sinal *de forma diferenciada nos diferentes trechos de fibras* (fibras de transmissão e de compensação). Essa diferenciação é consequência de fatores como:

- a marcante diferença do projeto das fibras de compensação em relação às fibras de transmissão;
 - a alteração do nível de potência sofrido pelo sinal ao longo do enlace, com a consequente alteração da eficácia dos efeitos não lineares e da interação desses com a dispersão;
- Em decorrência de tudo isso é necessário que se *gerencie* a não linearidade e a dispersão.

O gerenciamento da dispersão é eficiente não somente em enlaces com fibras Standard operando em 1550nm, como também em enlaces com fibras DS e fibras NZDSF. Esse é um campo de intensa pesquisa atualmente onde resultados experimentais em conjunto com resultados de simulação numérica das condições de propagação do sinal em trechos alternados de fibras de transmissão e fibras de compensação conduzem a um *esquema ótimo de compensação da dispersão*. A avaliação final não só define as características de parâmetros das fibras de compensação como também sua localização física no enlace.

A TABELA I mostra as características de alguns enlaces que operam com fibras Standard e com fibras de compensação da dispersão; código NRZ.- Non Return to Zero.

TABELA I -Enlaces baseados em fibras de compensação com dispersão oposta.

| Enlace | Fonte Laser/Modulação | Fibra de Transmissão | Fibra DCF | AFDE's | Obs. | Ref. |
|-----------------------|--------------------------|----------------------|-----------|--------|---------------------|------|
| 2,5Gbit/s X 210 km | DFB-IM-DD ⁽¹⁾ | Standard | 47.0km | 2 | | [16] |
| (2X2,5)Gbit/s X 60 km | DFB-IM-DD | Standard | 21.8km | 1 | WDM ⁽²⁾ | [17] |
| 10Gbit/s X 150 km | DFB-IM-DD | Standard | 39.0km | 3 | | [18] |
| 10Gbit/sX 2245 km | DFB-MEXT ⁽³⁾ | Standard | 405.km | 25 | Loop ⁽⁴⁾ | [19] |

(1)-modulação da potência do laser, diretamente na corrente; (3)-modulação externa da potência do laser; (2)- WDM

1300nm/1550nm; (4)-enlace simulado em laboratório com configuração de "loop" recirculante.

VI - Sistemas baseados em Solitons

Do que foi exposto nas seções anteriores verifica-se que a evolução dos sistemas óticos é norteada pela busca de uma maior capacidade de transmissão, isto é, de um projeto que explore totalmente a largura de banda das fibras óticas. Assim, paralelamente à pesquisa de fibras que minimizam a dispersão (DS) e de fibras que compensam a dispersão (DCF) seguem pesquisas relacionadas a um fenômeno denominado *Soliton Ótico* [3,4,20], no qual a dispersão cromática é *naturalmente compensada* pelo efeito não linear de auto modulação de fase, na fibra ótica.

Solitons Óticos só existem em meios óticos não lineares; embora o fenômeno de Soliton não seja limitado a meios óticos [21].

No caso dos Solitons Óticos ocorre que os efeitos de alargamento temporal do pulso, pela dispersão no regime anômalo, e do alargamento espectral, pela auto modulação de fase, cancelam-se mutuamente. Em consequência o Soliton Ótico é um pulso que não varia sua forma nem seu espectro ao se propagar. A figura 8 [20], ilustra esse fenômeno.

A previsão teórica de se transmitir Solitons Óticos em fibras óticas foi feita por Akira Hasegawa, em 1973 [22]. Posteriormente, em 1980, Lin Mollenauer confirmou experimentalmente essa previsão [23].

O entendimento do fenômeno de Solitons em fibras óticas, tanto do ponto de vista qualitativo quanto quantitativo, é vastamente explorado na literatura especializada sendo seu entendimento quantitativo baseado na equação de propagação do pulso na fibra: *equação não linear de Schrödinger estendida* [3,4,22,23,24]. Na referência [24] fizemos um pequeno resumo das características básicas da propagação de Solitons em fibras obtendo e solucionando, numericamente a equação de propagação com condições inicial e de contorno específicas, lá citadas.

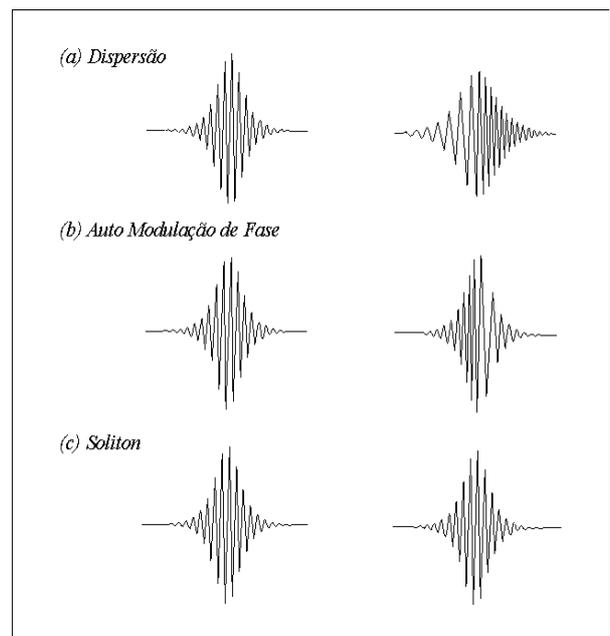


Figura 8. Se dispersão (a) e automodulação de fase (b) coexistem durante a propagação do pulso, o "envelope" do mesmo propaga-

se sem alteração da largura temporal e do espectro (c), uma vez que os deslocamentos de frequências instantâneos provocados pelos dois fenômenos são opostos [20]. Veja também a figura 2.

A viabilização prática dos sistemas óticos baseados em Solitons depende da solução de problemas relacionados a estabilidade do soliton na fibra [3,4].

Como foi dito acima Solitons somente existem em sistemas operando na região não linear (onde o sinal tem alto nível de intensidade). Ao se propagar numa fibra as perdas impostas pela mesma atenuam o nível do sinal e levam o sistema a operar na região linear; conseqüentemente a auto modulação de fase deixa de ocorrer. Nesse caso para manter o Soliton na fibra, é necessário que ocorra amplificação periódica do mesmo. Ao ser amplificado por AFDE's adiciona-se ruído (ASE) ao sinal o qual é uma das causas da desestabilização do Soliton na fibra. Esse efeito foi detectado inicialmente por J. P. Gordon e H. A. Hauss [25].

Considerável progresso vem sendo obtido na década de 90 com relação ao entendimento e combate dos efeitos responsáveis pela degradação do Soliton na fibra advindos do ruído ASE, da interação entre solitons, etc. Assim laboratórios de pesquisa, em todo o mundo, buscam a viabilização prática e a disponibilização comercial dos enlaces ultra longos (milhares de quilômetros) sem regeneradores eletrônicos: enlaces nos quais Solitons Óticos desempenham o papel de "bits naturais" (citando L.Mollenauer).

Vários experimentos têm sido relatados sobre sistemas baseados em Solitons. Na ref. [26] L.Mollenauer e outros autores descrevem detalhes da implementação (em laboratório através de "loop" recirculante) de um enlace onde são transmitidos 10Gbit/s sobre 20.000km e (2x10Gbit/s) sobre 13.000km, ambos com BER de 10^{-9} (fibra DS).

A partir de 1995, experimentos de transmissão de Solitons em enlaces compostos com fibras Standard e fibras de compensação-DCF têm sido realizados com sucesso. Essa técnica vem sendo designada por dispersion -allocated soliton. Nesses enlaces a dispersão total permanece no regime anômalo. Na ref. [27] relata-se um experimento realizado em laboratório (loop recirculante) onde são transmitidos 10 Gbit/s sobre 10600 quilômetros de fibra Standard; o sistema opera em 1550nm.

Assim o "up grade" da enorme Rede de fibras Standard (cerca de 50.000.000 de quilômetros de fibras já instaladas, [3]), poderá vir a ser viabilizado também por essa técnica.

VII - Conclusão

O amadurecimento do projeto das novas fibras apropriadas para operação no regime não linear (fibras de grande área eficaz e de comprimento de onda de dispersão nula fora da faixa útil dos AFDE's); dos componentes para os sistemas WDM (filtros sintonizáveis, AFDE's com curvas de ganho mais planas para acomodar adequadamente maior numero de canais); de lasers DFB mais estáveis; dos esquemas de compensação da dispersão (inclusive para sistemas WDM) deverão caracterizar as próximas gerações de sistemas óticos, elevando a capacidade e o desempenho dos mesmos além dos níveis atuais.

A transmissão da informação através de Solitons continua sendo alvo de intensa pesquisa e constitui-se uma alternativa,

inclusive para ser empregada em fibras já instaladas (tipo Standard) em conjunto com fibras de compensação.

REFERÊNCIAS

- [1]- J R Carlson; Bell System Technical Journal, 1936;
- [2]- F P Kapron; Applied Physics Letters; v17, n10, (1970);
- [3]- G P Agrawal; Fiber Optics Communications Systems; 2nd Edition, Wiley Series in Microondas and Optical Engineering,1997;
- [4]- G P Agrawal; Non Linear Fiber Optics; 2nd Edition, Academic Press,1995;
- [5]- T Li; Proceedings of the IEEE; v8, n10, 1568, 1993;
- [6]- A J Santos; Journal of Lightwave Technology, v12, n10, 1739, 1994;
- [7]- M S Borella; Proceedings of the IEEE, v85, n8, 1274, 1997;
- [8]- A E. Willner, IEEE Spectrum, abril,32,1997;
- [9]- H. A. Hauss; IEEE Spectrum, 48, 1993;
- [10]- D Marcuse; Journal of Optical Society America; v66, n3, 216, 1976;
- [11]- A R Chraplyvy; Journal of Lightwave Technology, v8, n10, 1548, 1990;
- [12]- K M Able; Lightwave Spacial Report; 1998;
- [13]- M J Yadlowsky; Proceedings of the IEEE, v85, n11, 1765, 1997;
- [14]- C.Lin; Optics Letters, v5, n11, 476, 1980;
- [15]- M. Onish, Electronics Letters, v30, n2, 161,1994;
- [16]- M. Onish; Sumitomo Electrical Tech Review; 39, 15, 1995;
- [17]- H. Izadpanah, Electronics Letters, v28, n15,1469, 1992;
- [18]-A. J. Antos, Journal Lightwave Technology, v30, n2, 161,1994;
- [19]- N. Kikuchi, Electronics Letters, v31, n5, 375, 1994;
- [20]- Trvaly E, Bell; IEEE Spectrum, august,56, 1990;
- [21]- A .C. Scott, Proceeding of the IEEE, v61,n10, 1443,1973;
- [22] A.Hasegawa,Applied Physics Letters, v23, n3,142,1973;
- [23]- L. Mollenauer, Physics Review Letters, v45, n13, 1095,1980;
- [24]- M R Caputo, M E Gouvêa; Revista Telebrás,18 (62), 1994 e Anais da Telexpo de 1995, São Paulo;
- [25]- L. Mollenauer, Optics & Photonics News, abril,15,1994;
- [26]- L. Mollenauer, Electronis Letters, v29, n10, 910, 1993;
- [27]-M. Yamada , Electronis Letters, v31, n3, 216, 1995;
- [28]-Y. Jianjun, Microwaves and Optical Technical Letters, v15, n2, 106, 1997;

Maria Regina Caputo é engenheira pelo INATEL- Instituto Nacional de Telecomunicações (1975). Fez Especialização em Engenharia Econômica-PUC-MG-(1981). Fez Mestrado na UFMG (1993) e está em fase de elaboração de Tese de Doutorado na UFMG (ambos com ênfase em Sistemas Óticos) . Foi professora do INATEL (1976). Trabalha há 20 anos com projeto e implantação de sistemas de telecomunicações junto à Concessionárias, Fabricantes e Empresas de Consultoria Técnica: Espirito Santo Centrais Elétricas S/A, Vitória- (1977); Italtel Società Italiana Telecomunicazione, filial brasileira, Belo Horizonte, (1979/82); Main Engenharia S/A, em São Paulo, (1983/ 85); Engevix Engenharia S/A, em Belo Horizonte, (1985/ 89). Foi membro da ABNT e do GCOI (Eletrobrás)- (1978/1981). Publicou alguns artigos técnicos em Revista e Periódicos Especializados.

Maria Elizabeth Gouvêa é doutora em física da matéria condensada, pela Universidade Federal de Minas Gerais (1986). Fez Pós-doutorado no Los Alamos National Laboratory (1987-1988), Los Alamos, NM, EUA e mantém intercambio constante com: Universitat of Bayreuth, Alemanha.; Kansas State University , Manhattan, KS, EUA e com Los Alamos National Laboratory, NM, EUA. É professora do Departamento de Física da UFMG desde 1976, publicou uma tese de mestrado, uma de doutorado e 40 artigos em revistas internacionais com árbitros. É membro da Sociedade Brasileira de Física.

Design and Simulation of Optical Broadband Receivers with Si-Bipolar Transistors for 1 Gb/S and with Hemt Transistors for 10 Gb/S

Dipl.-Ing. Roland Friedrich, Prof. Dr.-Ing. Haybatollah Khakzar

University of Technology Esslingen, Department of Mechatronics

Robert-Bosch-Str.1,D-73037 Göppingen, Germany

e-mail: haybatollah.khakzar@fht-esslingen.de

Abstract. Todays communication needs high bandwidth equipment capable of amplifying small signals without introducing noise into the system. In the following paper we would like to explain basic properties of high-gain low-noise broadband amplifiers using the Cherry-Hooper-Principle[1]. We will look at broadband amplifiers with bipolar transistors, explain one example realized in thin film technology and have a look at simulation results of an amplifier with high-electron-mobility-transistors (HEMT) which uses a modified Cherry-Hooper-Principle. By use of this modified circuit it is possible to enhance the noise behaviour of the amplifier.

I. Basic properties of single stage feedback amplifiers

In this section we will look at idealized properties of circuits with serial respective parallel feedback. We will find simple dimensioning rules. Especially it will be shown that it is necessary to connect parallel and serial feedback stages alternating [2]. This configuration is well known as the Cherry-Hooper-Principle.

For the following analysis we will use the simplified ac-model after Giacoletto:

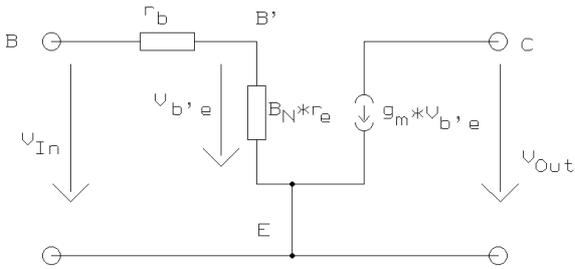


Figura 1: Simplified ac-model of a bipolar transistor after Giacoletto

I.1 - Common-emitter-configuration with serial feedback

In order to obtain a high bandwidth with serial feedback configuration it is necessary to:

1. control the input voltage rather than the input current of that stage
2. terminate the stage with a low resistance load

Following the second requirement, the stage has current amplification but usually not voltage amplification. The influence of the feedback resistor R_F becomes clear if we look at the relation „output current versus input voltage“.

If we choose $R_F \gg \frac{r_b}{\beta_N} + r_e$ (1)

we get the simple expression

$$\frac{I_O}{V_I} \approx \frac{1}{R_F} \quad (2)$$

As we can see from eq. (2), R_F controls the transadmittance of the stage. To calculate the input resistance, we use Fig. 2 and get

$$R_{in} = \beta_N (R_F + r_e + \frac{r_b}{\beta_N}) \quad (3)$$

As is easily seen, R_F increases the input resistance substantially. We also can see that R_{in} depends very much on β_N of the transistor, which in turn means that it depends very much on the parameter variations of the transistor used.

To calculate the output resistance the transistor model has to be extended by a collector-emitter-resistance r_{ce} in order to obtain a finite output resistance. We calculate

$$R_{out} = r_{ce} (1 + \frac{R_F}{(R_F + r_b) / \beta_N + r_e}) \quad (4)$$

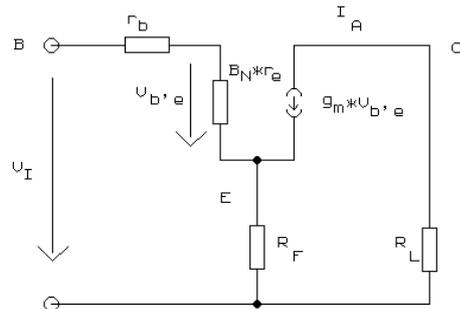
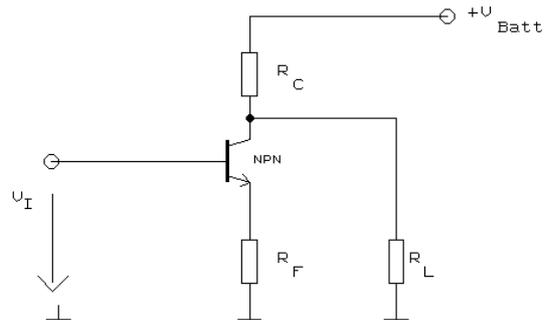


Figure 2: Serial feedback principle and simplified ac-model with serial feedback

As we can see from eq. (4), the already high output resistance will be raised again by R_F .
The closed-loop voltage gain becomes:

$$G_R = -\frac{R_F}{\left(\frac{R_F + r_b}{\beta_N} + r_e\right)} \quad (5)$$

Summary:

- 1) A circuit with serial feedback should be used with controlled voltage at the input and with low resistance load at the output.
- 2) By use of serial feedback the input and output resistance of a circuit will be raised.
- 3) The relation „output current vs. input voltage“ will become stabilized by serial feedback.
- 4) We can look at a common-emitter-circuit with serial feedback as a voltage controlled current source.

I.2 - Common-emitter-configuration with parallel feedback

We can get a high bandwidth with a parallel feedback stage if
1) the circuit will be used with current controlled input
2) the load resistance is high.
The calculation gives

$$\frac{V_O}{I_I} = -\frac{R_F - \left(\frac{r_b}{\beta_N} + r_e\right)}{1 + \frac{R_F + R_L}{\beta_N R_L} + \frac{r_b/\beta_N + r_e}{R_L}} \quad (6)$$

Eq. (6) simplifies substantially if the following conditions are satisfied:

$$R_F \gg r_b/\beta_N + r_e \quad ; \quad \frac{r_b/\beta_N + r_e}{R_L} \ll 1; \quad \frac{R_F + R_L}{\beta_N R_L} \ll 1 \quad (7)$$

Then eq. (6) will become

$$\frac{V_O}{I_I} \approx -R_F \quad (8)$$

As we can see, the output voltage is determined only by input current and feedback resistor.
To calculate the input resistance of a parallel feedback stage we get with the assumptions made in eq. (7):

$$R_{IN} = \frac{r_b + \beta_N r_e}{\beta_N R_L / (R_F + R_L)} = \left(\frac{r_b}{\beta_N} + r_e\right) \left(1 + \frac{R_F}{R_L}\right) \quad (9)$$

The input resistance of a common emitter stage thus reduces by use of parallel feedback by a factor $((\beta_N R_L)/(R_F + R_L))$, see fig. 3.

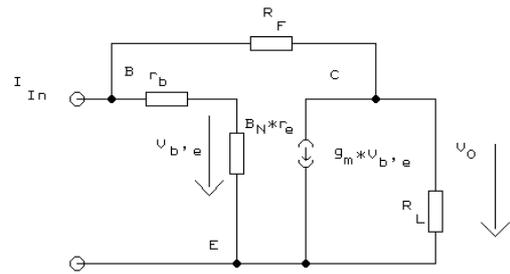
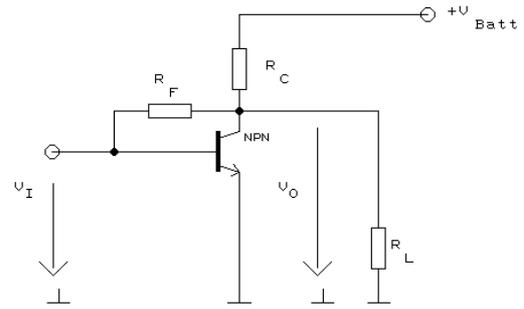


Figure 3: Principle of parallel feedback and simplified ac-model for a parallel feedback stage

Because the circuit gets its input usually from a current source, we assume a high source resistance at the input terminal to calculate the output resistance.
With the assumption

$$R_S \gg r_b + \beta_N r_e \quad (10)$$

the output resistance is with good approximation

$$R_{OUT} = \frac{R_F}{\beta_N} + \frac{r_b}{\beta_N} + r_e \quad (11)$$

The output resistance of a stage with parallel feedback is small if we can assume a current gain for the transistor which is not too small.

The closed loop gain is

$$G_R = -\frac{1}{\frac{r_b/\beta_N + r_e}{R_L} + \frac{R_F + R_L}{\beta_N R_L}} \quad (12)$$

Both of the ratios in the denominator of eq. (12) will become very small if we use the dimensioning equation (7).

Summary:

1. The input terminals of a stage with parallel feedback should be connected to a current source, the output terminals should be as close to open circuit as possible.
2. With parallel feedback the input and output resistance of that stage will be reduced.
3. The ratio „output voltage vs. input current“ will be stabilized by parallel feedback.
4. A common-emitter-stage with parallel feedback is like a current controlled voltage source.

I.3 - Connecting both stages

For our further investigations we use the ac-model of a two-stage-amplifier given in fig. 4.

To determine the transistors bias points collector resistors R_{C1} and R_{C2} as well as voltage dividers for the base contacts of the transistors (which are not shown in fig.4) are required. If we use high resistivity ohmic resistors for the voltage dividers at the base contacts, they will have neglectible influence on the circuits small signal behaviour. By connecting our two basic stages the advantages of this configuration becomes clear.

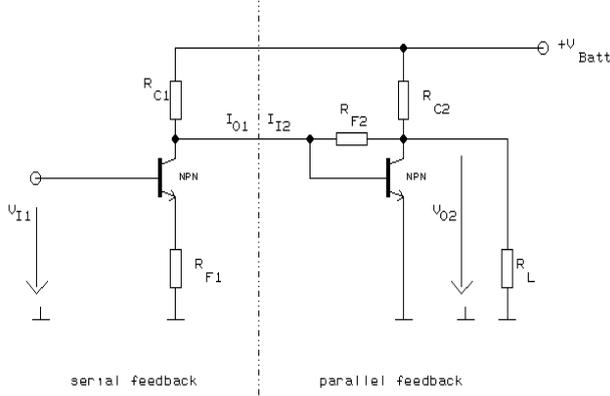


Figure 4: Common-emitter-configuration using serial-parallel-feedback

-The circuit in fig. 4 satisfies the serial feedback stage's requirement for low impedance load, because the parallel feedback stage has a low input resistance.

-The output of the serial feedback stage is like a source with high impedance for the following stage. We therefore can look at the input of the second stage as current controlled.

-Output current I_{O1} and input current I_{I2} are nearly identical, I_{O1} is determined through V_{I1} and R_{F1}

-With a load resistance $R_L = (R_L \parallel R_{C2})$ not too small, the voltage gain of our two-stage-amplifier is determined by a ratio of two resistors:

$$\frac{V_{O2}}{V_{I1}} = \frac{R_{F2}}{R_{F1}} \quad (13)$$

Single transfer functions of a chain of four-poles are to be multiplied only if they are decoupled. This decoupling in our case is the better the more input and output resistance of the serial respective parallel feedback stages are separated.

For multiple stage amplifiers the two basic stages are to be connected alternatively. There is no need to have an even number of stages. In many cases the load resistance is fixed so that the current respective voltage gain for a three-stage-amplifier e.g. could be estimated in an accurate yet simple manner. This configuration is well known as the Cherry-Hooper-Principle. Following this principle there has been proposed recently an integrated Si-bipolar broadband amplifier cell with a 3-dB cutoff frequency of 10 GHz [3].

I.4 - High frequency compensation of the amplifiers

Transfer resistance respective admittance and input/output resistance of the two basic stages are frequency dependant. With the use of additional circuit elements the frequency response of an amplifier could become compensated. This

means either rising the gain-bandwidth-product or a linear phase relation between input and output signal [1].

I.4.1 Common-emitter-stage at high frequencies using serial feedback

The circuit in fig. 5 has been discussed in [4]. We have to point out an essential simplification for circuit analysis. The influence of the collector-base junction capacitance C_{cb} becomes neglectible if the load resistance R_L is low-valued and therefore the voltage gain $G_V < 1$. This is the case if the two basic stages are connected alternatively.

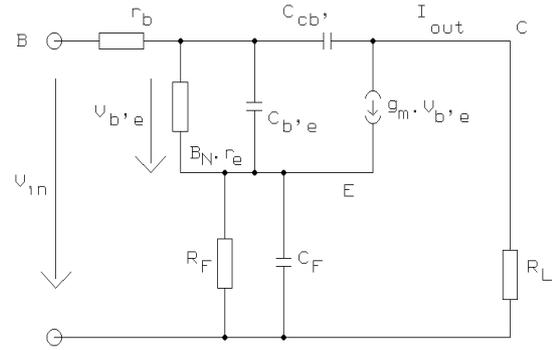


Figure 5: High-frequency-model of a common-emitter-stage with serial feedback

If we assume

$$R_F \gg r_e + \frac{r_b}{\beta_N}; \quad \left| \frac{1}{j\omega C_{cb}} \right| > r_b; \quad \left| R_F \left\| \frac{1}{j\omega C_F} \right. \right| < |R_L| \quad (14)$$

then we get

$$\frac{I_o(p)}{V_I(p)} \approx \frac{1}{R_F} \cdot \frac{p\tau_F + 1}{\frac{r_b}{R_F} \cdot \tau_T \tau_F p^2 + \tau_T \left(\frac{r_b}{R_F} + 1 \right) \cdot p + 1} \quad (15)$$

using $\tau_F = R_F \cdot C_F$ and $\tau_T = \frac{1}{2\pi f_T}$

Eq. (15) could be simplified if R_F and C_F are chosen such that $\tau_F = \tau_T$. Then we get

$$\frac{I_o(p)}{V_I(p)} \approx \frac{1}{R_F} \cdot \frac{1}{\frac{r_b}{R_F} \cdot \tau_T p + 1} \quad (16)$$

Then we have only one pole remaining.

I.4.2 Parallel-feedback common-emitter-stage at high frequencies

a) Circuit drives a high-resistivity RC load

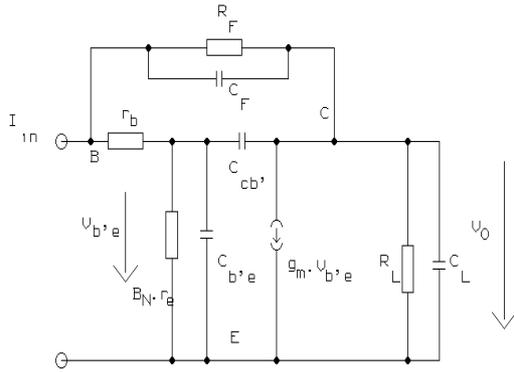


Figura 6: Parallel-feedback common-emitter-configuration with RC load

The load drawn in fig. 6 represents the input resistance of the following stage with serial feedback. To achieve high-frequency-compensation a capacitor C_F has been proposed [5, p.380]. This configuration seems to be somewhat confusing since the feedback factor rises not reduces with higher frequencies.

With the assumptions

$$\left| R_L \parallel \frac{1}{j\omega C_b} \right| \gg r_e; \quad \left| \frac{1}{j\omega C_F} \right| > r_b, r_e$$

$$R_F \gg r_b; \beta_N \cdot R_L \gg R_F + R_L \quad (17)$$

we get a two-pole function for the transfer resistance:

$$\frac{V_{out}(p)}{I_{in}(p)} \approx -R_F \frac{1}{p^2 \tau_T (\tau_F + R_F C_L) + p [\tau_T (1 + R_F/R_L)] + 1} \quad (18)$$

with $\tau_F = R_F \cdot C_F$, $C_F = C_F + C_{cb}$, and $\tau_T = \frac{1}{2\pi f_T}$

The circuit should be dimensioned in a way, that the transadmittance eq. (18) has a conjugated complex pair of poles.

b) Circuits terminated with ohmic loads

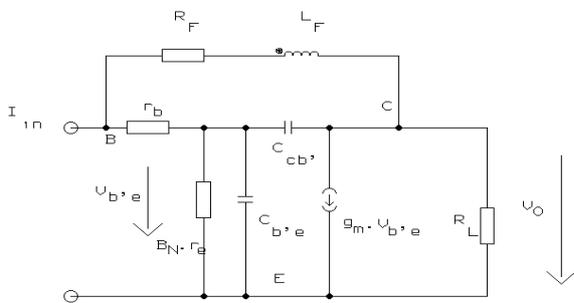


Figura 7: Common-emitter-configuration with parallel feedback and terminated with ohmic load

There is an inductance connected in series with the feedback resistor. The load resistance R_L for example represents the characteristic impedance of a transmission line. Assuming

$$\left| \frac{1}{j\omega C_{cb'}} \right| \gg r_b; r_e; R_L; \quad R_L \gg r_e; |R_F + j\omega L_F| \gg r_e \quad (19)$$

we get

$$\frac{V_{out}(p)}{I_{in}(p)} \approx -R_F \frac{1 + p\tau_F}{p^2 \tau_F R_F / R_L \cdot (\tau_T + R_L C_{cb'}) + p \left[\tau_T \left(1 + \frac{R_F}{R_L} \right) + R_F C_{cb'} \right] + 1} \quad (20)$$

with $\tau = L_F / R_F$, this again gives us two conjugated complex pair of poles.

II. The optical receiver

We will now describe an optical receiver with a bandwidth 0.5 GHz. The simplest case of an optical receiver contains a photodiode followed by an amplifier (see fig.8).

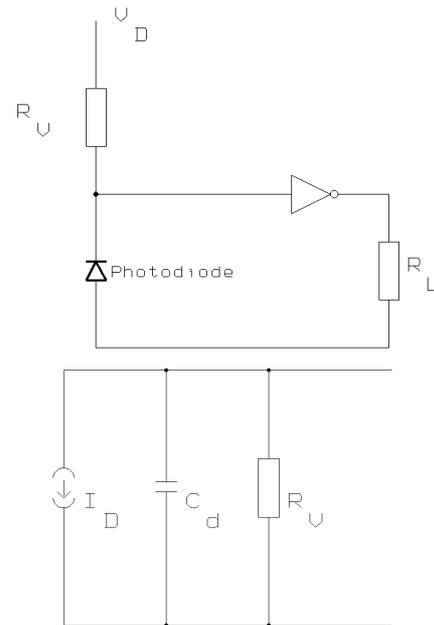


Figura 8: Basic schematic of an optical receiver and ac-model of a PIN-photodiode

We use a PIN-photodiode connected in reverse mode. The ac-model of a PIN-photodiode contains a current source and a capacity in parallel - see fig.8.

Fig. 9 shows the realized three-stage optical receiver. Because it is fed out of a current source, the first stage uses parallel feedback, the second stage serial feedback and the third one again parallel feedback.

Fig. 10 shows the locus diagram of this amplifier. Reference [6] describes the amplifier in more detail.

The photodiode gets the light from a laser diode. Fig. 11 (above) shows the step voltage driving the laser diode with low rise time step voltage. The overall step response of the system is shown in fig. 11 (lower part). Rise time is around

Ins, which corresponds to a bandwidth of 0.5 GHz. The circuit has been built in thin film technology.

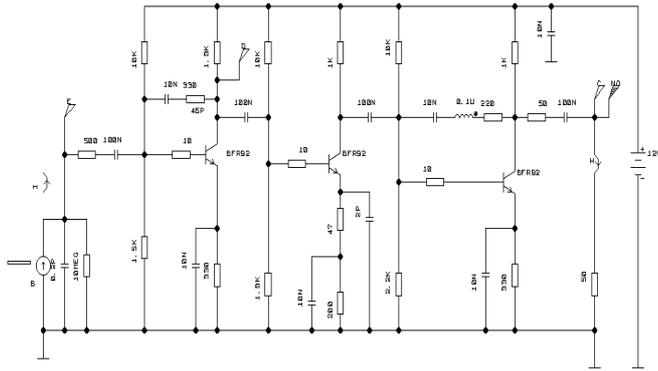


Figure 9: Three-stage amplifier

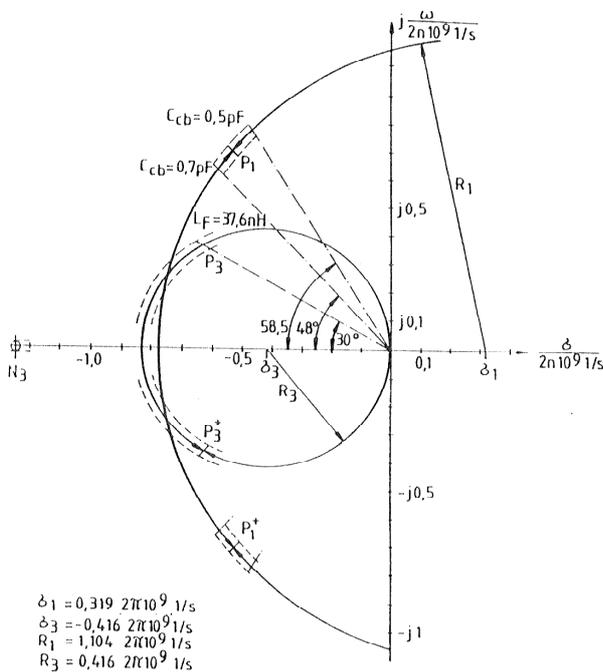


Figure 10: Locus diagram of the amplifier

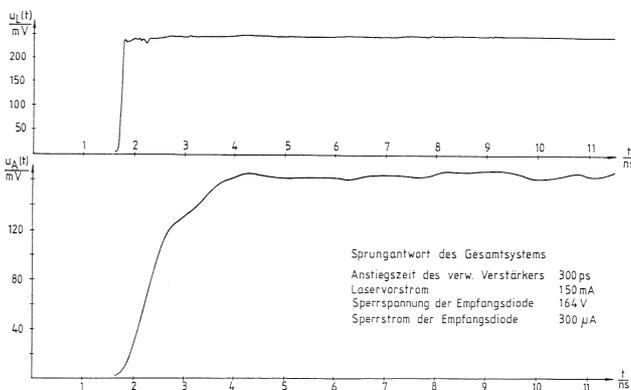


Figure 11: Overall step response of the system

Fig. 10 shows a three-stage broadband amplifier using alternatively serial and parallel feedback, the so called Cherry-Hooper-principle. The active elements in this amplifier are NEC high-electron-mobility-transistors (HEMT's).

With the use of a PIN-photodiode - which we regard as a current source - the parallel feedback resistor for the first stage must have a value around 300 Ohms for 9.8 Gbit/s-systems. A low valued feedback resistor is a main source of noise in the amplifier. We therefore changed the circuit to a four-stage configuration with serial feedback used in the first and last stage and parallel feedback used in the second one.

As the circuit simulation shows, it is possible to feed back over all stages with a parallel resistor of 1 kohms. For enhanced noise behaviour of our circuit, we did without the serial feedback in the first stage. Fig. 11 shows the small-signal ac-model used for a HEMT from NEC company with a gate length of 0.25µm, fig. 12 shows the simulated receiver's gain-phase-diagram. As we can see, the bandwidth is about 3.3 Ghz. Using today's HEMT's with gate lengths of around 0.1 µm it is possible to realize a 9.8 Gbit/s system.

For a HEMT the main source of noise is the transistors channel. But up to now, there is no accurate SPICE model of HEMT transistors so that we are not able to simulate the circuits noise behaviour. As HEMT's are known for their exceptional noise behaviour we can conclude that this circuit has better noise margins than circuits using GaAs-MESFET's or bipolar transistors.

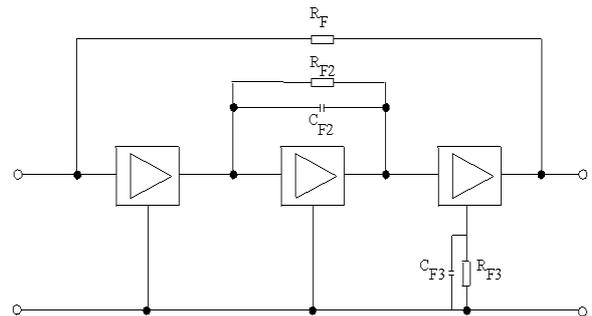


Figure 12: 3-stage transimpedance amplifier (modified Cherry-Hooper).

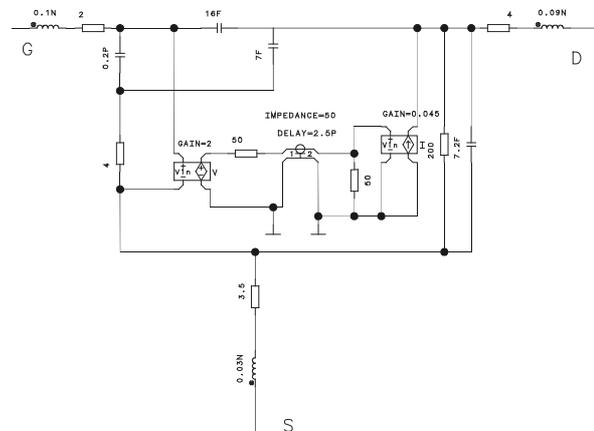


Figure 13: Small-signal ac-model of a NEC-HEMT modified for use spice simulators.

III. Design and Simulation of a 9.8 Gbit/s optical receiver using the Cherry-Hooper principle

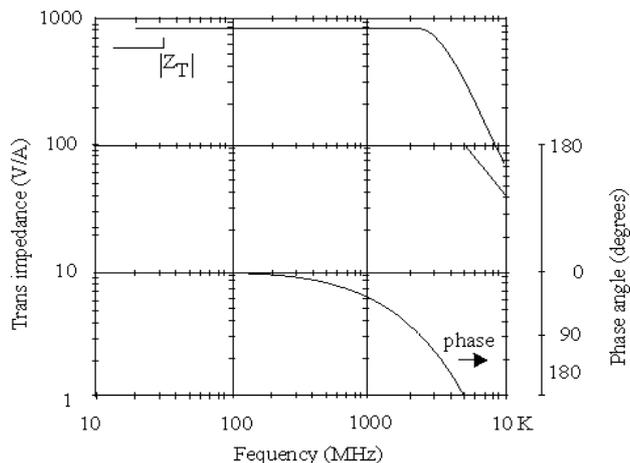


Figura 14: Simulation results: Gain and Phase of the transimpedance amplifier using NEC-HEMT's

IV. Conclusion

We presented basics of the Cherry-Hooper-Principle and their application to optical broadband amplifiers with Si-bipolar transistors. A modified Cherry-Hooper-Principle has been presented. With this modification it is possible to achieve low-noise broadband amplifiers using state-of-the-art HEMT's with bandwidth up to or above 10 Gbit/s. A drawback to our proposal is the missing SPICE model for HEMT's, so that we are only able to simulate HEMT's dc or small signal behaviour but not their noise behaviour. However, we have simulations with bipolar transistors which proof the validity of our proposed modified Cherry-Hooper-Principle.

Especially it is to mention that the amplifiers are simulated and build with discrete elements, not integrated circuits.

REFERENCES

- [1] Cherry,E.M.; Hooper,D.E.:“The design of wide-band transistor feedback amplifiers“; Proceedings of the IEE, Vol. 110, No.2, Feb. 1963
- [2] Khakzar, H. et al:“ Design and Simulation of semiconductor circuits with PSPICE“, Expert Verlag, Renningen, Germany 1997 (in german language)
- [3] Rein, H.M.; Moeller,M.:“Design considerations for very high-speed Si-bipolar IC's operating up to 50 Gbit/s“; IEEE Journal of Solid State Circuits, Vol. 31, No.8, Aug. 1996
- [4] Hullet, H.L.; Nuoe, T.V.:“A feedback receiver amplifier for optical transmission systems“; IEEE Transactions on Communications, Oct. 1976
- [5]Cerry,E.M.; Hooper, D.E.: „Amplifying devices and low-pass filter design“; John Wiley and Sons, New York, 1968

Roland Friedrich – dados do autor não disponíveis na data de publicação desta edição.

Haybatollah Khakzar é Professor Titular da Faculdade de Esslingen, em Stuttgart na Alemanha, no Departamento de Microeletrônica. É Professor das disciplinas de Microeletrônica e Telecomunicações, com especialização em Tecnologia de Opto e Microeletrônica.