

# Interfaces para Enlaces de Fibra Óptica de Alta Velocidade

José Edimar Barbosa Oliveira\* e José Antônio Justino Ribeiro\*\*

\*Divisão de Engenharia Eletrônica - Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA  
Pça. Mal. Eduardo Gomes, 50 – V. das Acácias, CEP: 12.228-900, São José dos Campos, SP – Brasil.

\*\*Departamento de Telecomunicações - Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL  
Av. João Camargo, 510 – Santa Rita do Sapucaí, MG – Brasil.

**Resumo** — Este trabalho apresenta a análise de enlaces de fibra óptica com modulação direta e externa. O desempenho do sistema é avaliado com base nos parâmetros relevantes para comunicações analógicas, tais como figura de ruído, faixa dinâmica limitada pelas intermodulações de terceira ordem e potência na qual ocorre a compressão de 1dB. A análise desenvolvida fundamenta-se na modelagem do enlace através de diagrama de fluxo do sinal modulador com auxílio das matrizes de espalhamento dos dispositivos e do trecho de fibra óptica. Na análise da faixa dinâmica do enlace são levados em consideração o ruído térmico, o ruído de disparo (“shot noise”) e o ruído resultante de flutuação na intensidade do laser (RIN). A formulação é aplicada para um enlace que utiliza componentes disponíveis comercialmente e mostra-se que podem ser alcançadas faixas dinâmicas com  $110\text{dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$  com o emprego de técnicas de modulação externas.

**Abstract** — This work presents the analysis of communication fiber optical link with either external or direct laser modulation. The link performance is evaluated based on parameters which are relevant for analog communication, namely noise figure, dynamic range and 1dB gain compression. The theoretical analysis fundamental relies on the modeling of each device using flow graphics and scattering matrix. The dynamic range estimation is carried out taking into account the following noise sources: thermal noise, shot noise and the relative intensity noise (RIN). The formulation is used to evaluate the dynamic range of a communication link, which comprises components commercially available. It is shown that dynamic range as high as  $110\text{dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$  can be achieved when the link relies on external modulation.

**Palavras-chaves** — Comunicações ópticas, modulação óptica, faixa dinâmica, figura de ruído e largura de faixa.

## I. INTRODUÇÃO

O estado da arte da tecnologia optoeletrônica tem estimulado a utilização de fibra óptica em dispositivos e sistemas de microondas. As principais aplicações empregam o feixe de um laser semiconductor como portadora do sinal de informação na faixa de microondas. O canal de transmissão é constituído por uma fibra óptica ou por um cabo de fibras ópticas. Os dispositivos e sistemas que utilizam a combinação das tecnologias óptica e de microondas exibem elevadas

larguras de faixa e tanto podem ser usados para comunicações analógicas como para comunicações digitais [1].

Neste artigo são analisados enlaces de comunicações ópticas analógicas com modulação direta e com modulação externa. O emprego desses sistemas tem crescido significativamente em aplicações tais como a conexão entre microcélulas de comunicações móveis e a alimentação de conjunto de antenas que formam redes fasadas (“*phased arrays*”)[2]. No caso da modulação direta, a variação da corrente de polarização do laser semiconductor é responsável por se obter um sinal óptico modulado em amplitude. Já na modulação externa, a corrente de polarização do diodo laser é mantida inalterada e sua saída óptica, em regime de amplitude constante (CW), é acoplada a um dispositivo construído fora de sua cavidade óptica. Esse dispositivo constitui o modulador externo, cuja transmissão é controlada pelo sinal que representa a mensagem a ser enviada.

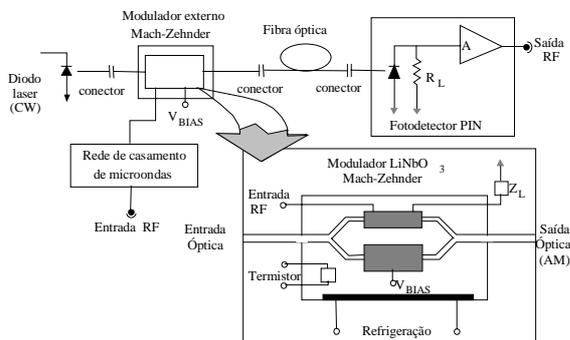
Os moduladores externos mais utilizados funcionam com base no efeito eletroóptico linear (efeito Pockels) ou no efeito de eletroabsorção[2]. No desenvolvimento deste trabalho, enfatizam-se os enlaces de comunicações nos quais a modulação externa é obtida com a tecnologia de óptica integrada aplicada a um substrato eletroóptico de niobato de lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ). A opção por moduladores com este material deve-se ao elevado grau de maturidade das tecnologias usadas na sua fabricação. Adicionalmente, resultados experimentais recentes mostram que moduladores deste tipo podem proporcionar larguras de faixa superiores a 75GHz[3].

A análise do enlace inicia-se com a aplicação da técnica de diagrama de fluxo ao sinal modulador, para representar os seguintes dispositivos: circuito de interface com o diodo laser, modulador eletroóptico do tipo Mach-Zehnder e fotodetector de tipo p-i-n. Os diagramas de fluxo são apresentados em termos dos parâmetros de espalhamento dos dispositivos na frequência do sinal de modulação, cada um visto como junção de dois acessos. A natureza optoeletrônica dos componentes é levada em consideração através do acoplamento entre os acessos eletrônicos dos vários dispositivos. Por exemplo, no caso do modulador Mach-Zehnder um dos acessos da junção é a própria entrada do sinal de modulação e o outro coincide com a saída óptica do dispositivo, onde haverá um fotodetector quadrático. O sinal eletrônico presente nesta última porta decorre do acoplamento entre o laser e o sinal modulador.

O desempenho do enlace é avaliado com base nos seguintes parâmetros: ganho, figura de ruído, distorção por intermodulação de terceira ordem, faixa dinâmica limitada por harmônicos espúrios e por compressão de coeficientes de transmissão. Estes parâmetros são determinados a partir dos pontos de operação do diodo laser e do modulador externo e da frequência do sinal modulador. No levantamento da figura de ruído consideram-se as contaminações provenientes dos seguintes fenômenos: ruído térmico, ruído de disparo (“shot noise”) e ruído resultante de flutuações da intensidade óptica, *RIN*. Nesta análise identificam-se as condições nas quais determinada fonte de ruído prevalece sobre as demais. A formulação é aplicada para enlaces que utilizam componentes disponíveis comercialmente e mostra-se que se pode atingir uma faixa dinâmica com  $110\text{dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$  com o uso da modulação externa.

**II. CARACTERÍSTICAS GERAIS DE MODULADORES PARA ENLACES ÓPTICOS**

A representação esquemática de um enlace de comunicações óptica com modulação externa é mostrada na Figura 1. O laser semiconductor emite o feixe óptico com amplitude constante (CW) e tem sua saída acoplada a um modulador eletroóptico com substrato de  $\text{LiNbO}_3$ . O modulador, desenvolvido com a técnica de óptica integrada, consiste de eletrodos planares e de guias ópticos, configurados de acordo com a topologia de um interferômetro de tipo Mach-Zehnder. Em geral, os guias ópticos são implementados com a técnica de difusão de titânio ou com a técnica de troca de prótons[3]. Os eletrodos podem ser fabricados com a deposição de filmes finos ou de filmes espessos. O sinal de modulação propaga-se na forma de onda guiada em uma estrutura de tipo “coplanar strip”, CPS, formada pelo substrato de  $\text{LiNbO}_3$  e pelos eletrodos planares. A frequência e o acoplamento do sinal de modulação aos eletrodos são tais que se excita apenas um dos modos fundamentais da estrutura CPS.



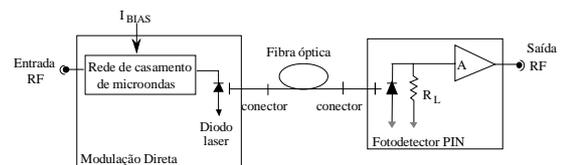
**Figura 1.** Representação de um enlace de comunicações ópticas com modulação externa, realizada por um modulador de tipo Mach-Zehnder em  $\text{LiNbO}_3$ , construído com a técnica de óptica integrada.

No esquema da Figura 1, obtém-se um sinal óptico modulado em amplitude quando a portadora de saída do laser e o sinal de modulação propagarem-se

simultaneamente através do circuito óptico Mach-Zehnder. O índice de modulação é controlado pela potência do sinal modulador e da tensão de polarização,  $V_{BIAS}$ . Acopla-se a saída do modulador a um trecho de fibra óptica cujo comprimento é limitado pelas especificações de desempenho impostas ao enlace. O sinal modulado da saída do trecho de fibra óptica é detectado por um fotodiodo de tipo p-i-n, que se acopla na entrada de um amplificador linear de RF.

A modelagem do enlace, desenvolvida com auxílio da técnica de diagrama de fluxo, requer o conhecimento das matrizes de espalhamento do modulador e do fotodetector. As relações entre os sinais de microondas nos acessos do modulador dependem de várias grandezas, entre as quais a potência do laser e a tensão de meia onda do modulador. No fotodetector, as relações devem incluir os efeitos da eficiência quântica e da potência óptica do sinal modulado incidente. As características de desempenho são obtidas através das matrizes de espalhamento, utilizando procedimentos familiares aos enlaces com guias de ondas ou cabos coaxiais, comuns na faixa de microondas.

O outro tipo de enlace de comunicação investigado é o que utiliza a modulação direta e sua representação está na Figura 2. O sinal modulador é acoplado ao circuito de polarização eletrônico do diodo laser através de uma rede de casamento de impedâncias. A corrente elétrica proveniente do sinal de modulação superpõe-se à corrente contínua de polarização,  $I_{BIAS}$ , e o diodo laser proporciona um sinal óptico modulado predominantemente em amplitude. Serão discutidas as limitações desta técnica no que tange à obtenção desse sinal modulado. Os demais componentes do diagrama de blocos da Figura 2 são iguais aos da Figura 1 após o conector óptico na saída do modulador.



**Figura 2.** Representação esquemática de um enlace de comunicações ópticas com modulação direta.

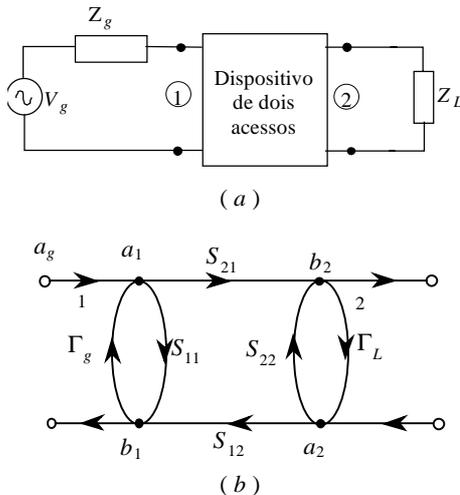
Devido à similaridade entre os diagramas em blocos dos dois tipos de enlaces, serão enfatizadas as diferenças entre os parâmetros de espalhamento dos dois moduladores. Mostra-se, por exemplo, que o enlace com modulação direta apresenta resposta em frequência de tipo passa-baixas, com frequência de corte de  $3\text{dB}$  muito dependente da característica do diodo laser, embora possa alcançar algumas dezenas de gigahertz. A rede de casamento de microondas é necessária em função da baixa impedância de RF do circuito eletrônico equivalente do laser semiconductor.

**III. DIAGRAMAS DE FLUXO DOS MODULADORES E DO FOTODETECTOR**

As relações de dependência entre as grandezas eletromagnéticas, campos ou potência, nos acessos de

uma junção de microondas podem ser representadas por parâmetros característicos da junção. A escolha desses parâmetros pode proporcionar simplificações tanto na modelagem como na descrição de funcionamento dos dispositivos. Neste trabalho, aplicam-se os parâmetros de espalhamento, na forma apresentada na literatura sobre microondas. Para uniformizar a nomenclatura, serão descritos os parâmetros de espalhamento e o diagrama de fluxo de uma junção de dois acessos.

A notação a ser usada é a da Figura 3. Na parte (a), ilustra-se um dispositivo de microondas com dois acessos, alimentado por um gerador com força eletromotriz  $V_g$  e impedância de saída  $Z_g$ . Sua saída é terminada por uma impedância de carga  $Z_L$ . Os acessos são constituídos por guias de ondas ou cabos coaxiais com impedância característica  $Z_0$ . A parte (b), apresenta o diagrama de fluxo do sinal de microondas em função dos parâmetros de espalhamento  $S_{ij}$  ( $i, j=1,2$ ) e dos coeficientes de reflexão nos acessos, determinados a partir de  $\Gamma_g = (Z_g - Z_0)/(Z_g + Z_0)$  e  $\Gamma_L = (Z_L - Z_0)/(Z_L + Z_0)$ . As grandezas  $a_i$  e  $b_j$  representam ondas normalizadas de tensão, de forma que na condição de casamento de impedância,  $\Gamma_L = \Gamma_g = 0$  (supondo uma impedância  $Z_0$  resistiva), as potências absorvida e refletida no acesso “i” são dadas por  $|a_i|^2$  e  $|b_i|^2$ , respectivamente[4].



**Figura 3.** Representação esquemática de uma junção com dois acessos (a) e o seu diagrama de fluxo de sinal em termos dos parâmetros de espalhamento (b). A junção é alimentada por um gerador  $V_g$ , com impedância de saída  $Z_g$ , e é terminada por uma impedância  $Z_L$ . As impedâncias características dos acessos são iguais a  $Z_0$

Impondo estas condições, obtém-se a seguinte amplitude normalizada da onda incidente

$$a_g = \left( \frac{Z_0}{Z_0 + Z_g} \right) \left( \frac{1}{\sqrt{2Z_0}} \right) V_g \quad (1)$$

na qual o primeiro fator do lado direito decorre do divisor de tensão, visto pelo gerador com força eletromotriz de pico  $V_g$  no instante  $t = 0^+$ , e o segundo fator resulta da normalização.

Com a condição de casamento na entrada da junção ( $Z_g = Z_0$ ), a Equação (1) proporciona  $|a_g|^2 = (1/8)(V_g^2/Z_0)$  e, nesta condição,  $|a_g|^2$  representa a potência disponível no gerador, conforme esperado. Recorrendo às relações entre as grandezas de acesso, determinadas pelos coeficientes de espalhamento, obtêm-se expressões que permitem determinar  $a_i$  e  $b_i$  em função de  $V_g$ . Após procedimentos algébricos padrões, chega-se a

$$a_1 = \frac{(1 - S_{22}\Gamma_L)a_g}{1 - S_{22}\Gamma_L - S_{11}\Gamma_g + \Gamma_L\Gamma_g\Delta S} \quad (2)$$

$$b_1 = \left( S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \right) a_1 \quad (3)$$

$$b_2 = \frac{S_{21}a_1}{1 - S_{22}\Gamma_L} \quad (4)$$

$$a_2 = \frac{S_{21}\Gamma_L a_1}{1 - S_{22}\Gamma_L} \quad (5)$$

onde  $\Delta S = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$ , com  $a_g$  determinada pela Equação (1). Através das Equações (4) e (5) acha-se a potência absorvida na impedância de carga  $Z_L$ , como sendo

$$P_L = |a_2|^2 - |b_2|^2 = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_L|^2) |a_1|^2}{|1 - S_{22}\Gamma_L|^2} \quad (6)$$

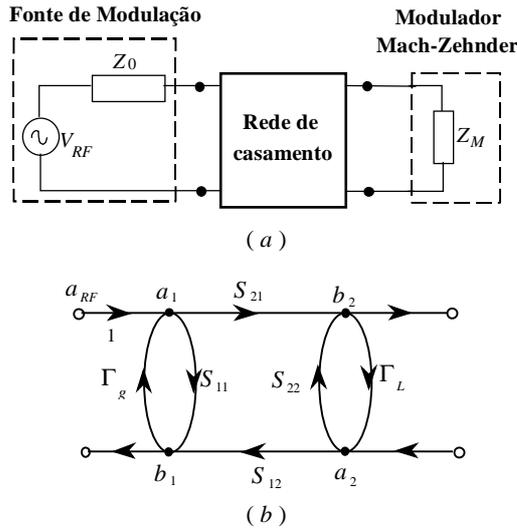
As Equações (2) a (6) apresentam grande simplicidade matemática e proporcionam rápida identificação dos parâmetros que afetam o fluxo do sinal entre o gerador e a carga, em uma junção de dois acessos. Além disto, ressalta-se que as disponibilidades de instrumentação para medidas e de procedimentos bem aceitos pelos engenheiros projetistas, contribuem para se justificar a representação das junções por meio de parâmetros de espalhamento[5]. Admite-se que sejam conhecidos para os dispositivos dos dois enlaces que estão sendo investigados.

A discussão para um sistema com modulação externa (Figura 1) envolve quatro etapas. A fase inicial consiste em determinar o sinal na impedância de entrada do modulador, representada por  $Z_M$ , em função da tensão de RF na entrada da rede de casamento. Em seguida, usa-se a transmitância do modulador Mach-Zehnder para se obter a potência do feixe de luz na entrada do trecho de fibra óptica. A terceira etapa consiste em se encontrar a potência do sinal modulado na extremidade direita do trecho de fibra. No último estágio de cálculo, determina-se a potência de microondas na saída do fotodetector.

A análise da interface de entrada do modulador é desenvolvida com o auxílio da Figura 4, na qual a matriz de espalhamento refere-se à rede de casamento. Comparando as Figura 3 e 4, conclui-se que a tensão na entrada do modulador pode ser calculada com o auxílio das Equações (1) a (6). Designando o valor de pico por  $V_M$ , obtém-se:

$$V_M = \sqrt{2Z_0} (1 + \Gamma_M) a_2 \quad (7)$$

onde  $\Gamma_M = (Z_M - Z_0)/(Z_M + Z_0)$ .



**Figura 4.** Representação da interface entre o sinal de modulador e a entrada do modulador Mach-Zehnder, (a), e o correspondente diagrama de fluxo, (b). Os parâmetros  $S_{ij}$  referem-se à rede de casamento e  $Z_M$  é a impedância de entrada do modulador.

Admitindo que o circuito de adaptação de impedâncias proporcione casamento perfeito ( $\Gamma_g = 0$ ) é possível obter-se a amplitude  $a_2$  em função de  $V_{RF}$  e  $Z_g = Z_0$ . De acordo com esta sugestão, resulta a seguinte expressão para a tensão no modulador:

$$V_M = \frac{\sqrt{2} S_{21} (1 + \Gamma_M)}{1 - S_{22} \Gamma_M} \sqrt{Z_o P_{RF}} \quad (8)$$

onde  $P_{RF}$  é a potência disponível da fonte de modulação. Uma vez determinada  $V_M$  prossegue-se com o segundo passo da análise, que consiste em calcular a potência óptica na saída do modulador.

Retornando à Figura 1, admitindo um diodo laser com potência de saída  $P_o$  e considerando a curva de transferência de um modulador ideal de tipo Mach-Zehnder, obtém-se para a potência óptica modulada

$$P_{out} = \frac{P_o}{2} \left\{ 1 + \cos \left[ \pi \left( \frac{V_M + V_{BIAS}}{V_\pi} \right) \right] \right\} \quad (9)$$

onde  $V_\pi$  e  $V_{BIAS}$  são, respectivamente, a tensão de meia onda e a tensão de polarização do modulador.

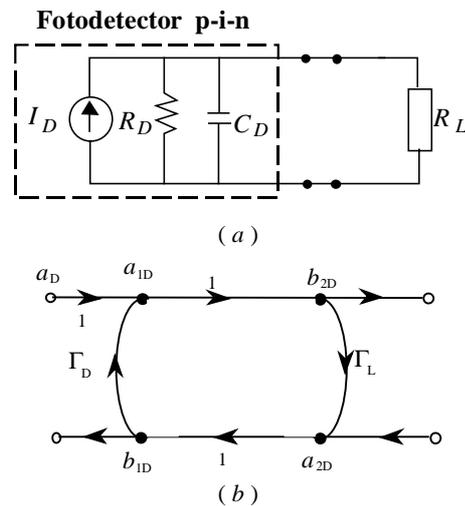
As Equações (8) e (9) permitem compreender algumas das afirmações feitas na introdução deste trabalho. Por exemplo, a potência de modulação,  $P_{RF}$ , é transferida para o acesso óptico de saída do modulador conforme determinado pela Equação (9). Posicionando um fotodetector quadrático neste acesso, é possível recuperar o sinal de modulação. Entende-se que a porta de saída óptica também pode ser vista como um acesso de RF. Por isto, foi sugerida a interpretação desta característica através do acoplamento entre acessos de RF devido à natureza optoeletrônica do modulador.

Prosseguindo com a análise, calcula-se a potência óptica na saída da fibra de comprimento  $L$ . Admitindo a fibra com fator de atenuação  $\alpha$  (neper/m) e sendo a potência na entrada determinada pela Equação (9), obtém-se

$$P_{out}(L) = \frac{P_o}{2} e^{-2\alpha L} \left\{ 1 + \cos \left[ \pi \left( \frac{V_M + V_{BIAS}}{V_\pi} \right) \right] \right\} \quad (10)$$

que atinge a saída da fibra, onde encontra um fotodetector p-i-n.

Para analisar a conversão optoeletrônica nessa interface recorre-se à formulação em termos de diagrama de fluxo, com a nomenclatura da Figura 3. A representação circuital da interface de saída e o seu diagrama de fluxo são dados na Figura 5. O circuito equivalente do fotodetector é constituído por uma fonte de corrente, controlada pela potência óptica, uma resistência  $R_D$  e uma capacitância  $C_D$ . A simplificação no diagrama de fluxo ocorre porque a resistência  $R_L$  está conectada na saída do fotodetector. Em uma situação mais geral, é necessário inserir uma rede de casamento entre estes componentes.



**Figura 5.** Interface de saída, com o circuito equivalente do diodo p-i-n, (a) e seu diagrama de fluxo, (b).

Na Figura 5 omite-se o amplificador de RF da interface de saída para simplificar a análise, o que, contudo, não causa modificações substanciais nas principais conclusões. As fontes de ruído somente serão inseridas no estudo da faixa dinâmica do enlace. Para um fotodetector com responsividade  $\eta_D$  a incidência da potência óptica, determinada pela Equação (10), proporciona a seguinte corrente elétrica em sua saída:

$$I_D = \frac{\eta_D P_o}{2} e^{-2\alpha L} \left\{ 1 + \cos \left[ \pi \left( \frac{V_M + V_{BIAS}}{V_\pi} \right) \right] \right\} \quad (11)$$

Esta equação revela uma dependência não linear da corrente no detector com relação à tensão de modulação  $V_M$ , que obedece à Equação (8). Por outro lado, esta característica não linear pode ser controlada pela tensão de polarização  $V_{BIAS}$ . Por exemplo, a

corrente  $I_D$  apresenta comportamento quase linear em relação a  $V_M$  quando forem satisfeitas as seguintes condições:

$$V_{BIAS} = \frac{V_\pi}{2} + V_b \quad (12.a)$$

$$\frac{V_b}{V_\pi} \ll 1 \quad (12.b)$$

$$\frac{V_M}{V_\pi} \ll 1 \quad (12.c)$$

A análise do enlace sob estas condições proporciona importantes resultados. Na Equação (8), obtém-se:

$$I_D = \eta_D \frac{P_o}{2} e^{-2\alpha L} \left\{ 1 - \frac{\pi V_M}{V_\pi} \cos\left(\frac{\pi V_b}{V_\pi}\right) \right\} \quad (13)$$

mostrando que a saída do fotodetector é constituída de uma parcela de corrente contínua e uma componente alternada  $I_D(ac)$ , cuja freqüência é igual à do sinal modulador. Neste momento, somente esta parcela será investigada. Utilizando (8) e (13), conclui-se que a amplitude da segunda parcela depende das características já especificadas do enlace, de acordo com a expressão

$$I_D(ac) = \frac{S_{21}(1+\Gamma_M)\sqrt{2Z_0P_{RF}}}{1-S_{22}\Gamma_M} \left[ \frac{\pi\eta_D P_o e^{-2\alpha L}}{2V_\pi} \left| \cos\left(\frac{\pi V_b}{V_\pi}\right) \right| \right] \quad (14)$$

Este resultado representa a corrente que alimenta o circuito ilustrado na Figura 5(a), do qual se obtém o sinal eletrônico na resistência  $R_L$ . A tensão nesta resistência pode ser calculada recorrendo ao diagrama de fluxo mostrado na Figura 5(b) ou obtida através de análise de circuito. Denotando por  $H_D$  a função de transferência da corrente, acha-se:

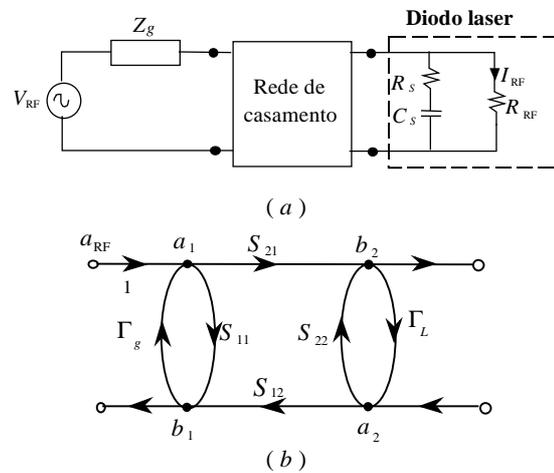
$$V_L(ac) = H_D R_L I_D(ac) = \frac{R_L R_D I_D(ac)}{R_L + R_D + j\omega C R_D R_L} \quad (15)$$

Nos enlaces de comunicações ópticas analógicas, é usual determinar o ganho de potência para o sinal de modulação[7]. Na formulação desenvolvida, em um sistema de modulação externa, obtém-se para este ganho de potência:

$$G_{ext} = \frac{P_L(ac)}{P_{RF}} = \left( \frac{\pi\eta_D P_o e^{-2\alpha L}}{2V_\pi} \sqrt{Z_o R_L} \right)^2 \cdot |H_D|^2 \cdot \cos^2\left(\frac{\pi V_b}{V_\pi}\right) \cdot \left| \frac{S_{21}(1+\Gamma_M)}{1-S_{22}\Gamma_M} \right|^2 \quad (16)$$

resultado conhecido como ganho para pequenos sinais, devido às condições especificadas em (12.b) e (12.c). Uma das vantagens desta abordagem é a de levar a uma expressão simples que mostra a dependência do ganho com relação à potência laser ( $P_o$ ) e à polarização eletrônica do modulador ( $V_b$ ).

Tendo em vista os objetivos deste artigo, antes de dar continuidade à análise do sistema com modulação externa, realiza-se o cálculo do ganho de potência para um enlace com modulação direta. A representação da interface de entrada com esta forma de modulação e o correspondente diagrama de fluxo são apresentados na Figura 6. Os parâmetros elétricos do circuito equivalente do laser são determinados através das equações de taxa, que relacionam as densidades de fótons e portadores de carga nos materiais que constituem a estrutura do laser com a respectiva corrente de polarização. A resistência  $R_{RF}$  está associada com a conversão de potência de RF para potência óptica. Por outro lado, a resistência  $R_S$  está associada com a perda de potência e  $C_S$  à capacitância de junção. Na Figura 6(b) o coeficiente de reflexão é encontrado por  $\Gamma_L = (R_{RF} - Z_0)/(R_{RF} + Z_0)$ . Os parâmetros do circuito equivalente do laser dependem das polarizações em corrente contínua e de RF.[7]



**Figura 6.** Interface de entrada de um link de fibra óptica com modulação direta, (a) e o correspondente diagrama de fluxo, (b). Os parâmetros mostrados referem-se a comportamento em RF.

Para aplicar a técnica de diagrama de fluxo na análise de um sistema com modulação direta, é conveniente representar o laser por um circuito elétrico equivalente na freqüência de modulação, conforme mostrado na parte direita da Figura 6(a). Os parâmetros deste circuito, a serem determinados com as equações de taxa do laser, mostram que o circuito equivalente tem resposta em freqüência de tipo passa-baixas. Esta característica é de grande relevância pois mostra que a modulação interna não é muito atraente em freqüências superiores a algumas dezenas de gigahertz[7]. Graças às inovações tecnológicas recentes, que conduziram aos lasers em poços quânticos (MQW), a largura de faixa de freqüência tem sido bem ampliada[3]. Independentemente deste fato, a modulação direta apresenta grande simplicidade e continuará sendo empregada em sistemas nos quais a taxa de transmissão não for muito elevada.

Na Figura 6(a) deve-se notar o cuidado em ressaltar a corrente através da resistência de RF do diodo laser,  $I_{RF}$ . Esta ênfase auxilia a compreensão da análise porque a curva característica do diodo laser

relaciona a corrente de polarização com a potência óptica. O cálculo desta corrente também pode ser feito através do diagrama de fluxo. Com a corrente, assim calculada, e utilizando o conceito de eficiência quântica no processo de emissão do feixe óptico, calcula-se a potência óptica na saída do laser. Ao se considerar a normalização adotada nas ondas de tensão, conclui-se que a corrente de RF no laser é determinada por meio da expressão:

$$I_{RF} = \sqrt{2Y_0} (b_2 - a_2) \quad (17)$$

na qual  $Y_0 = 1/Z_0$ .

As tensões normalizadas  $a_2$  e  $b_2$  são encontradas através das Equações (1) a (5). Para uma rede de casamento ideal  $\Gamma_g = 0$  e então

$$a_2 = \frac{S_{21}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} a_{RF} \quad (18.a)$$

$$b_2 = \frac{S_{21}}{1 - S_{22}\Gamma_L} a_{RF} \quad (18.b)$$

onde  $a_{RF} = V_{RF} / \sqrt{8Z_0}$  e  $\Gamma_L = (R_{RF} - Z_0) / (R_{RF} + Z_0)$ .

Substituindo as Equações (18.a) e (18.b) em (17), encontra-se:

$$I_{RF} = \frac{1}{2} S_{21} \left( \frac{1 - \Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \right) \frac{V_{RF}}{Z_0} \quad (19)$$

e aplicando este resultado para um laser com eficiência quântica  $\eta_L(W/A)$ , obtém-se a expressão para a potência óptica com modulação direta:

$$P_{LASER}^{dir} = \eta_L \frac{|S_{21}| (1 - \Gamma_L)}{|1 - S_{22}\Gamma_L|} \sqrt{\frac{2P_{RF}}{Z_0}} \quad (19)$$

sendo  $P_{RF}$  é a potência disponível do sinal de modulação.

Nesta etapa da análise para modulação direta, é possível usar os resultados obtidos para o sistema com modulação externa. Observa-se que as Equações (9) e (19) representam a potência do laser na entrada do trecho de fibra óptica. Lembrando que a partir destas posições ambos os sistemas utilizam os mesmos componentes, conclui-se que os procedimentos para se chegar às Equações (10) a (16) podem ser aplicados para o caso com modulação direta. Seguindo esta sugestão e efetuando algumas simplificações, obtém-se o ganho de potência:

$$G_{dir} = \left( \eta_L \eta_D e^{-2\alpha L} \sqrt{\frac{R_L}{Z_0}} \right)^2 |H_D|^2 \left| \frac{S_{21}(1 - \Gamma_L)}{1 - S_{22}\Gamma_L} \right|^2 \quad (20)$$

Neste resultado, deve-se considerar que os parâmetros  $\eta_L$  e  $\Gamma_L$  dependem do ponto de operação do diodo laser, especificado pela corrente de polarização  $I_{BIAS}$ , da frequência e da amplitude do sinal de modulação[8]. Os resultados sobre os ganhos dos enlaces, apresentados nas Equações (16) e (19), foram

determinados admitindo a ausência das fontes de ruído térmico, de ruído de disparo e *RIN*. Uma avaliação global de desempenho, notadamente a sua faixa dinâmica, exige o cálculo da relação sinal-ruído na saída do enlace.

#### IV. RUÍDO EM ENLACES ÓPTICOS ANALÓGICOS

Como se antecipou, devem ser incluídas quatro fontes de ruído na avaliação dos sistemas de comunicações. Uma é de natureza térmica (ruído Johnson ou ruído Nyquist), outra decorre da natureza discreta da carga elétrica (ruído de disparo ou *shot*), uma terceira é gerada por flutuações estatísticas da densidade de fótons e portadores no laser semiconductor (“*Relative Intensity Noise*” – *RIN*) e uma quarta que decorre da relaxação do processo oscilatório do laser (*relaxation oscillation*). A análise do ruído obedece à seqüência introduzida na Secção III. Portanto, os primeiros cálculos referem-se ao sistema com modulação externa.

Na modelagem do ruído térmico, admite-se que as fontes presentes nos estágios de transmissão e recepção são gaussianas não correlacionadas. Além disso, postula-se que cada uma das origens de ruído, em qualquer estágio, pode ser representada por uma fonte eletrônica de tensão ou de corrente, com potência disponível igual à potência equivalente de ruído. Adotando estas idéias para cada uma das interfaces, a análise da contribuição de ruído gerado por uma das fontes pode ser feita considerando o estágio isento de ruído. A potência de ruído devido às fontes térmicas é calculada através do teorema de Nyquist[8], que também é empregado para representar as outras três origens de ruído por fontes de corrente equivalentes. A representação do enlace com modulação externa para análise de ruído está na Figura 7.

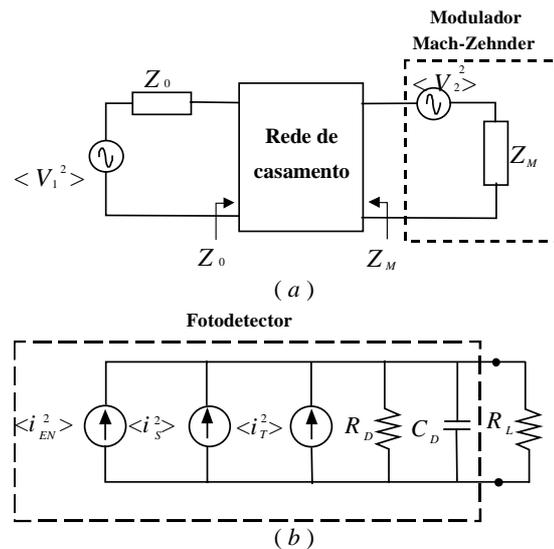


Figura 7. Representação esquemática das fontes de ruído em um enlace com modulação externa nas interfaces de entrada (a) e de saída (b).

Na interface de entrada da Figura 7(a), existem duas fontes de tensão, representando os ruídos

térmicos em  $Z_0$  e na impedância do modulador  $Z_M$ , ambas resistivas. A rede de casamento, por ser puramente reativa, não contribui para a composição deste sinal indesejável. Assim, as tensões nas duas fontes são dadas por

$$\langle V_1^2 \rangle = 4kT_a B Z_0 \quad (21.a)$$

$$\langle V_2^2 \rangle = 4kT_a B Z_M \quad (21.b)$$

onde  $T_a$  é a temperatura em escala absoluta,  $k = 1,38 \times 10^{-23}$  J/K é a constante de Boltzmann e  $B$  é a largura de faixa de frequência.

Ainda na Figura 7(a), estão indicadas as impedâncias vistas da entrada e da saída da rede de casamento. Com estas impedâncias conclui-se que as potências disponíveis nas duas fontes são iguais a  $kT_a B$ . Na interface de saída, Figura 7(b), existem três fontes equivalentes de ruído. A fonte de corrente  $\langle i_{EN}^2 \rangle$  representa o ruído gerado pela relaxação da oscilação do laser (“*excess noise*”), o gerador  $\langle i_S^2 \rangle$  representa o ruído de disparo (“*shot noise*”), que inclui a corrente de escuro do fotodetector, e a fonte  $\langle i_T^2 \rangle$  representa o ruído térmico na resistência do detector,  $R_D$ , que obedece à equação

$$\langle i_T^2 \rangle = \frac{4kT_a B}{R_D} \quad (22)$$

A fonte de corrente associada ao ruído *shot* na interface de saída, com a inclusão dos efeitos da corrente de escuro, é determinada pela equação

$$\langle i_S^2 \rangle = 2e(I_D + I_d)B \quad (23)$$

onde  $e$  é a carga do elétron,  $I_D$  é a corrente contínua gerada pelo sinal óptico no fotodetector e  $I_d$  é a corrente de escuro deste dispositivo.

A fonte de corrente  $\langle i_{EN}^2 \rangle$  é gerada pela relaxação da oscilação do laser (“*relaxation oscillaton*”). O ruído correspondente é denominado ruído de excesso (“*excess noise*”) e pode ser obtido através da medida da densidade espectral de potência óptica do diodo laser não modulado. Este ruído difere do *RIN* criado por flutuações estatísticas das densidades de fótons e de portadores no diodo laser. É habitual determinar  $\langle i_{EN}^2 \rangle$  a partir de dados de fabricantes de fontes ópticas que proporcionam o *RIN* do laser, que já leva em conta o ruído *shot* do fotodetector[7]. O valor *RIN* depende da corrente de polarização do laser e da frequência de modulação. A relação entre as potências de ruído *shot*, *excess noise* e *RIN* obedece à equação:

$$RIN(I_L, f_M) = \frac{2eI_{dc} + \langle i_{EN}^2 \rangle}{I_{dc}^2} \quad (24)$$

onde  $f_M$  é a frequência de modulação e  $I_L$  é a corrente contínua de polarização do laser.

O ruído térmico na interface de entrada, representado por uma fonte equivalente de tensão, manifesta-se como potência de ruído na saída do enlace, sobre a resistência  $R_L$ , através do ganho de potência da Equação (16). Para uma largura de faixa  $B$  e operando em uma temperatura  $T_a$  em escala absoluta, obtém-se a expressão para a potência de ruído na saída do enlace, devido ao ruído térmico no transmissor óptico:

$$N_{out}^{(1)} = 2kT_a B \left( \frac{\pi \eta_D P_o e^{-2\alpha L}}{2V_\pi} \sqrt{Z_o R_L} \right) \cdot |H_D|^2 \cdot \cos^2 \left( \frac{\pi V_b}{V_\pi} \right) \cdot \left| \frac{S_{21}(1 + \Gamma_M)}{1 - S_{22}\Gamma_M} \right|^2 \quad (25)$$

onde, novamente,  $k = 1,381 \times 10^{-23}$  J/K é a constante de Boltzmann.

Uma segunda parcela de ruído térmico na saída do sistema é representada pela fonte  $\langle i_T^2 \rangle$ . Recorrendo à técnica convencional de análise de circuitos e usando a definição da transmitância  $H_D$ , introduzida na Equação (20), obtém-se a expressão para a contribuição desta fonte para a potência de ruído:

$$N_{out}^{(2)} = 4kT_a B \frac{R_L}{R_D} |H_D|^2 \quad (26)$$

Para determinar a potência de ruído *shot* calcula-se a corrente  $I_D$  através das Equações (11) e (12.a) com  $V_M = 0$ . Então,

$$I_D = \frac{\eta_D P_o e^{-2\alpha L}}{2} \left[ 1 - \text{sen} \left( \frac{\pi V_b}{V_\pi} \right) \right] \quad (27)$$

Substituindo este resultado na Equação (23), obtém-se a potência devido ao ruído *shot* na saída do lance analisado:

$$N_{out}^{(3)} = 2e \left\{ \frac{\eta_D P_o e^{-2\alpha L}}{2} \left[ 1 - \text{sen} \left( \frac{\pi V_b}{V_\pi} \right) \right] + I_d \right\} B |H_D|^2 R_L \quad (28)$$

Combinando as Equações (24) e (27), calcula-se  $\langle i_{EN}^2 \rangle$  e a partir deste resultado encontra-se a expressão para a correspondente potência de ruído na saída do enlace:

$$N_{out}^{(4)} = \left\{ \frac{\eta_D P_o e^{-2\alpha L}}{2} \left[ 1 - \text{sen} \left( \frac{\pi V_b}{V_\pi} \right) \right] RIN(I_L, f_M) - 2e \right\} \cdot \frac{\eta_D P_o e^{-2\alpha L}}{2} \left[ 1 - \text{sen} \left( \frac{\pi V_b}{V_\pi} \right) \right] B |H_D|^2 R_L \quad (29)$$

A potência de ruído total na saída do sistema com modulação externa, obtida com o auxílio do teorema de Nyquist, é dada por

$$N_{out} = N_{out}^{(1)} + N_{out}^{(2)} + N_{out}^{(3)} + N_{out}^{(4)} \quad (30)$$

Como cada uma das parcelas que aparece nesta equação já foi calculada, é possível determinar a figura de ruído (*NF*) do conjunto estudado. Este parâmetro é definido como a razão entre a potência disponível de ruído na saída, por unidade de largura de faixa, e a parcela deste ruído causada por uma fonte de ruído conectada na entrada do dispositivo, medida na temperatura padrão de 290K [9]. Portanto,

$$NF = 10 \log \left[ \frac{N_{out}}{N_{IN} B G_{ext}} \right] \quad (31)$$

onde  $N_{IN} = kT_a$ ,  $G_{ext}$  é o ganho de potência do enlace, dado na Equação (16), e  $N_{out}$  é a potência de ruído na saída, gerada pela fonte de ruído interna, descrita na Equação (30). Com algumas simplificações, obtém-se

$$NF = 10 \log \left[ 2 + \frac{N_{out}^{(2)} + N_{out}^{(3)} + N_{out}^{(4)}}{kT_a B G_{ext}} \right] \quad (32)$$

Este resultado concorda com o apresentado em [8], onde é discutida a figura de ruído mínima para um enlace com rede de casamento passiva. O valor mínimo é igual a 3dB e pode ser obtido quando  $G_{ext}$  for muito elevado. O cálculo da figura de ruído é necessário para as análises da sensibilidade e da faixa dinâmica do sistema. Como estão sendo abordados dois tipos de enlace, é conveniente determinar a figura de ruído do modelo com modulação direta antes de completar a análise para o sistema com modulação externa.

Na análise da figura de ruído para a modulação direta, utilizam-se as representações da Figura 8 para identificar as fontes de ruído que forem relevantes. Na interface de entrada existem duas dessas fontes, uma de natureza térmica,  $\langle i_{TL}^2 \rangle$ , e outra devido a *RIN* do diodo laser. Já na interface de saída, existem o ruído *shot*,  $\langle i_s^2 \rangle$ , e o ruído térmico,  $\langle i_{TD}^2 \rangle$ . Para calcular o ruído térmico originado no laser é necessário conhecer a parte real da admitância do circuito elétrico quando observado no sentido da rede de casamento, conforme mostrado na Figura 8(a). Então,

$$\langle i_{TL}^2 \rangle = 4kT_a B Re [ Y_{TL} ] \quad (33)$$

onde  $Re[Y_{TL}]$  seleciona a parte real de  $Y_{TL}$ .

A outra fonte da interface de entrada,  $\langle i_{RIN}^2 \rangle$ , depende da polarização do diodo laser e pode ser determinada através dos seus parâmetros[8]. As contribuições destas fontes para a potência de ruído na saída do lance óptico são calculadas com o uso da curva característica do laser e o conceito de eficiência quântica. A parcela devido ao ruído térmico na saída, resistência  $R_L$ , é dado por:

$$N_{out}^{(1)} = 4kT_a B Re [ Y_{TL} ] \left( \eta_L \eta_D e^{-2\alpha L} \right)^2 | H_D |^2 R_L \quad (34)$$

A fonte *RIN* no laser com modulação direta proporciona a seguinte potência de ruído na saída:

$$N_{out}^{(2)} = RIN(f_M, I_L) (I_L - I_{th})^2 B \left( \eta_L \eta_D e^{-2\alpha L} \right)^2 | H_D |^2 R_L \quad (35)$$

onde  $I_{th}$  é a corrente de limiar (“*threshold*”) do diodo laser,  $I_L$  é a corrente contínua de polarização e  $f_M$  é a frequência, limitada pela largura de faixa  $B$ . Na interface de saída, uma das fontes de corrente está associada ao ruído *shot*. Ao se considerar a corrente de escuro,  $I_d$ , obtém-se a seguinte potência de ruído nesse ponto do sistema:

$$N_{out}^{(3)} = 2e \left[ (I_L - I_{th}) \eta_L \eta_D e^{-2\alpha L} + I_d \right] B | H_D |^2 R_L \quad (36)$$

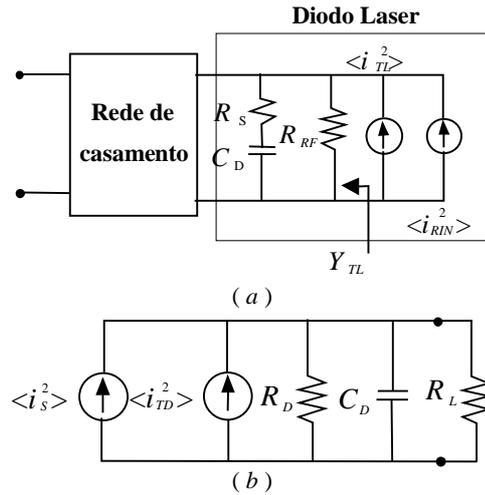


Figura 8. Representação esquemática das fontes de ruído em um link com modulação direta, nas interfaces de entrada, (a) e de saída, (b).

Para finalizar, deve-se calcular a potência devida ao ruído térmico no fotodetector. Esta parcela é exatamente igual à que já foi determinada para modulação externa, Equação (26). Para esclarecimento, esta parcela é novamente apresentada

$$N_{out}^{(4)} = 4kT_a B \frac{R_L}{R_D} | H_D |^2 \quad (37)$$

Encontra-se o ruído total na saída com a soma das quatro parcelas, Equações (35) a (37). Portanto,

$$N_{out} = N_{out}^{(1)} + N_{out}^{(2)} + N_{out}^{(3)} + N_{out}^{(4)} \quad (38)$$

Utilizando a definição de figura de ruído aplicada no caso de modulação externa, obtém-se a seguinte expressão para o enlace com modulação interna:

$$NF = 10 \log \left[ \frac{N_{out}^{(1)} + N_{out}^{(2)} + N_{out}^{(3)} + N_{out}^{(4)}}{kT_a B G_{dir}} \right] \quad (39)$$

A diferença entre este resultado e aquele obtido para o sistema com modulação externa, Equação (32), decorre da natureza e da localização das fontes de ruído presentes em cada caso. A comparação quantitativa dos dois modelos de enlace será apresentada em outra publicação, na qual se discutem resultados numéricos para várias características de laser.

### V. INTERMODULAÇÃO EM ENLACES ÓPTICOS ANALÓGICOS

Alguns dos resultados da secção III, por exemplo as Equações (11) e (20), mostram que os enlaces ópticos exibem características não lineares com relação ao sinal de modulação aplicado no entrada de RF. Esta não linearidade determina a potência de RF na entrada capaz de proporcionar o nível de intermodulação aceitável. Ao se projetar um sistema, a intermodulação máxima tolerável constitui uma das especificações importantes. Aqui, a intermodulação é investigada através da técnica de dois tons, em que o sinal de RF é constituído de dois harmônicos com amplitudes iguais e frequências distintas, contidas na faixa de passagem do enlace. O sinal de modulação é dado por:

$$V_m(t) = V_{RF} [sen(2\pi f_1 t) + sen(2\pi f_2 t)] \quad (40)$$

Acompanhando a mesma seqüência estabelecida até este ponto, desenvolve-se inicialmente a análise para o caso com modulação externa. A análise pode ser feita a partir da Equação (11) com o sinal  $V_m$  especificado pela Equação (40) e a polarização de acordo com a Equação (12.a). Nestas condições, obtém-se:

$$I_D = \frac{\eta_D P_o}{2} e^{-2\alpha L} \left\{ 1 - sen \left[ \frac{\pi V_{RF}}{V_\pi} (sen\omega_1 t + sen\omega_2 t) + \frac{\pi V_b}{V_\pi} \right] \right\} \quad (41)$$

A composição espectral deste sinal pode ser determinada com auxílio da identidade

$$e^{j a sen \theta} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a) e^{j n \theta} \quad (42)$$

onde  $J_n$  é a função de Bessel de primeira espécie e de ordem  $n$  Substituindo a Equação (42) em (41) e restringindo o resultado apenas para as componentes espectrais com amplitudes mais significativas para a análise de intermodulação de terceira ordem, quando  $V_{RF} < V_\pi$  obtém-se:

$$I_d(\omega_1) = I_d(\omega_2) = \eta_D P_o e^{-2\alpha L} J_1 \left( \frac{\pi V_{RF}}{V_\pi} \right) J_0 \left( \frac{\pi V_{RF}}{V_\pi} \right) cos \left( \frac{\pi V_b}{V_\pi} \right) \quad (43.a)$$

$$I_d(2\omega_1 - \omega_2) = I_d(2\omega_2 - \omega_1) = \eta_D P_o e^{-2\alpha L} J_2 \left( \frac{\pi V_{RF}}{V_\pi} \right) J_1 \left( \frac{\pi V_{RF}}{V_\pi} \right) cos \left( \frac{\pi V_b}{V_\pi} \right) \quad (43.b)$$

Observa-se nas Equações (43.a) e (43.b) que as componentes fundamental e de intermodulação exibem as mesmas dependências apenas com relação à tensão de polarização  $V_b$ . Utilizando este resultado, tem-se a equação para a componente alternada da corrente na entrada do fotodetector:

$$I_D(ac) = I_D(\omega_1) [sen(\omega_1 t) + sen(\omega_2 t)] + I_D(2\omega_1 - \omega_2) \{ sen[(2\omega_1 - \omega_2) t] + sen[(2\omega_2 - \omega_1) t] \} \quad (44)$$

As potências geradas por estas componentes espectrais de corrente na saída do fotodetector são calculadas utilizando o ganho dado na Equação (16), considerando as diferenças entre as amplitudes das correntes dos harmônicos. Algumas informações importantes são obtidas da Figura 9, que ilustra as variações das potências do harmônico fundamental,  $P(\omega_1)$ , e da intermodulação de terceira ordem,  $P(2\omega_1 - \omega_2)$ , em função da potência do sinal de RF na entrada, Equações (43.a) e (43.b). As potências são normalizadas com relação a um valor arbitrário e indicam-se as extrapolações dos seus comportamentos lineares.

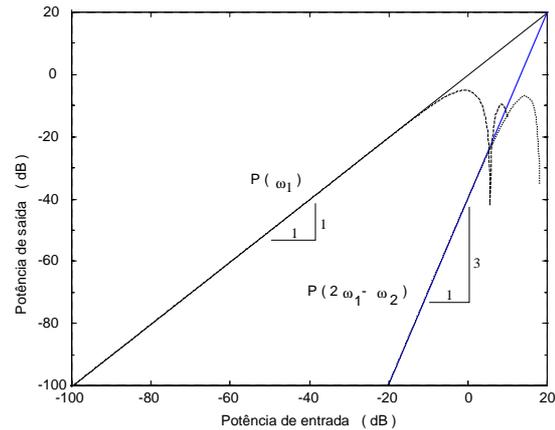


Figura 9. Potência do harmônico fundamental  $P(\omega_1)$  e da intermodulação de terceira ordem  $P(2\omega_1 - \omega_2)$  em função da potência de entrada.

Estes gráficos auxiliam a discussão de duas características importantes introduzidas pela não linearidade do modulador. Uma é a compressão, dada pela redução da potência de saída do harmônico fundamental com relação àquela prevista pela aproximação linear. A outra é a condição na qual as potências  $P(\omega_1)$  e  $P(2\omega_1 - \omega_2)$ , previstas pelas aproximações assintóticas, tornam-se iguais. A primeira característica é utilizada para introduzir a potência de entrada na qual a saída sofre a compressão de 1dB e esta potência é denotada por  $P_{1dB}$ . A segunda define a potência onde ocorre a interseção da intermodulação de terceira ordem com a fundamental,  $P_{int}$ .

Aplicando a formulação descrita em combinação com a referência [8] mostra-se que quando o fotodetector também estiver casado, as duas potências identificadas acima são determinadas pelas seguintes equações, respectivamente:

$$P_{1dB} = \frac{(0,55)^2 V_\pi^2 |1 - S_{22} \Gamma_M|^2}{\pi^2 Z_o |S_{21}|^2 |1 + \Gamma_M|^2} \quad (45)$$

$$P_{int} = \frac{8V_\pi^2 |1 - S_{22} \Gamma_M|^2}{\pi^2 Z_o |S_{21}|^2 |1 + \Gamma_M|^2} \quad (46)$$

Para o sistema com modulação direta, a análise da não linearidade é mais complexa do que o que emprega modulação externa[10]. As expressões para  $P_{1dB}$  e  $P_{int}$ , obtida de [10], são respectivamente:

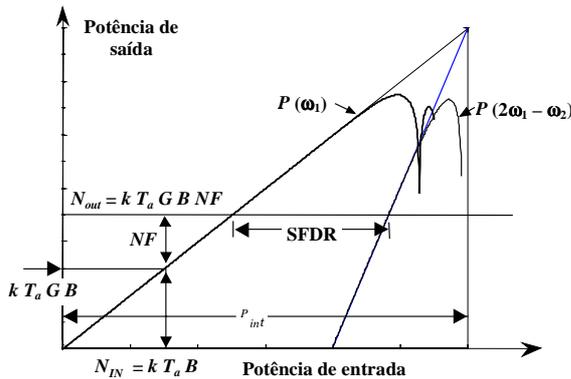
$$P_{1dB} = (1,00952)^2 (I_L - I_{th})^2 Z_o \frac{|1 - S_{22}\Gamma_L|^2}{|S_{21}(1 - \Gamma_L)|^2} \cdot \left[ \left( \frac{\omega^2}{\omega_r^2} - 0,8911 \right)^2 + \omega^2 \tau_p^2 \left( \frac{1}{\omega_r^2 \tau_p \tau_s} + 1 \right)^2 \right] \quad (47)$$

$$P_{int} = 8(I_L - I_{th})^2 Z_o \frac{|1 - S_{22}\Gamma_L|^2}{|S_{21}(1 - \Gamma_L)|^2} \cdot \left[ \left( \frac{\omega^2}{\omega_r^2} - 0,5631 \right)^2 + \omega^2 \tau_p^2 \left( \frac{1}{\omega_r^2 \tau_p \tau_s} + 1 \right)^2 \right] \quad (48)$$

onde  $\omega_r$  é a frequência de relaxação de oscilação do laser,  $\tau_p$  e  $\tau_s$  são os respectivos os tempos de vida do fóton e de emissão espontânea.

### VI. ANÁLISE DA FAIXA DINÂMICA DE ENLACES ANALÓGICOS

Para se encontrar a faixa dinâmica de um enlace óptico usando o critério da supressão de intermodulação de terceira ordem (“*Spurious-Free Dynamic Range*” – *SFDR*), Desenvolve-se a análise com o uso da Figura 10, obtida com a inserção das informações sobre o ruído na Figura 9.



**Figura 10.** Relação entre potência de saída e potência de entrada em um link de comunicação no qual a faixa dinâmica (*SFDR*) é limitada pela intermodulação de terceira ordem.

A figura de ruído utilizada na Figura 10 depende do tipo de enlace. Para modulação externa utiliza-se o valor previsto pela Equação (32) e para a modulação direta é determinada pela Equação (39). Os resultados experimentais disponíveis na literatura dão maiores informações sobre modulação externa. Portanto, a análise da faixa dinâmica apresentada neste trabalho também enfatiza este tipo de enlace. Para ilustrar os valores disponíveis de alguns parâmetros, são apresentados os seguintes dados, obtidos da Referência [8]:  $V_\pi = 8,3V$ ,  $\eta_D = 1mA/mW$ ;  $P_o = 30mW$  (laser de Nd:YAG),  $I_{dc} = 4,3mA$ ,  $P_{1dB} = 7dBm$ ,  $P_{int} = 22,8dBm$  e  $B = 100MHz$ . Os valores permitem concluir que a maior contribuição para o ruído de saída é gerada pelo ruído *shot*, como mostra a Tabela

I. Os dados mostram uma densidade espectral de potência do ruído na saída do enlace com o valor

$$N_{out}/MHz = -87,9dBm/MHz \quad (49)$$

A análise da Figura 10 mostra que a largura de faixa dinâmica, *SFDR*, obedece à seguinte equação:

$$SFDR = \left( \frac{P_{int}}{kT_a B NF} \right)^{2/3} \quad (50)$$

de forma que substituindo o valor de  $P_{int}$  da Equação (46), resulta

$$SFDR = \left[ \frac{8V_\pi^2 |1 - S_{22}\Gamma_M|^2}{\pi^2 Z_o |S_{21}|^2 |1 + \Gamma_M|^2} \frac{1}{kT_a B NF} \right]^{2/3} \quad (51)$$

Os resultados experimentais[8], proporcionam uma faixa dinâmica com o valor

$$SDFR = 113dB.Hz^{2/3} \quad (52)$$

**Tabela I.** Fonte de ruído do enlace óptico apresentado em [8] e suas correspondentes densidades espectrais de potência.

Fonte de ruído	Densidade espectral de potência (dBm/MHz)
Corrente de escuro	-114,9
Térmica (no detector)	-111,1
Térmica (no modulador)	-109,0
Ruído de excesso (laser)	-97,1
Ruído de disparo (detector)	-88,5

Este valor foi fundamental para revelar o potencial da técnica de modulação externa para a redução da figura de ruído em sistemas de comunicações por fibra óptica. Em publicação mais recente[11], o grupo de pesquisa do C. H. Cox III (*MIT Lincoln Laboratory*) apresentou parâmetros de desempenho bem expressivos, porém poucas informações foram fornecidas sobre os componentes. Desta forma, não é possível identificar qual aspecto do enlace óptico foi responsável pela melhoria do desempenho.

### VII. CONCLUSÕES

Apresentou-se a análise de algumas características fundamentais de sistemas de fibra óptica para comunicações analógicas. Foram investigados os enlaces com modulação em amplitude direta e externa com o auxílio de diagramas de fluxo e dos parâmetros de espalhamento das interfaces de entrada e de saída. Modelaram-se as fontes de ruído de forma detalhada e determinaram-se as principais figuras de mérito para avaliação de um sistema analógico. Ênfase especial foi dada aos enlaces com modulação externa, em função de sua potencialidade para aplicações com largura de banda muito elevada. A formulação foi ilustrada com a utilização de parâmetros de dispositivos práticos e

mostrou-se que é possível largura de faixa dinâmica de até 110dB-Hz<sup>2/3</sup>.

#### REFERÊNCIAS

- [1] COX III, C., ACKERMAN, E., HELKEY, R. and BETTS, G. E. - Technique and Performance of Intensity-Modulation Direct – Detection Analog Optical Links. *IEEE Trans. Microwaves Theory Tech.*, **45**(8):1375-1383, Aug., 1997.
- [2] SEEDS, A. - *Optical Transmission of Microwaves*. In: STONE, W., Ed. - *The Review of Radio Science*. London, U.K., Oxford University Press, 1996, pp. 325-360.
- [3] DAGLI, N. - Wide-Bandwidth Laser and Modulators for RF Photonics. *IEEE Trans. Microwaves Theory Tech.*, **47**(7):1151-1171, Jul., 1999.
- [4] NISHIHARA, N. et al. - *Optical Integrated Circuits*, New York, McGraw – Hill, 1989
- [5] RAMO, S., WHINNERY, J. R. AND VAN DUZER, T. - *Fields and Waves in Communication Electronics*, 3<sup>rd</sup>.Ed., New York, John Wiley, 1994
- [6] COLLIN, R. E. - *Field Theory of Guide Waves*. 2<sup>nd</sup>. Ed., Piscataway, IEEE Press, 1991
- [7] ACKERMAN, E. et al. - Maximum Dynamic Range Operation of a Microwave External Modulation Fiber-Optic Link. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **41**(8):1299-1306, Aug., 1993.
- [8] DARYOUSH, A. S. et al - Interfaces for High – Speed Fiber –Optic Links: Analysis and Experiment. *IEEE Trans. Microwaves Theory Tech.*, **39**(12):2031-2044, Dec., 1991.
- [9] ACKERMAN, E., et al. - Input Impedance Conditions for Minimizing the Noise Figure of an Analog Optical Link. *IEEE Trans. Microwaves Theory Tech.*, **46**(12): 2025-2031, Dec., 1998.
- [10] ACKERMAN, E. - *RF Fiber-Optic Links*. In: ZMUDA, H. and TOUGHLIAN, E. N., Ed. - *Photonic Aspects of Modern Radar*. London, U. K., Artech House, 1994, pp. 323-350.
- [11] COX III, C. H. - Broad Band Directly Modulated Analog Fiber Link with Passive Intrinsic Gain and Reduced Noise Figure. *Proceedings of the International Topical Meeting on Microwaves Photonics*, Princeton, pp. 12-14, Oct., 1998.

**José Edimar Barbosa Oliveira** – Engenheiro Elétrico, opção Eletrônica pela Universidade de Brasília em 1976. Mestre em Engenharia Eletrônica na área de microondas pelo ITA em 1979. PhD em Electric Engineering pela McGill University em 1986. Atualmente é professor titular do Departamento de Microondas e Eletroóptica, ITA. Suas áreas de interesse são: dispositivos Opto-eletrônicos (sensores e moduladores ópticos); comunicações ópticas e instrumentação a laser.

e-mail: [edimar@ele.ita.br](mailto:edimar@ele.ita.br)

**José Antônio Justino Ribeiro** nasceu em Mimoso do Sul – Estado do Espírito Santo em 1946, Graduiu-se como Engenheiro Eletricista e de Telecomunicações pelo 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 (ETE), de Santa Rita do Sapucaí. Ingressou no magistério superior no Inatel em 1968 como monitor de disciplinas da área de Eletrônica. Foi contratado como Professor Auxiliar em 1970 e passou a Professor Assistente em 1972. Em 1978 foi promovido a Professor Titular, com aprovação do Conselho Federal de Educação. Ingressou na Escola Federal de Engenharia de Itajubá (EFEI) em 1973 como Auxiliar de Ensino e foi promovido por concurso público a Professor Assistente em 1980. Passou por diversos níveis de Professor Assistente e Professor Adjunto até 1990, quando, novamente por concurso público, chegou a Professor Titular. Entre 1985 e 1990 foi Chefe do Departamento de Telecomunicações do Inatel. Atualmente, continua com suas atividades de ensino e pesquisa nas mesmas instituições. Possui várias publicações de caráter técnico e científico como autor e co-autor. Por mais de trinta anos tem-se dedicado a diferentes disciplinas na área de telecomunicações, ministrando cursos de graduação, de pós-graduação, de aperfeiçoamento e de extensão universitária. Apresentou várias conferências em congressos, seminários e encontros relacionados à engenharia de telecomunicações. Seu interesse principal relaciona-se à teoria eletromagnética aplicada, principalmente no que diz respeito a 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 Sociedade Brasileira de Telecomunicações, da Associação Brasileira de Engenharia, do Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE) e da International Society for Optical Engineering (SPIE).