

Circuitos Amplificadores de Transimpedância Integrados a Fotodiodos

A. R. Z. Nascimento¹, J. C. J. de Almeida², E. C. Ferreira¹, O. V. A Filho¹, A. L. P. Mattei²

1 - Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) - Departamento de Eletrônica e Microeletrônica
Campinas - SP

2 - Instituto de Estudos Avançados (IEAv) – CTA
São José dos Campos - SP

Resumo. O trabalho insere-se no processo de capacitação em centrais inerciais *strap down* utilizando giroscópios a fibra óptica. Neste contexto o enfoque é dado à detecção e conversão da corrente de um fotodiodo acoplado à fibra óptica do sensor interferométrico. São investigadas duas topologias de circuito, uma delas operando no modo de transimpedância e com alto ganho de conversão, e a outra na amplificação seletiva de harmônicas da fotocorrente. Para ambas as configurações são deduzidos o ganho de conversão ou de amplificação da fotocorrente e investigados os principais parâmetros envolvidos na relação sinal-ruído. A configuração de transimpedância destaca-se por alta flexibilidade de implementação, baixa sensibilidade à capacitância parasita do circuito e controle efetivo da estabilidade do circuito de realimentação. A configuração de amplificação seletiva otimiza a relação entre a primeira e a segunda harmônica da fotocorrente detectada e simplifica consideravelmente os circuitos posteriores de condicionamento do sinal interferométrico. A escolha da topologia de circuito mais adequada está relacionada ao processamento do sinal utilizado. São apresentados os resultados experimentais e um estudo comparativo dos mesmos com as simulações realizadas.

Abstract. This work takes part in the capacitation process in strap down inertial units using fiber optic gyroscopes. In this context, the contents is driven to both detection and conversion of the current generated in the photodiode of the interferometric sensor. Two circuit topologies are investigated, one operating in the transimpedance mode with high conversion gain, and other with selective amplification of the photocurrent harmonics. Expressions are given to the photocurrent gain conversion and amplification and to the signal-noise ratio. The transimpedance configuration has a very flexible implementation, low sensitivity to parasitic capacitances of the circuit, and an effective stability control of the feedback circuit. The selective amplification configuration optimize the relation between the first and the second photocurrent harmonics detected and it also simplifies the conditioning circuits. The choice for a given circuit topology is related with the signal processing used. Experimental results and computational simulations of the circuits are presented.

I. INTRODUÇÃO

A demodulação de sinais de sensores interferométricos é precedida por uma etapa de detecção e condicionamento da fotocorrente de saída do sensor. A mesma é da maior relevância dada as relações sinal-ruído e faixa dinâmicas envolvidas. O presente trabalho não apenas contribui com a proposta de duas topologias de circuito de detecção, como complementa o desenvolvimento de novas arquiteturas de processamento de sinais de interferômetros de Sagnac. Tais desenvolvimentos visam à capacitação em circuitos eletrônicos analógicos e digitais de processamento de sinais interferométricos. Neste contexto, cada topologia proposta tem uma aplicação específica à arquitetura de demodulação empregada. A natureza espectral da fotocorrente, caracterizada por harmônicas da frequência de modulação do circuito óptico do sensor, norteou a escolha das topologias propostas. A primeira destina-se à conversão em tensão de várias harmônicas da fotocorrente, mantendo contudo um alto ganho de conversão. A segunda destina-se à amplificação seletiva da primeira harmônica da fotocorrente, otimizando portanto na sua saída a relação entre a primeira e a segunda harmônicas da mesma, devido ao alto ganho de amplificação. No item II, estuda-se a detecção com fotodiodo e as razões da monitoração da fotocorrente por meio de um amplificador de transimpedância. No item III é estudada a relação sinal-ruído da configuração amplificador de transimpedância integrado a um fotodiodo. No item IV, analisa-se o ganho e a seletividade de um amplificador de corrente sintonizável. No item V, são apresentadas as simulações e os resultados experimentais. Finalizando, as conclusões são expostas no item VI.

II. FOTODIODO: CIRCUITO, CURVA CARACTERÍSTICA I-V E MODOS DE OPERAÇÃO

Na Fig.1 (a) e 1 (b) são ilustradas a curva característica I-V de um fotodiodo e o circuito associado. A corrente total no fotodiodo é dada por [1,6]

$$i_T = i_d - i_p \quad (1)$$

onde i_d é a corrente circulando no fotodiodo devida à aplicação de uma tensão positiva e i_p é a corrente fotogerada.

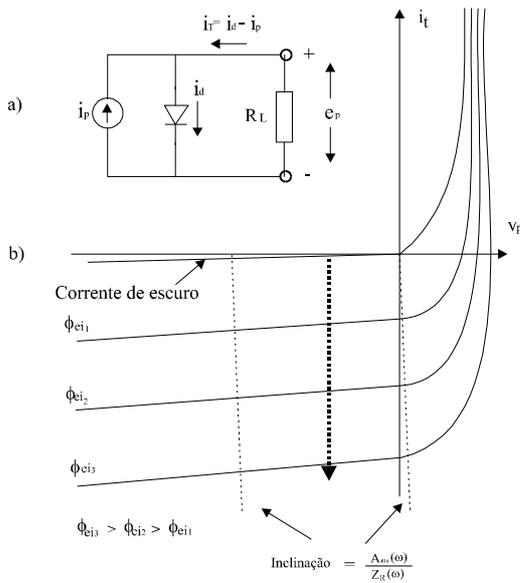


Figura 1: (a): Representação das correntes e tensão de um fotodiodo, (b) Curva característica I-V.

Na mesma representamos vários níveis de intensidade do fluxo de energia luminosa incidente ϕ_e definido por

$$\phi_e = \frac{i_p}{r_\phi} \tag{2}$$

onde r_ϕ é a responsividade do diodo ao fluxo, expressa em A/W.

Da Fig.1 (a), nota-se que para $e_p \leq 0$, o diodo fica polarizado reversamente, resultando $i_T = -i_p$ e a corrente medida nos terminais é a própria fotocorrente. A região restrita a $e_p > 0$ move a linha de carga para o terceiro quadrante e caracteriza a operação no modo fotocondutivo. Para $e_p > 0$, o diodo se torna polarizado e opera no modo fotovoltaico, onde $i_d \neq 0$, e portanto $i_T = i_d - i_p$, e a característica I-V torna-se menos linear à medida em que e_p aumenta. Sem a aplicação de uma tensão de polarização direta ao fotodiodo, tem-se $i_d = i_p$, e nesta condição e_p é função apenas de i_p . Assim, para uma variação linear de ϕ_e , há uma variação logarítmica de e_p , ou seja, a tensão de saída do fotodiodo será

$$e_p = V_T \ln \left(\frac{r_\phi \phi_e}{I_D} \right) \tag{3}$$

onde V_T é tensão térmica da junção, e I_D é a corrente de escuro ou corrente de saturação reversa do diodo, caracterizada por $\phi_e = 0$. A não-linearidade inerente à equação é acentuada pela variação de r_ϕ com e_p . Como e_p é não-nulo, a reta de carga situa-se no quarto quadrante.

Do exposto, evidencia-se a dependência altamente não-linear da tensão e_p com o fluxo ϕ_e e tal fato sugere a medida da corrente i_p com $e_p \approx 0$, mantendo r_ϕ praticamente constante. Isto implica em R_L praticamente nulo, ou seja, numa reta de carga mais vertical que a indicada na Fig. 1 (b). Tal condição é obtida com a montagem indicada na Fig. 2, onde tem-se uma impedância de carga $Z_L(\omega)$ expressa por

$$Z_L(\omega) = \frac{Z_R(\omega)}{A_{ma}(\omega)} \tag{4}$$

onde $Z_R(\omega)$ e $A_{ma}(\omega)$ são a impedância de realimentação e o ganho em malha aberta do amplificador operacional, respectivamente. Há que se enfatizar que, com o aumento de ω tem-se um decréscimo de $A_{ma}(\omega)$ e portanto uma degradação da condição $Z_R(\omega) \approx 0$.

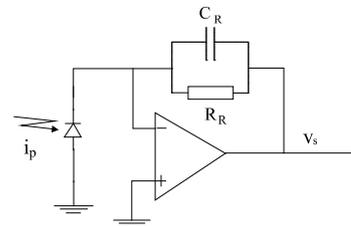


Figura 2: Amplificador de transimpedância para a monitoração da fotocorrente.

Esta configuração caracteriza um amplificador de transimpedância cuja tensão de saída é

$$v_s = -Z_R i_p \tag{5}$$

III. ANÁLISE DE RUÍDO DO FOTODIODO E AMPLIFICADOR DE TRANSIMPEDÂNCIA

A análise a seguir fundamenta-se em [1,2,3] cujos resultados nortearam as deduções ora apresentadas. A Fig. 3 mostra os diversos ganhos envolvidos na análise da relação sinal/ruído de um amplificador operacional.

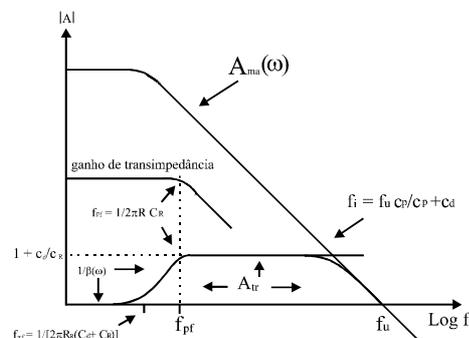


Figura 3: Ganhos do amplificador de transimpedância: malha aberta, transimpedância e ruídos de tensão e corrente.

A curva superior mostra o ganho em malha aberta do amplificador, cuja frequência de ganho unitário é dada por f_u . A curva central representa o ganho de transimpedância $Z_R(\omega)$, que é o mesmo para a fotocorrente i_p e para os geradores de corrente de ruído *shot* do fotodiodo e de entrada do amplificador. A mesma apresenta um polo na frequência

$$f_{pf} = \frac{1}{2\pi R_R C_R} \quad (6)$$

onde R_R e C_R são, respectivamente, a resistência e a capacitância de realimentação do amplificador. A curva inferior indica o ganho para os geradores de tensão de ruído, e é dada pela relação $1/\beta(\omega)$, onde $\beta(\omega)$ é o fator de realimentação. A mesma é delimitada por duas assíntotas, onde a primeira tem amplitude unitária e apresenta um zero na frequência

$$f_{zR} = \frac{1}{2\pi R_R (C_D + C_R)} \quad (7)$$

onde C_D é a capacitância do fotodiodo, e a segunda tem uma amplitude expressa por

$$k_C = 1 + \frac{C_D}{C_R} \quad (8)$$

e apresenta pólos nas frequências f_{pf} e f_i , sendo este último dado pela interseção com a curva do ganho de malha aberta $A_{ma}(\omega)$ do amplificador. Sendo f_i

$$f_i = \frac{f_u C_R}{C_R + C_d} \quad (9)$$

A seguir são identificados na Fig. 4 os diversos geradores de corrente e tensão de ruído [3,4] devido ao amplificador operacional, ao fotodiodo e à impedância de realimentação $Z_R(\omega)$.

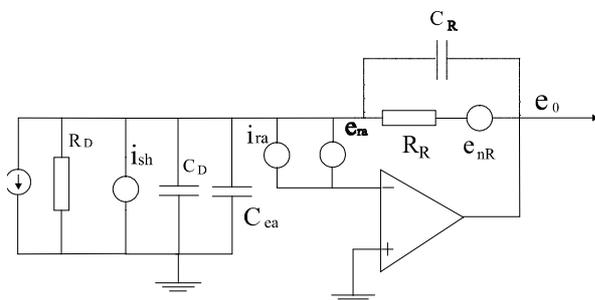


Figura 4: Geradores de corrente e de tensão de ruído do fotodiodo e do amplificador de transimpedância.

O ruído *shot* devido a corrente de escuro e à componente *dc* da fotocorrente, com valor *rms* é

$$I_{sh} = \sqrt{2q(\bar{I}_p + I_d)B} \quad (10)$$

onde q é a carga elementar do elétron ($1,6 \times 10^{-19} C$), I_d é a corrente de escuro do diodo, \bar{I}_p é a componente *dc* da fotocorrente devida à luz incidente e B é a faixa de passagem do fotodiodo. Há que se notar que embora o modo fotocondutivo implique em correntes de escuro da ordem de 10 a 30nA (para tensões reversas de 10 a 20V_{dc}), a contribuição do ruído *shot* devido à esta corrente é desprezível em relação à da corrente \bar{I}_p , a qual apresenta valores de até 10μA.

O gerador de ruído térmico devido ao resistor de realimentação do fotodiodo, cujo valor *rms* é dado por

$$N_T = \sqrt{\frac{4KTB}{R_{sh}}} \quad (11)$$

onde K é a constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23} J/K$) e T é a temperatura absoluta em graus Kelvin. Os geradores de ruído de corrente e tensão intrínsecos ao amplificador são caracterizados por densidades espectrais de tensão com a frequência, que no caso do amplificador operacional utilizado (OPA 655 da Burr-Brown) são representadas na Fig. 5.

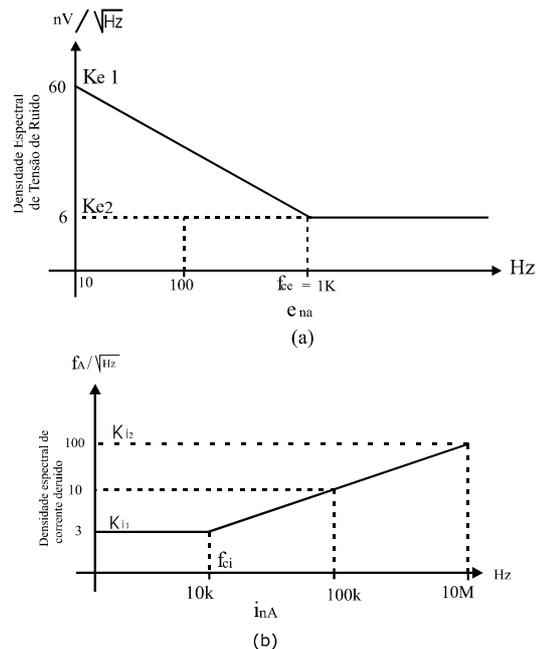


Figura 5: Densidades espectrais dos geradores de ruído de tensão e de corrente do amplificador OPA 655.

As mesmas são convertidas em densidades espectrais de potência dadas respectivamente por $e_{ina}^2(\omega)$ e $i_{na}^2(\omega)$.

$$e_{na}^2 = K_{ei}^2 \left(\frac{f_{ce}}{f} + 1 \right) \quad (12)$$

$$i_{na}^2 = K_{ii}^2 \left(\frac{f_{ci}}{f} + 1 \right) \quad (13)$$

O ganho de tensão de ruído do amplificador de transimpedância é

$$A_{tr}(\omega) = \left(\frac{A_{ma}(\omega)}{1 + A_{ma}(\omega)\beta(\omega)} \right) = \frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{A_{tr}(\omega)\beta(\omega)}} \right) \quad (14)$$

O valor *rms* da tensão de ruído na saída do amplificador devido ao geradores de tensão de ruído na entrada resulta em

$$E_{R_{s_1}} = \sqrt{\int_0^{B_{eqA}} |A_{tr}(\omega)|^2 e^2_{ra}(\omega) d\omega} \quad (15)$$

onde $B_{eqA} = 1,57f_p$,é a faixa de passagem do amplificador de transimpedância para fontes de tensão de ruído, sendo f_p a frequência de intercessão do ganho de tensão de ruído com a curva do ganho de malha aberta do amplificador operacional. O valor *rms* da tensão de ruído na saída do amplificador devido aos geradores de corrente de ruído na entrada do amplificador e devido à resistência *shunt* do fotodiodo é dado por

$$E_{R_{s_2}} = \sqrt{\int_0^{B_{eqA}} |Z_R(\omega)|^2 i^2_{ra}(\omega) d\omega} \quad (16)$$

O valor *rms* da tensão de ruído na saída do amplificador devido ao ruído térmico do resistor de realimentação é expresso por

$$E_{R_{s_3}} = \sqrt{4KTR_R B_{eq}} \quad (17)$$

O valor *rms* da tensão total de ruído na saída do amplificador é obtido por

$$E_{n_{total}} = \sqrt{E_{s_1}^2 + E_{s_2}^2 + E_{s_3}^2} \quad (18)$$

Nota-se que um aumento do ganho de conversão está associado a um maior valor da resistência de realimentação R_R , o que implica num aumento da tensão total de ruído na saída do amplificador proporcionalmente à $\sqrt{R_R}$. Portanto a relação sinal-ruído S/N do amplificador de transimpedância integrado ao fotodiodo aumenta com a utilização de:

- valores elevados do resistor de realimentação, pois tem-se $S/N \cong \sqrt{R_R}$,
- amplificadores de transimpedância com geradores de ruído com as menores densidades espectrais de tensão e de corrente possíveis,
- fotodiodos operando no modo fotocondutivo o que implica na diminuição de C_d e portanto do fator de amplificação $1 + C_d/C_R$ para as tensões de

ruído. Esta condição de operação se aplica somente para a amplificação de sinais interferométricos.

IV. CIRCUITOS DE TRANSIMPEDÂNCIA DE ALTO GANHO

No condicionamento de sinais interferométricos, para uma dada faixa de passagem, muitas vezes se faz necessária a síntese de circuitos de transimpedância de alto ganho. No entanto, o aumento de R_R pode levar o circuito a uma condição de oscilação, caso as curvas dos ganhos de malha aberta e de ruído de tensão do amplificador se interceptem nas regiões de -20dB/década e +20dB/década, respectivamente. Nesta condição tem-se que o ganho de malha $A_{ma}(\omega)\beta(\omega) = 1$ e a defasagem na malha de realimentação = 360°.

Assim, há que se evitar tal estado do circuito pelo controle da capacitância de realimentação C_R . No entanto, existe um valor mínimo para tal valor imposto pela capacitância parasita da montagem; o que degrada a precisão de $Z_R(\omega)$ com níveis reduzidos de capacitância de realimentação. Dentre as topologias de realimentação propostas para minimizar ou controlar esta limitação, optou-se pelas realimentações em T capacitiva e resistiva, indicadas na Fig.6.

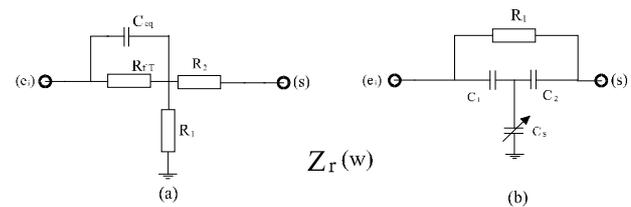


Figura 6: Circuito de Transimpedância com realimentação $Z_R(\omega)$: “T” capacitiva (a) e resistiva (b).

A montagem em “T” capacitiva permite sintonizar capacitâncias com precisões de frações de pico Farad, pois o divisor capacitivo impõe uma tensão menor à C_I . Isto equivale a uma capacitância bem menor na entrada inversora do amplificador, e consequentemente a fotocorrente circula quase que totalmente pelo resistor de realimentação.

A montagem em “T” resistiva, por outro lado, permite a síntese de amplificadores de alto ganho substituindo o resistor de realimentação R_R da configuração básica por um divisor de tensão implementado com resistores de valores bem menores.

Assim, substitue-se R_R por um resistor de realimentação equivalente R_{fEQ} dado por

$$R_{fEQ} = R_{fT} + R_1 + R_{fT}R_1 / R_2 \quad (19)$$

Se fizermos $R_{fT} \gg R_1$, a equação acima se reduz

$$R_{eq} = \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right) R_{fT} \quad (20)$$

Portanto, a tensão de saída e_s será

$$e_s = I_p \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right) R_{JT} \quad (21)$$

Assim, para um dado ganho, a resistência R_{JT} utilizada é reduzida pelo fator $\left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right)$ e a capacitância de realimentação equivalente é amplificada da mesma forma, tornando a síntese de circuitos de alto ganho menos sensível à capacitância parasita da montagem. Uma desvantagem desta configuração é o aumento dos ganhos de tensão de ruído e de *offset*. Em sinais interferométricos amplifica-se a componente *ac* da fotocorrente e portanto há de se controlar apenas o ganho de tensão de ruído em altas frequências, o que é possível se respeitarmos a relação

$$\frac{R_1}{R_2} \leq \left[\frac{E_{R_{s1}}}{3E_{R_{s3T}}} \right]^2 - 1 \quad (22)$$

onde, seguindo a convenção adotada para a configuração clássica (18), $E_{R_{s3T}}$ é o valor *rms* da tensão de ruído na saída do amplificador de transimpedância “T” resistivo devido ao ruído térmico do resistor R_{JT} , pois $R_{JT} \gg R_l$. Nesta condição, para amplificadores FET, o valor *rms* da tensão total de ruído na saída do amplificador é expresso aproximadamente por $E_{R_{s1T}}$, correspondendo ao valor *rms* da tensão de saída devida à amplificação dos geradores de ruído de tensão da entrada do amplificador. Portanto, a situação indicada na Fig. 3 é modificada para a da Fig. 7.

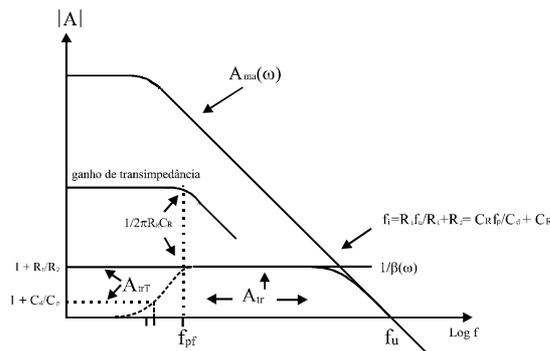


Figura 7: Ganhos do amplificador de transimpedância com realimentação “T” resistiva.

V. AMPLIFICADORES DE CORRENTE SINTONIZADOS

A corrente de saída de um sensor interferométrico a fibra óptica contém harmônicas da frequência de modulação do circuito óptico do sensor. Dependendo do processamento do sinal a ser utilizado, é conveniente a amplificação seletiva de harmônicas da frequência fundamental da fotocorrente. Em tais

aplicações, justifica-se a síntese de circuitos de amplificação de corrente, sintonizados nestas harmônicas. A Fig. 8 ilustra um amplificador de corrente implementado com dupla realimentação, sendo que na negativa utiliza-se um circuito ressonante paralelo e na positiva um circuito ressonante série.

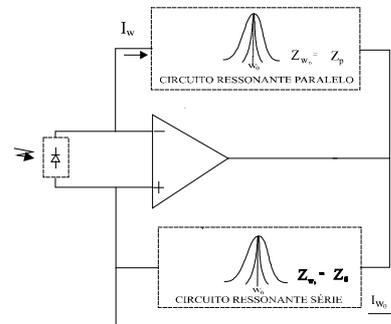


Figura 8: Circuito de amplificador de corrente com dupla sintonia.

Esta topologia permite que as frequências das ressonâncias sejam a mesma ou distintas, obtendo-se, respectivamente, a amplificação seletiva de uma única ou de duas harmônicas da fotocorrente. No caso de amplificação de uma única harmônica, o ganho de corrente A_{cs} é expresso por

$$A_{cs} = \frac{Z_{RP}}{Z_{RS}} \Big|_{f=f_s} = \frac{R_p}{R_s} \quad (23)$$

onde R_p e R_s são, respectivamente, as resistências dos circuitos ressonantes paralelo e série e f_s é a frequência de sintonia. Na hipótese do fator de qualidade do circuito ressonante paralelo ser muito maior que o do circuito ressonante série, resulta que o fator de qualidade efetivo do circuito é dado por $Q_{ef} \cong Q_p$. Nesta condição se torna possível a síntese de circuitos de alto Q , $Q_{ef} > 50$, com a utilização de indutores da ordem de centenas de micro Henry e capacitores da ordem de centenas de pico Farad, flexibilizando a obtenção de indutores com núcleos de ferrites de alto Q e de capacitores com dielétrico de baixas perdas. Assim, a seletividade do amplificador sintonizado é ajustada através do Q_{ef} expresso por

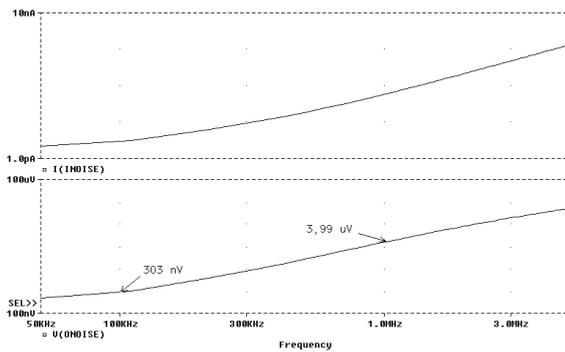
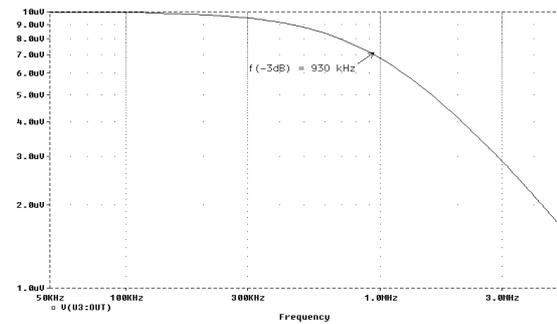
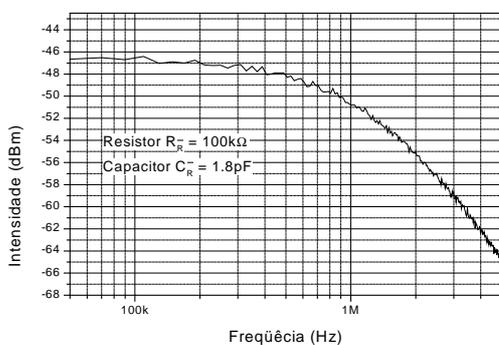
$$Q_{ef} = Q_p = 2\pi f_s R_p C_p \quad (24)$$

onde R_p e C_p são respectivamente os valores da resistência e da capacitância do circuito ressonante paralelo. A seletividade do circuito pode ser controlada independentemente em cada circuito ressonante, tornando-o bem flexível ao ajuste de tal parâmetro. A relação sinal-ruído em relação à da configuração de transimpedância, aumenta pelo fator $\sqrt{B_{eqA}/B_{eqs}}$, onde B_{eqs} é a faixa de passagem equivalente de ruído do amplificador sintonizado.

IV. SIMULAÇÕES E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

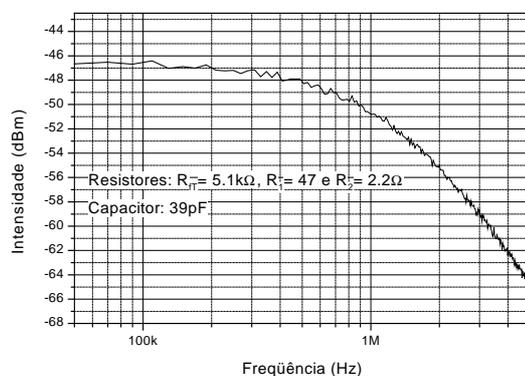
A caracterização em frequência dos circuitos foi realizada utilizando-se um interferômetro óptico polarimétrico [5]. O interferômetro intensifica o ruído de partição de modos de um diodo laser multimodo e gera um sinal com intensidade constante e frequência de corte de 100MHz. Assim, a medida da resposta em frequência dos circuitos de fotodetecção é realizada focando-se o sinal óptico da saída do interferômetro na área ativa do fotodetector. Na experimentação utilizou-se um fotodiodo no modo fotovoltaico de modo a minimizar o gerador de ruído de corrente *shot*, no caso devido somente à corrente de escuro, pois com o sinal óptico do experimento não existe a componente \bar{I}_p da fotocorrente. O ganho de transimpedância foi fixado em 10^5 , a faixa de passagem do sinal em 900kHz tanto na configuração de transimpedância clássica como na de realimentação com “T” resistivo. Nos circuitos foram utilizados:

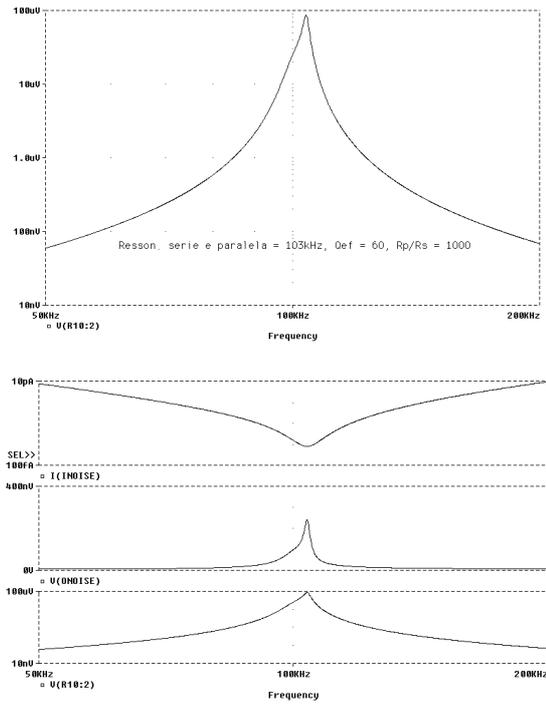
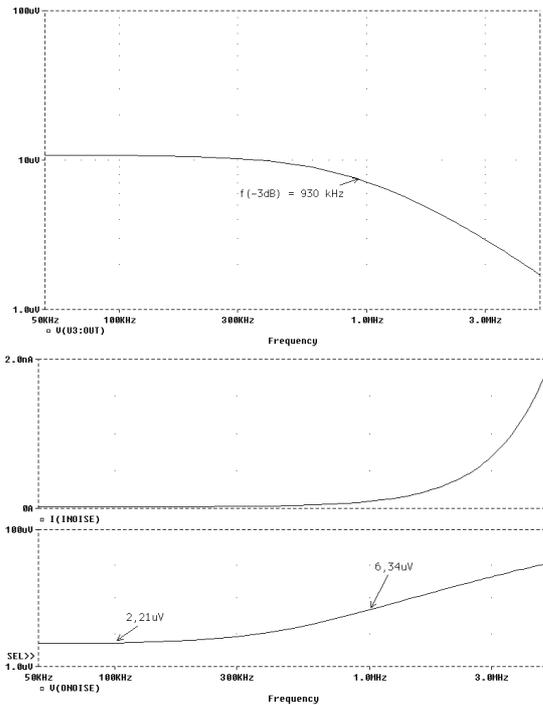
- fotodiodo BPX-65 da Centronic, inc. cujas características principais são: $NEP \cong 10^{-13} W\sqrt{Hz}$, ($V_r=0V$, 900nm), $C_d=15pF$; $3,5pF(V_r=0V; 20V$, 900nm), $I_d=1nA$ ($V_r=20V$), $R_{sh}=100M\Omega$ e $r_\phi=0,5A/W$.
- amplificador operacional, OPA655, da Burr-Brown, cuja frequência de ganho unitário é da ordem de 400MHz e as densidades espectrais de tensão e de corrente de ruído estão indicadas na fig. 5 (a) e (b). Nas condições acima o ganho de tensões de ruído, na configuração de transimpedância clássica, apresenta uma assíntota de alta frequência com valor de $1+C_d/C_R \cong 10$, e um polo superior na frequência de 20MHz. A seguir são apresentados as simulações e os resultados experimentais para as seguintes condições:
- configuração de transimpedância clássica com $R_R=100k\Omega$ e $C_R=1,8pF$ (correspondendo a um capacitor de 1,2pF e uma capacitância parasita de 0,6pF), para a qual são apresentadas as curvas de tensão total de saída, experimental e simulada, bem como as das densidades espectrais de ruído de tensão e corrente, respectivamente na saída e na entrada do circuito:



Nota-se uma tensão total de ruído de 303nV e $3,99\mu V$ respectivamente nas frequências de 100kHz e 1MHz, escolhidas por representarem os extremos da faixa de passagem do sinal amplificado. Aplicando o modelo matemático adotado obtém-se um valor de $355\mu V_{rms}$ para a tensão total de ruído na saída do amplificador, o que implica numa corrente mínima de $3,5nA_{rms}$; detectável na sua entrada para uma relação $S/N = 0dB$.

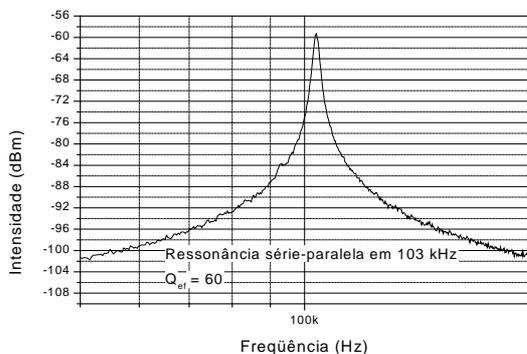
- configuração de transimpedância com realimentação “T” resistiva com $R_{eq}=100k\Omega$ e $C_{eq}=39pF$, para a qual são apresentadas as curvas da tensão total de saída, experimental e simulada, bem como as das densidades espectrais de ruído de tensão e corrente, respectivamente na saída e na entrada do circuito:





No caso para as frequências de 100kHz e 1MHz tem-se os seguintes valores de tensões de ruído: 2,21 μ V e 6,39 μ V. Nesta configuração, segundo o mesmo modelo obtém-se um valor de 0,9mVrms para a tensão total de ruído na saída do amplificador, o que implica numa corrente mínima de 9nArms; detectável na sua entrada para uma relação S/N=0dB, e a nova faixa de passagem equivalente de ruído. Evidencia-se portanto a amplificação da tensão do ruído de entrada, o que condiz com a previsão teórica dada à não observância de (22), pois $R_1/R_2=20$ quando deveria ser menor que 4,5.

- configuração de amplificador de corrente, com sintonias série e paralela em $f = 103$ kHz, $Q_{ef} = 60$ e fator de amplificação igual a 1100, para a qual são apresentadas as curvas de tensão total de saída, experimental e simulada, bem como as das densidades espectrais de ruído de tensão e de corrente, respectivamente na saída e na entrada do circuito:



Nota-se para a frequência de ressonância uma tensão de 85 μ V na saída do circuito e uma corrente mínima detectável na entrada da ordem de 12pArms, considerando a nova faixa de passagem de ruído. Estes resultados só foram possíveis pela utilização de amplificadores FET e de indutores com ferrites de alto Q .

VII. CONCLUSÕES

Foi apresentado a proposta de duas topologias de circuito de detecção, que complementa o desenvolvimento de novas arquiteturas de processamento de sinais interferométricos. Estudou-se a detecção com fotodiodo e as razões da monitoração da fotocorrente por meio de um amplificador de transimpedância. Foram estudadas as relações sinal-ruído das configurações de amplificador de transimpedância, clássica e “T” resistiva, integradas a um fotodiodo e analisou-se o ganho e a seletividade de um amplificador de corrente sintonizável. Os resultados experimentais apresentaram uma boa concordância com os das simulações corroborando a validade do modelo matemático adotado para ambas as configurações. A experimentação evidenciou na configuração “T” resistiva uma amplificação da densidade espectral de tensão de ruído em alta frequência. No entanto, esta amplificação está em conformidade com a previsão teórica, o que significa que a mesma pode ser reduzida até um limite em que ainda existam as vantagens da configuração “T” resistiva. Os resultados obtidos com o amplificador de corrente sintonizado apresentaram uma excelente concordância com os simulados em termos de seletividade, fator de amplificação e corrente mínima detectável. Portanto, as propostas apresentadas ampliam as opções de circuitos de amplificação e

conversão da fotocorrente de saída de sensores interferométricos a fibra óptica.

REFERÊNCIAS

- [1] J. Graeme, *Photodiode Amplifiers*, Mc Graw Hill , NY, 1996.
- [2] J. C. J. de Almeida, Técnicas de Processamento de Sinais em Girômetros a Fibra Óptica para Sistemas de Navegação Inercial , *Tese de Mestrado*, UNICAMP, 1996.
- [3] S. Franco, *Design with Operational Amplifiers and Analog Integrated Circuits*, Mc Graw Hill, NY, 1988.
- [4] Noise Analysis of Fet Transimpedance Amplifiers, AB 076, and Photodiode Monitoring with OP AMPS, AB 075, Applications Handbook, Burr-Brown, 1994.
- [5] A. L. P. Mattei et al, *Frequency Response Characterization of Photodetection Circuits using mode partition noise method*, a ser submetido para publicação.
- [6] Application of Silicon Photodiodes, Optoelectronic Components Catalog, UDT Sensors, Inc. 1997.

Antonio Ricardo Zaninelli do Nascimento graduou-se em Física em 1996 na Universidade Estadual de Londrina. Atualmente vem desenvolvendo trabalho de pós-graduação em Sensores Ópticos para Aviônica, sendo este o tema de sua tese de mestrado, que é baseada em detecção do sinal interferométrico de um giroscópio a fibra óptica. Este trabalho está sendo realizado em conjunto entre Universidade Estadual de Campinas e o Instituto de Estudos Avançados (IEAv), do Centro Técnico Aeroespacial (CTA) de São José dos Campos, SP.

e-mail: zanineli@fee.unicamp.br

José Carlos Juliano de Almeida É doutorando em Engenharia Elétrica no Departamento de Microeletrônica da Universidade Estadual de Campinas. Recebeu o título de Mestre em Engenharia Elétrica, em 1996, pelo Departamento de Telecomunicações da UNICAMP e é Engenheiro Eletricista (opção Eletrônica) pela Universidade do Vale do Paraíba. É pesquisador do Instituto de Estudos Avançados, do Centro Técnico Aeroespacial, desde abril de 1992, atuando na área de detecção e processamento de sinais de sensores interferométricos a fibra óptica. No mesmo Centro, foi pesquisador do Instituto de Aeronáutica e Espaço, de 1973 a 1992, tendo atuado nas áreas de desenvolvimento de sensores magnéticos e de sistemas e instrumentação embarcada de telemetria e telecomando para veículos espaciais. Tem participado intensamente na formação e orientação de alunos de mestrado e graduação em

engenharia elétrica e de técnicos em eletrônica. Possui publicações em congressos nacionais e internacionais e diversos trabalhos de consultoria em instrumentação eletrônica de precisão.

e-mail: juliano@ieav.cta.br

Elnatan Chagas Ferreira graduou-se em Física na Universidade Federal do Ceará em 1981. Obteve os títulos de Mestre em Engenharia Elétrica em 1984 e Doutor em Engenharia Elétrica em 1991, ambos pela UNICAMP. É professor assistente doutor desde 1991 e chefe do DEMIC/FEEC/UNICAMP desde 1996. Vem desenvolvendo trabalhos de pesquisa e orientando alunos de pós-graduação nas áreas de Eletrônica de Instrumentação; Sensores e Condicionamento de Sinais; Projeto de CI para Conversores Analógico-Digital; CAD para Sistemas Microcontrolados.

e-mail: elnatan@fee.unicamp.br

Oséas Valente de Avilez Filho graduou-se em Engenharia Elétrica em 1974 na Universidade de Brasília. Obteve os títulos de Mestre de Engenharia Elétrica em 1978 e Doutor em Engenharia Elétrica em 1986, ambos pela UNICAMP. É professor livre docente desde 1986 no DEMIC/FEEC/UNICAMP. Vem desenvolvendo trabalhos de pesquisa e orientando alunos de pós-graduação nas áreas de Projeto Eletrônico; Amplificadores de Áudio; Aplicações em RF; Eletrônica de Giroscópio; Eletrônica de Equipamentos Industriais; Sensores e Transdutores; Aplicações com Microcontroladores; Instrumentação de Medidas.

e-mail: oseas@fee.unicamp.br

André Luis Pierre Mattei recebeu o título de Mestre em Ciências em 1998 na Área de Microondas e Eletroóptica do Curso de Engenharia Eletrônica e Computação do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, SP. É engenheiro eletrônico pelo Instituto Tecnológico de Aeronáutica. É pesquisador da Divisão de Fotônica do Instituto de Estudos Avançados do Centro Técnico Aeroespacial, São José dos Campos, SP, desde fevereiro de 1997. Sua área de atuação é a de pesquisa em sensores a fibra óptica e possui publicações em congressos nacionais e internacionais.

e-mail: mattei@ieav.cta.br