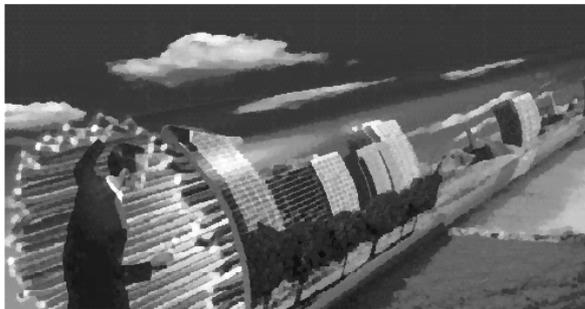


# The Future of Optical Networking

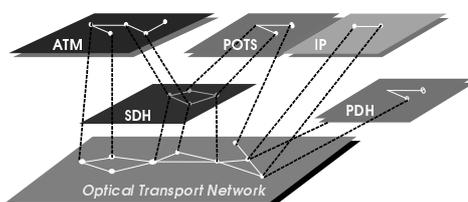
Sando Anoff

When Alexander Graham Bell, the inventor of the telephone, made the world's first phone call in 1876, the transmission rate was the equivalent of about 2,000 bits per second. He would be very astounded and proud to see how far things have come since then. In early 1998, a team of researchers in laboratories named in his honor demonstrated the world's first long-distance error-free transmission of one million million bits (one terabit) per second over a single optical fiber. But this is just the beginning. In the future, each wispy fiber may transmit close to an incredible 200 terabits per second. That's the equivalent of more than 3,000 million phone calls. This is truly astounding.



Although it might seem that this kind of capacity is well in excess of anything we could possibly ever need, this is not the case. In China, for example, it is planned to increase the number of installed telephone lines by approximately 300 million in the next ten to fifteen years. At the same time, there is an extremely rapid growth in cellular telephone users and an even faster growth in Internet users. This extraordinary growth is a worldwide phenomenon. In the last four years, the monthly traffic on the Internet has increased from 31 Terabytes (million million bytes) to 3,000 Terabytes and shows no sign of slowing. The International Telecommunications Union (ITU) estimates that the total number of Internet users will grow from about 60 million in 1996 to over 300 million by the year 2001.

Without a doubt, a revolution is taking place in the world's telecommunications networks. The question on everybody's mind is, "Where is this all leading to?" Specifically, what does the future hold for the optical network, which is at the core of this superhighway? This article will attempt to look into the future and consider three main aspects of the emerging optical network: applications, architecture and access.



**Figure One:** *The Unifying Optical Layer*

## THE FORCES SHAPING BANDWIDTH

No matter what application it is that is generating digital traffic, most of this traffic will be carried by the unifying optical layer (see Figure One). For this reason, the growth of various applications such as telephony (whether cellular or fixed), Internet, video transmission, computer communication and database access leads directly to an increase in the demand placed on the optical network. At the same time, advances such as dense wavelength division multiplexing technology (DWDM) – which enables systems to transmit different wavelengths, or colors of light, on the same fiber strand -- as well as market liberalization, are making bandwidth cheaper, and this is in turn encouraging the development of applications which require even more bandwidth. For example, it is quite likely that the optical network will be increasingly used to convey high-quality video. So that even though it might appear that the growth in traffic is very high at the moment, it will be even higher in the future.

The growing demand on the optical network is a complex issue. On the one hand, the capacity demand is extraordinary, and this in itself would be a big enough challenge to meet. However, this is accompanied by an increasing variety of services and applications as well as much more exacting requirements for quality differentiation. The quality of service provided by the World Wide Web (sometimes called the World-Wide Wait) is very different from the quality of service provided by the telephone service. For example, there is a vast difference in the quality requirement for a signal being used to transmit an emergency telephone call or live video coverage of a medical operation, as compared with an e-mail that is not urgent and can arrive after several hours. However, the same optical infrastructure is expected to support this wide variety of services. The future network, therefore, will have to be a managed optical multi-service network.

## THE ROLE OF THE INTERNET

As has already been mentioned, Internet Protocol (IP) traffic is growing exponentially. In some parts of the world, it is expected that IP will constitute the majority of traffic in the near future. Therefore, in the longer term, packet-switched (as opposed to circuit-switched) communication will dominate, and existing networks will be progressively optimized to handle this type of traffic. Currently, there is a lot of discussion about transporting IP directly on DWDM and eliminating intermediate layers such as asynchronous transfer mode (ATM) and synchronous digital hierarchy (SDH). However, in reality, IP

frames cannot be mapped directly onto DWDM at the present time. Most IP traffic in the backbone today is transported via ATM and/or SDH (or SONET) and these layers provide vital features currently not provided by IP and DWDM.

ATM networking provides:

- Unified format which allows single network for all services
- Guaranteed grades of QOS end-to-end
- Standards-based service maintenance
- Statistics and billing capabilities
- Intelligent, distributed provisioning and restoration of services

SDH networking provides:

- High-reliability facility transport
- Distributed high-speed facility restoration
- Circuit bandwidth management
- Advanced management and provisioning capabilities

The future will include a variety of protocols such as SDH, IP, Frame Relay and ATM, inter-working with DWDM. A lot of work is being done in the area of standardization and protocol inter-working. Protocol inter-working requires expertise in a broad range of disciplines. This is illustrated by the following true story: a team in Bell Labs investigating a procedure that had been defined for mapping IP onto SDH discovered that it contained a very serious drawback. It was shown that it was possible for a user to deliberately send killer “datagrams” (specific bit sequences) which could cause entire networks to fail within a few seconds. The team immediately drew the attention of the Internet community to this problem and proposed a solution which has been adopted in the meantime by the industry. Jon Anderson of Bell Labs comments, “It is interesting to note that the problem of transparency has been well understood for a number of years but clearly those involved in defining this standard were unaware of it.”

Bell Labs has also proposed a new protocol called Simplified Data Link (SDL) to increase the efficiency of the way that IP traffic is transported through optical networks. Its basic purpose is to perform high-speed delineation of datagrams whose arrival is asynchronous. Bell Labs is investigating the use of SDL directly over SDH as well as WDM. SDL is primarily intended for point-to-point IP transport and has a number of advantages. It can be used with any type of datagram (e.g. IPv4, IPv6, etc...) and is well-suited to scale to higher speeds. The first integrated circuits that support this protocol have already been announced.

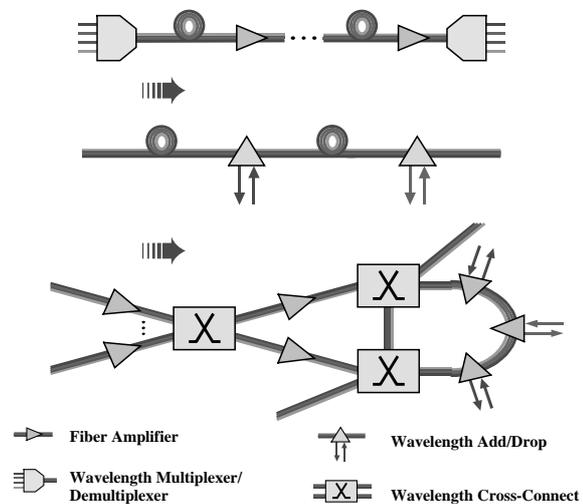
In spite of the considerably high enthusiasm for the Internet, traditional IP has a number of disadvantages, as any user of the Internet can confirm. Traditional IP equipment does not support quality-of-service. Current data networks have a high downtime and high operational expense. They will have difficulties with respect to meeting future requirements, particularly in terms of scale and added functionality. Also, the

support of real-time communications needs is poor. However, a new generation of IP switches is emerging. For example, some IP Switches offer guaranteed, multiple levels of services that maximize the utilization of network resources, enabling mission-critical as well as lower-priority traffic flows to share the same infrastructure.

**FAST-EVOLVING ARCHITECTURE**

The second aspect of optical networking to consider is architecture, which is evolving rapidly. Features such as add/drop and cross-connection in the optical domain are being made possible by advances in photonics (see Figure Two). It will be possible to route signals flexibly through an optical network. Apart from saving costs, this will be especially useful for routing and protecting a wide variety of signal types individually. However, while more routing functions will be implemented in the optical plane, this does not replace the need for electronics. Even more sophisticated intelligence provided by electronics will be needed to manage the network.

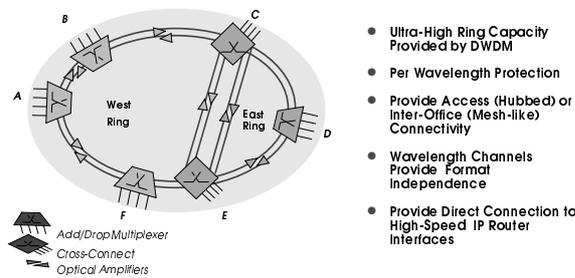
Another trend is increasing integration. In an environment where a single fiber can carry up to 400 Gigabit/s of traffic, as is the case already today, it is clear that the systems connected to such fibers will require much larger capacities. The network elements of the future are therefore going to have a much higher level of system integration than they do today. It is not only a question of capacity, however. It has long been recognized that the nature of dense-wavelength-division multiplexing is well-suited to smoothly grow capacity to meet demand by adding wavelengths as needed, but in fact, DWDM has a further advantage, which is that the different types of traffic can be assigned different wavelengths, as required. A common uniform infrastructure does not imply that all services need to be carried through the network in the same way. By means of selective layered bandwidth management, IP/SDH, IP/ATM/SDH and ATM services can all exist in the same network and can be switched and routed as appropriate in the unifying optical infrastructure.



**Figure Two:** The Evolution from Photonic Transport to Photonic Networks

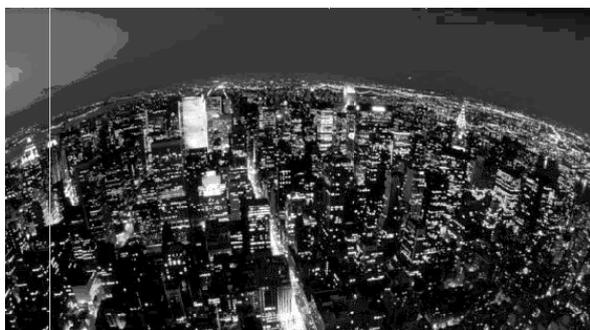
**MOVING BANDWIDTH CLOSER TO THE END USER**

The third aspect to consider is access to the optical network. Most users would like to have direct access to the optical network and the enormous capacity it provides. This will take place in stages. Multi-wavelength optical systems are rapidly spreading out from the core towards the end user. In regional and metropolitan areas, the requirements are somewhat different from the long-distance area. Metropolitan networks will use a greater number of wavelengths, operating at low to moderate bit rates (from 34 Mbit/s to 750 Mbit/s in addition to higher bit rates such as 2.5 Gbit/s and 10 Gbit/s), and the traffic is added and dropped at frequent intervals. Such systems must handle all types of traffic including ATM and IP. There is also a need for flexible architecture including remotely configurable full add/drop functionality and protection. Today's technology has reached the point where such systems are fast becoming a reality.



**Figure Three:** Example of a Multi-wavelength Metropolitan Network

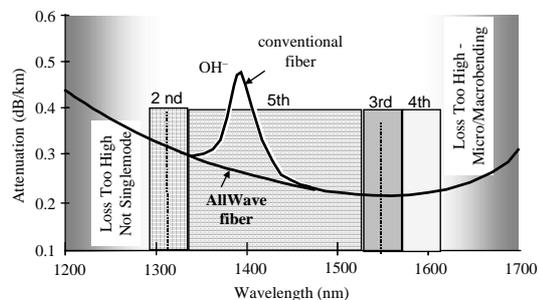
The dream of fiber to the home (FTTH) or desktop is yet to materialize, mainly because of the cost-sensitive nature of this part of the network. In the near future, residential access may remain copper-based, using technologies such as ADSL to boost the capacity of traditional copper lines. However, for business offices, optical technology will be used to bring bandwidth to the end-user. Currently, a lot of Fiber To The Business (FTTB) networks are being deployed involving ATM and SDH access equipment at customer premises. The next step is using WDM technology for these applications. WDM will first be used in industrial and campus LAN environments.



The DWDM network at the Microsoft headquarters in Redmond is a good example of a trial of these latest technologies which use DWDM in the enterprise

environment. We can choose to call this “Lightwave to the Business” (LTTB) and “Lightwave to the Desktop” (LTTD). The reason why this will become technically and economically feasible is the very large number of wavelengths that a single fiber can carry and spread the cost to more subscribers.

Advances in optical fibers are making the available transmission window much wider and it is expected that fibers will be able to carry more than a thousand wavelengths in the future. Historically, the wavelength region between 1350 and 1450 nm has not been used because of the high fiber attenuation over much of this region caused by the presence of the hydroxyl (OH<sup>-</sup>) ion. A residual impurity from the fiber making process, this ion causes an absorption peak near 1385 nm. Lucent recently announced a breakthrough in fiber for metropolitan applications, which eliminates the water absorption peak in the fiber's attenuation curve, and thus makes an additional “window” available for transmission. In effect, this makes the entire spectrum from 1300 nm to 1600 nm available for transmission. This much broader available window leads to a new concept which we can call “Broad Wavelength Division Multiplexing (BWDM)”. Particularly for short-distance applications, where the need is for diverse signals at multiple bit rates, the signals can be transmitted using wavelengths that are not so closely spaced as in the ultra-dense wavelength division multiplexing used in long-distance transmission. This will make it possible to cost-effectively support various services such as high-performance computing, videoconferencing, broadband access (including wireless), multimedia and Internet.



**Figure Four:** Lucent's AllWave™ fiber eliminates the water peak, thereby increasing the number of wavelengths that can be used by more than 50%.

**CONCLUSIONS**

We are at the beginning of a revolution in communications networks, where increasing capacity, variety of applications, and quality of service, are placing enormous demands on the optical network. However, advancing technologies such as fibers, selective bandwidth management, new-generation IP switches and increasing system integration will ensure that the optical network will rise to this challenge. The dynamics of ever cheaper bandwidth will spur innovations that will far outstrip what the spread of PCs has brought. The optical revolution is just beginning, and is advancing very swiftly towards a

future online world in which bandwidth is essentially unlimited, reliable and low-cost.



*The author would like to thank all those colleagues who provided valuable suggestions, particularly Dr. Chungpeng Fan, Jon Anderson, Dr. Grenville Armitage, Rob Augustinus and Michael Gronovius*

### GLOSSARY

ADSL: Asynchronous Digital Subscriber Loop  
ATM: Asynchronous Transfer Mode  
BWDM: Broad Wavelength Division Multiplexing  
(*proposed term*)  
DWDM: Dense Wavelength Division Multiplexing  
FTTH: Fiber To The Home  
IP: Internet Protocol  
ITU: International Telecommunications Union  
LTTB: Lightwave To The Business (*proposed term*)  
LTTD: Lightwave To The Desktop (*proposed term*)  
OLS: Optical Line System  
PDH: Plesiochronous Digital Hierarchy  
POTS: Plain Old Telephone Service  
SDH: Synchronous Digital Hierarchy  
SDL: Simplified Data Link  
SONET: Synchronous Optical Network  
WDM: Wavelength Division Multiplexing

**Sando Anoff:** Attended Imperial College of Science and Technology, London University, obtaining a degree in Electrical and Electronic Engineering in 1987. Since then, have worked in the field of telecommunications, focussing mainly on optical networking, first with Philips and later with AT&T Network Systems and Lucent Technologies. Currently located in Holmdel, New Jersey, working in the Optical Networking Group.

*Dados Bibliográficos não disponíveis até a data da publicação.*

# Projeto de Moduladores Eletroópticos Faixa Larga Utilizando Tecnologia de Óptica Integrada

Cláudio Kitano e José Edimar Barbosa Oliveira

Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – FEIS – UNESP - Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA  
São José dos Campos – SP

**Resumo.** Os moduladores eletroópticos têm grande relevância nos progressos obtidos no aumento da velocidade de transmissão de redes de comunicações à fibra óptica. Estes moduladores são apropriados tanto para a transmissão digital como para analógica. Este artigo apresenta uma análise tutorial de moduladores eletroópticos que abrange desde as configurações volumétricas até as configurações à óptica integrada. A formulação leva em consideração o descasamento das velocidades de fase dos sinais óptico e de modulação e o fator de superposição entre os campos, em função da posição do guia e da geometria do modo óptico guiado.

**Abstract.** Wide band electrooptic modulators are playing a major role in the ever growing speed of fiber optic communication network. Such modulators are suitable for either analogic or digital technique and provides very low chirping. This paper presents a comprehensive analysis of electrooptic modulator starting with the bulk configuration and leading up to integrated optic configurations. The analysis takes into account the phase velocity mismatching, LiNbO<sub>3</sub> substrate orientation, overlapping factor as a function of waveguide position and mode size and SiO<sub>2</sub> buffer layer thickness.

## I. INTRODUÇÃO

Moduladores a óptica integrada operando com efeito eletroóptico linear são componentes fundamentais em sistemas de comunicações ópticas de alto desempenho. Os pequeno tamanho e peso, elevada largura de faixa, baixo consumo de potência e compatibilidade com sistemas a fibra óptica são características desses moduladores que os tornam atrativos para aplicações em comunicações ópticas.

Nesses sistemas a saída CW de um laser semiconductor é acoplado a um modulador a óptica integrada para formar uma fonte modulada externamente. A modulação externa possui vantagens relativamente a modulação direta do diodo laser (por injeção de corrente), incluindo a maior largura de banda, melhor linearidade e faixa dinâmica, e a eliminação de chirp em frequência. Como resultado, tais moduladores são adequados para uso em telecomunicações digitais de elevada taxa de bits e em aplicações analógicas de links a fibra óptica, como na distribuição de tv a cabo, acesso remoto a antenas de microondas e controle óptico de radares a redes de antenas. Também, são componentes essenciais em sistemas sensores ópticos, como os giroscópios a fibra óptica.

Neste texto, será apresentada uma visão geral dos moduladores eletroópticos segundo uma análise tutorial, mostrando seus estágios evolutivos. Assim, serão apresentados inicialmente os moduladores eletroópticos volumétricos, modelados segundo parâmetros concentrados. A seguir, estuda-se os moduladores a ondas caminantes, embora ainda volumétricos. Por fim, serão analisados os moduladores à óptica integrada e destacadas suas propriedades para utilização em telecomunicações ópticas. Ênfase especial será dada ao modulador eletroóptico de fase, uma vez que a modulação de amplitude pode ser obtida a partir deste.

## II. MODULADORES ELETROÓPTICOS VOLUMÉTRICOS

### II.1. MODULADORES CONCENTRADORES

A maioria dos moduladores ópticos comerciais para operação em altas frequências são baseadas no efeito eletroóptico linear, no qual um campo elétrico aplicado é usado para variar linearmente o índice de refração de um material através do qual a luz se propaga. Para uma dada polarização óptica e uma direção de campo elétrico modulador, a variação do índice de refração está relacionada ao campo aplicado através dos coeficientes eletroópticos do meio. Entretanto, como o índice de refração não possui natureza tensorial, uma grandeza mais adequada para descrever esse fenômeno é o tensor impermeabilidade elétrica,  $\eta_{ij}$ , que é igual ao inverso da permissividade,  $\epsilon_{ij}$ , para  $i, j = 1, 2, 3$ . Se o sistema de coordenadas empregado for o sistema de coordenadas cristalino (ou principal), no qual  $X = 1$ ,  $Y = 2$  e  $Z = 3$ , o tensor  $\eta_{ij}$ , é diagonal, com valores iguais a  $\eta_{ii} = 1/\epsilon_{ii}$ , para  $i = j$  e  $\eta_{ij} = 0$ , para  $i \neq j$ .

Devido a uma tecnologia de processamento bem desenvolvida e a coeficientes eletroópticos elevados, o niobato de lítio (LiNbO<sub>3</sub>) tem se contínuo num dos principais materiais utilizados em substratos de dispositivos moduladores ópticos. Neste caso, tem-se que  $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = n_o^2$  e  $\epsilon_{33} = n_e^2$ , onde  $n_o = 2,286$  é o índice de refração ordinário e  $n_e = 2,200$  é o índice de refração extraordinário do LiNbO<sub>3</sub>, no comprimento de onda  $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ .

Quando o meio cristalino fica submetido ao efeito eletroóptico, a variação do tensor impermeabilidade,  $\Delta\eta_{ij}$ , é dada por [1]:

$$\Delta\eta_{ij} = r_{ijk} E_k \quad (1)$$

onde  $E_k$  representa as componentes do vetor campo elétrico de modulação  $\mathbf{E}$ , e  $r_{ijk}$  são os coeficientes eletroópticos, ambos referidos ao sistema de coordenadas principal. A matriz dos coeficientes eletroópticos do  $\text{LiNbO}_3$  é dada por:

$$\begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

onde  $r_{22} = 6,8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ ,  $r_{13} = 9,6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ ,  $r_{33} = 30,9 \times 10^{-12} \text{ m/V}$  e  $r_{51} = 32,6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ , para baixas frequências e  $r_{22} = 3,4 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ ,  $r_{13} = 8,6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ ,  $r_{33} = 30,8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$  e  $r_{51} = 28 \times 10^{-12} \text{ m/V}$  para frequências elevadas [1].

O efeito eletroóptico pode ser melhor compreendido com o auxílio da figura geométrica denominada elipsóide de índices de refração, a qual é descrita pela expressão:

$$[\eta_{ij}(0) + \Delta\eta_{ij}] x_i x_j = 1 \quad (3)$$

onde  $x_{i,j}$  são coordenadas dos eixos cristalinos. O termo  $\eta_{ij}(0)$  refere-se ao tensor impermeabilidade na ausência de campo elétrico de modulação, e é uma matriz diagonal no sistema de eixos cristalinos.

Considere-se agora, o caso onde o campo elétrico modulador está aplicado na direção cristalográfica  $Y$ , por exemplo. Então, usando-se a condição  $E_1 = E_3 = 0$  e  $E_2 \neq 0$  na expressão (1), obtém-se o seguinte elipsóide de índices:

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{22}E_2\right)X^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{22}E_2\right)Y^2 + \frac{1}{n_e^2}Z^2 + 2r_{51}E_2YZ = 1 \quad (4)$$

o qual revela que ocorre uma rotação de eixos,  $\theta$ , em torno do eixo  $X$ , devido a aplicação do campo elétrico de modulação. Para o caso do  $\text{LiNbO}_3$ , mesmo para campos elétricos tão intensos quanto  $400 \text{ kV/m}$ , resulta em ângulos  $\theta$  inferiores a  $0,05^\circ$ . Para todos os efeitos, nos próximos itens, esta pequena rotação de eixos em torno de  $X$  será desconsiderada, ou seja, será assumido que a aplicação do campo elétrico de modulação não causa rotação de eixos. Os valores de índices de refração após a aplicação do campo elétrico,  $n'_x$ ,  $n'_y$  e  $n'_z$  assumem a seguinte forma:

$$n'_x = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{22} E_2 \quad (5a)$$

$$n'_y = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{22} E_2 \quad (5b)$$

$$n'_z = n_e \quad (5c)$$

### II.1.1. MODULADORES DE FASE

Para implementar um modulador eletroóptico de fase basta propagar a luz com polarização paralela a um dos novos eixos do elipsóide de índices de refração e que possua birrefringência induzida. No exemplo a seguir, considera-se o caso no qual, tanto o campo elétrico de modulação, quanto a polarização da luz estão na direção  $Y$ . Este arranjo está representado esquematicamente na Fig. 1. O raio óptico, observa um índice de refração  $n'_y$ , conforme 5 b), de forma que a variação de fase total da luz, ao percorrer o cristal eletroóptico, é dada por:

$$\Delta\phi = \frac{\omega L n_0}{c} - \frac{\omega L}{2c} n_0^3 r_{22} E_2 \quad (6)$$

a qual apresenta uma parcela constante e uma parcela que depende do campo elétrico aplicado. A variável  $\omega$  é a frequência óptica,  $c$  é a velocidade da luz e  $L$  é o comprimento de interação.

Chamando-se o campo de modulação de  $E_m$ , na frequência  $\omega_m$ , e, o campo óptico na entrada da célula de  $E_{IN}$ , tal que

$$E_m = E_m^0 \exp(\omega_m t) \quad (7)$$

$$E_{IN} = E_{IN}^0 \exp(\omega t) \quad (8)$$

onde  $E_m^0$  e  $E_{IN}^0$  são as amplitudes dos campos, obtém-se na saída do cristal o seguinte campo

$$E_{OUT} = E_{IN}^0 \exp\left(\omega t + \frac{\omega L}{c} n_0 - \frac{\omega L}{2c} n_0^3 r_{22} E_m\right) \quad (9)$$

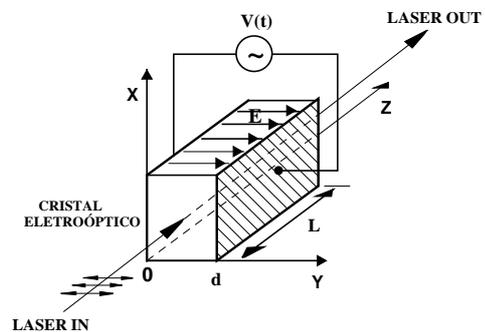


Figura 1. Modulador eletroóptico de fase volumétrico.

Desconsiderando-se o fator de fase constante em (9), obtém-se o seguinte sinal de saída, no domínio do tempo:

$$E_{OUT}(t) = E_{IN}^0 \cos(\omega t - \delta_m \text{ sen } \omega_m t) \quad (10)$$

onde

$$\delta_m = \frac{\pi n_0^3 r_{22} E_m^0 L}{\lambda} \quad (11)$$

é a profundidade de modulação do modulador de fase.

Define-se como retardo de fase do cristal eletroóptico,  $\Gamma$ , a seguinte relação:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y) L = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_0^3 r_{22} L}{d} \right) V(t) \quad (12)$$

Na expressão (12), foi considerado que o sistema da Fig.1 atua como um capacitor de placas paralelas no qual o campo elétrico em (5) é dado aproximadamente por  $E_2 = V(t)/d$ , onde  $V(t)$  é o sinal de tensão elétrica aplicada ao modulador e  $d$  é a espessura do cristal. A partir de (12), define-se como tensão de meia-onda,  $V_\pi$ , do modulador, o valor de tensão de alimentação que produz um retardo  $\Gamma = \pi$ , ou seja

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{22}} \frac{d}{L} \quad (13)$$

Como exemplo ilustrativo, considere-se um modulador de  $\text{LiNbO}_3$  operando em  $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$ , e que apresenta como parâmetros estruturais  $d = 5\text{mm}$  e  $L = 45\text{mm}$ . Aplicando-se (13), determina-se que a tensão de meia-onda desse modulador será de 440V. Este valor de tensão é elevado, entretanto, constitui um valor típico para moduladores volumétricos. A fim de reduzir  $V_\pi$ , pode-se diminuir a razão  $d/L$ . Contudo, isto aumenta a capacitância equivalente do modulador concentrado, limitando sua resposta em frequência, conforme será visto na próxima seção.

### II.1.2. MODULAÇÃO ELETROÓPTICA EM FREQUÊNCIAS DE RF

Segundo a referência [2], enquanto o comprimento de caminho óptico do modulador,  $L$ , for muito menor que metade do comprimento de modulação no cristal, isto é,  $L \ll \pi c / \omega_m \sqrt{\epsilon_{ef}^{op}}$ , onde  $\epsilon_{ef}^{op}$  é a permissividade óptica efetiva no meio, o modulador poderá ser tratado segundo parâmetros concentrados. Na Fig. 2 ilustra-se o diagrama do modulador concentrado, bem como seu circuito elétrico associado. Os parâmetros  $R_s$  e  $C$  são as resistências interna da fonte de alimentação e a capacitância equivalente da célula eletroóptica, respectivamente. A fonte de tensão possui valor  $V(t)$ .

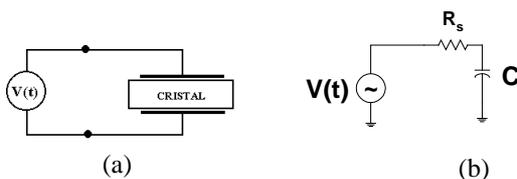


Figura 2. Modulador eletroóptico operando em RF. (a) parâmetros concentrados. (b) circuito equivalente.

Observa-se que parte da tensão da fonte fica retida na sua resistência interna, isto é,

$$v_s = \frac{R_s}{X_c + R_s} V(t) = \frac{\omega_0 R_s C}{1 + \omega_0 R_s C} V(t) \quad (14)$$

onde  $X_c$  é a reatância capacitiva. Quando a frequência aumenta demasiadamente, a reatância  $X_c$  diminui, podendo ficar muito inferior a  $R_s$ . Nesta situação, pode-se até atingir a condição onde  $v_s = V(t)$ , na qual toda a tensão aplicada ao modulador é dissipada na sua resistência interna.

Este problema pode ser resolvido ressoando-se a capacitância do cristal com uma indutância externa,  $L_e$ , tal que, a frequência de ressonância seja  $\omega_0 = 1/\sqrt{L_e C}$ . Além disso, uma resistência shunt  $R_L \gg R_s$ , é utilizada, tal que, em  $\omega = \omega_0$  a impedância do circuito seja  $R_L$ . Assim,  $V(t)$  será aplicada sobre a célula e não mais sobre  $R_s$ . A Fig. 3 ilustra esta situação.

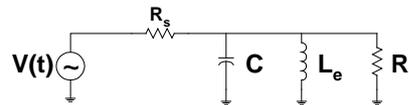


Figura 3. Modulador eletroóptico concentrado com circuito ressoador.

O circuito ressonante tem largura de faixa,  $\Delta\omega$ , tal que  $\Delta\omega / 2\pi = f_0 / Q_0$ , onde  $f_0$  é a frequência de ressonância e  $Q_0 = 1/2\pi f_0 R_L C$ . Desta forma, a largura de faixa em Hz será dada por

$$\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi R_L C} \quad (15)$$

Define-se como tempo de trânsito do modulador concentrado,  $\tau$ , o tempo que a luz leva para percorrer o comprimento da região de interação,  $L$ , isto é,  $\tau = nL/c$ , onde  $n$  é o índice efetivo do modo óptico. A referência [1] mostra que para não haver uma redução na profundidade de modulação, o modulador deve apresentar um tempo de trânsito pequeno comparado ao período do sinal de modulação, o que só é obtido às custas da redução exagerada de  $L$ . O modulador a ondas caminhantes tem por objetivo justamente resolver a limitação do tempo de trânsito. Se as velocidades de fase dos campos óptico e de modulação forem iguais, uma porção da frente de onda óptica experimenta o mesmo campo elétrico instantâneo de modulação, o qual corresponde ao campo que ele encontra na face de entrada, quando se propaga através do cristal. Se existir um descasamento de velocidades de fase entre as duas ondas, existirá um fator de redução na profundidade de modulação.

## II.2. MODULADOR ELETRÓPTICO A ONDAS CAMINHANTES

Uma forma de atingir grande largura de faixa com baixa potência de modulação pode ser obtida com o modulador a ondas caminantes, casando-se as velocidades dos sinais de modulação e óptico. Na Fig.4 ilustra-se um esquema de um modulador a ondas caminantes.

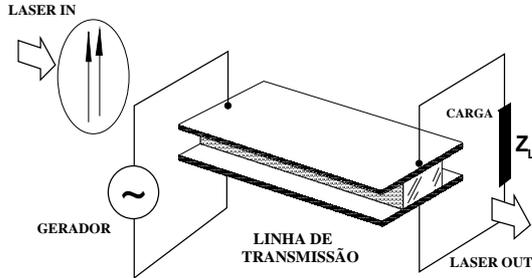


Figura 4. Modulador eletroóptico volumétrico a ondas caminantes

A equação de onda, em termos do vetor deslocamento elétrico do sinal óptico,  $\mathbf{D}$ , e da impermeabilidade  $\eta$  do meio perturbado pelo campo elétrico de modulação, apresenta-se como [1]

$$\nabla \times \nabla \times \eta \mathbf{D} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = 0 \quad (16)$$

Para propagação ao longo da direção  $s = (0,0,1)$  de um novo sistema de coordenadas  $(\alpha, \beta, \zeta)$ , a expressão (16) revela que a componente de  $\mathbf{D}$  na direção  $\zeta$  é nula, ou seja,  $\mathbf{D} = (D_\alpha, D_\beta, 0)$ . Nesta situação, (16) fica reduzida a uma equação de onda simplificada:

$$\eta_T \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial \zeta^2} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = 0 \quad (17)$$

para

$$\eta_T = \begin{bmatrix} \eta_{11} & \eta_{12} \\ \eta_{21} & \eta_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/n_1^2 & 0 \\ 0 & 1/n_2^2 \end{bmatrix} + \Delta\eta \quad (18)$$

onde  $n_1$  e  $n_2$  são índices de refração para os modos normais não perturbados. A segunda parcela em (18),  $\Delta\eta$ , é devido ao efeito eletroóptico, ou seja

$$\Delta\eta_{\alpha\beta} = r_{\alpha\beta\gamma} \dot{E}_\gamma \quad (19)$$

onde  $r_{\alpha\beta\gamma}$  está referido ao novo sistema de coordenadas e  $\alpha, \beta = 1,2$ . Se  $a_{ij}$  é a matriz de transformação do sistema principal para os eixos  $(\alpha, \beta, \zeta)$ , então

$$r_{\alpha\beta\gamma} = a_{\alpha a} a_{\beta b} a_{\gamma c} r_{ijk} \quad (20)$$

Nas expressões (19) e (20) foi utilizada a notação tensorial.

Um artifício conveniente para analisar este problema é descrever a propagação em termos de uma combinação linear de modos não perturbados. Se for considerado que  $\mathbf{d}_1$  e  $\mathbf{d}_2$  sejam eixos normais na ausência de perturbação, qualquer propagação pode ser decomposta em uma combinação linear de modos normais com amplitudes constantes,  $A_1$  e  $A_2$ . Na presença de uma perturbação externa,  $\mathbf{d}_1$  e  $\mathbf{d}_2$  não são mais auto-vetores de propagação. Neste caso, os coeficientes  $A_1$  e  $A_2$  não são mais constantes, isto é

$$\mathbf{D}(\zeta, t) = A_1(\zeta, t) \mathbf{d}_1 \exp[j(\omega t - k_1 \zeta)] + A_2(\zeta, t) \mathbf{d}_2 \exp[j(\omega t - k_2 \zeta)] \quad (21)$$

A referência [1] mostra que a equação (17), para  $\mathbf{D}$  escrito na forma (21), conduz a equações de modos acoplados:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{n_1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_1 = -j \frac{\omega}{c} \Delta N_{11} A_1 - j \frac{\omega}{c} \Delta N_{12} A_2 \exp[j(k_1 - k_2) \zeta] \\ \left( \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{n_2}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_2 = -j \frac{\omega}{c} \Delta N_{22} A_2 - j \frac{\omega}{c} \Delta N_{21} A_1 \exp[-j(k_1 - k_2) \zeta] \end{array} \right. \quad (22)$$

onde

$$\Delta N_{11} = -\frac{1}{2} n_1^3 \Delta\eta_{11} \quad (23a)$$

$$\Delta N_{12} = -\frac{n_1^2 n_2^2}{n_1 + n_2} \Delta\eta_{12} \quad (23b)$$

$$\Delta N_{21} = -\frac{n_1^2 n_2^2}{n_1 + n_2} \Delta\eta_{21} \quad (23c)$$

$$\Delta N_{22} = -\frac{1}{2} n_2^3 \Delta\eta_{22} \quad (23d)$$

Se para uma dada estrutura ocorrer a condição  $\Delta\eta_{12} = \Delta\eta_{21} = 0$ , então, (22) se reduz a:

$$\left( \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{n_1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_1 = -j \frac{\omega}{c} \Delta N_{11} A_1 \quad (24a)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{n_2}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_2 = -j \frac{\omega}{c} \Delta N_{22} A_2 \quad (24b)$$

e, portanto, não ocorre acoplamento entre os modos. Esta situação corresponde a modulação eletroóptica de fase, ficando claro que cada modo óptico propaga-se independentemente entre si.

Por outro lado, na situação onde  $\Delta\eta_{12}$  e  $\Delta\eta_{21}$  são não-nulos ocorre intercâmbio de energia entre os

modos a medida que as ondas se propagam no cristal. Neste caso, pode ocorrer modulação tanto de amplitude quanto de fase. Para modulação de amplitude pura, deve ser imposta a condição adicional  $\Delta\eta_{11} = \Delta\eta_{22} = 0$  [1].

**II.2.1. MODULAÇÃO DE FASE**

Considere-se que o campo de modulação seja escrito na forma  $E_{m\gamma} = E_{\gamma} \text{sen}(\omega_m t - k_m \zeta)$  para  $\gamma = 1, 2, 3$ . Executando-se a operação de rotação de coordenadas (20), determinam-se os novos valores dos coeficientes eletroópticos para o meio perturbado. Substituindo-se esses coeficientes em (19) obtém-se  $\Delta\eta_{\alpha\beta}$ . Em seguida, utiliza-se esse resultado em uma das equações em (24), de acordo com a polarização de entrada, obtendo-se uma equação diferencial que pode ser resolvida analiticamente. Para o caso de  $A_1$ , por exemplo, as condições de fronteira estabelecem que na face de entrada do cristal  $\zeta = 0$ , deve ser imposto que  $A_1(0, t) = A_0 = \text{constante}$ , e, desta forma, a solução final na posição  $\zeta = L$  será

$$A_1(L, t) = A_0 \exp[j\delta_m \cdot \text{sen}(\omega_m t - \phi)] \tag{25}$$

na qual o índice de modulação  $\delta_m$  é dado por

$$\delta_m = \sigma \cdot L \frac{\text{sen}\Delta L}{\Delta L} \tag{26}$$

para

$$\sigma = \frac{\omega m^3}{2c} r_{11\gamma} E_{m\gamma} \tag{27}$$

e

$$\Delta = \frac{\omega_m}{2c} (n_m - n) = \frac{\omega_m}{2} \left( \frac{1}{v_m} - \frac{1}{v_p} \right) \tag{28}$$

onde  $v_m$  é a velocidade do sinal de modulação e  $v_p$  é a velocidade do modo óptico no meio. Uma análise similar pode ser aplicada na determinação de  $A_2$ . O vetor deslocamento elétrico é determinado através de (21).

Observa-se que o termo  $(\text{sen}\Delta L/\Delta L)$  atua como fator de redução em  $\delta$ , devido ao descasamento entre as velocidades das ondas. Na situação  $v_m = v_p$ , ocorre  $\Delta = 0$  e assim  $\delta_{MAX} = \beta L$ . Quando  $v_m \neq v_p$  o valor máximo de  $\delta$  ocorre para  $\Delta L = \pi/2$ . Através das expressões anteriores observa-se que para reduzir a tensão de alimentação, mantendo-se a profundidade de modulação, é necessário aumentar  $L$ . Contudo, isto ocorre as custas de uma redução na máxima frequência de modulação.

Como exemplo, considere-se o caso do modulador de fase em  $\text{LiNbO}_3$  com propagação óptica segundo o eixo  $Z$  do cristal. O campo de modulação é aplicado segundo o eixo  $Y$ . Nesta situação, já foi mostrado que praticamente não ocorre rotações de eixos do elipsóide de índices de refração devido ao efeito eletroóptico.

Aplicando-se (19), juntamente com a matriz de coeficientes eletroópticos dada em (2), observa-se que  $\Delta\eta_{12} = \Delta\eta_{21} = 0$ , o que implica em que esta configuração pode ser empregada como modulador de fase óptica. Aplicando-se (27) para  $E_{m\gamma} = E_{m2}$  e substituindo-se em (26), para  $\Delta L = \pi/2$ , pode-se obter  $\delta_m$  máximo. No caso de polarização óptica na direção  $Y$ , obtém-se

$$\delta_{MAX} = \frac{\omega}{2c} n_0^3 r_{22} E_2 L \frac{\text{sen} \frac{\omega_m}{2c} (n_m - n_o) L}{\frac{\omega_m}{2c} (n_m - n_o) L} \tag{29}$$

Assim, por exemplo, para  $\omega_m/2\pi = 6\text{GHz}$ ,  $n_m = 2,57$  e  $n_o = 2,286$ , e impondo-se a condição  $\Delta L = \pi/2$  para máxima profundidade de modulação, obtém-se de (29) que  $L = 8,8\text{cm}$ .

Os principais problemas dos moduladores volumétricos a ondas caminantes são o consumo de potência e tamanho elevados. Arranjos de cristais depositados no interior de guias de onda ou cavidades ressonantes são apresentados na literatura [2].

Na modulação eletroóptica à óptica integrada, uma portadora óptica propaga-se num guia canal fabricado em material eletroóptico, cujas propriedades podem ser controladas através de um campo elétrico de modulação. Devido ao confinamento da energia do modo óptico estar próximo à superfície, obtém-se uma maior eficiência de efeito eletroóptico aproveitando-se da elevada intensidade dos campos produzidos por estruturas de eletrodos depositados no plano da superfície do modulador. Isto facilita também, o processo de fabricação dos eletrodos, através da utilização de técnicas de litografia para circuitos integrados convencionais. Além disso, o arranjo torna-se mais robusto e compacto. Na próxima seção, os moduladores à óptica integrada serão abordados.

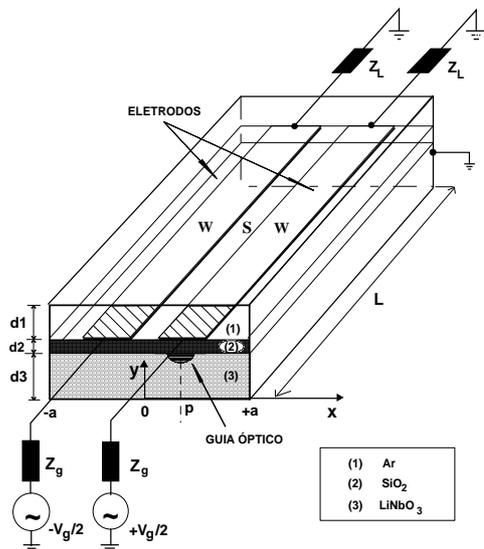
**III. MODULADORES ELETROÓPTICOS A ÓPTICA INTEGRADA**

Uma ilustração típica de um modulador de fase à óptica integrada é apresentada na Fig. 5. O modulador é constituído por um substrato estratificado composto de  $\text{LiNbO}_3$  em corte-Z, com espessura  $d_3$ , e um buffer-layer de  $\text{SiO}_2$ , com espessura  $d_2$ . Os eletrodos internos, em configuração CPS, apresentam larguras iguais entre si (W) e espaçamento uniforme (S). Estes eletrodos são considerados ideais, sem espessura e com condutividade infinita, e estão centralizados em relação ao invólucro metálico de largura  $2a$  e cujo comprimento é  $L$ . A posição do guia óptico é especificada pelo parâmetro  $p$  da Fig. 5.

Conforme será visto adiante, para operação com tensão de meia-onda reduzida em moduladores de  $\text{LiNbO}_3$  em corte-Z, o guia óptico deve ser posicionado sob os eletrodos de forma que a borda do spot óptico coincida aproximadamente com a borda dos eletrodos. Como é sabido, um modo óptico

propagando-se próximo a um metal sofre um sério problema de atenuação [1]. Desta forma, uma fina camada dielétrica de separação, o buffer-layer, serviria para evitar que isto ocorresse. Contudo, esta camada tem também uma função adicional, de proporcionar um descasamento de velocidades reduzido entre os modos óptico e de modulação. Acrescentando-se uma camada de material dielétrico cuja permissividade seja baixa relativamente ao substrato, obtém-se um valor de índice de refração de microondas (ou permissividade efetiva) reduzido, com valores próximos ao do modo óptico. Quanto maior a espessura do buffer layer maior será a velocidade de propagação do sinal modulador, entretanto, haverá um aumento correspondente na potência de alimentação, uma vez que parte da energia de modulação fica retida nesta camada. Existe portanto, uma relação de compromisso na escolha da espessura do buffer layer. Valores típicos estão entre 0,2 a 1,5  $\mu\text{m}$ .

Vários modelamentos têm sido desenvolvidos com os objetivos fundamentais de determinar a resposta em frequência do modulador e a potência do sinal de modulação em função dos seguintes parâmetros: diferença entre as velocidades de propagação dos sinais modulador e óptico, descasamento de impedâncias nos acessos dos eletrodos, perda de potência do sinal modulador, posicionamento do guia óptico com relação aos eletrodos e geometria dos eletrodos [2]-[3]. Neste trabalho, estes parâmetros, excetuando-se a perda de potência, são determinados para um modulador de fase com substrato estratificado, sendo que os eletrodos de modulação são depositados sobre o buffer-layer em configuração tipo CPS (*coplanar strips*).



**Figura 5.** Modulador de fase à óptica integrada. A região (1) apresenta permissividade absoluta  $\epsilon_0$ , a região (2) é um buffer-layer de  $\text{SiO}_2$  e a região (3) é ocupada por  $\text{LiNbO}_3$  em corte-Z. O CPS é simétrico. Os parâmetros  $Z_L$  e  $Z_g$  são impedâncias de carga e de gerador, respectivamente. A alimentação é anti-simétrica com tensões iguais a  $\pm V_g/2$ . O guia óptico é difundido no meio (3).

Os canais ópticos difundidos no substrato de  $\text{LiNbO}_3$  têm características de guiagem fraca, ou seja, os perfis de distribuição de índice de refração não possuem amplitudes acentuadas em relação ao índice do substrato. Além disso, a perturbação no perfil de índices causada pela ação do campo elétrico de modulação é muito reduzida, embora seja suficiente para causar modulação eletroóptica. Desta forma, a aplicação do cálculo variacional para resolver o problema da interação eletroóptica é capaz de conduzir a resultados satisfatórios, sem o qual tornaria este problema de difícil solução. No método variacional, uma pequena perturbação  $\Delta \bar{\epsilon}_{op}(x,y)$ , na permissividade dielétrica da estrutura de guiagem pode ser levada em consideração, permitindo-se que a equação de onda seja resolvida sem grandes dificuldades, a partir da solução conhecida para o guia não perturbado. Será assumido que tal perturbação causa apenas pequenas variações nas funções de modo e nas constantes de propagação. Sejam então  $\delta \mathbf{E}_{op}$  e  $(\delta \beta_{op})^2$  estas variações, onde  $\mathbf{E}_{op}$  é o campo óptico e  $\beta_{op}$  é a constante de propagação efetiva do modo óptico guiado. A equação de onda assumirá a forma [1]

$$\begin{aligned} & \left[ \nabla_T^2 + \omega_{op}^2 \mu_0 \epsilon_0 \bar{\epsilon}_{op}(x,y) + \omega_{op}^2 \mu_0 \epsilon_0 \Delta \bar{\epsilon}_{op}(x,y) \right] \cdot [\mathbf{E}_{op}(x,y) + \delta \mathbf{E}_{op}] \\ & = \left[ (\beta_{op})^2 + (\delta \beta_{op})^2 \right] \cdot [\mathbf{E}_{op}(x,y) + \delta \mathbf{E}_{op}] \end{aligned} \quad (30)$$

Seguindo o procedimento descrito na referência [1], demonstra-se que a variação no fator de fase do modo óptico, a qual será representada como  $\Delta \beta \equiv \delta \beta$ , pode ser dada pela seguinte expressão:

$$\Delta \beta_{op} = \frac{\omega_{op}^2 \mu_0 \epsilon_0}{2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_{op}^* \cdot \left[ \frac{\Delta \bar{\epsilon}_{op}(x,y)}{\beta_{op}} \mathbf{E}_{op} \right] dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_{op}^* \cdot \mathbf{E}_{op} dx dy} \quad (31)$$

na qual será assumida a seguinte distribuição de campo óptico:

$$\mathbf{E}_{op}(x,y,z) = |B(\lambda_0)|^{1/2} F_{TM}(x,y) \cdot e^{-j\beta_{op}z} \hat{\mathbf{y}} \quad (32)$$

onde  $|B(\lambda_0)|^{1/2}$  é a amplitude da fonte óptica, a qual depende do comprimento de onda  $\lambda_0$ . Como o modo óptico fundamental no guia canal de  $\text{LiNbO}_3$ , em corte-Z, com propagação segundo Y e com guiagem fraca, é do tipo quase-TM, é possível escrever a conformação de campo óptico como [3]

$$|F_{TM}(x,y)|^2 = \frac{4y^2}{\pi w_x w_y^3} e^{-\left(\frac{x-p}{w_x}\right)^2} \cdot e^{-\left(\frac{y}{w_y}\right)^2} \quad (33)$$

onde  $w_x$  e  $w_y$  são características geométricas do modo óptico guiado, e o parâmetro p está ilustrado na Fig.5.

Nota-se entretanto, que na expressão (31) o campo óptico aparece na forma de produto consigo mesmo, tanto no numerador quanto no denominador e, portanto, o valor da amplitude absoluta desse campo não é importante.

A variação de permissividade  $\Delta \bar{\epsilon}_{op}$  gerada pelo sinal modulador pode ser reescrita em termos de permissividade a partir de (1), resultando em:

$$[\Delta \epsilon_{ij}] = -\epsilon_{ii} \cdot r_{ijk} \cdot \epsilon_{jj} \cdot E_k \quad (34)$$

na qual foi utilizada a notação tensorial e o sistema de coordenadas é o cristalino.

As equações (31) e (34) revelam a importância das distribuições de campos óptico e elétrico no cálculo de  $\Delta \beta_{op}$ , para um dado material eletroóptico, em função da geometria dos eletrodos e posição do guia óptico.

Utilizando-se a relação (34) com a matriz dos coeficientes eletroópticos do LiNbO<sub>3</sub>, dada em (2), determina-se que a componente de campo relevante é  $E_y(x,y)$ , na direção do eixo óptico. Com a orientação estabelecida para o substrato de LiNbO<sub>3</sub>, a modulação ocorre através do coeficiente eletroóptico  $r_{33}$ , o qual é o mais elevado neste material ( $\cong 31 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ ). Empregando-se este valor de  $\Delta \epsilon_{op}$ , juntamente com (32) e (33), determina-se a expressão final para  $\Delta \beta_{op}$  dada em (31):

$$\Delta \beta_{op} = -\frac{\omega_{op} n_e^3 r_{33}}{2c} \Gamma^N \quad (35)$$

onde

$$\Gamma^N = \int_{-\infty}^{\infty} \int E_y^N(x, y) \cdot |F_y(x, y)|^2 dx dy \quad (36)$$

para a conformação de campo óptico  $F_y(x,y)$  dado por (33). Como o campo elétrico deve ser apresentado em valores absolutos (V/m), deve ser indicado para qual valor de potência acoplada, ou tensão entre eletrodos, a integral em (36) se refere. Assim,  $E_y^N(x, y)$  refere-se ao campo elétrico gerado quando a alimentação entre eletrodos for igual a  $V_{el} = 1,0 \text{ V}$ . A integral em (36) será tanto maior quanto mais superpostos estiverem os campos óptico e elétrico, e por isso, é denominada de Integral de Superposição. Observa-se que para determinar  $\Gamma^N$  torna-se necessário conhecer detalhadamente a distribuição do campo elétrico de modulação.

### III.1. CAMPO ELÉTRICO DE MODULAÇÃO

Até este estágio não foi feita nenhuma referência quanto a natureza do campo elétrico de modulação, o qual pode ser TEM ou híbrido. No caso particular, porém, de grande interesse prático, de campos de modulação quase-TEM, é possível estabelecer um modelo bastante eficiente para levar em consideração os efeitos dos descasamentos de velocidades (entre as ondas óptica e elétrica) e de impedâncias nos acessos.

Seja  $E_{el}(x, y)$  o campo elétrico de modulação de RF/microondas, o qual é uma onda progressiva para o modulador de ondas caminantes casado em suas extremidades:

$$\mathbf{E}_{el}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_{el}^{(0)}(x, y) \cdot e^{j(\omega_{el}t - \beta_{el}z)} \quad (37)$$

onde  $\mathbf{E}_{el}^{(0)}(x, y)$  é a distribuição transversal de campo em  $z=0$ . No caso de propagação quase-TEM é possível ainda associar univocamente ao campo elétrico, uma onda de tensão  $V_{el}(z)$  aplicada entre os eletrodos, os quais formam uma linha de transmissão infinita (para linha casada). Desta forma, se  $\mathbf{E}_{el}^N(x, y)$  for a distribuição transversal de uma onda progressiva para uma alimentação de 1,0V entre eletrodos, então a onda progressiva gerada a partir de uma alimentação de  $V_{el}$  volts poderá ser escrita como

$$\mathbf{E}_{el}(x, y, z, t) = V_{el} \cdot \mathbf{E}_{el}^N(x, y) \cdot e^{j(\omega_{el}t - \beta_{el}z)} \quad (38)$$

onde foi considerado que  $\mathbf{E}_{el}^{(0)}(x, y) = V_{el} \cdot \mathbf{E}_{el}^N(x, y)$  em (37).

Na situação onde exista descasamento de impedâncias entre a linha de transmissão e os gerador ou carga, haverá formação de onda estacionária ao longo de  $z$ . A onda de tensão entre fitas, conforme estabelecida pelo sinal modulador, numa posição  $z$  de uma linha com comprimento  $L$ , será dada por :

$$V_{el}(z) = V_g \frac{Z_0}{Z_0 + Z_g} \frac{e^{-j\beta_{el}z} + \Gamma_L e^{-j2\beta_{el}L} e^{j\beta_{el}z}}{1 - \Gamma_L \Gamma_g e^{-j2\beta_{el}L}} \quad (39)$$

onde:

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (40a)$$

e

$$\Gamma_g = \frac{Z_g - Z_0}{Z_g + Z_0} \quad (40b)$$

são coeficientes de reflexão na carga e no gerador, respectivamente. A grandeza  $V_g$  refere-se a tensão da fonte de alimentação cuja impedância interna é  $Z_g$ , a impedância de carga é  $Z_L$  e  $Z_0$  é a impedância característica da linha de transmissão.

Entretanto, devido ao **descasamento de velocidades** que existe entre as ondas óptica e elétrica, o fóton “percebe” uma onda de tensão diferente de (39), dada por [4]:

$$V_{el}(z) = V_g \frac{Z_0}{Z_0 + Z_g} \frac{u^+(z) + \Gamma_L e^{-j2\beta_{el}L} u^-(z)}{1 - \Gamma_L \Gamma_g e^{-j2\beta_{el}L}} \quad (41)$$

na qual  $u^+(z) = e^{j\frac{\omega_{el}}{c}(n_{ef}^{op} - \sqrt{\epsilon_{ef}^{el}})z}$  e  $u^-(z) = e^{j\frac{\omega_{el}}{c}(n_{ef}^{op} + \sqrt{\epsilon_{ef}^{el}})z}$

e onde  $n_{ef}^{op}$  é o índice de refração efetivo do modo óptico e  $\epsilon_{ef}^{el}$  é a permissividade efetiva do sinal

modulador. A partir deste ponto, será estabelecido que a notação  $V_{el}(z)$  refere-se a tensão “vista” pelo foton, e não apenas a onda de tensão que se propaga na estrutura. Deste modo, o campo elétrico que atua sobre o foton será da forma (38), onde  $V_{el}(z)$  é dado por (41).

O desvio da constante de fase dado em (35) passa a ser uma função não-linear de  $z$ :

$$\Delta\beta_{op}(z) = -V_{el}(z) \cdot \frac{\omega_{op} n_e^3 r_{33}}{2c} \iint_{-\infty}^{\infty} [\mathbf{E}_{el}^N(x, y) \cdot \hat{y}] \cdot |F_y(x, y)|^2 dx dy$$

$$= -V_{el}(z) \cdot \frac{\omega_{op} n_e^3 r_{33}}{2c} \Gamma^N \quad (42)$$

onde  $\mathbf{E}_{el}^N(x, y)$  é o campo elétrico transversal total, calculado para uma alimentação  $V_{el} = 1,0$  V entre fitas.

### III.3. MODULAÇÃO DE FASE

A saída modulada da Fig.5 experimenta uma variação de fase induzida  $\Delta\phi(z)$ , ao percorrer um comprimento de interação  $z$ , e será representada na forma

$$\mathbf{E}_{op}^{(out)}(x, y, z, t) = |B(\lambda_0)|^{1/2} F_{TM}(x, y) \cdot e^{j[\omega_{op}t - \beta_{op}z + \Delta\phi(z)]} \hat{y} \quad (43)$$

onde  $\Delta\phi(z)$ , a variação de fase do modo óptico depende do campo de modulação. Este parâmetro pode ser calculado a partir de (42), como:

$$\Delta\phi(z) = \int_0^z \Delta\beta_{op}(z) dz$$

$$= -\frac{\omega_{op} n_e^3 r_{33}}{2c} \Gamma^N \int_0^z V_{el}(z) dz \quad (44)$$

Para o caso particular de sinal DC,  $\omega_{el} = 0$ , e a integral em (44) é de fácil solução, conduzindo a

$$\Delta\phi(L)|_{DC} = \frac{Z_L}{Z_L + Z_0} \frac{\pi}{\lambda_0} V_g n_e^3 r_{33} \Gamma^N L \quad (45)$$

correspondente ao desvio de fase sentido pelo modo óptico ao percorrer a região de interação de comprimento  $L$ . Apesar desta relação ser válida, a rigor, apenas para o caso DC, ela pode ser aplicada também para situações onde as frequências sejam baixas, dentro de limites onde o circuito elétrico equivalente opere segundo parâmetros concentrados.

Na situação de operação DC e com casamento de impedância nos acessos, costuma-se denominar a tensão de alimentação  $V_g$  correspondente a um desvio de fase de  $\pi$  rad, por tensão de meia-onda,  $V_\pi$ . A partir de (45) obtém-se

$$V_\pi = \frac{2\lambda_0}{n_e^3 r_{33} L} \cdot \frac{1}{\Gamma^N} \quad (46)$$

o qual constitui um importante fator de mérito do modulador. Para o caso geral, descasado em ambos os terminais, ainda é possível realizar a integração em (44) sem problemas, conduzindo ao seguinte resultado:

$$\frac{\Delta\phi(L)}{\Delta\phi|_{DC}} = \frac{Z_0}{Z_L} \frac{Z_L + Z_g}{Z_0 + Z_g} \frac{L}{1 - \Gamma_L \Gamma_g e^{-j2\beta_{el}L}}$$

$$\cdot \left\{ e^{j\frac{\omega_{el}}{2c}(n_e - \sqrt{\epsilon_{ef}^{el}})L} \text{sinc}\left[\frac{\omega_{el}}{2c}(n_e - \sqrt{\epsilon_{ef}^{el}})L\right] + \right. \quad (47)$$

$$\left. + \Gamma_L e^{-j2\beta_{el}L} e^{j\frac{\omega_{el}}{2c}(n_e + \sqrt{\epsilon_{ef}^{el}})L} \text{sinc}\left[\frac{\omega_{el}}{2c}(n_e + \sqrt{\epsilon_{ef}^{el}})L\right] \right\}$$

No caso particular de sistema casado nos dois acessos, é imposta a condição  $Z_0 = Z_L = Z_g$  em (47), que conduz a expressão no domínio do tempo:

$$\Delta\phi(L, t) = \delta_m \cos(\omega_{el}t + \varphi) \quad (48)$$

onde

$$\delta_m = L \Delta\phi|_{DC} \text{sinc} \varphi \quad (49)$$

é a profundidade de modulação do modulador de fase eletroóptico. Nestas expressões,  $\text{sinc}(x) = \text{sen}(x)/x$ , e

$$\varphi = \left[ \frac{\omega_{el}}{2c} (n_e - \sqrt{\epsilon_{ef}^{el}}) L \right] \quad (50)$$

### III.4. MODULAÇÃO DE AMPLITUDE

Como foi visto, o modulador eletroóptico é eminentemente um modulador de fase óptica. Contudo, através de arranjos adequados é possível converter uma modulação de fase em modulação de amplitude. Na Fig. 6 ilustra-se o diagrama esquemático de um modulador de amplitude óptica utilizando interferômetro Mach-Zehnder em configuração *push-pull*. Por simplicidade, o buffer layer e a caixa não foram mostrados. Os eletrodos de modulação possuem largura  $W$  e espaçamento  $S$ . O sinal algébrico de  $\Delta\phi$  em cada braço será diferente, pois  $\Gamma^N$  é positivo em um braço e negativo em outro, uma vez que experimenta campos de modulação de sentidos opostos.

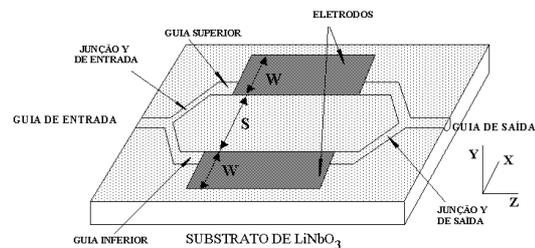


Figura 6. Modulador de amplitude com interferômetro de Mach-Zehnder.

Considerando-se que o campo óptico na entrada  $z = 0$  seja da forma (32), a intensidade óptica ( $I^{(in)}$ ) associada a esta entrada será dada pelo próprio  $B(\lambda_0)$ ,

dado em  $W/m^2$ . Será considerado que a junção  $Y$  de entrada do interferômetro seja tal que a potência em cada braço seja dividida exatamente a metade do valor de entrada. Supondo-se que os braços do interferômetro experimentam desvios de fase  $\Delta\phi_1$  e  $\Delta\phi_2$ , o campo elétrico total na saída do interferômetro será dado pela superposição dos campos em cada braço:

$$\mathbf{E}_{op}^{(out)} = \frac{1}{\sqrt{2}} |B(\lambda_0)|^{1/2} F_{TM}(x, y) \cdot e^{j(\omega_0 t - \beta_0 z)} (e^{j\Delta\phi_1} + e^{j\Delta\phi_2}) \hat{y} \quad (51)$$

Desta maneira, a intensidade óptica de saída será obtida da seguinte forma:

$$I^{(out)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_{op}^{(out)} \cdot [\mathbf{E}_{op}^{(out)}]^* dx dy \quad (52)$$

Considerando-se que exista simetria entre os braços do interferômetro, então,  $\Delta\phi_1 = -\Delta\phi_2 = \Delta\phi(L, t)$ , tal qual dado por (48), para o caso particular onde ocorre casamento de impedâncias nos acessos. Nesta situação, as fases se somam, e, com o auxílio de (51) e (52), mostra-se que a transmissão do modulador será do tipo

$$T = \frac{I^{(out)}}{I^{(in)}} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\Delta\phi(L, t) \quad (53)$$

Para operar com sinais variáveis no tempo, na faixa mais linear da curva de transmissão (53), o modulador deve ser polarizado com uma fase constante de  $\pi/4$  no ponto de transmissão de 50%.

### III.5. CARACTERÍSTICAS DO CAMPO MODULADOR UTILIZANDO ABORDAGEM DE DOMÍNIO ESPECTRAL

No modulador eletroóptico, a fase do sinal óptico é modificada através do campo elétrico que, na faixa de microondas, propaga-se na estrutura ilustrada na Fig. 5 na forma de modo híbrido, isto é, o campo apresenta componentes ao longo dos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ . Recorrendo-se ao método de Análise do Domínio Espectral [5], e levando-se em consideração a anisotropia elétrica do  $LiNbO_3$ , descrita em termos das componentes de permissividade segundo as direções ortogonal ao eixo óptico,  $\epsilon_{\perp}$ , e, paralela ao eixo óptico,  $\epsilon_{\parallel}$ , na forma matricial (referida ao sistema de coordenadas geométrico):

$$\epsilon = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{bmatrix} \quad (54)$$

obtém-se a seguinte relação entre as Transformadas de Fourier das componentes de campo elétrico  $E_x$  e  $E_z$ , e, as componentes do vetor densidade de corrente nos eletrodos que formam o CPS,  $J_x$  e  $J_z$ :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xz} \\ Z_{zx} & Z_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix} \quad (55)$$

com

$$\begin{cases} \tilde{E}_{x,z}(\alpha, y) \\ \tilde{J}_{x,z}(\alpha, y) \end{cases} = \int_{-\infty}^{+\infty} \begin{cases} E_{x,z}(x, y) \\ J_{x,z}(x, y) \end{cases} \cdot e^{j\alpha x} dx \quad (56)$$

Nas equações (55) e (56), as dependências das grandezas, com o tempo e a coordenada  $z$ , são do tipo  $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ , e, as quantidades  $Z_{xx}$ ,  $Z_{xz}$ ,  $Z_{zx}$  e  $Z_{zz}$  são funções de Green transformadas para a configuração ilustrada na Fig. 1 [5].

Através do Método de Galerkin expande-se  $J_z(x)$  em  $M$  funções de base, que dependem de polinômios de Chebyshev de primeira espécie e ordem  $m$ ,  $T_m(x)$ , e, a componente  $J_x(x)$ , em  $N$  funções de base, que dependem de polinômios de Chebyshev de segunda espécie,  $U_m(x)$ [6]. Em seguida, aplica-se o teorema de Parseval, para obter-se a seguinte equação característica:

$$[K_{ik}^{rs}] \cdot [c] = 0 \quad (57)$$

com

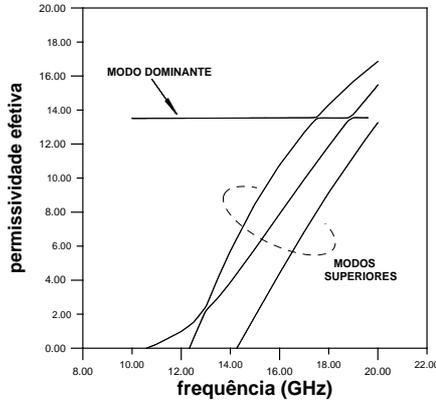
$$K_{ik}^{rs} = \sum_{n=1}^{\infty} Z_{rs}(\alpha_n) \cdot \tilde{J}_r^i(\alpha_n) \cdot [\tilde{J}_s^k(\alpha_n)]^* \quad (58)$$

para  $r, s = x, z$ . Os termos  $K_{ik}^{rs}$  são elementos de uma matriz  $(M + N) \times (M + N)$ , e  $[c]$  é uma matriz  $(M + N) \times 1$  que representa os coeficientes da expansão das densidades de corrente. A notação  $(\cdot)^*$  indica complexo conjugado de uma grandeza. Neste trabalho utiliza-se  $M = N = 9$ , a qual é mais do que suficiente para obter boa precisão nos cálculos [7].

Impondo-se a condição de solução não trivial à (57), obtém-se as curvas de dispersão para os modos dominante e superiores. Consequentemente, determina-se a permissividade efetiva, e,  $(M + N - 1)$  elementos de  $[c]$ , normalizados em relação a um dos coeficientes, no caso deste trabalho,  $c_1$ , e cujo valor absoluto depende da potência eletromagnética acoplada ao CPS. Deve ser notado que o modulador ilustrado na Fig. 5 apresenta dimensão  $2a$  ao longo do eixo  $x$  e, portanto, os valores de  $\alpha$  utilizados em (56) e (58) são discretos e dependem da simetria (par ou ímpar) do modo do CPS [7].

Com o objetivo de avaliar o desempenho do modulador, serão considerados os seguintes parâmetros:  $W=16\mu m$ ,  $S=4\mu m$ ,  $d_1=10$  mm,  $d_2=0,2\mu m$ ,  $d_3=1$  mm,  $2a=10,036$  mm,  $\epsilon(SiO_2)=3,9$ ,  $\epsilon_{\perp}=43$  e  $\epsilon_{\parallel}=28$ [6]. Na Fig. 7 apresentam-se as curvas de dispersão dos quatro modos ímpares de ordem mais baixa, para frequências entre 10GHz e 20GHz. A escolha de simetria do modo decorre da interação eletroóptica em  $LiNbO_3$  em corte-Z. Esta figura mostra a existência de um modo dominante ímpar, que não apresenta frequência de corte (até 10GHz a

permissividade efetiva deste modo permanece eminentemente constante), e, os três primeiros modos superiores, com frequências de corte em 10,59GHz, 12,33GHz e 14,27GHz, respectivamente. É conveniente ressaltar que a dispersão dos modos superiores pôde ser calculada graças a vantagem da utilização da Análise de Domínio Espectral.



**Figura 7.** Curvas de permissividade efetiva para o modo dominante e para os três modos ímpares superiores do CPS, para frequências até 20GHz (abaixo de 10GHz o modo fundamental é constante).

Em moduladores de fase é conveniente utilizar sinais de modulação somente na faixa de frequências onde apenas o modo dominante se propaga. No caso da Fig.7, esta faixa de frequência se estende até 10,59GHz.

Uma vez conhecida a curva de dispersão é necessário determinar a variação da componente de campo  $E_y(x,y)$ , a qual é a componente relevante para modulação de fase com CPS em substrato de  $LiNbO_3$  em corte-Z, em função das coordenadas transversais. Para tanto, utiliza-se a inversa da Transformada de Fourier discreta,

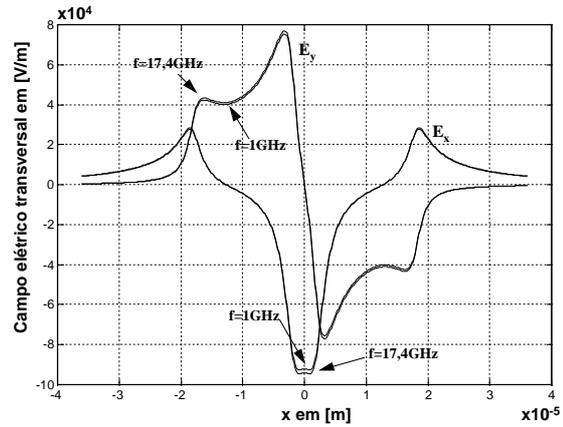
$$E_y(x,y) = \frac{1}{2a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_y(\alpha_n, y) \cdot e^{-j\alpha_n x} \quad (59)$$

Deve ser notado que o modo dominante é aproximadamente TEM, portanto, para o modo ímpar do CPS, com tensões elétricas nos eletrodos iguais a  $\pm V_0$  em relação ao invólucro metálico, tem-se:

$$V_0 = - \int_{-a}^{(W+G/2)} E_x[x, y = d_1 + d_2] \cdot dx \quad (60)$$

Com isso, determinam-se os valores absolutos dos coeficientes [c] da expressão das correntes de base e, conseqüentemente, obtém-se  $E_y(x,y)$  em V/m, como ilustrado na Fig. 8. Nesta figura, apresenta-se o gráfico das componentes  $E_x$  e  $E_y$  em  $1,0 \mu m$  abaixo da interface entre o buffer-layer e o  $LiNbO_3$ , na região (3), para alimentações com o modo ímpar dominante, onde  $V_0 = \pm 0,5V$ . Foi observado que para esta estrutura CPS, mesmo diante de variações de frequências no intervalo entre 1GHz e 17,4GHz, a

conformação de campo elétrico não sofre alterações sensíveis de valores.



**Figura 8.** Variação das componentes de campo elétrico,  $E_x$  e  $E_y$  do modo dominante, com a coordenada  $x$ , na posição  $y=1,0 \mu m$  abaixo da interface entre buffer-layer e  $LiNbO_3$ . Modo ímpar ( $V_0 = +0,5$  e  $-0,5$  volt) para frequências entre 1 e 17,4GHz.

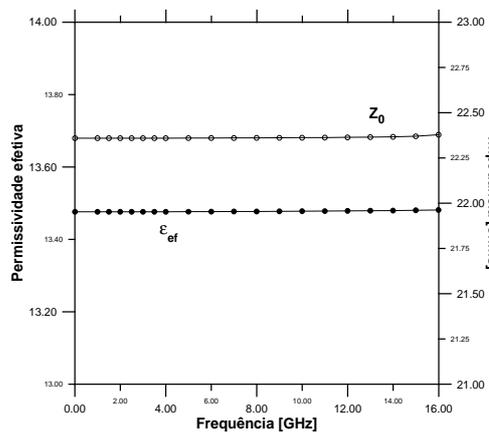
Uma outra característica do sinal de modulação que deve ser examinada é a impedância de onda  $Z_0$ , na região de interação eletroóptica. Para o modo dominante, será utilizada a seguinte expressão:

$$Z_0 = \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} [\mathbf{E}(x,y) \cdot x \mathbf{H}^*(x,y)] \cdot dx dy}{2 \left| \int_{G/2}^{W+G/2} J_z(x) dx \right|^2} \quad (61)$$

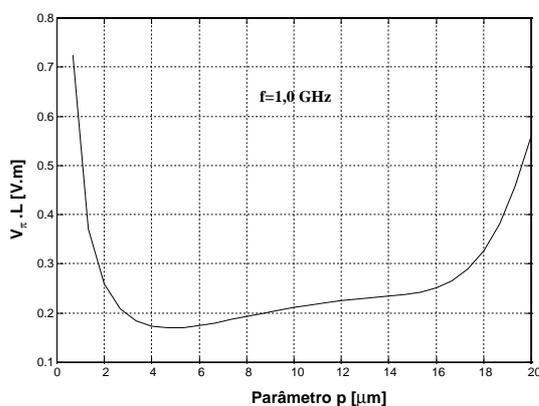
Na Fig.9 são apresentadas as dependências da impedância  $Z_0$  e da permissividade efetiva  $\epsilon_{ef}$  do CPS, para frequências até 16GHz.

Os resultados apresentados na Fig.9 revelam que a impedância e a permissividade do CPS em análise, são praticamente independentes da frequência neste intervalo. Este comportamento deixa caracterizado que a propagação do modo fundamental no modulador à óptica integrada é quase-TEM. Com isso, o formalismo desenvolvido na seção III-1 poderá ser empregado nesta situação, conforme os cálculos a seguir.

Desta forma, utilizando-se  $E_y(x,y)$  em (36), calcula-se  $\Gamma^N$ . Será considerado que para o modo óptico  $TM_0$ , os desvios padrões da distribuição de campo óptico (33) foram  $w_x = w_y = 2 \mu m$ . Isto corresponde ao caso de um guia monomodo em  $\lambda_0 = 1,3 \mu m$  obtido por difusão de uma fita de  $Ti$  de  $4 \mu m$  de largura e  $800 \text{ \AA}$  de espessura, por 6h em  $1025^0 C$  [3]. A variação da tensão de meia-onda entre fitas  $V_\pi$ , com o parâmetro  $p$ , calculada conforme (46), é apresentada na Fig.10.



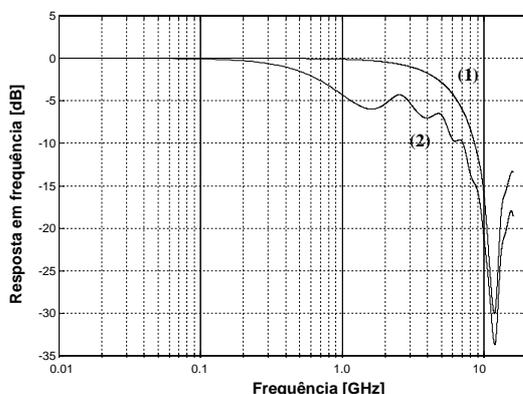
**Figura 9.** Variações de permissividade elétrica efetiva e da impedância do modo dominante ímpar em função da frequência, na condição de operação monomodo.



**Figura 10.** Variação da tensão de meia-onda entre fitas  $V_{\pi}$ , em função da posição do guia,  $p$ .

A partir da Fig.10, mostra-se que a tensão de alimentação  $V_g$ , atinge valor máximo igual a 5V quando  $L \geq 17\text{mm}$  e  $p \cong 4,6\mu\text{m}$ , o que corresponde ao guia óptico encontrar-se aproximadamente debaixo do eletrodo do lado direito do CPS, com a borda do spot óptico coincidindo com a borda do eletrodo.

Na Fig. 11 apresenta-se a resposta em frequência do modulador, definida como  $20.\log_{10} |(\Delta\phi(L)/\Delta\phi|_{DC})|$  para  $L=17\text{mm}$ . A expressão de  $(\Delta\phi(L)/\Delta\phi|_{DC})$  está apresentada em (47).



**Figura 11.** Resposta em frequência do modulador de fase, com  $L=17\text{mm}$ . Na curva (1) os acessos dos eletrodos estão casados e na curva (2) as impedâncias de carga e do gerador são iguais a  $50\Omega$ .

Para o sistema casado a largura de faixa de -3dB está em torno de 5GHz. Com a presença de descasamento de impedâncias, o desempenho cai sensivelmente. Como a conformação de campo elétrico modulador não sofre variação apreciável na faixa de frequências entre 1 e 17,4GHz, o valor de  $\Delta\phi|_{DC}$  permanece praticamente constante. Maiores larguras de faixa podem ser obtidas aumentando-se o valor de  $L$ .

#### IV. CONCLUSÕES

As principais características de moduladores eletroópticos foram analisadas utilizando uma formulação uniformizada que aplica-se tanto as configurações em óptica volumétrica como óptica integrada. Para as últimas configurações utilizou-se a análise no domínio espectral para determinar a tensão de meia-onda, a largura de faixa e a impedância de RF levando em consideração uma estrutura blindada e com buffer layer.

#### REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Yariv, P. & Yeh, P., "Optical Waves in Crystals", John-Wiley & Sons, 1984.
- [2] Kaminow, I.P. & Turner, E.N., "Electrooptic Light Modulators, Applied Optics, vol. 5(10), pp. 1612-1628, oct. 1966.
- [3] C.M. Kim e R.V. Ramaswamy, "Overlap Integral Factors in Integrated Optic Modulators and Switches", IEEE MTT 7(7), pp.1063-1070, jun/89.
- [4] K. Kubota, et alii, " Travelling Wave Optical Modulator Using a Directional Coupler LiNbO<sub>3</sub> Waveguide", IEEE J. Quantum Elec. 16 (7), pp.754-760, jul/80.
- [5] T. Kitazawa e Y. Hayashi, "Propagation Characteristics of Striplines with Multilayered Anisotropic Media", IEEE MTT 31(6), pp.429-433, jun/83.
- [6] C.J. Railton e J.P. McGreehan, "A Rigorous and Computationally Efficient Analysis of Microstrip for Use as an Electro-Optic Modulator", IEEE MTT 37(7), pp.1099-1104, jul/89.
- [7] Kitano, C. & Oliveira, J.E.B., "Análise Generalizada de Moduladores de Fase Eletroópticos à Óptica Integrada com Substrato Estratificado", Anais do VIII SBMO, Joinville, SC, 13 a 15 jul., 1998.

**Cláudio Kitano** graduou-se em Engenharia Eletrotécnica pela Faculdade de Engenharia Elétrica de Ilha Solteira – FEIS/UNESP – em 1986, onde ingressou como Professor Auxiliar em 1987 na Área de Eletrônica e Controle. Obteve o grau de Mestre em Ciência em 1993 pelo Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, trabalhando com interferometria óptica, passando então a Professor Assistente da FEIS. Sua tese de mestrado ganhou um prêmio como a

melhor tese da Divisão de Engenharia Eletrônica do ITA de 1993. Atualmente, encontra-se em fase de elaboração de Tese de Doutorado no ITA, na área de óptica integrada. É membro da Sociedade Brasileira de Física.

e-mail: [kitano@dee.feis.unesp.br](mailto:kitano@dee.feis.unesp.br)

**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 e eletroóptica 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.

Endereço para contato: ITA – Instituto Tecnológico de Aeronáutica – IEE – Divisão de Engenharia Eletrônica – IEEM – Departamento de Microondas e Optoeletrônica -Tel (012)347.5879–Fax (012)347.587 e-mail: [edimar@ita.cta.br](mailto:edimar@ita.cta.br)

# Análise da Depleção Causada por SRS em WDM (2 e 3x2,5Gb/s) Usando Fibras DS

Shirley P. Neves, Renato T.R. de Almeida, Márcio Freitas, Moisés R. N. Ribeiro,  
Luiz C. Calmon

Dept. Eng.Elétrica – Universidade Federal do Espírito Santo (UFES)  
Vitória – ES

**Resumo.** O presente estudo analisa os efeitos de desgarramento (walk-off) de pulsos na interferência cruzada entre canais, causada pelo espalhamento estimulado de Raman (SRS), envolvendo dois ou três canais em sistemas WDM com fibras de dispersão deslocada (DS). Nesta investigação levamos em consideração a atenuação da fibra, a dispersão por velocidade de grupo e o efeito não linear de auto modulação de fase (SPM). Verificamos que o efeito da depleção é sensivelmente reduzido para o caso do posicionamento dos canais descentralizados em relação ao comprimento de onda de dispersão nula, e que a estimativa CW comumente utilizada na literatura para calcular a degradação torna-se bastante imprecisa e muito otimista quando o número de canais, suas potências, ou seus espaçamentos crescem.

**Palavras chave.** Espalhamento Estimulado de Raman (SRS), Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda (WDM), Interferência Cruzada.

## I. INTRODUÇÃO

O desempenho de sistemas de comunicações óticas multiplexados em comprimento de onda (WDM) pode ser degradado por não linearidades das fibras óticas[1]. Através de esquemas especiais podemos reduzir substancialmente os efeitos não lineares tais como a modulação cruzada de fase, a mistura de quatro ondas, e o espalhamento estimulado de Brillouin. Com isto, o espalhamento estimulado de Raman permanece como limitador último do desempenho dos sistemas WDM.

A degradação do desempenho de sistemas WDM causada pelo espalhamento estimulado de Raman tem sido estudado em vários artigos [2]-[3]. Entretanto, os efeitos de desgarramento entre os diversos canais tem sido ignorados na maior parte das análises. Quando estes efeitos foram considerados [4]-[5], as soluções propostas incluíram somente a dispersão (GVD) da fibra, e desprezaram efeitos importantes como a auto modulação de fase e o ganho não linear obtido pelos canais de maior comprimento de onda no processo Raman. É de nosso entendimento que estes efeitos sob condições de potências óticas mesmo não muito elevadas em fibras DS (dispersão deslocada) não devem ser desprezados.

O presente estudo obtém através de análise numérica rigorosa, a depleção sofrida pelo canal de menor comprimento de onda, denominado de bombeio, no processo de espalhamento estimulado de Raman em sistemas óticos pulsados, para o caso de dois e três canais WDM em fibras de dispersão deslocada.

Nesta investigação levamos em consideração o desgarramento (walk-off) entre os canais devido a diferentes velocidades de grupo, a atenuação da fibra, a dispersão por velocidade de grupo e o efeito não linear de auto modulação de fase. Resultados foram obtidos para separação entre canais de 1nm (separação próxima à recomendada pelo ITU) e para canais ocupando toda a banda de 30nm (banda aproximada do amplificador ótico dopado com érbio), posicionando os canais imediatamente à direita, ou à esquerda, ou ainda centralizando-os em relação ao comprimento de onda de dispersão zero.

A seção II trata do modelo matemático utilizado. A seção III apresenta os resultados obtidos e faz comparações com os advindos de análise analítica simplificada. A seção IV discute os resultados e apresenta as conclusões.

## II. MODELO MATEMÁTICO

A teoria CW (onda contínua) do espalhamento estimulado de Raman (SRS) necessita de modificação quando pulsos óticos são utilizados como bombeamento. A interação mútua entre os pulsos é então governada por um conjunto de equações de amplitude acopladas que incluem os efeitos do ganho de Raman, da depleção do bombeamento, da atenuação da fibra, da auto modulação de fase (SPM), e da dispersão por velocidade de grupo (GVD).

Se utilizarmos os subscritos 1, 2 e 3 para representar os canais relacionados às ondas de menor a maior comprimento de onda em ordem crescente respectivamente, e colocarmos a referência de tempo se movendo com o pulso de menor comprimento de onda, as equações acopladas das amplitudes se tornam[6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{j}{2} \beta_{2_1} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \frac{\alpha_1}{2} A_1 &= \\ j\gamma_1 |A_1|^2 A_1 - \frac{g_{p12}}{2} |A_2|^2 A_1 - \frac{g_{p13}}{2} |A_3|^2 A_1 &= \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} - d_{12} \frac{\partial A_2}{\partial T} + \frac{j}{2} \beta_{2_2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \frac{\alpha_2}{2} A_2 &= \\ j\gamma_2 |A_2|^2 A_2 + \frac{g_{s21}}{2} |A_1|^2 A_2 - \frac{g_{s23}}{2} |A_3|^2 A_2 &= \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} - d_{13} \frac{\partial A_3}{\partial T} + \frac{j}{2} \beta_{2_3} \frac{\partial^2 A_3}{\partial T^2} + \frac{\alpha_3}{2} A_3 &= \\ j\gamma_3 |A_3|^2 A_3 + \frac{g_{s31}}{2} |A_1|^2 A_3 + \frac{g_{s32}}{2} |A_2|^2 A_3 & \end{aligned} \quad (1)$$

onde  $T = t - z/v_{g_1}$ ,  $d_{ij} = v_{g_i}^{-1} - v_{g_j}^{-1}$  e  $g_{sij} = g_{Rij} / A_{eff}$ ,  
 $g_{pij} = (\omega_i / \omega_j) g_{Sij}$

Nestas equações,  $A(z,T)$  são as amplitudes complexas dos pulsos nos canais WDM,  $z$  é a coordenada longitudinal, e  $T$  é o tempo medido em um sistema de coordenadas que se move com a velocidade de grupo dos pulsos do canal 1 (canal de menor comprimento de onda).  $\beta_{2j}$  é parâmetros de GVD de primeira ordem, com  $j=1,2,3$ . O parâmetro de não linearidade é  $\gamma_j = 2\pi N_2 / \lambda_j A_{eff}$ , com  $N_2 = 2,45 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ , e  $\alpha$  é o coeficiente de atenuação. Os coeficientes de ganho  $g_{s,p(i,j)}$  são diferentes quando os canais agem como canal de bombeamento ou como canal de Stokes. O parâmetro de desgarramento  $d$  leva em conta o descasamento entre as velocidades de grupo dos pulsos dos canais envolvidos. Os coeficientes de ganho  $g_s$  e  $g_p$  se relacionam com o fator de ganho de Raman  $g_R$  (m/Watt) que depende de  $\lambda_i$  e  $\lambda_j$  [2]. Para uma fibra de dispersão deslocada operando em torno de 1550nm os seguintes parâmetros são assumidos: área efetiva ( $A_{eff}=50\mu\text{m}^2$ ), e atenuação ( $\alpha=0,2\text{dB/km}$ ).

As amplitudes de entrada para os pulsos, sob a condição que os canais estejam carregados igualmente, podem ser escritas como:

$$A_j(0,T) = \sqrt{P_0} \sum a_k^j B(T - kT_b) \quad (2)$$

Onde  $P_0$  é a potência de pico transmitida por canal,  $T_b$  é a duração do bit (NRZ 2,5Gb/s),  $a_k^j$  é a seqüência de bits para os canais  $j=1,2,3$ , e  $B(T)$  é o formato do pulso. No presente caso, a seqüência de bits (sem chirp) injetada foi de 128 bits pseudo-randômicos com formato de pulso retangular com tempo de subida e descida igual a  $T_b/4$ .

A solução de (1) pode ser obtida pelo método “split-step” [6] para um conjunto de parâmetros de interesse. Em relação ao SRS em CW, a nova propriedade mais importante é o descasamento de velocidade de grupo que limita o processo de SRS para a duração enquanto os pulsos de bombeamento e de Stokes se sobreponham.

A solução analítica obtida por [2], para a depleção do canal de menor comprimento de onda (canal 1 na nossa nomenclatura) assume sinais CW para os canais, e despreza o ganho não linear obtido pelos canais de Stokes. Esta solução pode ser generalizada para o caso de N canais, resultando em:

$$\text{Depleção [dB]} = \sum_{j=2}^N \frac{10 \lambda_j g_{R1j} L_{eff} P_j}{\ln(10) \lambda_1 A_{eff}} \quad (3)$$

onde  $L_{eff} = [\ell - \exp(-\alpha L)] / \alpha$

### III. RESULTADOS

As seqüências de pulsos foram lançadas na fibra DS com diversas potências transmitida de pico de 10, 25, 50, 75, 100, 150 e 200mWatts sobre um enlace de 100km. Foram estudadas as separações ( $\Delta\lambda$ ) entre os comprimentos de onda dos canais, de 1nm (próximo da recomendação do ITU – 0,8nm), e separações que utilizam a banda total de 30nm (banda útil do amplificador dopado com érbio). Investigamos ainda estas separações nas seguintes situações para  $n = 2,3$  canais: i) canais centralizados em relação ao comprimento de onda de dispersão zero ( $\lambda_0=1550\text{nm}$ ), ii) canais à direita de  $\lambda_0$  ( $\lambda_i=1560\text{nm}$ ) e finalmente iii) os canais à esquerda de  $\lambda_0$  ( $\lambda_j=1540\text{nm}$ ).

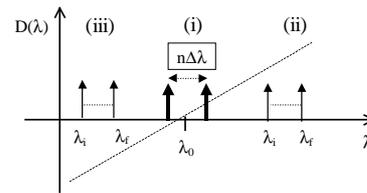


Figura 1. Disposição das alocações investigadas para os dois canais WDM

#### A. Resultados para $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$

As Figuras 2 (a) e (b) mostram o comportamento temporal dos pulsos do canal 1 (o mais depletado) e seu respectivo diagrama de olho, após 100km de fibra para um sistema WDM de 3 canais com separação entre canais de 1nm, com os canais centralizados em relação a  $\lambda_0$ , com potência de pico de entrada de 75mW (18,75dBm).

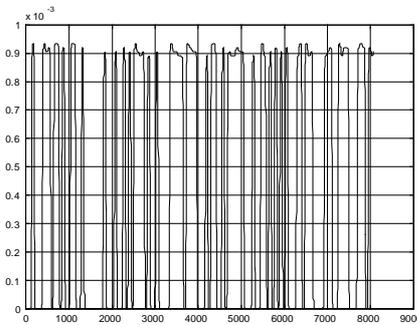


Figura 2a. Comportamento temporal dos pulsos do canal 1 no sistema de 3 canais separados de 1nm, e centrados em torno de  $\lambda_0 \cdot P_0 = 75\text{mW}$ .

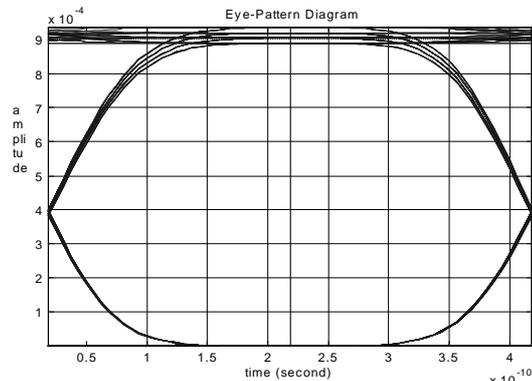
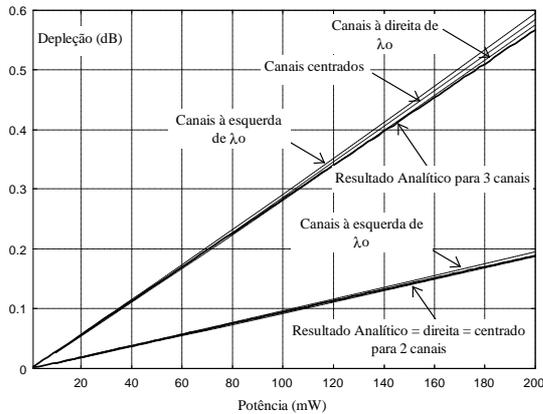


Figura 2b. Diagrama de Olho referente à figura anterior para canais centrados em torno de  $\lambda_0$ .

A Figura 3 apresenta a variação da depleção do canal de bombeamento para o sistema de 2 e 3 canais separados de 1nm, contra a potência de entrada para os diferentes posicionamentos dos canais .

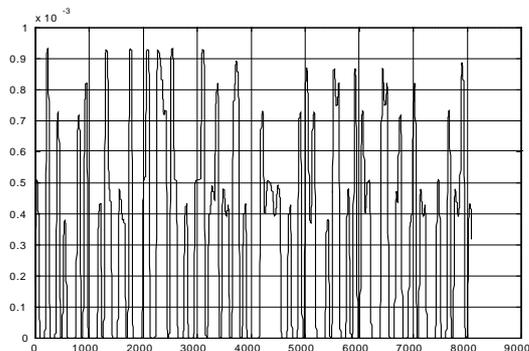


**Figura 3.** Comparação dos valores da depleção versus potência de pico transmitida para separação entre canais de 1 nm.

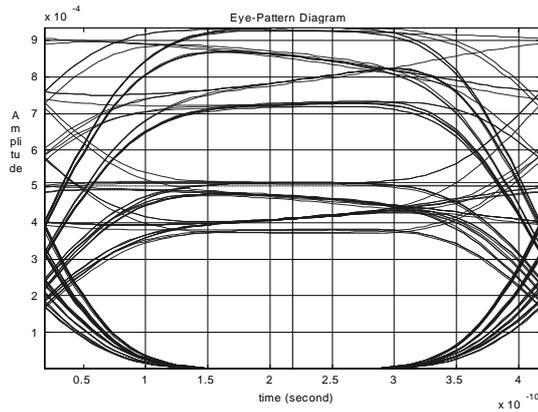
Nesta figura podemos observar que as diferenças de posicionamento dos canais não apresentam alterações muito significativas na depleção sofrida pelo canal de bombeamento em um sistema com 2 canais. Entretanto pequenas diferenças já se fazem sentir em um sistema de 3 canais, prevendo-se uma substancial alteração para um maior número de canais mesmo utilizando-se o espaçamento de 1nm.

**B. Resultados para  $n\Delta\lambda = 30\text{nm}$**

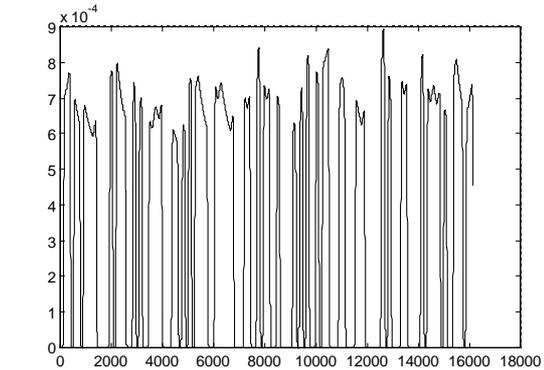
As Figuras 4 (a.1,2), (b.1,2), e (c.1,2) mostram o comportamento temporal dos pulsos de bombeamento e seus respectivos diagramas de olho, após 100km de fibra para 3 canais ocupando toda uma janela de 30nm (separação individual entre canais de 15nm), com os canais centralizados, à direita, e à esquerda de λ₀ respectivamente, com potência de pico de 75mW.



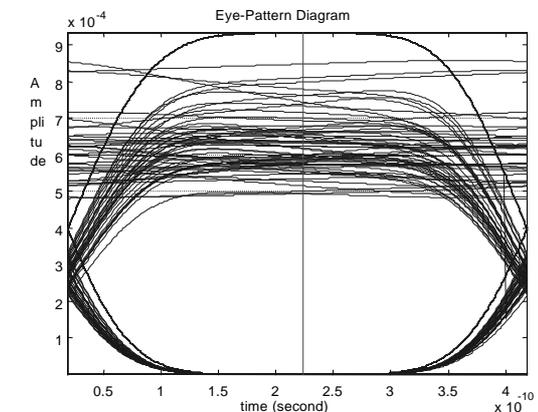
**Figura 4a.1.** Comportamento temporal para máxima separação entre os canais de 30nm e centrados em relação a λ₀



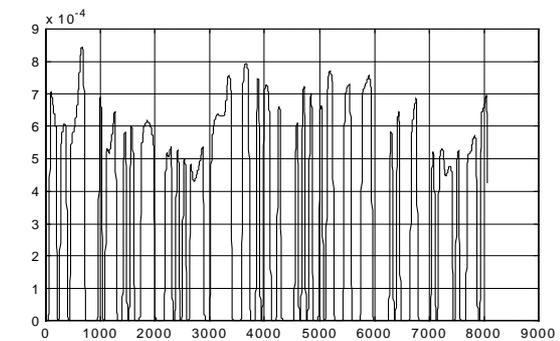
**Figura 4a.2** Diagrama de Olho referente à figura anterior para canais centrados em torno de λ₀



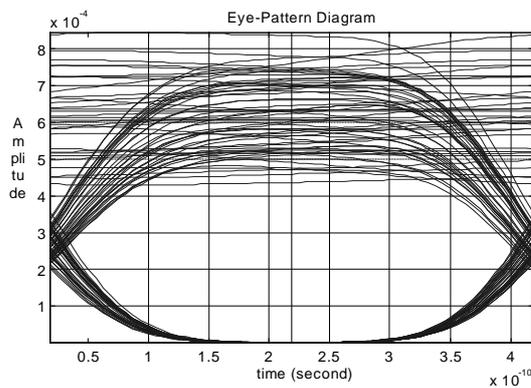
**Figura 4b.1.** Comportamento temporal para máxima separação entre os canais de 30nm e posicionados à direita de λ₀



**Figura 4b.2** Diagrama de Olho referente à figura anterior para canais posicionados à direita de λ₀.

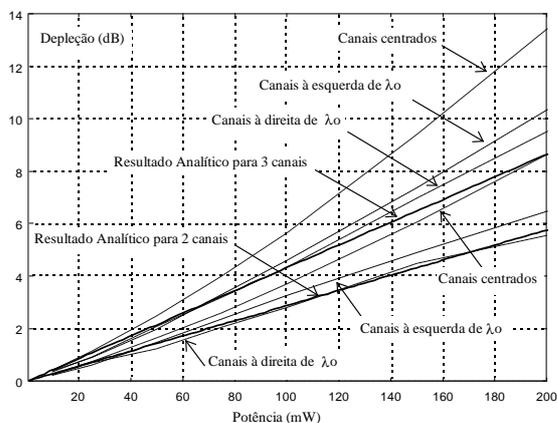


**Figura 4c.1.** Comportamento temporal para máxima separação entre os canais de 30nm e posicionados à esquerda de λ₀



**Figura 4c.2.** Diagrama de Olho referente à figura anterior para canais posicionados à esquerda de  $\lambda_0$ .

A Figura 5 apresenta a variação da depleção do bombeamento contra a potência de entrada para 2 e 3 canais WDM ocupando toda a janela de 30nm, para o conjunto dos posicionamentos a direita, esquerda e centralizados em torno de  $\lambda_0$ .



**Figura 5.** Comparação dos valores da depleção versus potência de pico transmitida para 2 ou 3 canais de ocupando toda a banda de 30nm.

Na figura 5 podemos verificar que a medida que o número de canais aumenta de 2 para 3, a depleção aumenta significativamente, e que a aproximação analítica se torna bastante imprecisa (da ordem de alguns decibéis) principalmente para o posicionamento dos canais centralizados em torno de  $\lambda_0$  e para altas potências.

#### IV. CONCLUSÕES

Foi feita uma análise dinâmica rigorosa do espalhamento de Raman estimulado para 2 e 3 canais WDM excitados por sequências pseudo-randômicas de 128 bits. Verificou-se que a estimativa CW de [2] para a degradação do desempenho do sistema WDM é excessivamente imprecisa (e otimista) quando comparada com a formulação dinâmica, principalmente quando a separação, o número de canais, ou a potência ótica por canal é aumentada. A razão principal da diferença está na inclusão na nossa formulação do ganho obtido pelo canal de Stokes (que aumenta com a potência) causando uma maior

depleção do bombeamento, além do desgarramento entre os canais, que age como um supressor de depleção.

Verificou-se também que não há desgarramento significativo entre os canais WDM quando os mesmos são centralizados em torno de  $\lambda_0$ , ao passo que quando os canais são posicionados à direita de  $\lambda_0$  (região dispersão anômala), ou à esquerda (região de dispersão normal), os efeitos de desgarramento conduzem a uma menor degradação do sistema. Pelo presente estudo, infere-se que o sistema que apresenta uma maior penalidade é aquele que utiliza os canais centralizados em torno de  $\lambda_0$ , e que o posicionamento dos canais na região anômala fornece consistentemente uma menor penalidade, embora em alguns casos a diferença seja marginal para pequenas separações entre os canais.

Embora no presente estudo algumas tendências de comportamento do desempenho dos sistemas WDM quanto à degradação pelo efeito Raman possam ser inferidas, faz-se necessário estender esta análise para um maior número de canais e estabelecer limites realistas de potência a serem observados por sistemas WDM com dado número de canais. Faz-se necessário também um estudo comparativo com expressões analíticas mais completas, como a apresentada recentemente em [5].

#### REFERÊNCIAS

- [1] A.R.Chraplyvy, "Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 8, pp.1548-1557, 1990
- [2] A.R.Chraplyvy, "Optical power limits in multichannel wavelength-division multiplexed systems due to stimulated Raman scattering", *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 58-59, 1984
- [3] D.N. Christodoulides and R. B. Jander, "Evolution of stimulated Raman crosstalk in wavelength division multiplexed systems", *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol. 8, pp. 1722-1724, 1996
- [4] D. Cotter and A.M. Hill, "Stimulated Raman crosstalk in optical transmission: Effects of group velocity dispersion", *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 185-187, 1984
- [5] J. Wang, X. Sun, and M. Zhang, "Effect of group velocity dispersion on stimulated Raman crosstalk in multichannel transmission systems", *IEEE Photonics Technol.*, vol.10, pp.540-542, 1998
- [6] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. 2nd Ed., San Diego, CA, Academic Press, 1995.

**Shirley Peroni Neves** é estudante de graduação do curso de Engenharia Elétrica, pela Universidade Federal do Espírito Santo (UFES), instituição em que iniciou como bolsista de Iniciação Científica financiada pelo CNPq, desde 1997, realizando

pesquisa na área de Sistemas Ópticos, mas especificamente na área de Efeitos Não Lineares e-mail: [shirley@ele.ufes.br](mailto:shirley@ele.ufes.br)

**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.

**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 em Engenharia Elétrica-UFES, em 1997, em dedicação exclusiva como bolsista da CAPES, estudando Efeitos Não Lineares em Sistemas Ópticos de Telecomunicações. Atualmente, está em processo de defesa de tese sob o título "Modulação Cruzada de Fase em Sistemas Ópticos".

**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 (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.

**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.

# Construção de Acopladores Direcionais a Fibra Óptica Birrefringente

Carlos Fernando Rondina Mateus, André César da Silva, José Edimar Barbosa Oliveira

Divisão de Fotônica Instituto de Estudos Avançados – IEAv, Departamento de Microondas e Eletroóptica  
Divisão de Engenharia Eletrônica Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA  
Centro Técnico Aeroespacial - CTA  
São José dos Campos

**Resumo.** A construção de acopladores direcionais a fibra óptica birrefringente é apresentada. A técnica utilizada é a de polimento lateral das fibras e posterior aproximação destas, interagindo-se seus campos evanescentes. Através de microscopia de transmissão com a fibra entre polarizadores cruzados, conseguiu-se uma precisão de  $\pm 2^\circ$  no alinhamento azimutal de fibras birrefringentes do tipo *elliptical cladding*. O polimento lateral destas, segundo um plano paralelo ao eixo *slow*, proporcionou um aproveitamento inicial de 20% das peças. Utilizando uma fonte de espectro largo, um método de caracterização rápido e preciso é desenvolvido, permitindo a medida da isolação de polarização sem erros devidos a efeitos residuais de coerência da fonte.

**Abstrat.** The construction of birefringent optical fiber directional couplers is presented. The technique used is based upon lateral polishing of the fibers followed by their approximation, interacting their evanescent fields. By transmission microscopy through the fiber between crossed polarizers, a precision of  $\pm 2^\circ$  in the azimuthal alignment of elliptical cladding fibers is achieved. Their lateral polishing, on a plane parallel to the slow axis, yielded initially 20% of the pieces. Using a broadband source, a fast and precise characterization method is developed, allowing the measurement of the polarization isolation ratio without errors due to residual coherence effects of the source.

## I. INTRODUÇÃO

Acoplamento direcional é um fenômeno de troca de energia entre ondas eletromagnéticas que se propagam em diferentes estruturas de guiagem [1]. O dispositivo que resulta da disposição destas estruturas de guiagem com o objetivo de controlar a troca de energia é denominado acoplador direcional. Seja para a aquisição de amostras ou para a divisão de sinais, o acoplador é um dispositivo fundamental em qualquer circuito óptico.

Acopladores direcionais podem ser construídos a partir de guias de onda e microlinhas para operarem na faixa de microondas e a partir de fibras ópticas e em óptica integrada para a faixa óptica. Qualquer que seja a faixa de operação, os modelos destas estruturas são obtidos a partir das equações de Maxwell e da

geometria e composição do material das estruturas de guiagem envolvidas, sendo o dispositivo descrito, em qualquer caso, por meio de matriz espalhamento e dos parâmetros diretividade, acoplamento e isolação[2-4].

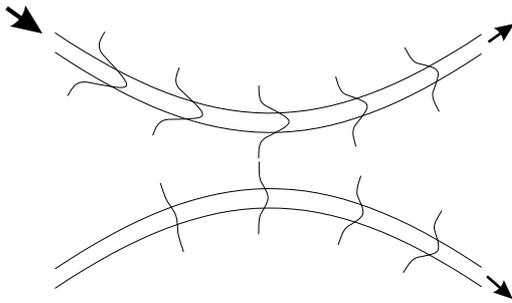
Embora a literatura disponível sobre a construção do dispositivo seja extensa [5-27], a técnica ainda se encontra em evolução e desconhecemos a existência no mercado de um produto feito com fibras birrefringentes do tipo *elliptical cladding*, produto que ora nos interessa. Assim sendo, nesta etapa do trabalho, não houve preocupação com a fabricação de peças que atendam a especificações de engenharia, mas sim o enfoque numa metodologia eficaz, como prova de conceito, proporcionando o estabelecimento da técnica.

## II. ACOPLADORES DIRECIONAIS A FIBRA

O acoplamento direcional em fibras ópticas segue o mesmo princípio do acoplamento em guias de microondas, sendo a fibra óptica modelada como um guia de onda dielétrico. As condições de contorno impostas ao campo eletromagnético tornam a obtenção do modelo de propagação da luz na fibra óptica um pouco mais elaborada [2-4]. Como no guia dielétrico óptico não existe uma superfície externa onde o campo elétrico se anula, como no caso dos guias metálicos, o campo guiado deve ser decrescente ao se afastar do centro e tender a zero na região externa ao guia. O campo nesta região é chamado de evanescente.

A troca de energia em um acoplador direcional a fibra óptica ocorre quando os núcleos das fibras são aproximados, lado a lado, o suficiente para que o campo evanescente dos modos de uma das fibras excite modos de propagação na outra fibra, assim, permitindo a transferência de energia entre elas. Esta transferência pode ser quantificada e vai depender da estrutura modal de cada fibra óptica e de sua disposição geométrica no espaço [6,28-32]. A Fig. 1 mostra um exemplo hipotético de troca de energia entre duas fibras, as quais se encontram com os núcleos suficientemente próximos, permitindo a interação entre os campos evanescentes. Nesta figura, consideramos que, inicialmente, apenas uma das fibras estava guiando uma onda eletromagnética.

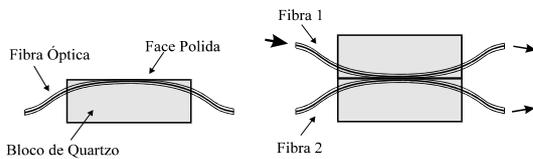
Acopladores direcionais são construídos segundo duas técnicas principais: polimento e fusão. No primeiro caso, a fibra é fixada em uma canaleta com curvatura circular, feita sobre um bloco suporte. O conjunto é então polido, possibilitando a necessária aproximação do núcleo [5-14].



**Figura 1.** Troca de energia entre duas fibras por interação de campos evanescentes.

A cada conjunto denomina-se “meio-acoplador” e a junção de dois destes “meio-acopladores” nos dá o dispositivo final. No método de fusão, as fibras são torcidas, uma ao redor da outra, esticadas e localmente aquecidas, resultando num afinilamento da estrutura e possibilitando a troca de energia entre as fibras [15-20]. Algumas fibras especiais já foram criadas na tentativa de variações dos métodos anteriores [21-27].

Nosso estudo recai sobre acopladores confeccionados por polimento, que, devido à natureza de construção, quando utilizando fibras birrefringentes, possuem melhores resultados de isolamento de polarização que os por fusão [12]. Tais dispositivos estão esquematizados na Fig. 2.



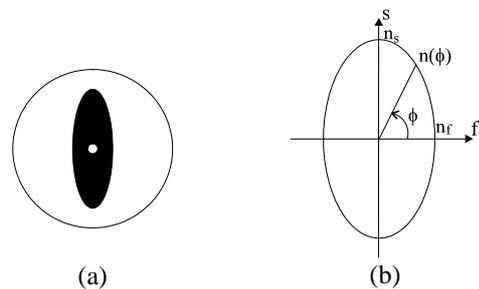
**Figura 2.** Acopladores direcionais construídos por polimento.

A birrefringência é o fenômeno no qual a velocidade de fase de um feixe óptico propagante em um meio com anisotropia dielétrica depende da direção de polarização do vetor campo elétrico. A anisotropia dielétrica pode ser gerada em uma fibra destruindo-se a simetria circular do núcleo, tornando-o elíptico, ou induzindo, na casca, tensões diferenciadas que afetem o índice de refração, alterando-o de acordo com a posição angular na seção transversal. Nas posições onde o índice de refração for máximo ou mínimo estarão localizados os eixos principais da fibra, denominando-se eixo *slow* na posição de máximo e eixo *fast* na posição de mínimo.

Na realidade, toda fibra monomodo convencional suporta dois modos ortogonalmente polarizados [33]. Como essas polarizações são degeneradas, campos propagantes nessas fibras são facilmente acoplados de um modo de polarização para o outro. Retirando-se a degenerescência entre os modos, pela inserção de birrefringência, qualquer que seja a polarização de entrada na fibra, a energia segundo os eixos principais será mantida.

Fibras birrefringentes são utilizadas, principalmente, em sistemas ópticos coerentes de transmissão de dados e em dispositivos sensores baseados em princípios interferométricos. Para maior efetividade de funcionamento, há a necessidade de os acopladores direcionais utilizados serem também com fibras birrefringentes [34,35].

Nosso interesse, no momento, recai sobre a construção do dispositivo com fibra birrefringente do tipo *elliptical cladding*, com a qual é construído o circuito óptico do giroscópio a fibra óptica, em desenvolvimento no nosso grupo [36]. A birrefringência nesta fibra é obtida pela aplicação de *stress* no núcleo através da dopagem da casca segundo uma geometria elíptica, o que garante a dependência angular elíptica do índice de refração. A seção transversal desta fibra e seu perfil de índices de refração podem ser observados na Fig. 3.



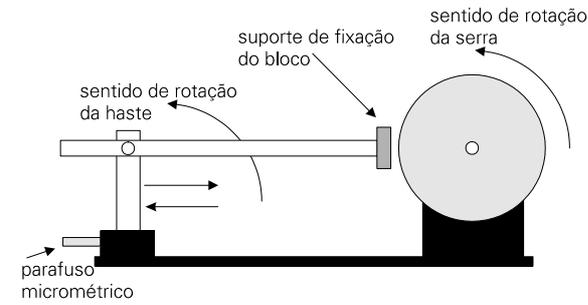
**Figura 3.** (a) Seção transversal e (b) perfil do índice de refração da fibra birrefringente *elliptical cladding*.

Após esta breve abordagem sobre o dispositivo, bem como sobre a fibra que o constitui, reunimos os elementos necessários para o entendimento dos passos a serem seguidos na sua construção.

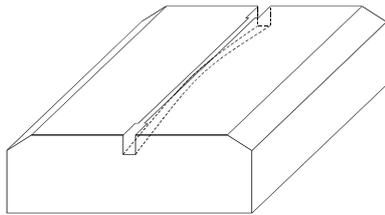
### III. CONSTRUÇÃO DO DISPOSITIVO

A construção do dispositivo inicia-se pela confecção do bloco suporte. A utilização deste é necessária para a garantia da rigidez da fibra, no polimento e na manipulação para o ajuste da razão de acoplamento desejada, os quais seriam impraticáveis sem a fixação.

O bloco é feito a partir de quartzo fundido, garantindo o nivelamento das superfícies polidas (fibra e bloco) [37]. A canaleta para a fixação da fibra é feita por uma serra, com borda diamantada, em uma máquina esquematizada na Fig. 4. A rotação da haste de fixação do bloco garante o perfil circular e o parafuso micrométrico estabelece a profundidade mínima da canaleta em relação à superfície do bloco. Através de duas passagens da serra, com dois avanços de 60µm do parafuso micrométrico, estabelecemos o perfil, e um posterior banho de HF (ácido fluorídrico), por 15 minutos, diminui a angulosidade dos picos e vales resultantes do brusco processo de serragem. Chanfros laterais são feitos para permitir a deposição de cola na montagem final. A Fig. 5 mostra o formato final do bloco suporte, quando, então, está pronto para receber a fibra.



**Figura 4.** Esquema da máquina utilizada para a confecção da canaleta no bloco.



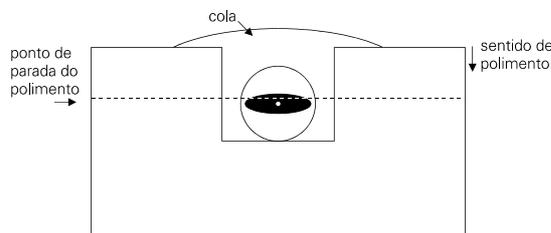
**Figura 5.** Bloco utilizado como suporte da fibra.

Os resultados desse processo foram canaletas com larguras de  $(165 \pm 15) \mu\text{m}$  e profundidades de  $(120 \pm 10) \mu\text{m}$ .

### III.1. ALINHAMENTO DA FIBRA

A utilização de fibra birrefringente, cujo perfil de índice de refração está representado na Fig. 3, requer que os eixos principais das duas fibras que constituem o acoplador estejam alinhados. Caso isto não ocorra, poderá haver acoplamento entre os modos *slow* de uma fibra e *fast* da outra, alterando as características das ondas eletromagnéticas que se propagam.

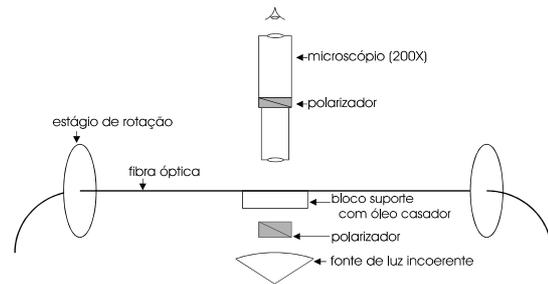
Buscando a menor perturbação de birrefringência possível, a posição mais indicada é com o eixo maior da elipse de *stress* paralelo à superfície do bloco que será polida, conforme mostra a Fig. 6. Assim, retira-se a menor quantidade possível de material dopante durante o polimento.



**Figura 6.** Posição para o alinhamento dos eixos principais de birrefringência em relação à superfície a ser polida.

O método de alinhamento assume a coincidência dos eixos maior e menor da região elipticamente dopada com os eixos de birrefringência. Na região dopada há birrefringência diferencial. Iluminando-se a fibra transversalmente, com ela entre polarizadores cruzados, podemos observar, quando a fibra é girada ao redor de seu eixo longitudinal, a assimetria angular da birrefringência na região elíptica. A Fig. 7 ilustra a

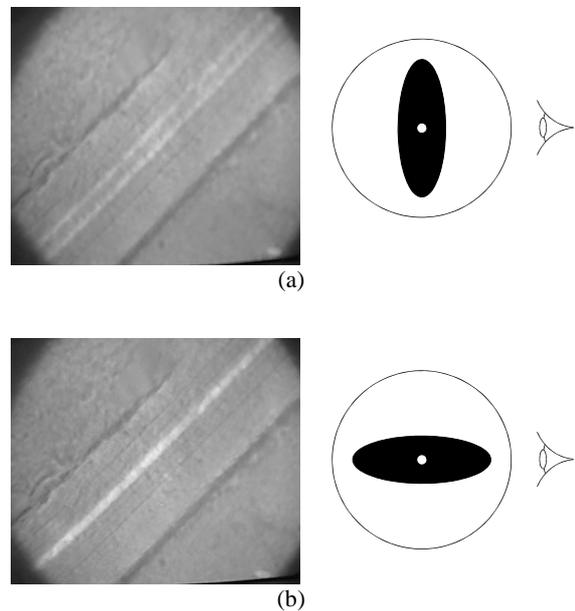
montagem necessária para a implementação do método.



**Figura 7.** Esquema do arranjo experimental para o alinhamento dos eixos de birrefringência das fibras.

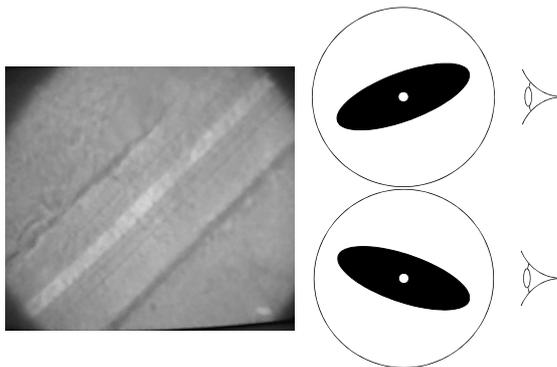
A fibra foi girada utilizando-se dois estágios de rotação motorizados, permitindo localizar visualmente seus eixos principais. A Fig. 8 ilustra as imagens obtidas por esta rotação. Um óleo casador de índice de refração deve embeber a fibra, evitando “efeito lente” devido ao seu formato cilíndrico.

As posições mostradas na Fig. 8 são indefinidas, não dando precisão melhor do que  $\pm 10^\circ$  para posicionamentos sucessivos. Logo o alinhamento não é direto e, após exaustiva observação, chegamos a determinação da posição mostrada na Fig. 9 como sendo a de maior precisão e que garante as melhores condições de repetibilidade. Esta última posição pode ser localizada com precisão de  $\pm 2^\circ$ , isto devido à definição das bordas da região dopada.



**Figura 8.** Visualização transversal das fibras: (a) eixo maior perpendicular à luz incidente; (b) eixo menor perpendicular à luz incidente.

Conseguindo determinar a posição da Fig. 9, podemos comandar os estágios de rotação para a posição desejada, uma vez que o passo do motor que o movimenta é conhecido. A fibra é então suspensa do suporte e o óleo remanescente é retirado com a utilização de álcool.



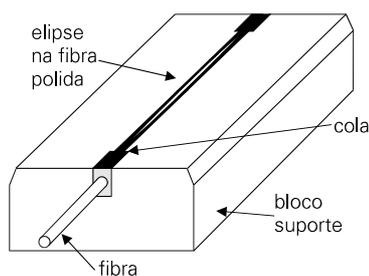
**Figura 9.** Referência na determinação da posição dos eixos principais da fibra e as duas posições possíveis da fibra.

Posiciona-se, então, um bloco com a canaleta limpa sob a fibra e esta é baixada até que se acomode à curvatura da canaleta. A cola utilizada é curável com luz ultravioleta e antes de aplicá-la deve-se aguardar a fuga de eventuais bolhas de ar. Temos então um “meio-acoplador” a ser polido, conforme a Fig. 6.

### III.2. POLIMENTO

Inicialmente, o “meio-acoplador” é fixado a um suporte. Antes do polimento na máquina, é feito um esmerilhamento com carbureto de silício ( $17\mu\text{m}$  de diâmetro máximo) para eliminar o excesso de cola. O polimento é realizado com óxido de cério ( $0,5\mu\text{m}$  de diâmetro máximo) dissolvido em água ( $30\text{g}/\ell$ ).

O monitoramento do processo é feito com base no tamanho do eixo maior da elipse que se forma devido ao formato cilíndrico da fibra, conforme a Fig.10. Isto é possível devido aos cálculos exatos da razão de acoplamento determinarem a distância a ser estabelecida entre os núcleos [6,38]. Nosso ponto de parada foi calculado para  $(9,30\pm 0,05)\text{cm}$  no eixo maior da elipse.



**Figura 10.** Visualização da elipse que aparece na fibra devido ao polimento.

O aproveitamento foi de 20% das peças, embora a eficiência do processo tenha sido dobrada (era de 10% [39]), e a causa principal deste baixo índice foi a quebra da fibra, durante o esmerilhamento, polimento ou manipulação do “meio-acoplador”. Também ocorreram polimento excessivo e má colagem.

Atualmente, o polimento está sendo realizado paralelamente ao eixo *fast* ( $90^\circ$  em relação a Fig. 6) e os resultados têm sido bem melhores, com o índice de

aproveitamento tendo aumentado para 70%. Isto se deve a uma maior resistência da fibra nesta posição, pois há uma maior homogeneidade do material constituinte da casca (baixa dopagem) na região de maior fragilidade (centro da elipse).

A junção de dois destes “meio-acopladores” nos dá um acoplador e o conjunto é montado em um posicionador, o qual permite a fixação de um dos blocos e o deslize do outro comandado por parafusos micrométricos, possibilitando o ajuste da razão de acoplamento desejada.

### III.3. CARACTERIZAÇÃO

Muitas são as medidas de parâmetros publicadas na literatura, mas poucos autores revelam a maneira como as medidas foram obtidas. Se luz monocromática for acoplada na fibra com um estado de polarização que excite os dois modos, *fast* e *slow*, a luz transmitida por um analisador fixo na saída da fibra irá variar largamente com parâmetros ambientais, como a temperatura. Isto acontece porque a luz é coerente na saída e ocorrerá interferência, com forte dependência da intensidade detectada com as fases relativas dos modos. Isto também causa uma grande incerteza na localização dos eixos principais da fibra. O problema pode ser sanado usando-se uma fonte faixa larga, de modo que a fibra atua como um depolarizador para luz, excetuando-se os casos em que a luz esteja linearmente polarizada segundo as direções dos eixos principais, evitando que ocorra interferência após o comprimento de depolarização [6].

Utilizamos uma fonte faixa larga (diodo laser superluminescente - SLD- $\lambda_0=820\text{nm}$ ,  $\Delta\lambda=20\text{nm}$ ), que incide em um polarizador e depois é acoplada a fibra de entrada linearmente polarizada. Na saída da fibra, a luz incide em um analisador e é detectada. Para localizar os eixos principais da fibra, polarizador e analisador são ajustados até que a potência detectada seja mínima. Quando esta condição é alcançada, a polarização de entrada está paralela a um dos eixos principais de birrefringência e a potência detectada (a mínima) é a transmitida através do outro eixo. Girando o analisador em  $90^\circ$ , detectamos a potência acoplada segundo o eixo paralelo à polarização de entrada (máxima). A diferença entre estas duas potências (em dB) nos dá a isolamento de polarização do trecho analisado.

Para medirmos a isolamento de polarização do acoplador, especificamos uma entrada e medimos as duas saídas. Repetimos o processo para os outros três acessos físicos. A isolamento de polarização do dispositivo será dada pelo menor dos 8 valores obtidos, que podem ser diferentes se o dispositivo não for recíproco por qualquer falha ou imperfeição do processo de fabricação.

Os resultados deste processo foram acopladores com isolamento de polarização entre 10 e 15dB, para o caso de polimento segundo o plano paralelo ao eixo *slow*. Protótipos iniciais polidos paralelamente ao eixo *fast* apresentaram isolamento de polarização entre 15 e 22dB.

#### IV. CONCLUSÃO

A construção de acopladores direcionais a fibra óptica birrefringente, utilizando a técnica de polimento lateral das fibras, foi apresentada. O processo de alinhamento para fibras do tipo *elliptical cladding* mostrou-se repetitivo e preciso ( $\pm 2^\circ$ ). O polimento lateral, segundo um plano paralelo ao eixo *slow*, mostrou-se de baixo aproveitamento (20%), embora a eficiência do processo tenha sido dobrada (era de 10% [39]). Este índice está aumentando sensivelmente para polimento paralelo ao plano do eixo *fast* (70%).

Utilizando uma fonte de espectro largo, um método de caracterização rápido e preciso foi desenvolvido, permitindo a medida da isolamento de polarização sem erros devidos a efeitos residuais de coerência da fonte.

Os acopladores assim construídos e caracterizados atingiram isolamento de polarização de 10 a 15dB, para polimento paralelamente ao eixo *slow*, e 15 a 22dB, paralelamente ao eixo *fast*.

O rendimento poderá melhorar através da utilização de melhores colas disponíveis no mercado internacional.

A sensível melhora no processo de polimento paralelamente ao eixo *fast* e os melhores resultados na isolamento de polarização com os meio-acopladores assim obtidos indica esta posição como a ser adotada daqui para a frente.

Agradecemos ao Ministério da Aeronáutica a oportunidade da divulgação deste trabalho.

#### REFERÊNCIAS

- [1] COLLIN, R. E. - *Foundations for Microwave Engineering*. Cap. 6. International Student Edition. McGraw-Hill, Tokyo, 1966.
- [2] MARCUSE, D. - *Theory of dielectric optical waveguides*, Academic Press, New York, 1974.
- [3] YARIV, A. - *Optical electronics*, CBS College Publishing, New York, 1985.
- [4] CHEO, P. K. - *Fiber optics & optoelectronics*, 2nd Edition, Prentice Hall, New Jersey, 1990.
- [5] DIGONNET, M. J. F. - *Passive and active fiber optics components*, PhD Thesis, Stanford University, 1983.
- [6] MATEUS, C. F. R. - *Acoplamento direcional em fibras ópticas monomodais birrefringentes*, Dissertação de Mestrado, ITA, 1997.
- [7] BERGH, R. A.; KOTLER, G.; SHAW, H. J. - Single-mode fiber-optic directional coupler, *Electron. Lett.*, vol. 16, pp. 260-261, 1980.
- [8] PARRIAUX, O., GIDON, S. and KUZNETZOV, A. A. - Distributed coupling on polished single-mode optical fibers, *Applied Optics*, vol. 20, pp. 2420-2423, 1981.
- [9] NAYAR, B. K. and SMITH, D. R. - Monomode-polarization-maintaining fiber directional coupler, *Optics Letters*, vol. 8, pp. 543-545, 1983.
- [10] NICHOLS, S. T. - Automatic manufacture of polished single-mode-fibre directional coupler, *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 825-826, 1985.
- [11] CRYAN, C. V. *et al.* - Fused polished single-mode fibre couplers, *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 204-205, 1992.
- [12] CRYAN, C. V. *et al.* - Fused polished polarisation-maintaining fibre couplers, *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 857-858, 1992.
- [13] DAHLGREN, R.P. - *Studies in polished fiber-optic couplers and resonators*, Master Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1993.
- [14] DAS, A. K. *et al.* - Automatic determination of the remaining cladding thickness of single-mode fiber half-coupler, *Optics Letters*, vol. 19, pp. 384-386, 1994.
- [15] BURNS, W. K. and ABEBE, M. - Coupling model for fused fiber couplers with parabolic taper shape, *Applied Optics*, vol. 26, pp.4190-4192, 1987.
- [16] STEVENSON, A. J. and BARR, S. A. - Fibre-optic coupler fabrication at AOFR; *International Journal of Optoelectronics*, vol. 6, pp. 127-144, 1991.
- [17] KAWACHI, M. *et al.* - Fabrication of single polarisation single-mode fibre couplers, *Electron. Lett.*, vol. 18, pp. 962-964, 1982.
- [18] YOKOHAMA, I. *et al.* - Polarisation-maintaining fibre couplers with low excess loss, *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 929-930, 1986.
- [19] VILARRUEL, C. A., ABEBE, M. and BURNS, W. K. - Polarisation preserving single-mode-fibre couplers, *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 17-18, 1986.
- [20] ABEBE, M., VILARRUEL, C. A. and BURNS, W. K. - Reproducible fabrication method for polarization preserving single-mode fiber coupler, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, pp.1191-1198, 1988.
- [21] DYOTT, R. B. and BELLO, J. - Polarisation holding directional coupler made from elliptically cored fibre having a D section, *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 601, 1983.
- [22] DYOTT, R. B. and SCHRANK, P. F. - Self-locating elliptically cored fibre with an accessible guiding region, *Electron. Lett.*, vol. 18, pp. 980-981, 1982.
- [23] PLEIBEL, W., STOLEN, R. H. and RASHLEIGH, S. C. - Polarization preserving coupler with self aligning birefringent fibres, *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 825-826, 1983.
- [24] PENG, G. D. and CHU, P. L. - Design and fabrication of birefringent splitable composite (BISPEC) fibre for polarisation-maintaining devices, *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 666-667, 1994.
- [25] YE, A. L., PENG, G. D. and CHU, P. L. - New fabrication technique for high performance polarisation maintaining optical fibre couplers, *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 1971-1972, 1994.
- [26] PENG, G. D., YE, A. L. and CHU, P. L. - Birefringent splitable composite (BISPEC) fiber and polarization-maintaining couplers, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, 2013-2019, 1995.
- [27] YOUNGQUIST, R. C. - *Loss and periodic coupling effects in dielectric directional couplers*, PhD Thesis, Stanford University, 1984.
- [28] VANCLOOSTER, R. and PHARISEAU, P. - The Coupling of Two Parallel Dielectric Fibers I, *Physica* 47, North-Holland Publishing Co., pp. 485-500, 1970.
- [29] VANCLOOSTER, R. and PHARISEAU, P. - The Coupling of Two Parallel Dielectric Fibers II, *Physica* 47, North-Holland Publishing Co., pp. 485-500, 1970.

- [30] SNYDER, A. W. - Coupled Mode Theory for Optical Fibers, *Journal of the Optical Society of America*, vol. 62, nº 11, Nov. 1972.
- [31] MCINTYRE, P. D. and SNYDER, A. W. - Power transfer between optical fibers, *Journal of the Optical Society of America*, vol. 63, nº 12, Dec. 1973.
- [32] MCINTYRE, P. D. and SNYDER, A. W. - Power transfer between nonparallel and tapered optical fibers, *Journal of the Optical Society of America*, vol. 64, pp. 285-288, Mar. 1974.
- [33] GLOGE, B - Weakly Guiding Fibers, *Applied Optics* vol 10: 2252-2258, Oct., 1971.
- [34] NODA, J., OKAMOTO, K. and SASAKI, Y. - Polarization-maintaining fibers and their application, *Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-4, 1071-1089, 1986.
- [35] CHEN, C. L. - An analysis of high birefringence fibers, *Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-5, 53-69, 1987.
- [36] DA SILVA, A. C.; BESCH, G. V. L. e OLIVEIRA, J. E. B. - O Giroscópio a Fibra Óptica, In. *II Encontro de Iniciação Científica e Pós-Graduação, Anais*, ITA, Outubro, 1996.
- [37] ANDREEV, A. T., PANAJOTOV, K. P. and ZAFIROVA, B. S. - Polished fiber-optic coupler with intermediate planar waveguiding layer - Part I, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, 882-887, July, 1992.
- [38] MATEUS, C. F. R., *et al.* - Análise de acopladores direcionais a fibra óptica, In. *II Encontro de Iniciação Científica e Pós-Graduação, Anais*, ITA, Outubro, 1996.
- [39] VASCONCELOS NETTO, L. C. *et al.* - Processo para fabricação de meio-acopladores em fibras ópticas de 80  $\mu\text{m}$  de diâmetro, *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, vol. 12, 18-21, Março, 1997.

**Carlos F. R. Mateus** é Capitão Aviador da Força Aérea Brasileira. Graduiu-se Oficial Aviador pela Academia da Força Aérea, em 1987, Engenheiro Eletrônico pelo Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA, em 1996, e Mestre em Ciência também pelo ITA, em 1997. Atualmente é pesquisador no Instituto de Estudos Avançados do Centro Técnico Aeroespacial e

suas áreas de interesse concentram-se em óptica guiada, dispositivos passivos a fibra óptica, sensores a fibra óptica e fibras ópticas birrefringentes e dispositivos optoeletrônicos.

e-mail: [mateus@ieav.cta.br](mailto:mateus@ieav.cta.br)

**André C. da Silva** recebeu o título de Doctor of Philosophy, Electrical Engineering, pelo Departamento de Engenharia Elétrica e Computação da *University of Colorado at Boulder*, em 1994. Mestre em Engenharia Eletrônica e Engenheiro de Eletrônica pelo Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA) em 1988 e 1984 respectivamente. Integrante do Quadro de Oficiais Engenheiros da Aeronáutica, exerce a função de Pesquisador no Instituto de Estudos Avançados (IEAv) do Centro Técnico Aeroespacial desde 1984. É chefe da Subdivisão de Sensores a Fibra Óptica do IEAv. Suas áreas de interesse incluem: materiais, dispositivos e sistemas optoeletrônicos, óptica, fibras ópticas, sensores a fibra óptica, e processamento de sinais.

**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 e eletroóptica 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.

Endereço para contato: ITA – Instituto Tecnológico de Aeronáutica – IEE – Divisão de Engenharia Eletrônica – IEEM – Departamento de Microondas e Optoeletrônica

Tel (012)347.5879 – Fax (012)347.5878

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

# Multichannel Bandpass Optical Filter Integrated in Tandem For High-Speed Wavelength Division Multiplexed Systems

A. O. Calligaris Jr. and M. T. Camargo Silva

Optoelectronics and System Research Laboratory - Department of Electrical Engineering  
Engineering School Of São Carlos  
University Of São Paulo  
São Carlos SP

**Abstract:** It is reported a multichannel bandpass optical filter based on multiple-phase-shifted Bragg resonator integrated in tandem. The filter with channel separation of  $30\text{\AA}$  presents a passband of  $\sim 70\text{GHz}$ , ripple smaller than  $1\text{dB}$ , and return loss greater than  $25\text{dB}$ .

## I. INTRODUCTION

The need of broad-band communication systems has been increasing and one essential device is the optical filter which in wavelength division multiplexed (WDM) optical communication networks can be utilized as bandpass filters, amplified spontaneous emission (ASE) rejection filters in optical amplifiers, and for optical channel selection. In addition, high-speed WDM systems also demand high rejection sideband and wide and flat bandpass filters with ripple smaller than  $1\text{dB}$  to avoid power-penalty transmission. Consequently, device design to obtain filters with those features are of great concern. Semiconductor optical filters are particularly suitable for monolithic integration with other photonics devices amplifiers, photodetectors, and switches. Among the several schemes proposed, the DBR-based [1-3] and Fabry-Perot [4] filters are attractive because of their compactness and low insertion loss. The perceived shortcoming with these devices is the triangular bandpass feature which restrict the network speed to few Gb/s at most for free power-penalty transmission. Recently, it has been shown [5] that the phase-shifted Bragg grating filter transmission spectrum can be tailored by suitable placement of phase-shift sections for specific applications. It is reported a compact semiconductor multichannel optical transmission filter integrated in tandem based on multiple-phase-shifted Bragg resonator. For  $30\text{\AA}$  of channel spacing the filter exhibits a bandpass  $\sim 70\text{GHz}$  wide, ripple smaller than  $1\text{dB}$ , and return loss greater than  $25\text{dB}$ . The proposed filter displays superior features as required by high-speed WDM systems.

## II. FILTER DESIGN

The basic block of the semiconductor transmission filter integrated in tandem is shown schematically in Figure 1. The device is composed of a double heterostructure single-mode optical waveguide based

on undoped InGaAsP/InP materials grown on a  $\text{N}^+\text{InP}$  substrate. The U:InGaAsP waveguide core is  $0,774\mu\text{m}$  thick and it is surrounded by U:InP with thickness  $1,5\mu\text{m}$ . A grating with period  $\Lambda$  and depth  $g=740\text{\AA}$  is etched in the upper surface of the waveguide core. Three phase-shift regions of phase magnitude  $\phi$ , length  $L_s$ , and depth  $0,274\mu\text{m}$  are also etched in proper locations. The grating sections have lengths  $L_g$  and  $L_b$ . In this specific structure  $L_g=2L_b$  and  $\phi=\pi/2$ . The multichannel filter is composed of  $N$  basic blocks in tandem. In the example presented here only three channels were utilized to demonstrate the feasibility of the approach.

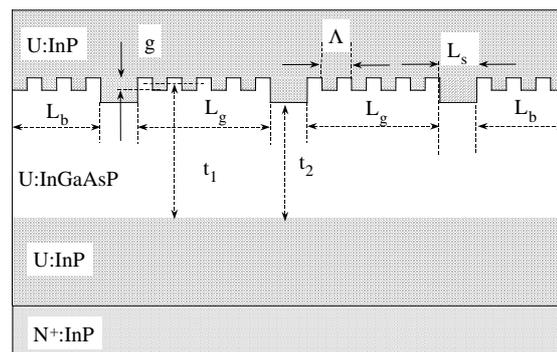
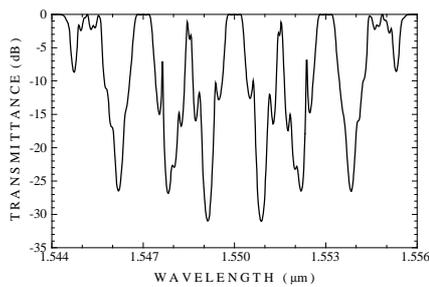


Figure 1. Fundamental block of the transmission filter.

## III. THREECHANNEL FILTER PERFORMANCE

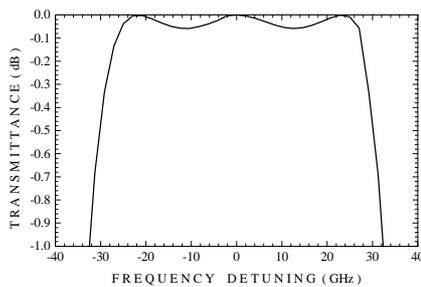
The transmission spectrum of the multiple-phase-shifted three channel filter was calculated through the scattering-matrix method based on the coupled-mode theory [5] with suitable modifications to include the semiconductor absorption losses [6]. In the simulations the refractive indices [7] of  $\text{In}_{0,87}\text{Ga}_{0,13}\text{As}_{0,28}\text{P}_{0,72}$  and InP were taken to be 3,2544 and 3,1495, respectively. It was assumed center wavelengths of  $1,547$ ,  $1,55$ , and  $1,553\mu\text{m}$ , i.e. a channel separation of  $30\text{\AA}$  with grating periods of  $2413,4$ ,  $2418,5$ , and  $2423,5\text{\AA}$ . From a grating coupling coefficient  $K=62,719\text{ cm}^{-1}$  and  $KL_g=1,45$  grating lengths  $L_g=231,19\mu\text{m}$  and  $L_b=115,595\mu\text{m}$  were obtained. The length of the phase-shift sections is  $25,09\mu\text{m}$ . Each filter is  $769,08\mu\text{m}$  long yielding a total device length of  $2,307\mu\text{m}$ . The transmission spectrum of the three channel filter is shown in Figures 2 and 3.



**Figure 2.** Transmission spectrum of the filter.

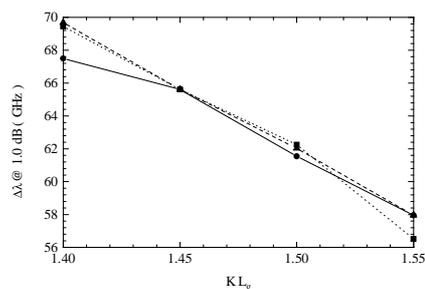
As can be observed in Figure 2, the device transmission spectrum shows a flat and wide bandpass with steep edges for all channels. Return loss higher than 25dB close to the channels was achieved. However signals midway of the center wavelengths present low return loss. This feature is related to the stopband width of the resonators which due to the large separation between them do not cancel out.

It is shown in Figure 3 that the transmission spectrum has a flat, <0,1dB deviation, region ~50GHz wide and for 1dB of variation the bandpass is ~70GHz.

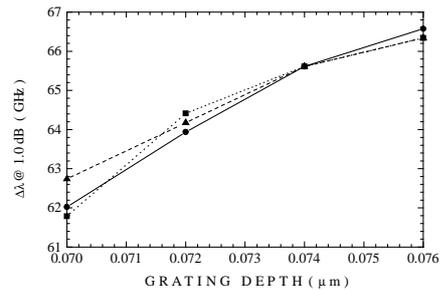


**Figure 3.** Close view of transmission spectrum.

The width of the passband at 1,0dB for all three channels were studied as a function of the product  $KL_g$  and grating depth. The results are shown in Figures 4 and 5. In fact the width of the passband is reduced for increasing  $KL_g$ . The passband width is nearly constant for  $KL_g$  ranging 1,45–1,52 and the deviation increases out of this range, as can be inferred in Figure 4. As shown in Figure 5, the width of the passband increases for deep gratings and it is also nearly constant for grating depth extending from 0,074 to 0,076 $\mu$ m.



**Figure 4.** Width of the passband at 1.0dB as a function of  $KL_g$ . The grating depth was kept constant at 740Å. Square: 1,547, Circle: 1,55, and Triangle: 1,553  $\mu$ m.



**Figure 5.** Width of the passband at 1,0dB as a function of the grating depth. The product  $KL_g$  was kept constant at 1,45. Square: 1,547, Circle: 1,55, and Triangle: 1,553  $\mu$ m.

#### IV. CONCLUSIONS

We report a compact low-loss multichannel bandpass optical filter based on multiple-phase-shifted Bragg resonator integrated in tandem. The device is based on multiple-phase-shifted Bragg grating in which the number and placement of phase-shift sections are utilized to tailor the width and the ripple of the bandpass. Multichannel filters can be produced with N of such basic structures. The filter with channel separation of 30Å presents a passband of ~70GHz, ripple smaller than 1dB, and return loss greater than 25dB. The filter exhibits excellent features which are required by high-speed WDM systems.

#### V. REFERENCES

- [1] I.A.M. Habbab et al., IEEE Photon. Technol. Lett., 2, 337,1990.
- [2] T. Numai, Internat. J. of Optoelectron., 6, 239, 1991.
- [3] W.P. Huang and J. Hong, IEEE Photon. Technol. Lett., 4, 884, 1992.
- [4] A. Dentai et al., IEEE Photon. Technol. Lett., 6, 629, 1994.
- [5] G.P. Agrawal and S. Radic, IEEE Photon. Technol. Lett., 6, 995, 1994.
- [6] F. Fiedler and A. Schlachetzki, Solid-State Electron., 30, 73, 1987.
- [7] C.H. Henry et al., IEEE J. Quantum Electron., 21, 1887, 1985.

#### ACKNOWLEDGMENT

The authors wish to thank the financial support of the Ministry of Science and Technology - RHAE Program Grants # 610.346/95-4 and 360.556/96-5.

**Alberto Otávio Calligaris Júnior** Graduado pelo Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL em 1992 e pós graduação (mestrado) pela Escola de Engenharia de São Carlos, EESC-USP em 1996.  
e-mail: [albertjc@hotmail.com](mailto:albertjc@hotmail.com)

**Prof. Milson Tadeu Camargo Silva** Doutorado pelo Instituto de Física de São Carlos, IFQSC/USP em 1992 e Ph.D. pela Drexel University em 1994.

# Wide And Flat Bandpass Tunable Optical Filter For High-Speed Wavelength-Multiplexed Communication Systems

A. O. Calligaris Jr. and M. T. Camargo Silva

Optoelectronics and System Research Laboratory - Department of Electrical Engineering  
Engineering School Of São Carlos  
University Of São Paulo  
São Carlos SP

**Abstract** It is reported a tunable bandpass optical filter fabricated with multiple-phase-shifted Bragg resonator based on InGaAs/InP coupled asymmetric quantum wells. The device is very suitable for application in high-speed WDM systems and it is easy to be fabricated.

## I. INTRODUÇÃO

Semiconductor based tunable optical transmission filters presenting high rejection sideband and wide and flat bandpass with ripple smaller than 1dB to avoid power-penalty transmission are critical devices in future high-speed wavelength division multiplexed (WDM) communication systems as bandpass filters and amplified spontaneous emission (ASE) rejection filters. In addition, the filters should be monolithically integrated with other photonics devices such as semiconductor optical amplifiers (SOA) and photodetectors. Consequently filter design to achieve devices with those features are of great concern. Many different devices have been proposed to meet those requirements. Some of these filters are based on distributed Bragg reflector structures [1-4], and some are the Fabry-Perot filter type [5,6].

These devices present a rounded bandpass feature which are not suitable for penalty-free high-speed communication systems. Furthermore, the filters utilize carrier injection as tuning mechanism which increases the insertion loss, produces low speed devices, and generates noise due to the carrier recombination. Recently, it has been shown [7] that the transmission spectrum of phase-shifted Bragg grating filters can be tailored through appropriate placement of several phase-shift regions. It is presented a tunable optical filter fabricated with multiple-phase-shifted Bragg resonator based on InGaAs/InP coupled asymmetric quantum wells. The device exhibits a wide and flat bandpass, high return loss and speed, large tunability at low drive voltage, low insertion loss, and small length.

## II. FILTER STRUCTURE

In Figure 1 is shown the longitudinal cross-section of the filter.

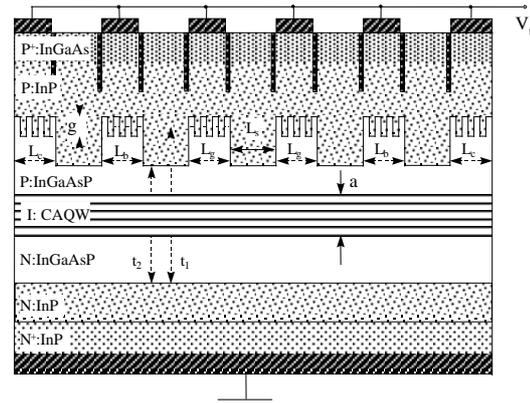


Figure 1. Longitudinal cross-section of the filter.

The device, fabricated on a  $N^+$ : InP substrate, is comprised of a monomode optical waveguide which core is composed of 36 periods of I: InGaAs/InP coupled asymmetric quantum wells [8] yielding a intrinsic region  $a = 0,802 \mu\text{m}$  thick and  $N(6 \times 10^{17}/\text{cm}^3)$  and  $P(10^{17}/\text{cm}^3)$ : InGaAsP layers cladded by  $N(10^{17}/\text{cm}^3)$  and  $P(10^{17}/\text{cm}^3)$ : InP. A  $P^+$ : InGaAs layer topped the device. Each quantum well period consists of two asymmetric InGaAs well, 40 and 30 Å thick, coupled through a InP barrier of thickness 50 Å. The periods are uncoupled by a InP barrier 100 Å thick. In the upper layer of the core gratings with lengths  $L_g$ ,  $L_b$ , and  $L_c$  and depth  $g$  and  $\lambda/4$  phase-shifted regions of length  $L_s$  and depth  $(t_1+g/2-t_2)$  are etched. In the present design to achieve a flat and wide bandpass feature the grating and phase-shifted sections are  $L_g=188,56 \mu\text{m}$ ,  $L_b=171,42 \mu\text{m}$ ,  $L_c=94,28 \mu\text{m}$ ,  $L_s=82,24 \mu\text{m}$ , and  $g=0,15 \mu\text{m}$ , yielding a device length of  $1320 \mu\text{m}$ .

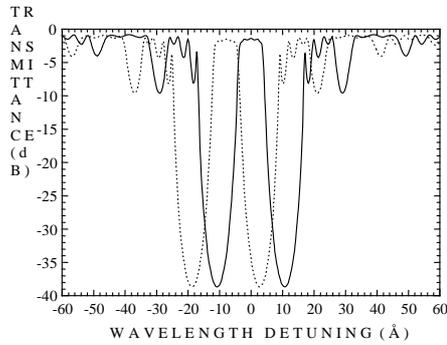
Electrical tuning at high-speed is obtained through ohmic contacts on the grating sections which are isolated from each other by ion implantation. A multichannel filter can be fabricated by integrating in-line several of the basic block shown in Fig. 1.

## III. FILTER PERFORMANCE

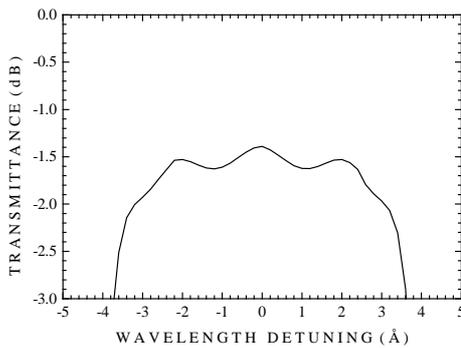
In order to calculate the transmission features of the filter the transfer-matrix approach based on the coupled-mode theory [7] with proper modifications to include materials absorption was used. The refractive index of the core is 3,2540 and that of cladding layers is 3,1495. It was assumed a operating wavelength of  $1,55 \mu\text{m}$ . The transmission spectra of the filter with and

without applied voltage are shown in Figures 2 and 3 for  $KL_g=1,6$ , where K is grating coupling coefficient,  $K=84,85\text{cm}^{-1}$ .

The device transmission spectrum without applied voltage of the filter shows a wide, 86,7GHz at 1dB, and flat, ripple <1dB, bandpass. The return loss near the bandpass is ~38dB. With the applied voltage, 2,8V, the transmission spectrum is shifted to smaller wavelength but the bandpass features are not altered.

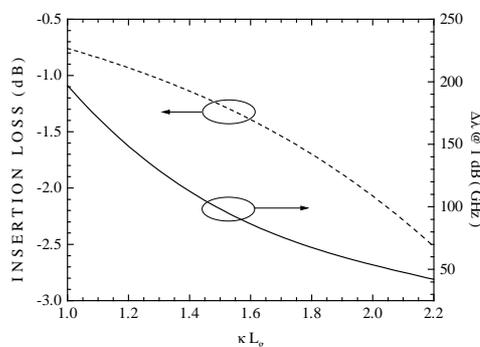


**Figure 2.** Transmission spectra of the filter without applied voltage (solid line) and with applied voltage (dotted line).



**Figure 3.** Close view of transmission spectra.

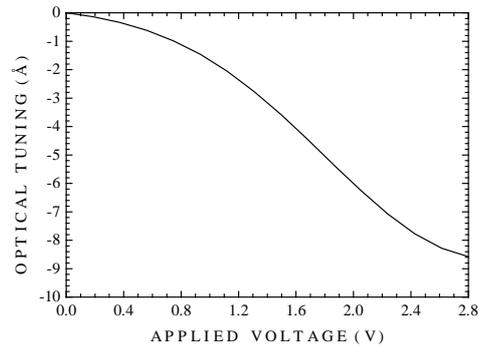
The device insertion loss and bandwidth at 1,0dB as a function of  $KL_g$  is shown in Figure 4. Both parameters shows a remarkable dependence on  $KL_g$ , which produces an increase on the insertion loss and a decreasing on the filter bandwidth.



**Figure 4.** Insertion loss and bandwidth as a function of  $KL_g$ .

Optical tuning of the device is obtained via the electrorefraction effect in the quantum well layer of the core. The optical tuning as a function of applied

voltage of the filter is shown in Figure 5. It can be seen in the figure that the optical tuning is ~8,6Å at 2,8V.



**Figure 5.** Optical tuning of device as a function of applied voltage.

#### IV. CONCLUSIONS

It was reported a tunable optical transmission bandpass filter. The device is based on multiple-phase-shifted Bragg gratings in which the number and placement of the phase-shift sections are utilized to tailor the width and the ripple of the bandpass. The device presents wide, 87,5GHz, bandpass with ripple <1dB, return loss of ~38dB, optical tuning of 8,6Å, insertion loss of 1,4dB, tuning speed of 10GHz, and a length of 1320μm.

#### REFERENCES

- [1] I.M.I.Habbad et al., IEEE Photon. Technol. Lett., 2, 337, 1990.
- [2] L.G. Kazovsky et al., J. Lightwave Technol., 8, 1441, 1990.
- [3] T. Numai, J. Appl. Phys., 30, 2519, 1991.
- [4] W.P.Huang and J. Hong, IEEE Photon. Technol. Lett., 4, 884, 1992.
- [5] A. Dentai et al., IEEE Photon. Technol. Lett., 6, 629, 1994.
- [5] M. Okai et al., Electron. Lett., 32, 108, 1996.
- [6] G. Agrawal and S. Radic., IEEE Photon. Technol. Lett., 6, 995, 1994.
- [7] C. Thirstrup, IEEE J. Quantum Electron., 31, 988, 1995.

**Alberto Otávio Calligaris Júnior** Graduado pelo Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL em 1992 e pós graduação (mestrado) pela Escola de Engenharia de São Carlos, EESC-USP em 1996.  
e-mail: [albertjc@hotmail.com](mailto:albertjc@hotmail.com)

**Prof. Milson Tadeu Camargo Silva** Doutorado pelo Instituto de Física de São Carlos, IFQSC/USP em 1992 e Ph.D. pela Drexel University em 1994.

# Circuitos Amplificadores de Transimpedância Integrados a Fotodiodos

A. R. Z. Nascimento<sup>1</sup>, J. C. J. de Almeida<sup>2</sup>, E. C. Ferreira<sup>1</sup>, O. V. A Filho<sup>1</sup>, A. L. P. Mattei<sup>2</sup>

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

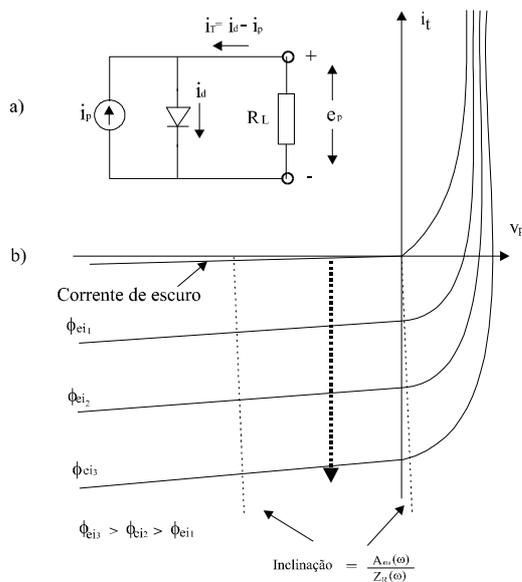
A demodulação de sinais de sensores interferométricos é precedida por uma etapa de detecção e condicionamento da fotocorrente de saída do sensor. A mesma é da maior relevância dada as relações sinal-ruído e faixa dinâmicas envolvidas. O presente trabalho não apenas contribui com a proposta de duas topologias 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  $\phi_e$  definido por

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

onde  $r_\phi$  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  $\phi_e$ , há uma variação logarítmica de  $e_p$ , ou seja, a tensão de saída do fotodiodo será

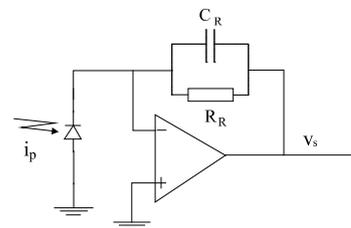
$$e_p = V_T \ln \left( \frac{r_\phi \phi_e}{I_D} \right) \tag{3}$$

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  $r_\phi$  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  $\phi_e$  e tal fato sugere a medida da corrente  $i_p$  com  $e_p \approx 0$ , mantendo  $r_\phi$  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  $\omega$  tem-se um decréscimo de  $A_{ma}(\omega)$  e portanto uma degradação da condição  $Z_R(\omega) \approx 0$ .



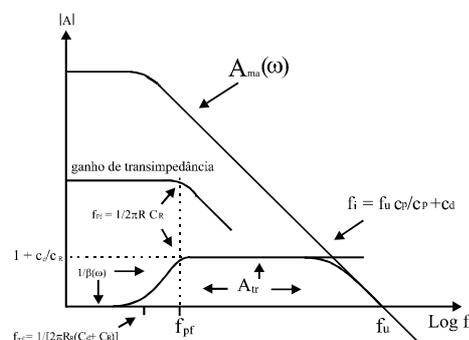
**Figura 2:** Amplificador de transimpedância para a monitoração da fotocorrente.

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

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

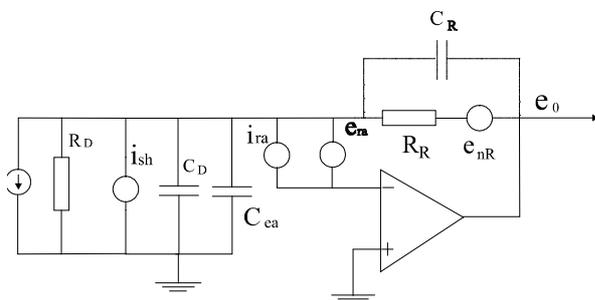
onde  $C_D$  é a capacitância do fotodiodo, e a segunda tem uma amplitude expressa por

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

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

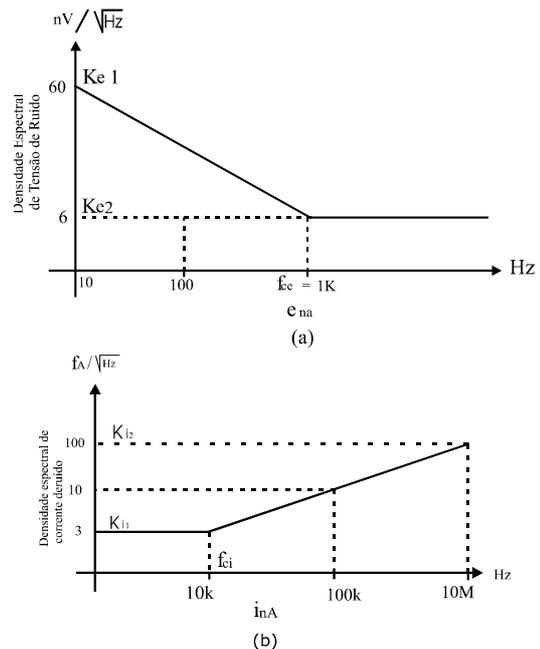
$$I_{sh} = \sqrt{2q(\bar{I}_p + I_d)B} \quad (10)$$

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<sub>dc</sub>), 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.

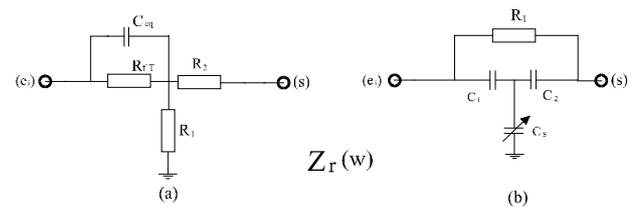


Figura 6: Circuito de Transimpedância com realimentação  $Z_R(\omega)$ : “T” capacitiva (a) e resistiva (b).

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

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

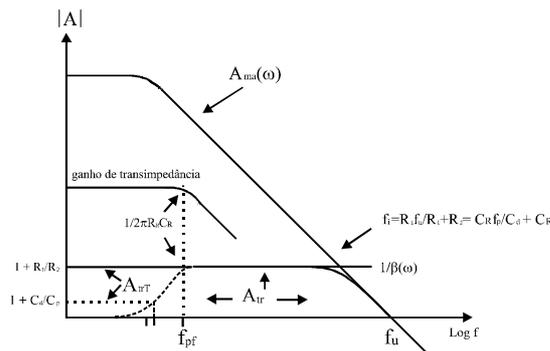
Portanto, a tensão de saída  $e_s$  será

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

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.

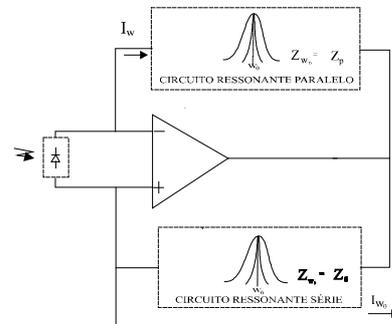


**Figura 7:** Ganhos do amplificador de transimpedância com realimentação “T” resistiva.

### 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  $Q_p$  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

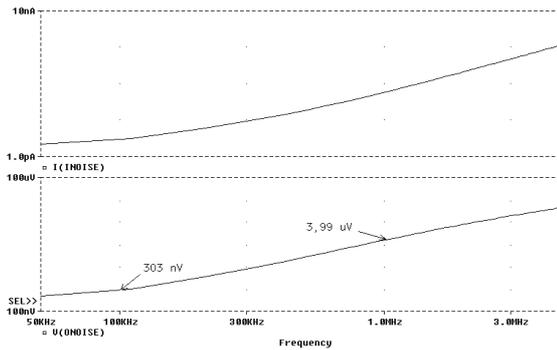
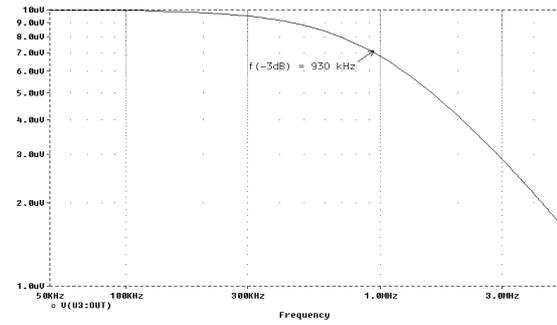
$$Q_{ef} = Q_p = 2\pi f_s R_p C_p \quad (24)$$

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**

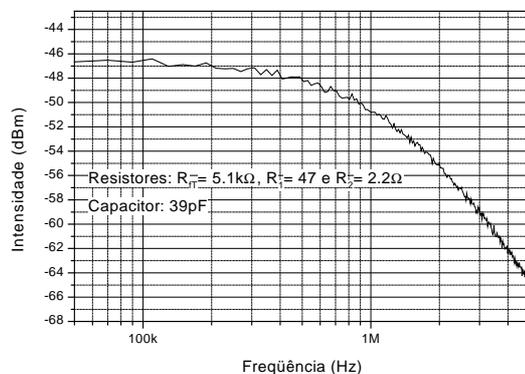
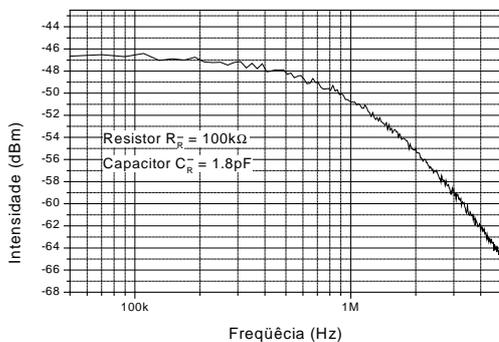
A caracterização em frequência dos circuitos foi realizada utilizando-se um interferômetro óptico polarimétrico [5]. O interferômetro intensifica o ruído de partição de modos de um diodo laser multimodo e gera um sinal com intensidade constante e frequência de corte de 100MHz. Assim, a medida da resposta 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:

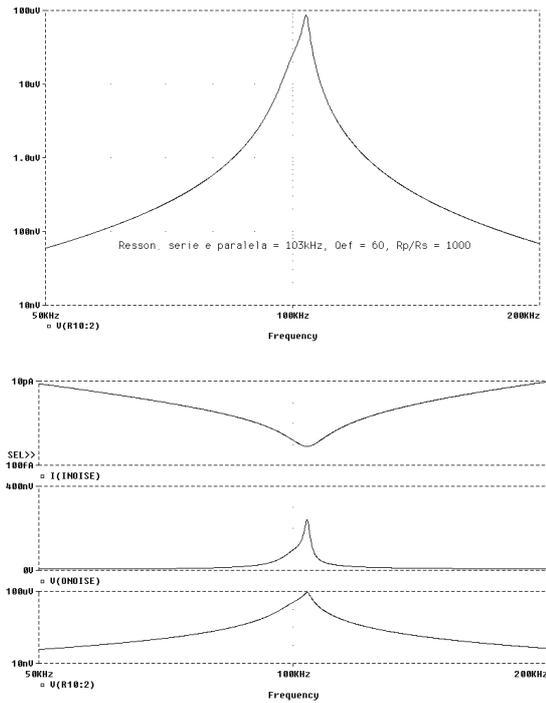
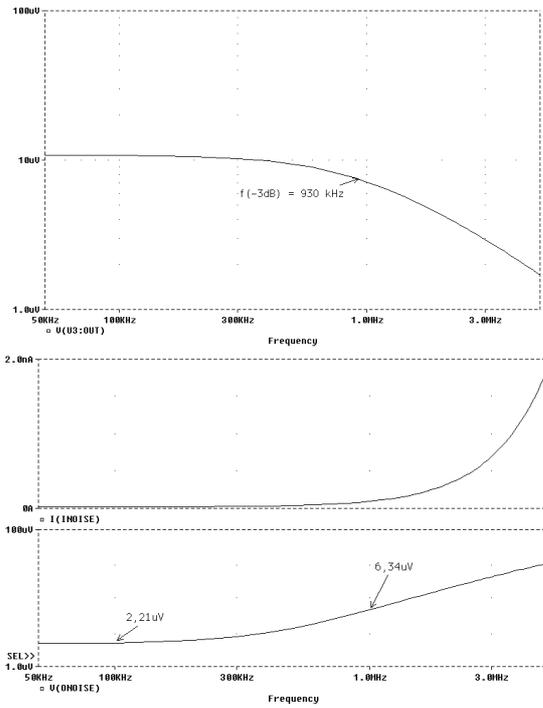
- fotodiodo BPX-65 da Centronic, inc. cujas características principais são:  $NEP \cong 10^{-13} W\sqrt{Hz}$ , ( $V_r=0V$ , 900nm),  $C_d=15pF$ ;  $3,5pF(V_r=0V; 20V$ , 900nm),  $I_d=1nA$  ( $V_r=20V$ ),  $R_{sh}=100M\Omega$  e  $r_\phi=0,5A/W$ .
- amplificador operacional, OPA655, da Burr-Brown, cuja 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  $3,5nArms$ ; detectável na sua entrada para uma relação  $S/N = 0dB$ .

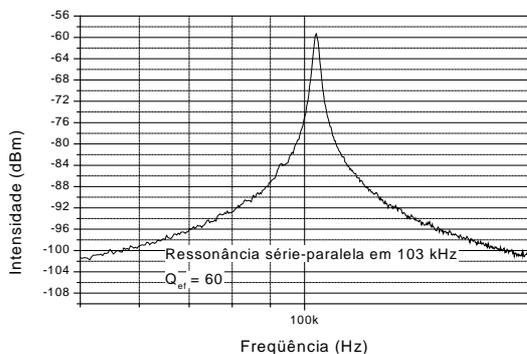
- configuração de transimpedância com realimentação “T” resistiva com  $R_{eq}=100k\Omega$  e  $C_{eq}=39pF$ , para a qual são apresentadas as curvas da tensão total de saída, experimental e simulada, bem como as das densidades espectrais de ruído de tensão e corrente, respectivamente na saída e na entrada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





No caso para as frequências de 100kHz e 1MHz tem-se os seguintes valores de tensões de ruído: 2,21 $\mu$ V e 6,39 $\mu$ 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 $\mu$ 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](mailto: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](mailto: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](mailto: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](mailto: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](mailto:mattei@ieav.cta.br)

Nome do arquivo: RevistaTelecomunicacoes.doc  
Diretório: E:\Temp  
Modelo: C:\Program Files\Microsoft Office\Modelos\Normal.dot  
Título: A corrente total no fotodiodo é dada por  
Assunto:  
Autor: IEAv  
Palavras-chave:  
Comentários:  
Data de criação: 11/09/99 1:14  
Número de alterações: 4  
Última gravação: 11/19/99 12:06  
Gravado por: Ailton Soares da Rocha  
Tempo total de edição: 15 Minutos  
Última impressão: 11/19/99 1:40  
Como a última impressão  
Número de páginas: 39  
Número de palavras: 20,832 (aprox.)  
Número de caracteres:118,746 (aprox.)