

UNIVERSIDADE FEDERAL DO ABC

FELIPE SANTIAGO DE CARVALHO

ESTUDO DO ESPECTRO ANALÍTICO DE UM AMPLIFICADOR ÓPTICO
PARAMÉTRICO DE DOIS BOMBEIOS A GUIA DE ONDA RETANGULAR DE
VIDRO TELURITO

SANTO ANDRÉ

2016

FELIPE SANTIAGO DE CARVALHO

ESTUDO DO ESPECTRO ANALÍTICO DE UM AMPLIFICADOR ÓPTICO
PARAMÉTRICO DE DOIS BOMBEIOS A GUIA DE ONDA RETANGULAR DE
VIDRO TELURITO

Trabalho de Conclusão de Curso
apresentado à disciplina Trabalho de
Graduação do curso de Engenharia de
Informação da Universidade Federal do
ABC.

Orientador: Prof. Dr. Jorge Diego Marconi

SANTO ANDRÉ

2016

Resumo

A capacidade atual dos sistemas de comunicações ópticas está próxima de ser ultrapassada com a demanda crescente por serviços de streaming de vídeo, jogos, TV em alta definição, Internet das coisas etc., prevista para a próxima década. Se a tendência de crescimento se verificar, não haverá maneira de englobar todos os serviços com as tecnologias atuais. Assim, é necessário um aumento significativo na capacidade, que pode ser entendida como a relação de taxa de transmissão multiplicada pela distância efetiva, dos sistemas instalados, através de tecnologias de ruptura, que permitam satisfazer a demanda prevista.

A proposta deste trabalho é estudar a tecnologia de amplificação óptica paramétrica. Para isso foi desenhado um amplificador paramétrico de dois bombeios (2P-OPA) que utiliza como meio não linear, um guia de onda de dimensões nanométricas.

O guia de onda, utilizado para confeccionar o amplificador óptico, tem geometria retangular, núcleo de vidro telurito e casca de SiO₂, e foi disposto em um espiral de Arquimedes com a finalidade de minimizar a área do dispositivo. São apresentadas todas as etapas do desenho do guia, considerando as perdas por absorção, por curvatura e por acoplamento, e também as características dispersivas, fundamentais para a performance do 2P-OPA. A distância entre os guias adjacentes da espiral é de $\sim 3.7 \mu\text{m}$, o comprimento de onda de dispersão nula é $\sim 1550 \text{ nm}$, as perdas estimadas 0.5 dB/m , e coeficiente não linear $\gamma \sim 3000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$. A área final do dispositivo resulta $\sim 2.5 \text{ mm}^2$, e o comprimento 25 cm .

O espectro do ganho paramétrico tem um ganho médio de $\sim 16 \text{ dB}$, *ripple* de 1.6 dB e largura de banda $\sim 240 \text{ nm}$, utilizando potência de bombeios até 1.8 W . Outras configurações são sugeridas, aumentando potência, coeficiente não linear e separação entre os bombeios, e diminuindo o comprimento do amplificador, obtendo um ganho médio de $\sim 16 \text{ dB}$ com *ripple* $\sim 2.5 \text{ dB}$ e largura de banda $\sim 400 \text{ nm}$.

Abstract

The present communication systems capacity is near to be overcome with the growing demand, including video streaming, games, high definition TVs, Internet of things, among others, for the next decade. If the growing tendency is verified, there will be no way to support all services with the existing technology. Then, it is necessary a significant increase in the installed systems capacity, which can be seen as the product of transmission rate with distance, through rupture technologies that allows satisfying the expected demand.

The purpose of this work is to study the optical parametric amplification technology. The design of a two pump parametric amplifier (2P-OPAS) based on a nanowaveguide as nonlinear medium is presented.

The waveguide, used to build an optical amplifier, has a rectangular geometry, a tellurite glass core and SiO₂ cladding, arranged as an Archimedean spiral in order to obtain a minimum footprint. All the steps of the design are presented, considering the losses due to absorption, curvature and coupling, and also the dispersive characteristics of the waveguide, that are fundamental for the 2P-OPAs performance. The distance between adjacent rounds of the spiral is 3.7 μm , the zero dispersion wavelength is ~ 1550 nm, the estimated losses 0.5 dB/m, and the nonlinear coefficient $\gamma \sim 3000$ W⁻¹ km⁻¹. The final area of the device results to be ~ 2.5 mm², and the waveguide length 25 cm.

Simulations suggests a ~ 16 dB average gain, with ~ 1.6 dB ripple and 240 nm bandwidth. Other configurations presents higher pump powers, nonlinear coefficient and distance between the pumps, or lower waveguide length, obtaining ~ 400 nm bandwidth, a ~ 16 dB average gain and a ~ 2.5 dB ripple.

Sumário

RESUMO	2
<i>ABSTRACT</i>	3
1 INTRODUÇÃO.....	5
1.1 PERSPECTIVA HISTÓRICA.....	5
1.2 AMPLIFICADORES PARAMÁTRICOS (OPAS).....	9
2 DESENVOLVIMENTO E RESULTADOS	20
2.1 DESENHO DO GUIA DE ONDA	20
2.2 DESENHO DO 2P-OPA	32
3 CONCLUSÕES.....	39
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	41

1 INTRODUÇÃO

1.1 PERSPECTIVA HISTÓRICA

A tecnologia da informação tomou no cenário mundial um lugar de destaque. Os aparelhos eletrônicos, que gradualmente se enraízam no cotidiano da sociedade como ferramentas de trabalho, estudo e lazer, e que são cada vez mais potentes em termos de hardware, estão conectados à Internet em grande parte do tempo. Isso gera um aumento de demanda por largura de banda que deve ser absorvido pela própria rede sem afetar a disponibilidade do serviço.

Desde os telégrafos, muito se evoluiu na questão das comunicações. Com o uso do código Morse, taxas de transmissão de aproximadamente 10 bps (bits por segundo) com estações de retransmissão a cada ~1000 km foram possíveis [1].

O advento do telefone proporcionou grande evolução na infraestrutura existente para comunicações. A rede, composta por cabos elétricos de cobre, popularizou o modelo de linhas de transmissão de dois fios. Posteriormente isso evoluiu para os cabos coaxiais, aumentando consideravelmente a capacidade desses sistemas. Porém, a largura de banda se mostrou fator limitante para sistemas baseados nesses cabos coaxiais, que apresentaram perdas dependentes das frequências utilizadas, e alcançaram valores elevados para frequências acima de 10 MHz. A procura por uma solução a essas limitações colocou os sistemas de micro-ondas em evidência, possibilitando sistemas de comunicação nas frequências entre 1 e 10 GHz, com uso de sinais modulados. As comunicações na faixa de micro-ondas podem trabalhar com taxas superiores a 100 Mbps [1].

Posteriormente, a tecnologia que permitiu melhorar significativamente os sistemas de comunicações, em termos de taxas de transmissão e distância, foi a de fibras ópticas. No entanto, as primeiras fibras tinham perdas muito elevadas, que chegavam a 1000 dB/km. Posteriormente foi possível produzir fibras com perdas abaixo de 20 dB/km, operando na região de 1 μm [1].

Com o desenvolvimento das primeiras fibras ópticas surgiu a primeira geração dos sistemas de comunicações ópticas, que trabalhavam com transmissores ópticos na faixa de comprimentos de onda próximos a 0.8 μm , com lasers semicondutores de

GaAs. Os sistemas operavam com fibras multimodo, taxa de 45 Mbps e repetidores a cada 10 km [1,2].

Na segunda geração, com o avanço das pesquisas, foram obtidos lasers na faixa de 1.3 μm , e fibras com atenuação abaixo de 1 dB/km. Assim, foi possível aumentar os espaços entre repetidores. Em paralelo foram desenvolvidas as fibras monomodo. Os sistemas operavam com taxas de transmissão de até 1 Gbps e repetidores a cada 50 km [1, 2].

Os sistemas de terceira geração foram concebidos para trabalhar em torno do comprimento de onda de mínima atenuação, ou seja, em torno de 1.55 μm (vide Fig. 1.1) [1].

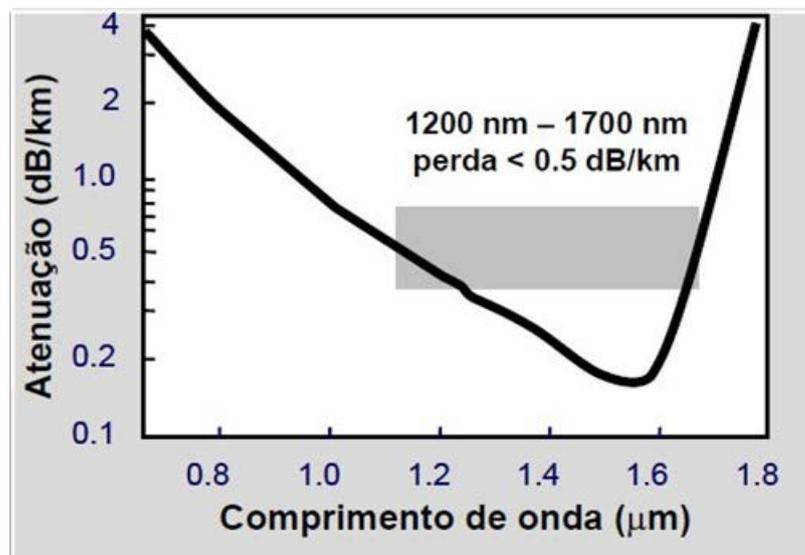


Figura 1.1: Atenuação da fibra em função do comprimento de onda [3].

Essas fibras foram chamadas fibras de dispersão deslocada (*DSF, Dispersion Shifted Fibers*). Os sistemas eram capazes de operar a taxas de até 10 Gbps com distâncias entre repetidores em torno de 70 km [1,2]. Cabe colocar que os repetidores mencionados transformavam o sinal óptico ao domínio elétrico, e logo após a recuperação do sinal, voltava ao domínio óptico. Isso fazia com que os repetidores fossem relativamente caros e complexos.

Nos sistemas de quarta geração, novas técnicas de modulação para transmissão e detecção coerente ganharam espaço [2].

Na quinta geração foram introduzidas duas tecnologias fundamentais: a amplificação óptica e a multiplexação por divisão de comprimentos de onda (*WDM*, *Wavelength Division Multiplexing*), o que permitiu aumentar substancialmente a capacidade dos sistemas de comunicações ópticas, em termos de taxa de transmissão e distância [2].

A Fig. 1.2 apresenta um resumo do processo de desenvolvimento das diferentes gerações de sistemas de comunicações ópticas ao longo dos anos [2]. O produto de taxa de transmissão em Gbps e distância representa uma grandeza coerente para aferição da capacidade dos sistemas ópticos. Considerando que sempre é possível obter altas taxas de transmissão, mas com distâncias curtas, ou taxas de transmissão baixas com distâncias longas, a combinação de taxa de transmissão, em bits por segundo, e distância, em km, resulta uma medida mais representativa da capacidade dos sistemas de comunicações ópticas [2].

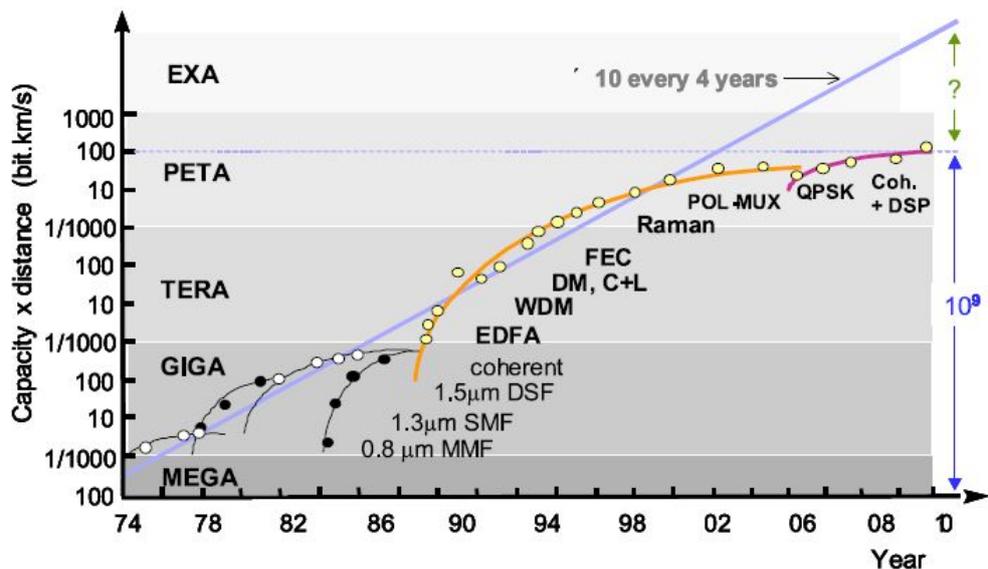


Figura 1.2: Gráfico de evolução da Capacidade-Distância com o tempo [4].

O crescimento exponencial da capacidade do sistema visto na Fig. 1.2 gerou uma espécie de mito, uma “Lei de Moore” para os sistemas ópticos. Originalmente, a Lei de Moore previa que a cada 1.5 ano se dobraria o número de transistores por polegada quadrada em microprocessadores [2]. Do gráfico, pode-se observar que

houve aumento da ordem de 10^9 na Capacidade-Distância no período do ano 1974 ao ano 2010 [4].

No presente, os serviços de *Internet*, englobando *streaming* de vídeo e jogos, TV de alta definição, e ainda, com o possível surgimento, nos próximos anos, de novas demandas, como a *Internet* das coisas, com uma projeção de 50 bilhões de novos equipamentos conectados à rede, haverá um aumento da demanda que provavelmente não poderá ser suportado pelos sistemas atuais [5]. Mesmo considerando uma expectativa conservadora para o aumento do tráfego de dados, de 26% ao ano, nas próximas duas décadas o aumento corresponderia a 100 vezes o tráfego atual, o que claramente os sistemas não suportariam [6].

Diversas tecnologias estão sendo desenvolvidas para ampliar a capacidade dos sistemas de comunicações ópticas. Isso inclui o aumento na eficiência espectral, que proporcionaria um aumento na relação capacidade-distância de 5 dB (~3 vezes) [7], multiplexação por divisão espacial (*SDM, Spatial Division Multiplexing*), que aumentaria em 15 dB (~30 vezes) [8], fibras com coeficientes não lineares baixos, aumentando em 2 dB (~1.6 vezes) [9] e amplificadores ópticos híbridos, que proporcionariam ganho de 3 dB (~2 vezes) [10].

Uma opção que permitiria aumentar em 11 dB (12 vezes) a capacidade dos sistemas seria o desenvolvimento de amplificadores ópticos que tenham uma largura de banda igual à região espectral de alta transparência das fibras ópticas, ou seja, entre 1300 nm e 1700 nm (~400 nm) [11].

Os amplificadores ópticos desenvolvidos durante os anos 1990 estão baseados em fibras ópticas dopadas com érbio, de onde derivou o nome: amplificadores a fibras dopadas com Érbio (*EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier*). Esses amplificadores, totalmente ópticos, permitiram que os sistemas de comunicações ópticas operassem em grandes distâncias, como reportado em [1].

As fibras utilizadas para construir os *EDFAs* possuem íons de érbio em seus núcleos, em níveis de 100 a 1000 ppm (partes por milhão). Os níveis quânticos de energia do érbio permitem excitar os íons com bombeios ópticos a 980 nm ou a 1480 nm, utilizando diodos laser com potências até aproximadamente 200 mW. Os átomos de érbio excitados irradiam, via emissão estimulada, em torno de 1550 nm. Assim, um sinal atenuado entrante no amplificador, na faixa espectral em torno de 1550 nm, é conseqüentemente amplificado [12]. Note-se que esse comprimento de onda

corresponde, por uma simples coincidência, ao comprimento de onda de mínima atenuação das fibras de sílica.

O problema com os *EDFAs* e em geral com os amplificadores baseados em fibras dopadas com terras raras, está no fato de que os íons possuem níveis de energia dados pela natureza, que não podem ser modificados. Isso representa uma limitação fundamental desse tipo de amplificador óptico que, por exemplo, no caso dos *EDFAs* na banda C (~1530-1560 nm), limita a largura de banda de amplificação a ~30-35 nm. Ainda considerando os amplificadores na banda L (~1565-1610 nm), ou os amplificadores híbridos *EDFA-Raman*, as maiores larguras de banda estão em torno de ~100 nm.

Dado o contexto apresentado, da necessidade de uma tecnologia de amplificação óptica de ruptura que tenha potencial para cobrir toda a região espectral de baixa atenuação das fibras ópticas, os amplificadores paramétricos (*OPA, Optical Parametric Amplifier*), apresentados na seção seguinte, aparecem como uma alternativa interessante [11].

1.2 AMPLIFICADORES PARAMÁTRICOS (OPAs)

O princípio de funcionamento dos *OPAs* está fisicamente fundamentado na polarização não-linear do meio óptico, que é regida pela susceptibilidade de terceira ordem ($\chi^{(3)}$). A ideia subjacente é transferir com a maior eficiência possível a energia de um laser (ou dois lasers) de alta potência (chamados de laser ou lasers de bombeio) para o sinal ou sinais ópticos que se deseja amplificar, e para um novo sinal gerado, que é denominado *idler*, formado a partir do processo de mistura de quatro ondas (*FWM, Four Wave Mixing*). Esse processo implica uma combinação na qual, três campos em frequência ω_1 , ω_2 e ω_3 formam um quarto campo na frequência ω_4 tal que, por conservação da energia, deve-se satisfazer $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$. A ilustração da Fig. 1.3 [3] mostra de forma simplificada como o processo ocorre em um meio não-linear. O processo de *FWM* resulta da resposta não linear dos elétrons de valência do meio às altas potências dos lasers de bombeio, como acontece no caso dos vidros. Quando essas ondas se propagam no guia de onda, elas forçam os elétrons de valência a oscilar na frequência decorrente da mistura das ondas. Os elétrons respondem aos campos aplicados não somente nas frequências dos

bombeios, mas gerando também novas frequências, o que é efeito da resposta não linear de terceira ordem [13]. Como observado na Fig. 1.3, na entrada do amplificador, que é um meio material não linear, mas com uma estrutura de guia de onda, tem-se os sinais e os bombeios, e na saída os sinais amplificados.

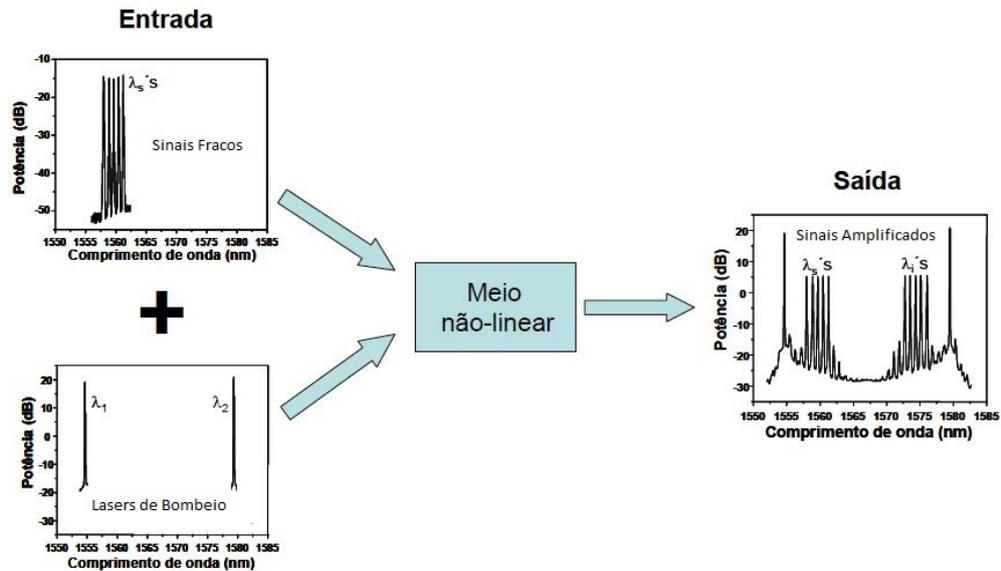


Figura 1.3: Esquema do processo de amplificação paramétrica com uso de dois lasers de bombeio [3].

Os *OPAs* podem se apresentar em duas configurações distintas, uma com apenas um laser de bombeio, denominada *1P-OPA*, e outra com dois lasers de bombeio, *2P-OPA*. No caso *1P-OPA* o laser de bombeio é posicionado em uma frequência angular ω_1 , próxima à frequência angular ω_0 de dispersão nula do guia de onda. Já no caso do *2P-OPA* são posicionados dois lasers de bombeio nas frequências ω_1 e ω_2 de maneira que a média entre essas frequências seja próxima da frequência ω_0 . A mesma argumentação pode ser feita considerando os comprimentos de onda, sendo a relação entre frequência angular e comprimento de onda é dada pela equação a seguir:

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}, \quad (1.1)$$

onde ω é a frequência angular, c é a velocidade da luz no vácuo e λ é o comprimento de onda [3].

Na Fig. 1.4 observa-se uma ilustração do funcionamento das duas configurações de OPAs.

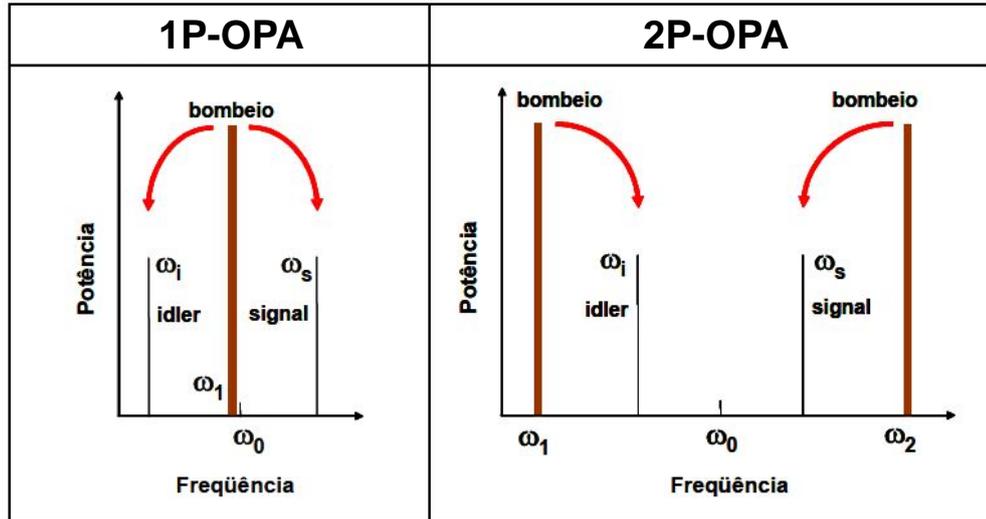


Figura 1.4: Estruturas dos OPAs, 1P-OPA com um laser de bombeio, e 2P-OPA com dois lasers de bombeio [3].

A propagação de campos ópticos em guias de onda, como todo fenômeno eletromagnético, obedece às equações de Maxwell, e as relações constitutivas a seguir [3]:

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{D} = 0, \quad (1.4)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{B} = 0, \quad (1.5)$$

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P}, \quad (1.6)$$

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H}. \quad (1.7)$$

Combinando essas equações chegamos a:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \bar{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial t^2}. \quad (1.8)$$

A polarização \bar{P} , se expandida em série de Taylor, denota que o primeiro termo não linear que se mantém no caso da sílica é o termo de terceira ordem. O termo de segunda ordem é cancelado devido a simetria do material. Assim, a polarização pode ser dividida entre o termo de primeira ordem e o termo de terceira ordem, que são respectivamente as partes linear e não linear da polarização, dadas na seguinte equação [13]:

$$\bar{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \bar{E} + \chi^{(3)} \overline{EEE} + \dots \right) \cong \varepsilon_0 \chi^{(1)} \bar{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \overline{EEE} = \bar{P}_L + \bar{P}_{NL}. \quad (1.9)$$

Substituindo a Eq. (1.9) na (1.8), obtém-se a equação [3]:

$$\left(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \bar{E} = \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}_{NL}}{\partial t^2}, \text{ onde } \left(\frac{n}{c} \right)^2 = \mu_0 \varepsilon_0 \left(1 + \chi^{(1)} \right). \quad (1.10)$$

Por simplicidade, vamos a considerar como guia de onda o caso de fibras ópticas com perfil de índice degrau, obedecendo a condição de confinamento fraco, na qual pode-se desconsiderar a componente longitudinal do campo elétrico. Assim, os campos podem ser descritos como:

$$\bar{E}_L = \hat{x} \psi(x, y) \frac{1}{2} \left[A_L(z) e^{-i(\beta(\omega_L)z - \omega_L t)} + A_L(z) e^{i(\beta(\omega_L)z - \omega_L t)} \right], \quad (1.11)$$

$$\bar{P}_{NL} = \hat{x} \frac{1}{2} \left[P_{NL} e^{i\omega_L t} + P_{NL} e^{-i\omega_L t} \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{3\varepsilon_0 \chi^{(3)}}{4} |E_L|^2 \bar{E}_L + c.c. \right], \quad (1.12)$$

onde *c.c.* representa o complexo conjugado e β é a constante de propagação [3]. A função $\psi(x, y)$ dada na Eq. (1.11), está descrita por:

$$\psi(x, y) = A \begin{cases} J_0(\kappa_T \rho), & \rho \leq a \\ BK_0(\gamma_T \rho), & \rho \geq a \end{cases}, \quad (1.13)$$

onde as funções J_0 e K_0 são as funções de Bessel correspondentes ao modo fundamental, chamado LP_{01} , que é o único modo que se propaga nas fibras monomodo. O valor de a corresponde ao raio do núcleo da fibra, B , κ_T e γ_T estão dados pelas equações a seguir:

$$B = \left[\frac{J_0(\kappa_T a)}{K_0(\gamma_T a)} \right], \kappa_T^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2, \gamma_T^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2, k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (1.14)$$

e A é uma constante de normalização que vai depender da potência óptica que leva o campo.

Na Fig. 1.5 está representada a forma das funções de Bessel em função do raio da fibra [3].

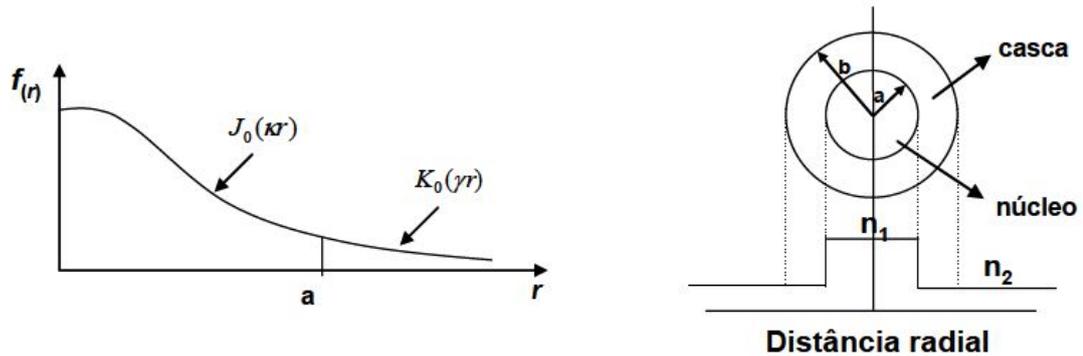


Figura 1.5: Funções de Bessel do modo fundamental em função do raio da fibra à direita [3].

Assim, no caso do $1P$ -FOPA, o campo elétrico total é dado por [3]:

$$\overline{E_L} = \hat{x}\psi(x, y) \frac{1}{2} [A_1(z) e^{-i(\beta(\omega_1)z - \omega_1 t)} + A_s(z) e^{-i(\beta(\omega_s)z - \omega_s t)} + A_i(z) e^{-i(\beta(\omega_i)z - \omega_i t)}] + c.c. \quad (1.15)$$

onde ω_1 é a frequência do laser de bombeio, ω_s é a frequência do sinal e ω_i é a frequência do *idler*.

Utilizando a aproximação do envolvente lentamente variável, dado como:

$$\left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right| \ll \left| \beta \frac{\partial A}{\partial z} \right|, \quad (1.16)$$

obtém-se:

$$\frac{dA_1}{dz} = i\gamma \left[\left(|A_1|^2 + 2(|A_s|^2 + |A_i|^2) \right) A_1 + 2A_s A_i A_1^* \exp(i\Delta\beta) \right], \quad (1.17)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = i\gamma \left[\left(|A_s|^2 + 2(|A_i|^2 + |A_1|^2) \right) A_s + A_i^* A_1^2 \exp(-i\Delta\beta) \right], \quad (1.18)$$

$$\frac{dA_i}{dz} = i\gamma \left[\left(|A_i|^2 + 2(|A_s|^2 + |A_1|^2) \right) A_i + A_i^* A_1^2 \exp(-i\Delta\beta) \right]. \quad (1.19)$$

Nestas equações o símbolo * representa o complexo conjugado [3].

Nas Eqs. (1.17), (1.18) e (1.19), o parâmetro $\Delta\beta$ é dado conforme à expressão:

$$\Delta\beta = \beta(\omega_s) + \beta(\omega_i) - 2\beta(\omega_1), \quad (1.20)$$

e γ é o coeficiente não linear da fibra, dado por:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}}, \quad (1.21)$$

onde n_2 é o índice de refração não linear do meio material, relacionado a susceptibilidade de terceira ordem:

$$n_2 = \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{\varepsilon_0 c n_0^2}, \quad (1.22)$$

e A_{eff} é a área efetiva do guia, cuja definição é dada pela seguinte equação [3]:

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, y)|^4 dx dy}. \quad (1.23)$$

Podemos expandir $\beta(\omega)$ em série de Taylor até a quarta ordem em torno de uma frequência ω_t qualquer, obtendo-se [3]:

$$\begin{aligned} \beta(\omega) = & \beta(\omega_t) + \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t)^2 + \\ & \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^3 \beta}{\partial \omega^3} \right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t)^3 + \frac{1}{24} \left(\frac{\partial^4 \beta}{\partial \omega^4} \right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t)^4 \end{aligned} \quad (1.24)$$

Para o caso *1P-OPA*, considerando $\omega_t = \omega_1$, então:

$$\Delta\beta = \beta_2(\omega_1)(\omega_s - \omega_1)^2 + \frac{\beta_4(\omega_1)}{12}(\omega_s - \omega_1)^4. \quad (1.25)$$

Com a transferência de energia para o sinal e *idler* o laser de bombeio perde parte de sua potência, efeito denominado depleção do bombeio. Pode-se efetuar uma aproximação considerando o efeito desprezível, já que a potência do bombeio é cerca de 10^4 - 10^5 vezes maior que a potência do sinal. Com isso obtém-se as equações:

$$\frac{\partial}{\partial z} B_s = a_1(z) B_i^*, \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} B_i = a_1(z) B_s^*, \quad (1.27)$$

onde a função $a_1(z)$ é dada conforme a equação [3]:

$$a_1(z) = -i\gamma P_1 e^{i(2\varphi + \Delta\beta z)}. \quad (1.28)$$

Na Eq. (1.28) P_1 é a potência do laser de bombeio, φ é a fase, representada como:

$$\varphi(z) = \varphi_1 + \gamma P_1 \frac{(1 - e^{-\alpha z})}{\alpha}, \quad (1.29)$$

onde α é o coeficiente de atenuação do guia e φ_1 é a fase inicial do bombeio. Os parâmetros B_s e B_i das Eqs. (1.26) e (1.27) são relacionados às amplitudes dos campos elétricos de sinal e *idler*, respectivamente. As equações podem ser desacopladas, o que resulta na equação [3]:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} A_s + b_1 \frac{\partial}{\partial z} A_s - |a_1|^2 A_s = 0. \quad (1.30)$$

Nas Eqs. (1.29) e (1.30), o fator b_1 é descrito como [3]:

$$b_1 = \alpha - i[\Delta\beta + 2\gamma P_1 e^{-\alpha z}]. \quad (1.31)$$

A descrição analítica para o caso do *2P-OPA* é bastante análoga às equações anteriores, como mostrado a seguir:

$$\begin{aligned} \bar{E} = \hat{x}\psi(x, y) \frac{1}{2} [& A_1(z) e^{-i(\beta(\omega_1)z - i\omega_1 t)} + A_2(z) e^{-i(\beta(\omega_2)z - i\omega_2 t)} + \\ & A_s(z) e^{-i(\beta(\omega_s)z - i\omega_s t)} + A_i(z) e^{-i(\beta(\omega_i)z - i\omega_i t)}] \end{aligned}, \quad (1.32)$$

$$\Delta\beta = \beta(\omega_s) + \beta(\omega_i) - \beta(\omega_1) - \beta(\omega_2), \quad (1.33)$$

$$\Delta\beta = \beta_2(\omega_r)(\Delta\omega_s^2 - \Delta\omega_p^2) + \frac{\beta_4(\omega_r)}{12}(\Delta\omega_s^2 - \Delta\omega_p^2), \quad (1.34)$$

$$\Delta\omega_s = \omega_s - \omega_r, \quad (1.35)$$

$$\omega_r = \frac{(\omega_1 + \omega_2)}{2}, \quad (1.36)$$

$$\Delta\omega_p = \omega_1 - \omega_r, \quad (1.37)$$

$$a_2 = -2i\gamma\sqrt{P_1P_2}e^{(i\Delta\beta z + i\varphi - \alpha z)}, \quad (1.38)$$

$$b_2 = \alpha - i\Delta\beta + [\gamma(P_1 + P_2)e^{-\alpha z}], \quad (1.39)$$

$$\varphi(z) = \varphi_1 + \varphi_2 + \gamma(P_1 + P_2)\frac{(1 - e^{-\alpha z})}{\alpha}. \quad (1.40)$$

Nas Eqs. (1.38), (1.39) e (1.40), P_1 e P_2 são as potências de entrada dos bombeios, e φ_1 e φ_2 são as fases iniciais de cada bombeio.

No caso de α nulo a equação de propagação pode ser resolvida analiticamente. Tomando-se a expressão:

$$\overline{P_{1,2}} = \frac{1}{L} \int_0^L P_{1,2}(z) dz = P_{1,2}(0) \frac{(1 - e^{-\alpha L})}{\alpha L}, \quad (1.41)$$

que representa os valores médios das potências dos lasers de bombeio, as expressões do ganho paramétrico do sinal e a eficiência de conversão para o *idler* ficam:

$$\frac{P_s}{P_{s_0}} = 1 + \left(\frac{x_0 \sinh(x)}{x} \right)^2, \quad (1.42)$$

$$\frac{P_s}{P_{s_0}} = \left(\frac{x_0 \sinh(x)}{x} \right)^2, \quad (1.43)$$

onde os parâmetros x_0 e x são dados por:

$$x_0 = \gamma P_0 L, \quad (1.44)$$

$$x = x_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta\beta_T}{2\gamma P_0} \right)^2}. \quad (1.45)$$

Para o caso do *1P-OPA*, P_0 é igual a potência do laser de bombeio P_1 , e $\Delta\beta_T$ é dado pela equação [3]:

$$\Delta\beta_T = \Delta\beta + 2\gamma P_1 = \beta_2(\omega_1)(\omega_s - \omega_1)^2 + \frac{\beta_4(\omega_1)}{12}(\omega_s - \omega_1)^4 + 2\gamma P_1. \quad (1.46)$$

Já no caso *2P-OPA*, representa-se conforme descrito nas equações [3]:

$$P_0 = 2(P_1 P_2)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.47)$$

$$\Delta\beta_T = \Delta\beta + \gamma(P_1 + P_2) = \beta_2(\omega_r)(\Delta\omega_s^2 - \Delta\omega_p^2) + \frac{\beta_4(\omega_r)}{12}(\Delta\omega_s^4 - \Delta\omega_p^4) + \gamma(P_1 + P_2). \quad (1.48)$$

Neste trabalho foi feita a opção pela configuração *2P-OPA* por estar melhor documentada e embasada em trabalhos anteriores, atribui-se a esta configuração uma melhor estabilidade no espectro de ganho, tendo assim um menor *ripple*, que é uma oscilação no ganho analítico.

A Eq. (1.42), que representa o ganho paramétrico para o caso de uma fibra ótica, de forma geral representa o ganho paramétrico de um guia de onda com uma geometria arbitrária, a condição de ter os mesmos parâmetros dispersivos. Ou seja, se temos um guia de onda com geometria diferente à geometria cilíndrica, mas que tenha a mesma curva de dispersão, seu ganho paramétrico também pode ser calculado com a Eq. 1.42. O guia proposto neste trabalho, visando atender as tendências da fotônica integrada, tem geometria retangular, tal como será explicitado na seguinte seção.

2 DESENVOLVIMENTO E RESULTADOS

2.1 DESENHO DO GUIA DE ONDA

A abordagem que será analisada tem como objetivo desenhar um amplificador paramétrico que utiliza como meio não linear um nano-guia de onda tipo canal, com núcleo de vidro telurito e casca de dióxido de silício (SiO_2). A seção transversal do núcleo é retangular, com altura (h) de 698 nm, e largura (w) de 990 nm. O guia foi desenhado como uma espiral de Arquimedes com o objetivo de minimizar o tamanho e poder acoplar o dispositivo em circuitos de fotônica integrada. As considerações sobre a amplificação paramétrica feitas na seção anterior são válidas para o guia retangular devido a que os campos e as condições de contorno se aplicam para o guia retangular sem prejuízo ao confinamento dos sinais ópticos na estrutura. Um esquema do guia de onda é mostrado na Fig. 2.1.

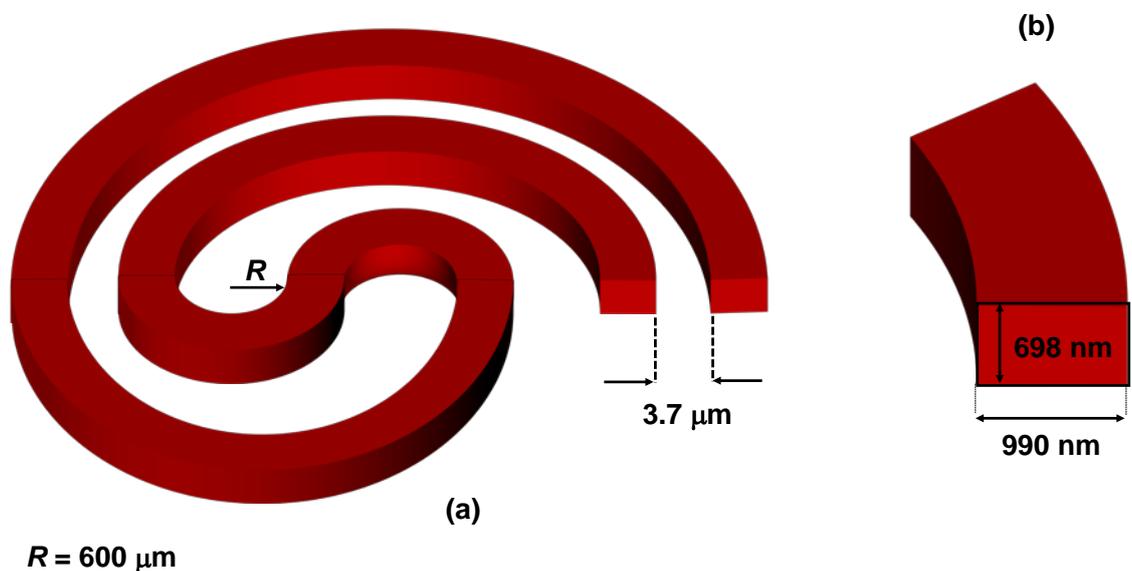


Figura 2.1: Esquema do guia de onda (não em escala) de telurito utilizado como meio não linear para o amplificador paramétrico.

A seção transversal do núcleo foi desenhada para poder maximizar o ganho paramétrico através da adaptação da curva de dispersão do guia. Como o raio (R) da espiral varia ao longo do guia, é necessário determinar o raio mínimo que simultaneamente permita minimizar as perdas e obter a dispersão requerida. A

escolha do vidro telurito para compor o núcleo do guia se deve as propriedades termomecânicas favoráveis ao manuseio, à sua alta não linearidade e, por ser um vidro, não estar sujeito aos efeitos indesejáveis presentes nos semicondutores como absorção de dois fótons (*TPA, two-photon absorption*) e absorção de portadores livres (*FCA, free-carrier absorption*), que levam à atenuação do sinal óptico [14].

As perdas e a dispersão do guia foram estimadas seguindo o seguinte procedimento. O índice de refração do material do núcleo foi medido de uma amostra do vidro telurito com composição (em mol%): 71%TeO₂-22.5%WO₃-5%Na₂O-1.5%Nb₂O₅, utilizando um sistema de acoplamento com prismas Metricom modelo 2010/M. Os dados experimentais foram ajustados com a equação de Sellmeier e o método dos mínimos quadrados, obtendo um coeficiente de correlação de 0.9999. Da equação obtida resulta a parte real do índice de refração, dada por:

$$n(\lambda) = \sqrt{2.0016 + 2.2951 \frac{\lambda^2}{(\lambda^2 - 0.046242)} + 0.47334 \frac{\lambda^2}{(\lambda^2 - 34.479)}} \quad (2.1)$$

onde λ é o comprimento de onda do sinal óptico incidente no material.

A curva obtida é mostrada na Fig. 2.2. Para a casca, foi utilizada a equação de Sellmeier para a sílica fundida, disposta na seguinte equação [15]:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + 0.6961663 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - (0.0684043)^2} + 0.479426 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - (0.1162414)^2} + 0.8974794 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - (9.896161)^2}} \quad (2.2)$$

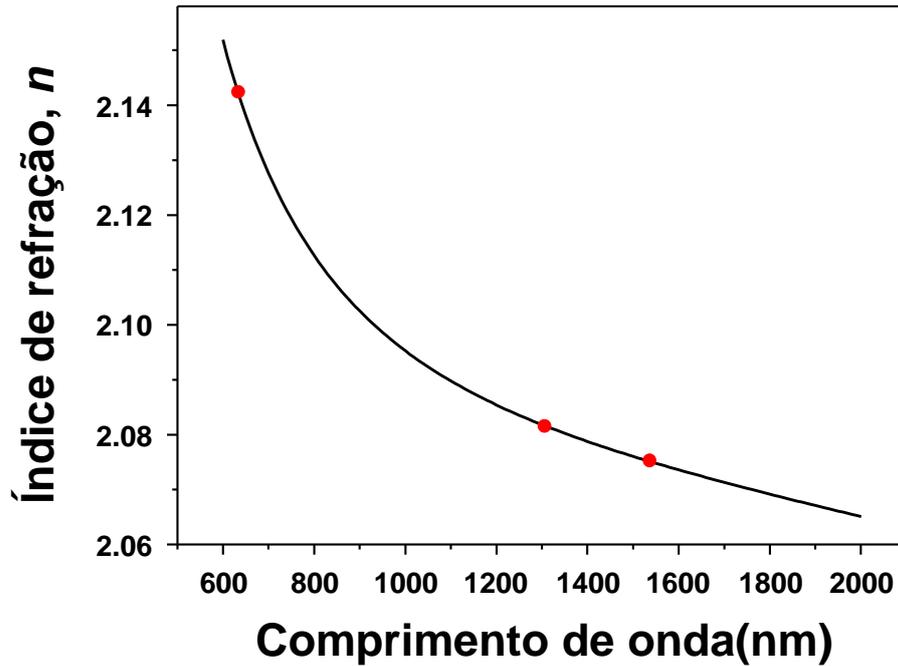


Figura 2.2: Índice de refração do telurito em função do comprimento de onda [11].

As partes imaginárias do núcleo e da casca foram obtidas de [16] e [17] respectivamente. Esses dados, junto com a aproximação dada em [18] e o software *COMSOL Multiphysics*[®], foram utilizados para calcular o índice de refração efetivo (n_{eff}) do guia.

Os cálculos para estimar as perdas do guia mostram que, para $R < 70 \mu\text{m}$, a luz não fica mais confinada no núcleo. Para $R > 70 \mu\text{m}$, considerando as perdas tanto do material do núcleo (telurito) como o material da casca (SiO_2), para uma faixa de comprimentos de onda desde 1000 nm até 1900 nm, as perdas resultam ser ~ 0.5 dB/m. Dessa análises temos que o raio mínimo deve ser $R_P = 70 \mu\text{m}$.

As curvas de dispersão para o modo transversal elétrico (TE), que é o modo fundamental, e o modo transversal magnético (TM), mostradas na Fig. 2.3, foram calculadas através das relações:

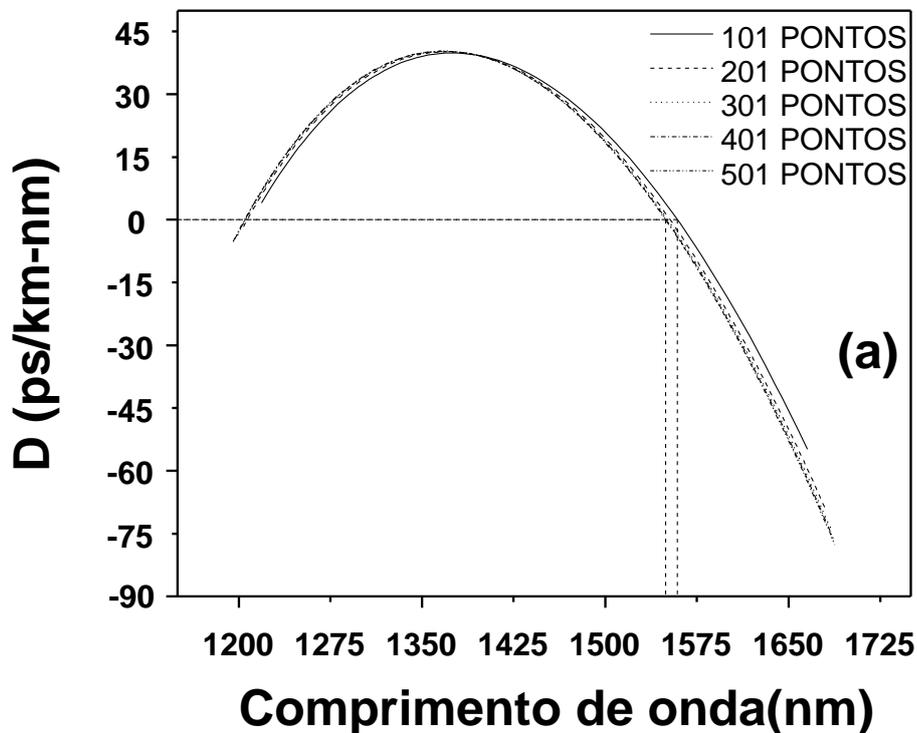
$$\beta = k_0 n_{eff} \quad (2.3)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.4)$$

$$\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \quad (2.5)$$

$$D = \left(-\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \beta_2 \quad (2.6)$$

As curvas de dispersão, ao ser geradas através de derivadas numéricas, são sensíveis ao número de pontos utilizados no cálculo. Assim, para obter de obter resultados confiáveis foram realizadas simulações para diferentes número de pontos. As curvas mudam à medida que a quantidade de pontos aumenta, mas essa variação diminui quando o número de pontos alcança os 300, e não temos mais nenhuma diferença apreciável quando o número de pontos é 500 ou mais, tal como mostrado na Fig. 2.3. As curvas de dispersão apresentadas nessa figura correspondem aos modos *TE* e *TM* para $R = 600 \mu\text{m}$. Com esse resultado, todos os cálculos posteriores foram efetuados a partir de curvas obtidas com 500 pontos.



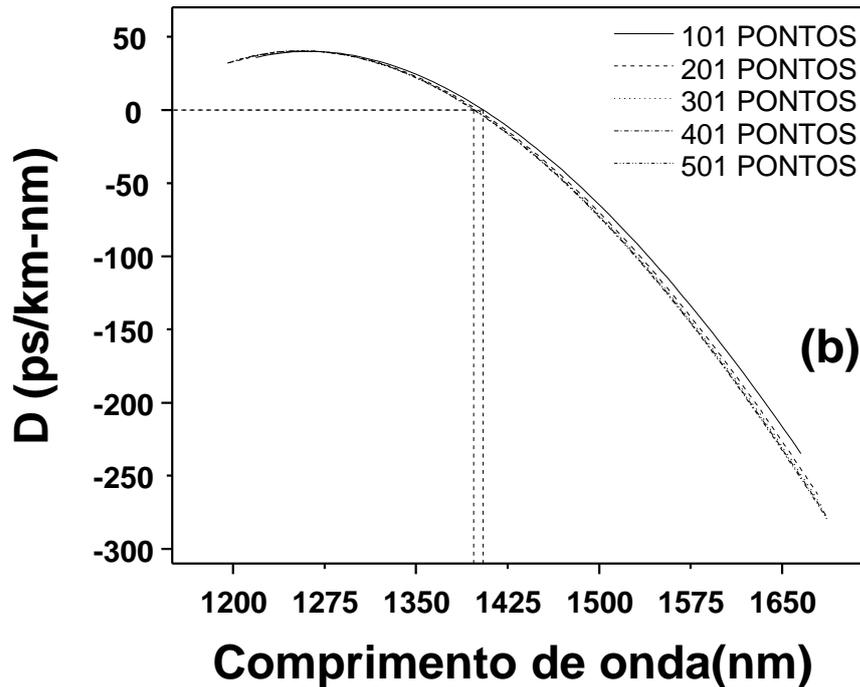
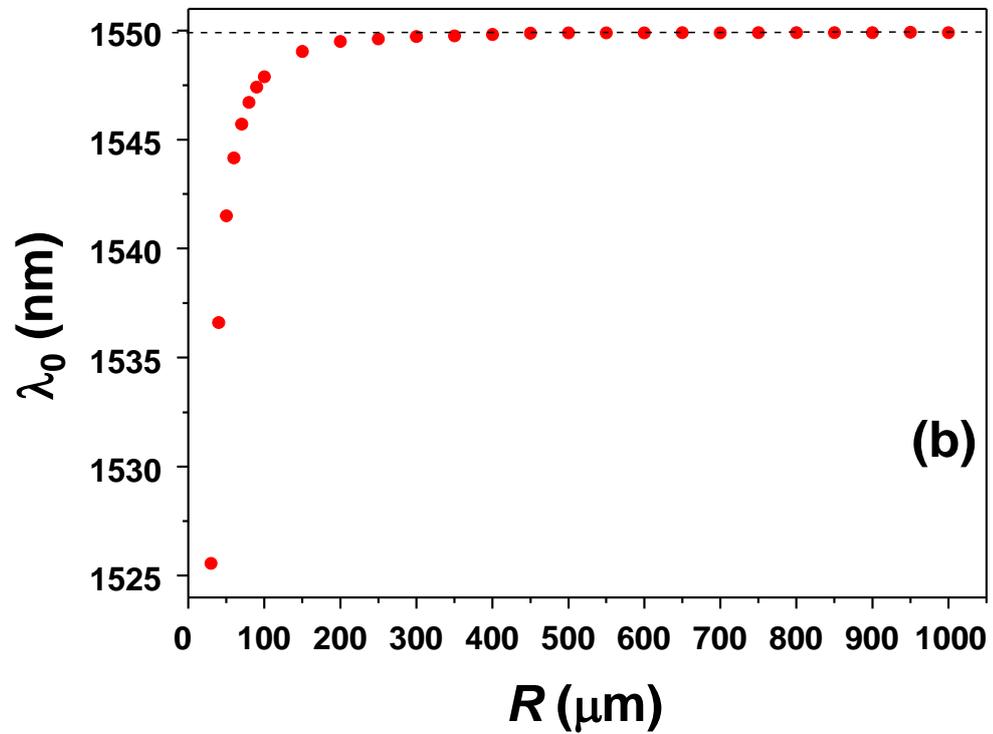
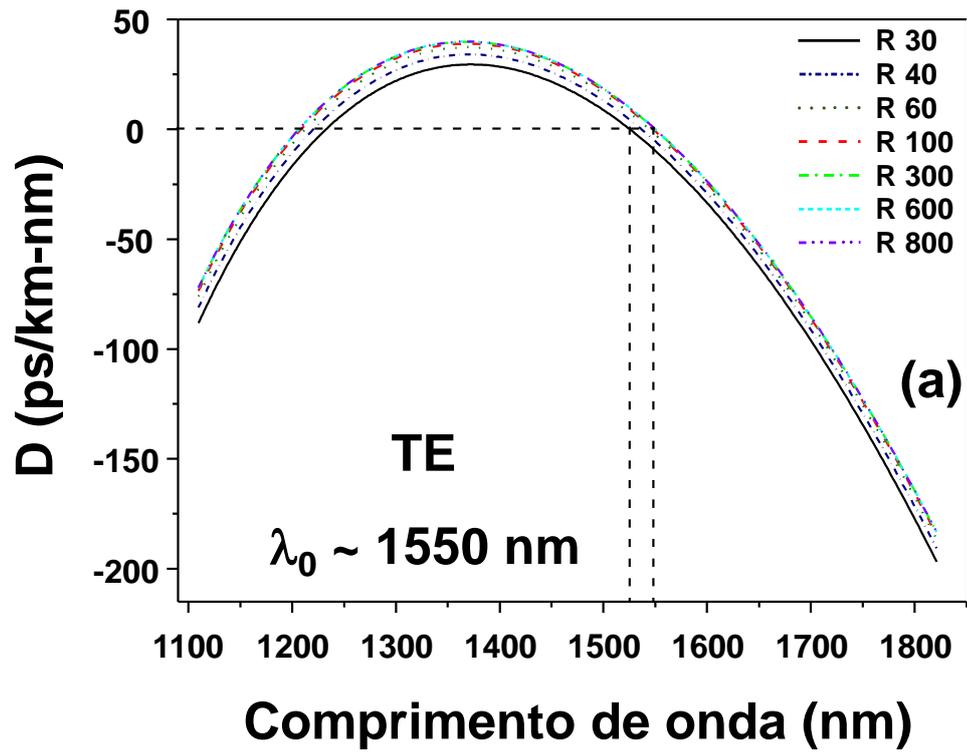


Figura 2.3: a) Curvas de dispersão com diferente número de pontos para o modo TE. b) Curvas de dispersão com diferente número de pontos para o modo TM. Em ambos os casos $R = 600 \mu\text{m}$.

As curvas de dispersão também dependem de R , tal como pode ser observado na Fig. 2.4(a), com R variando entre 30 e 800 μm , para o caso do modo TE . A medida que R aumenta, as curvas de dispersão vão ficando cada vez mais próximas umas das outras, até que já não é possível observar variações significativas nas curvas quando R resulta se $R_D \geq 500 \mu\text{m}$ [11].

Um parâmetro de grande importância no desenho do guia para sua função como amplificador paramétrico é o λ_0 . A região de variação do λ_0 está delimitada na Fig. 2.4(a) pelas linhas pontilhadas verticais. Na Fig. 2.4(b) os dados da Fig. 2.4 (a) são apresentados de uma forma diferente, mostrando λ_0 em função de R . Vemos que λ_0 cresce rapidamente quando $R < 200 \mu\text{m}$, e tende a se estabilizar para $R_{\lambda_0} \sim 500 \mu\text{m}$, chegando a um valor constante de $\sim 1550 \text{ nm}$, que é um valor de interesse para aplicações de telecomunicações. A Fig. 2.4(c) mostra um comportamento semelhante para o modo TM , mas nesse caso o λ_0 está próximo de $\sim 1400 \text{ nm}$.



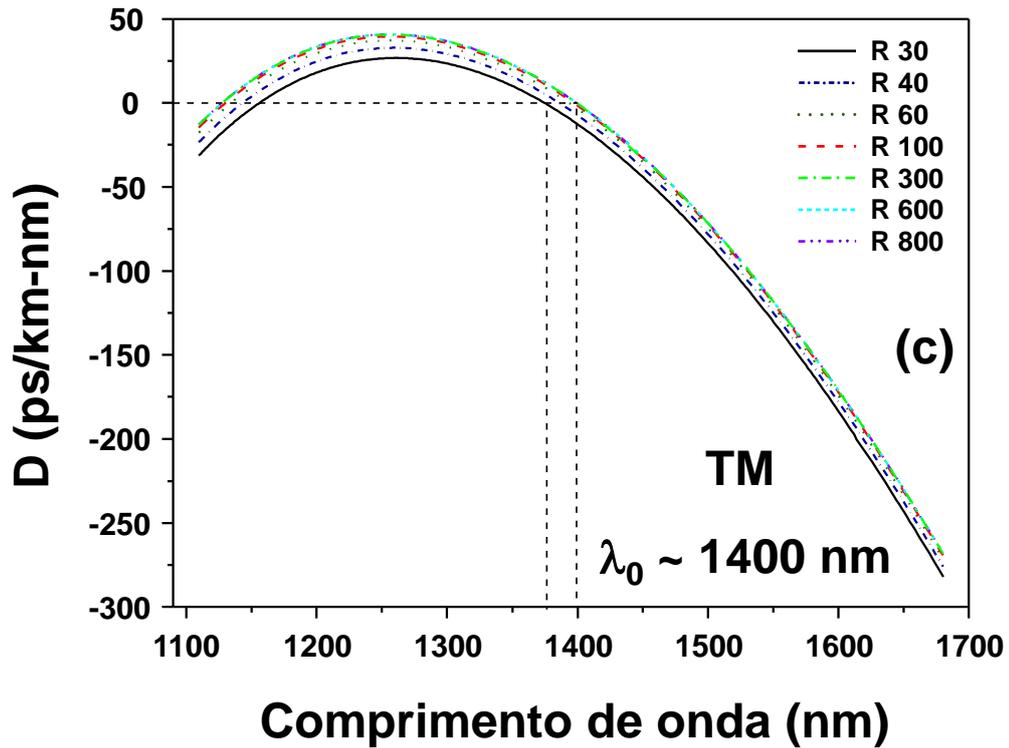


Figura 2.4: a) Curvas de dispersão do modo *TE* (fundamental) para R variando entre $30 \mu\text{m}$ e $800 \mu\text{m}$. b) Variação de λ_0 em função de R . c) Curvas de dispersão do modo *TM* para R variando entre $30 \mu\text{m}$ e $800 \mu\text{m}$

O raio mínimo para a “S” interna da guia de onda seguindo a espiral de Arquimedes (vide Fig 2.1) deve satisfazer:

$$R_{\min} \geq \max(R_P, R_D, R_{\lambda_0}), \quad (2.7)$$

onde $\max(a_1, \dots, a_k)$ é uma função que dá o maior valor entre a_1, \dots, a_k , sendo k um número inteiro. Assim, considerando a discussão previa, temos que $R_{\min} = 500 \mu\text{m}$, mas como indicado na Fig. 2.1, foi adotado $R = 600 \mu\text{m}$, tendo assim uma margem de segurança de $100 \mu\text{m}$.

Também é essencial que a distância entre os guias adjacentes do espiral seja suficiente para não gerar perdas devido ao acoplamento. Então, devemos calcular uma separação mínima que permita obter perdas por acoplamento desprezíveis. Na Fig. 2.5 está representada a situação a ser considerada, dois guias paralelos adjacentes separados por uma distância Γ . Assumindo que inicialmente a luz está apenas no guia de onda I (modo TE_1), haverá uma distância de propagação, chamada

distância de acoplamento (L_a), logo da qual toda a energia será transferida para o guia de onda II (modo TE_2). Assim, devemos calcular a distância Γ que satisfaça a condição $L_a \gg L_G$, onde L_G é a o comprimento total do guia.

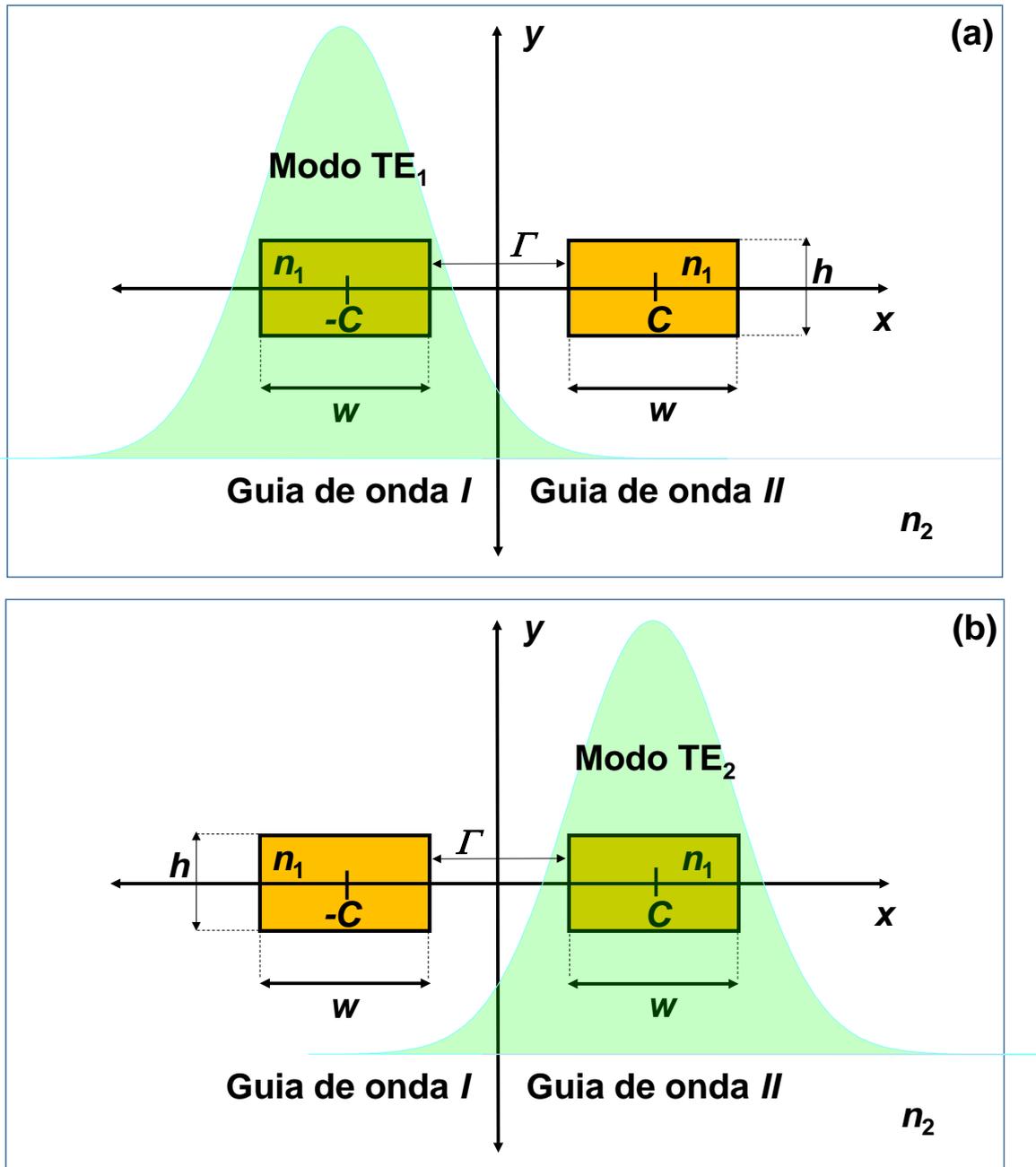


Figura 2.5: a) Inicialmente a energia do modo TE_1 está completamente localizada na guia de onda I. b) Depois de propagar-se uma distância igual a L_a , a energia é totalmente transferida ao guia de onda II (modo TE_2). Os coeficientes n_1 e n_2 são os índices de refração do núcleo e da casca, respectivamente.

Utilizando a teoria de modos acoplados desenvolvida em [19], a qual considera guias de onda monomodo adjacentes, o coeficiente de acoplamento κ_{12} , obtido através da integral de *overlap* entre os modos fundamentais dos campos de cada guia, pode ser calculado na forma da seguinte equação [19]:

$$\kappa_{12} = \frac{\omega \varepsilon_0 (n_1^2 - n_2^2) \int_{-h}^{+h} \int_{C-\frac{w}{2}}^{C+\frac{w}{2}} \overline{E_1^* E_2} dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{k} (\overline{E_1^* \times H_1} + \overline{E_1 \times H_1^*}) dx dy}. \quad (2.8)$$

Nessa equação temos que ω é a frequência angular, ε_0 é a permissividade elétrica no vácuo, n_1 é o índice de refração do núcleo e n_2 é o índice de refração da casca. $\overline{E_1}$ e $\overline{H_1}$ são, respectivamente, o campo elétrico e o campo magnético do modo TE_1 no guia de onda *I*, $\overline{E_2}$ e $\overline{H_2}$ são os análogos do modo TE_2 do guia de onda *II*. O coeficiente κ_{12} se relaciona com a distância de acoplamento L_a conforme equação [19]:

$$L_a = \frac{\pi}{2\kappa_{12}} \quad (2.9)$$

Os parâmetros que definem as dimensões do guia, h e w , nos limites de integração da Eq. 2.8, e o centro do núcleo dado por C , são mostrados na Fig. 2.5. Essa equação quantifica o acoplamento entre o modo TE_1 do guia de onda *I* no guia de onda *II*. Na dedução da Eq. 2.8 foi assumido que o campo evanescente de $\overline{E_1}$ na região do guia de onda *II* é muito pequeno. Essa condição é denominada de acoplamento fraco, e é satisfeita quando os dois guias de onda estão suficientemente separados. Nesta condição a distribuição espacial dos modos e as constantes de propagação não se alteram, somente a amplitude dos campos variam [11].

Seguindo as aproximações dadas em [19] para o guia de onda retangular, os campos elétricos e magnéticos envolvidos na Eq. 2.8 são descritos conforme as seguintes equações:

$$\overline{E}_1 = (Ex_1, Ey_1, 0) \quad (2.10)$$

$$\overline{E}_2 = (Ex_2, Ey_2, 0) \quad (2.11)$$

$$\overline{H}_1 = (0, Hy_1, Hz_1) \quad (2.12)$$

Ademais, para um guia de onda retangular podemos assumir que $|Ex_1| \gg |Ey_1|$ e $|Ex_2| \gg |Ey_2|$ de modo que o coeficiente κ_{12} poderá ser descrito conforme a equação [19]:

$$\kappa_{12} = \frac{\omega \varepsilon_0 (n_2^1 - n_2^2) \int_{-h}^{+h} \int_{c-\frac{w}{2}}^{c+\frac{w}{2}} Ex_1^* Ex_2 dx dy}{2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Re (Ex_1^* Hy_1) dx dy} \quad (2.13)$$

Com as relações das Eqs. 2.9 e 2.13 foi calculado numericamente L_a em função de Γ , tal como mostrado na Fig. 2.6. Foi considerado o modo TE para um $\lambda = 1750$ nm. O mínimo Γ considerado foi de 1.5 μm .

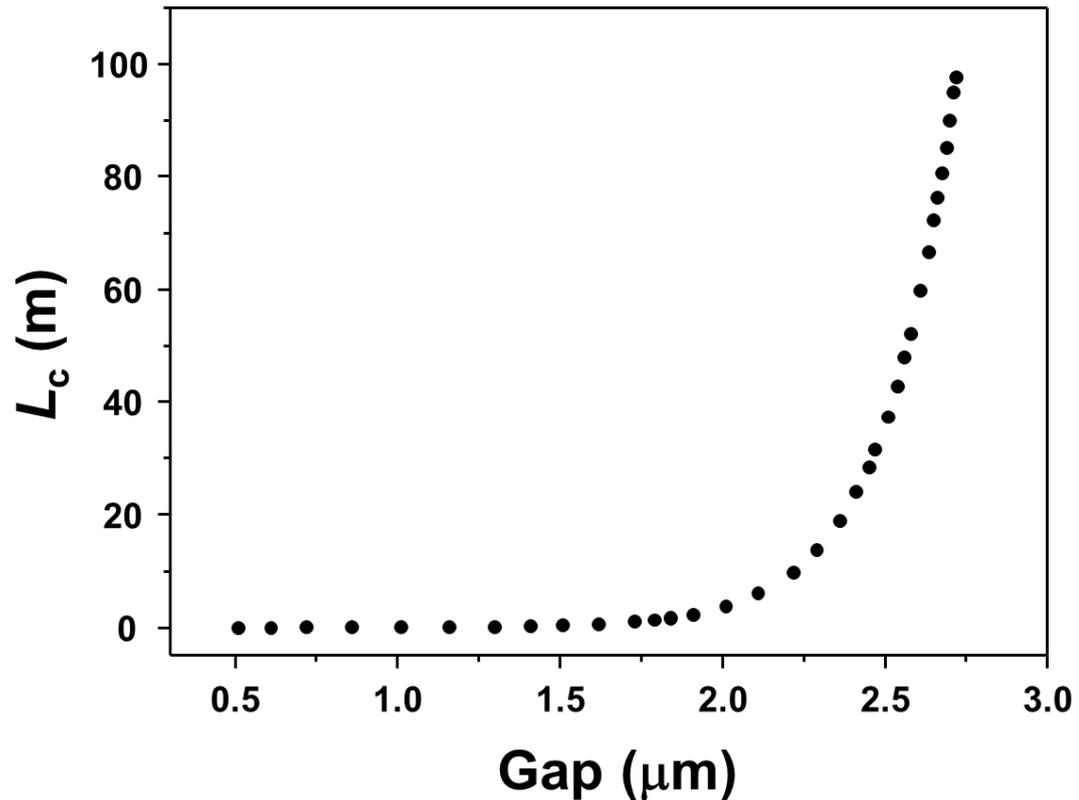


Figura 2.6: Distância de acoplamento G em função da distância entre dois guias de onda adjacentes [11].

Na Fig. 2.7 é possível observar a magnitude do campo \overline{E}_1 na região do guia de onda II. Vemos que para um valor de $\Gamma = 1.8 \mu\text{m}$, a magnitude de \overline{E}_1 diminui em ~ 35 dB, e para $\Gamma = 3 \mu\text{m}$ esse valor aumenta para ~ 70 dB. Isso garante que a condição de acoplamento fraco é válida. Ademais, devemos considerar que maiores comprimentos de onda implicam um campo evanescente maior. Assim, considerando que a região espectral dos sinais ópticos que serão amplificados pelo amplificador paramétrico feito com o nosso guia de onda estarão na região entre 1550-1700 nm, o fato de ter calculado os pontos da Fig. 2.6 para $\lambda = 1750$ nm, garantem que nenhum sinal vai apresentar ondas evanescentes maiores que o caso crítico considerado. Ou seja, os espectros de ganho que serão considerados no trabalho englobam comprimentos de onda menores do que 1750 nm, que correspondem a magnitude dos campos evanescentes menores que as apresentadas na Fig. 2.7.

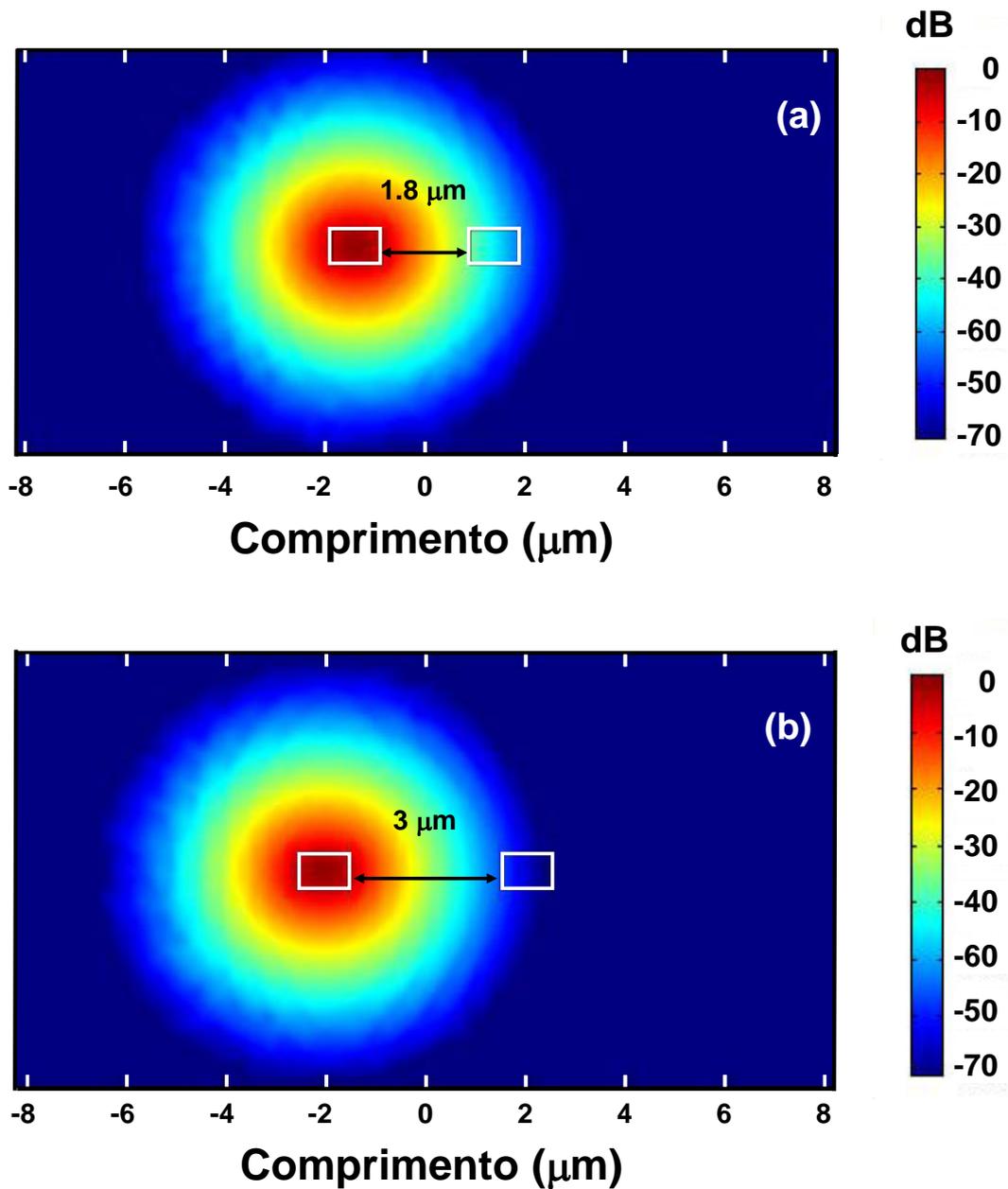


Figura 2.7: Magnitude do modo TE no guia de onda I para: a) $\Gamma = 1.8$ μm . b) $\Gamma = 3$ μm .

Para estabelecer um limite mínimo para a distância entre os guias adjacentes do espiral, devemos levar em consideração que, se $L_c = 100$ m, quando um sinal óptico entrando no guia de onda I vai percorrer um caminho óptico de 100 m, a energia será integralmente transferida para o guia de onda II , se percorre 50 m, metade na energia será transferida, e assim seguindo. Assim, visto que o espiral possui um comprimento $L_s = 25$ cm, fazendo uma extrapolação da curva demarcada pelos pontos do gráfico da Fig. 2.6, podemos determinar que para $\Gamma \sim 3.7$ μm , L_c será ~ 1 km. Assim,

a quantidade de energia transferida do guia de onda I para o guia de onda II será dado por $L_s / L_c = 0.025\%$ ou ~ -36 dB, o que é consideravelmente baixo. Assim, $\Gamma \sim 3.7 \mu\text{m}$ foi considerado um valor razoável para a mínima distância entre os guias adjacentes para considerar desprezíveis as perdas por acoplamento. Com esse valor para a distância entre voltas sucessivas da espiral, e considerando que para obter $L_s = 25$ cm serão necessárias 55 voltas, a área aproximada da espiral será $\sim 2.5 \text{ mm}^2$ [11].

Considerando a seção transversal efetiva de $\sim 0.7 \mu\text{m}^2$ e o índice de refração não linear $n_2 \sim 5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$, o coeficiente não linear do guia pode ser estimado em $\gamma \sim 3000 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ [11].

2.2 DESENHO DO 2P-OPA

A dependência entre o ganho paramétrico e a condição de casamento de fase foi estabelecida na introdução, através das Eqs. 1.42-1.48. Agora serão calculados os espectros de ganho em função da potência dos bombeios, coeficiente não linear do guia de onda, e os coeficientes de dispersão de ordem superior β_3 e β_4 . Esses dois últimos são de grande importância pois os parâmetros que determinam a performance do amplificador paramétrico tais como ganho, *ripple* e largura de banda, dependem essencialmente da condição de casamento de fase através da relação:

$$\beta_2(\omega_c) = \beta_3(\omega_c)(\omega_c - \omega_0) + \beta_4(\omega_c) \frac{(\omega_c - \omega_0)^2}{2}, \quad (2.14)$$

onde $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ e $\omega_c = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ (ω_1 e ω_2 são as frequências angulares dos bombeios).

Dessa forma, é evidente que esses parâmetros dispersivos são fundamentais no desenho do guia de onda. As curvas de $\beta_3(\omega)$ e $\beta_4(\omega)$, que foram obtidas através das derivadas da curva de $\beta_2(\omega)$ são mostradas nas Fig. 2.8 a seguir (as curvas foram representadas em função do comprimento de onda por razões de clareza).

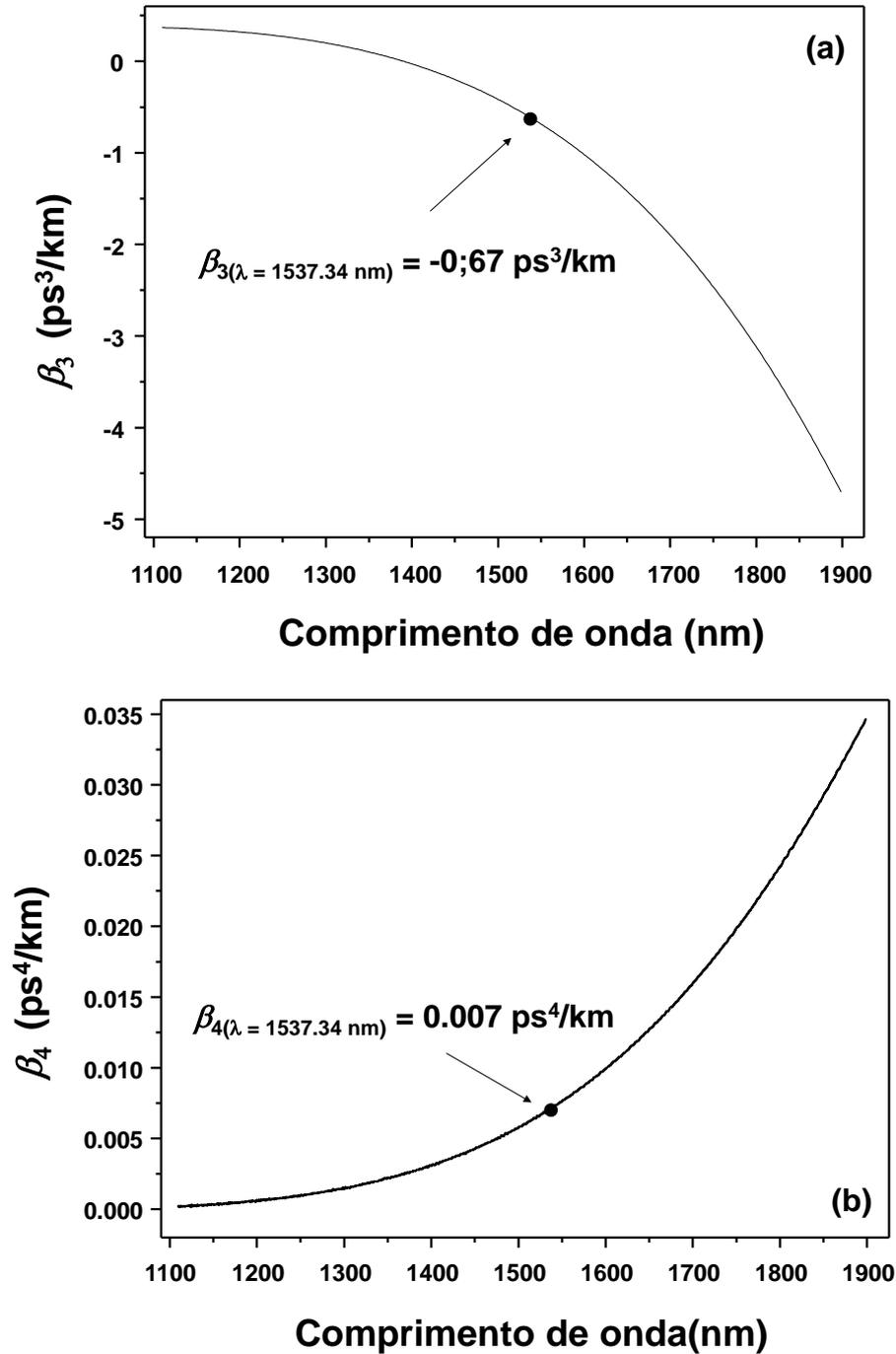


Figura 2.8: Curvas de a) $\beta_3(\lambda)$. b) $\beta_4(\lambda)$. Os pontos indicam os valores de $\beta_3(\lambda_c) = -0.67 \text{ ps}^3/\text{km}$ e $\beta_4(\lambda_c) = 0.007 \text{ ps}^4/\text{km}$ para $\lambda_c = 1537.34 \text{ nm}$.

O espectro de ganho obtido através da equação analítica do ganho (Eq. 1.42) é mostrado na Fig. 2.9. Os parâmetros utilizados foram $P_{P1} = P_{P2} = 1.78 \text{ W}$, sendo P_{P1} e P_{P2} as potências dos bombeios localizados em $\lambda_{P1} = 1411.3 \text{ nm}$ e $\lambda_{P2} = 1687.1 \text{ nm}$, $\gamma = 3000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, $L = 0.00025 \text{ km}$, $\beta_3(\lambda_c) = -0.67 \text{ ps}^3/\text{km}$ e $\beta_4(\lambda_c) = 0.007 \text{ ps}^4/\text{km}$.

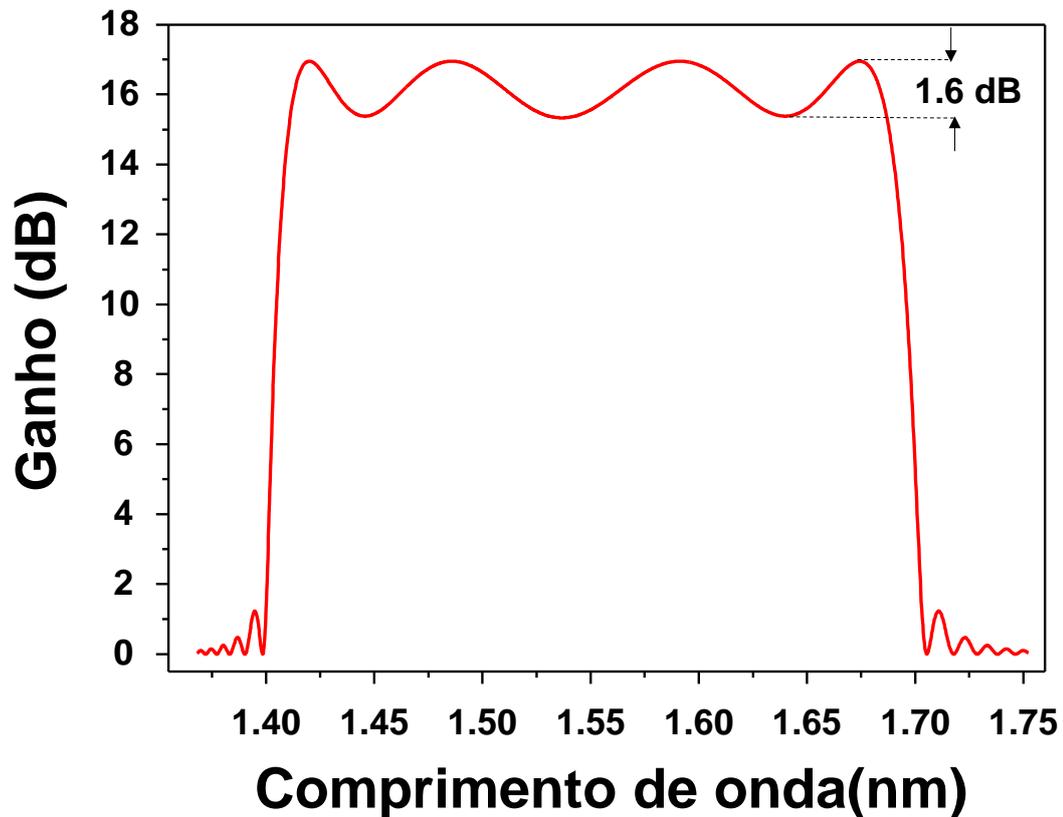


Figura 2.9: Espectro de ganho para o caso $P_{P1} = P_{P2} = 1.78$ W, $\lambda_{P1} = 1411.3$ nm e $\lambda_{P2} = 1687.1$ nm.

Temos um ganho médio de ~16 dB com um *ripple* de 1.6 dB, e uma largura de banda de ~240 nm, considerando a faixa entre ~1430 nm e ~1670 nm já que próximo dos bombeios os espectros reais tem uma queda devido a efeitos no considerado no modelo analítico.

Podemos ainda aumentar a largura de banda com a condição de ter um incremento do *ripple*, coisa que já é sabida para os espectros de ganho paramétrico. [20]. Por exemplo, se agora colocamos os bombeios nas novas posições $\lambda_{P1} = 1390.1$ nm e $\lambda_{P2} = 1704.2$ nm, temos uma largura de banda de ~ 275 nm, o ganho ainda é de ~16 dB, mas o *ripple* aumento para 6 dB, como podemos observar na Fig. 2.10 a seguir.

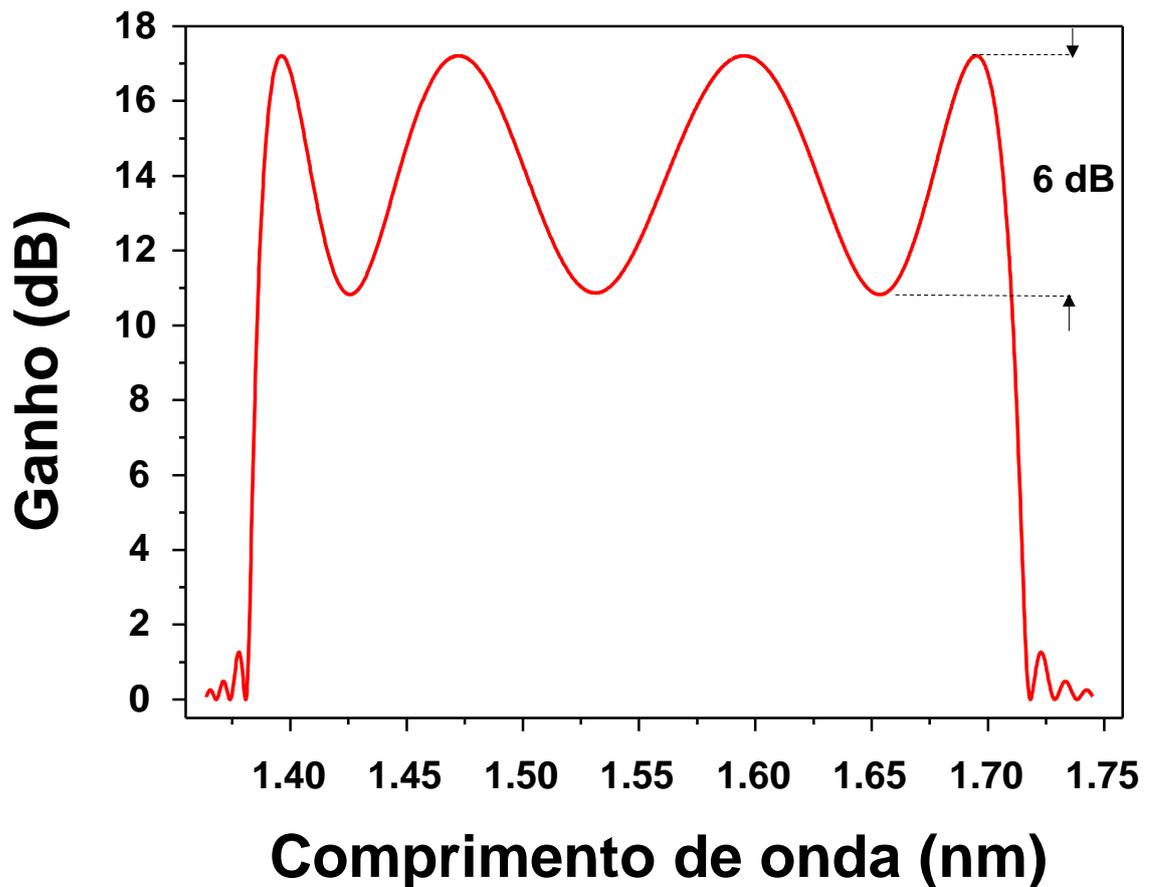


Figura 2.10: Espectro de ganho para o caso $P_{P1} = P_{P2} = 1.78 \text{ W}$, $\lambda_{P1} = 1390.1 \text{ nm}$ e $\lambda_{P2} = 1704.2 \text{ nm}$.

Para poder diminuir o *ripple* é necessário aumentar a potência dos bombeios, o coeficiente não linear ou diminuir o comprimento do guia. Por exemplo, se agora colocamos as potências dos bombeios em $P_{P1} = P_{P2} = 2.5 \text{ W}$ e $L = 0.00018 \text{ km}$, o ganho médio ainda vai ser de $\sim 16 \text{ dB}$ e o *ripple* vai ser de $\sim 2.5 \text{ dB}$, tal como podemos apreciar na Fig. 2.11.

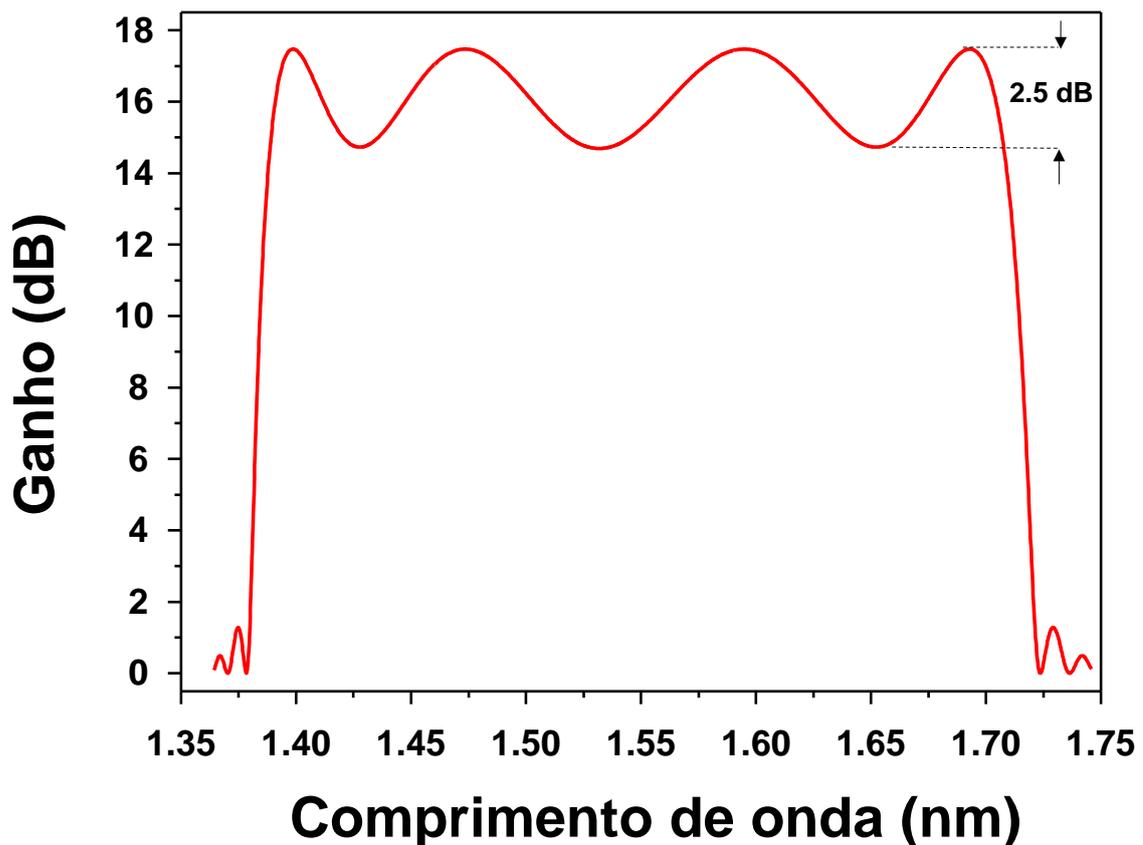


Figura 2.11: Espectro de ganho para o caso $P_{P1} = P_{P2} = 2.5 \text{ W}$, $\lambda_{P1} = 1390.1 \text{ nm}$ e $\lambda_{P2} = 1704.2 \text{ nm}$.

A largura de banda pode ser expandida separando os bombeios tanto quanto se queira, já que, como foi falado previamente, o mecanismo de amplificação paramétrica resultante de aproveitar a não linearidade do guia de onda, não está limitado por nenhuma causa física fundamental. Assim que, para conseguir cobrir com um 2P-OPA toda a banda de alta transparência das fibras de sílica podemos considerar duas estratégias. Na primeira, simplesmente aumentamos a banda de amplificação até conseguir abarcar toda a largura de banda mencionadas. Isso é possível, mas a custa de aumentar a potências dos bombeios e o coeficiente não linear do guia de onda. O comprimento do guia deveria ser diminuído a fim de manter o ganho em torno de $\sim 16 \text{ dB}$. A Fig. 2.12 apresenta um espectro de ganho com 400 nm de banda útil, mas temos que a potência dos bombeios ficaria $P_{P1} = P_{P2} = 4.5 \text{ W}$, o coeficiente não linear seria $\gamma = 10000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ e o comprimento do guia ficaria em $L = 0.0004 \text{ km}$. A posição dos bombeios ficou em $\lambda_{P1} = 1300.1 \text{ nm}$ e $\lambda_{P2} = 1768.8 \text{ nm}$,

Com esses valores, o ganho paramétrico médio ainda vai ser de ~ 16 dB e o *ripple* volta ser de ~ 2.5 dB, tal como podemos apreciar na Fig. 2.12.

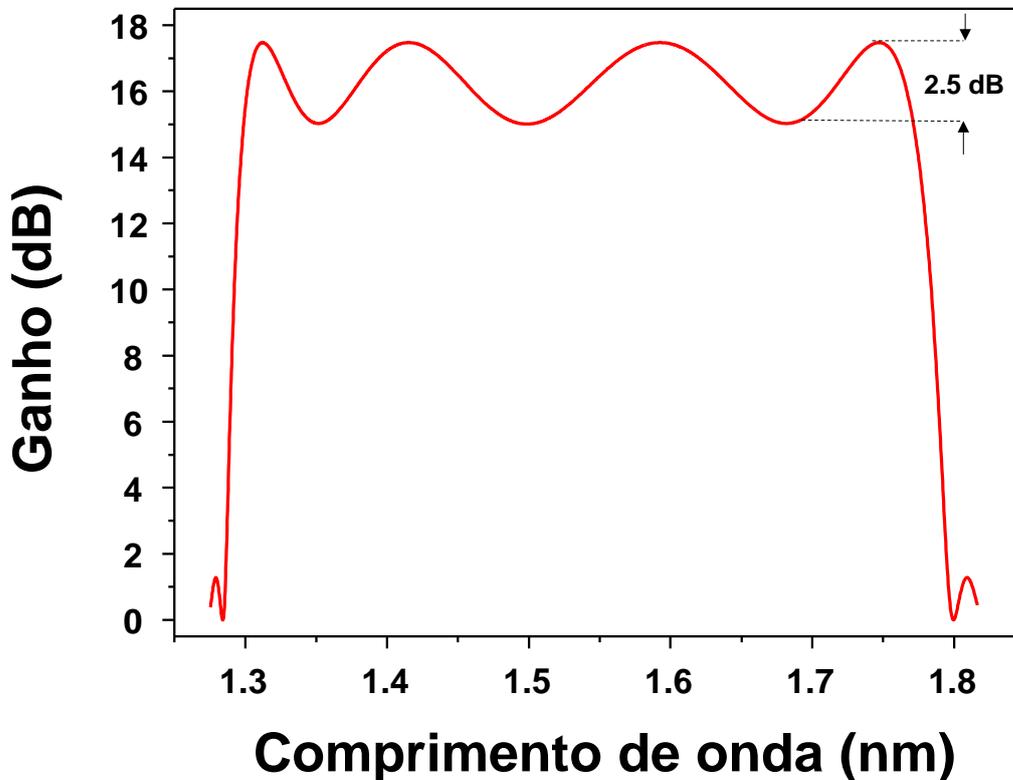


Figura 2.12: Espectro de ganho para o caso $P_{P1} = P_{P2} = 4.5$ W, $\gamma = 10000$ W⁻¹ km⁻¹, $\lambda_{P1} = 1300.1$ nm e $\lambda_{P2} = 1768.8$ nm.

A segunda estratégia seria cobrir a banda total de 400 nm mas com dois 2P-OPAs, um na faixa entre 1300 nm e 1500 nm, e o segundo entre 1500 e 1700. Dessa forma teríamos valores de potência de bombeios e coeficientes não lineares mais moderados. Isso implica redesenhar o guia para poder conseguir λ_0 nos comprimentos de onda adequados para conseguir amplificação paramétrica nas faixas espectrais mencionadas, coisa que é perfeitamente factível. A Fig. 2.13 esquematiza essa segunda opção.

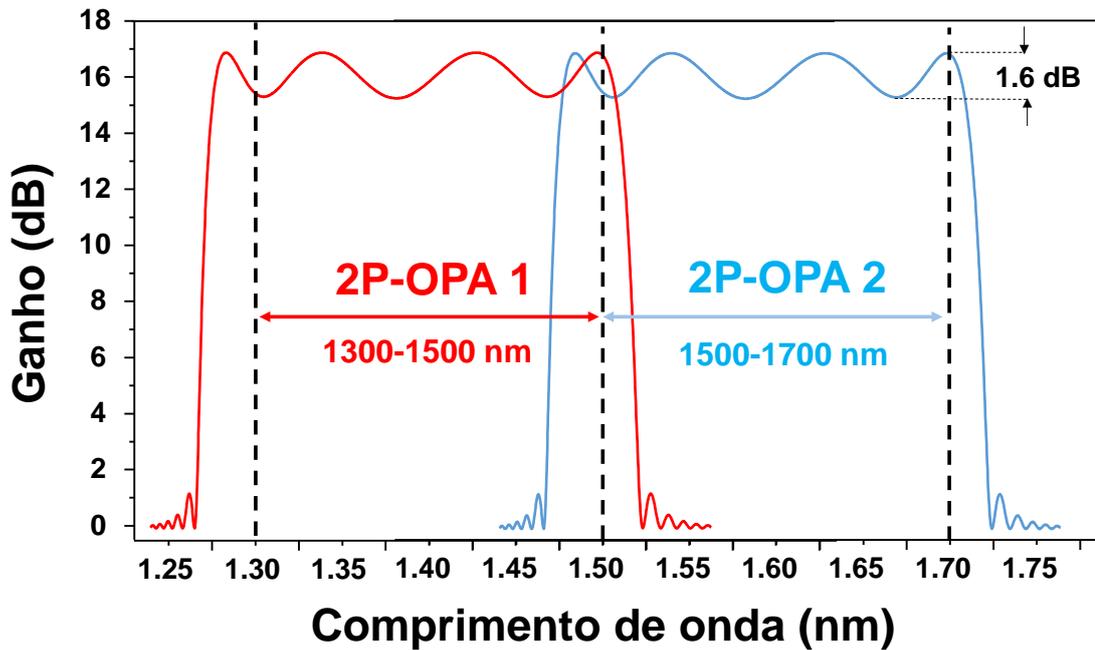


Figura 2.13: Esquema da proposta de utilizar dois 2P-OPAs para conseguir os 400 nm de largura de banda necessários para cobrir toda faixa de alta transparência das fibras sílica.

Se utilizado um único 2P-OPA para cobrir todo o espectro de alta transparência, pode-se obter um ganho alto e com *ripple* baixo, no entanto, isso representa um custo maior devido a potência dos bombeios em 4.5 W e ao desenvolvimento de um guia que resultasse no coeficiente não linear simulado, $\gamma = 10000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Já na utilização de dois 2P-OPA as potências nos bombeios seriam menores, de 1.78 W, como propostas no amplificador estudado. O efeito na banda amplificada seria muito semelhante à configuração com um único amplificador paramétrico, permanecendo a vantagem de já se conhecer o coeficiente não linear do guia $\gamma = 3000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ tendo somente a tarefa de posicionamento dos bombeios de modo a centralizar as frequências angulares compatíveis com a banda a ser amplificada.

3 CONCLUSÕES

O objetivo deste trabalho foi desenhar um 2P-OPA de grande largura de banda utilizando como meio não linear um guia de onda retangular com um núcleo de vidro telurito e casca de SiO₂.

Partindo dos princípios físicos fundamentais foi descrita a teoria de amplificação paramétrica. O desenho do guia de onda estudado neste trabalho foi feito em função de atender as características relevantes à amplificação paramétrica, como o índice de refração efetivo, as curvas de dispersão e o coeficiente não linear. Para isso foi medido experimentalmente o índice de refração do vidro telurito, material do núcleo do guia, obtendo-se a curva em função do comprimento de onda ajustando os pontos experimentais com uma equação de Sellmeier.

Mostrou-se, através da perspectiva histórica da utilização do guiamento de luz em tecnologia da informação que para suportar a demanda crescente prevista para a próxima década que serão necessários avanços nas tecnologias das redes atuais, em particular, a de amplificação óptica.

O nano-guia tem seção transversal retangular, com altura de 698 nm e largura de 990 nm. Foi mostrado que o amplificador ocupa uma área relativamente pequena (~2.5 mm²) utilizando uma geometria em espiral de Arquimedes. A distância mínima entre os guias adjacentes da espiral, suficiente para não ocorrer perdas significativas por acoplamento (~0.025% ou ~-36 dB), foi calculada como 3.7 μm. O parâmetro não linear do guia obtido foi $\gamma \sim 3000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ para um índice de refração não linear $n_2 \sim 5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$ e área efetiva de $\sim 0.7 \mu\text{m}^2$. As perdas de estimadas foram de $\sim 0.5 \text{ dB/m}$, e o comprimento de onda de dispersão nula do modo fundamental (TE_1), foi $\lambda_0 \sim 1550 \text{ nm}$.

Para conseguir obter um espectro de ganho do 2P-OPA largo e plano, foi necessário calcular os coeficientes de dispersão de ordem superior, β_3 e β_4 . Assim, foram obtidas as curvas em função do comprimento de onda, resultando um valor de $\beta_3(\lambda_c) = -0.67 \text{ ps}^3/\text{km}$ e $\beta_4(\lambda_c) = 0.007 \text{ ps}^4/\text{km}$. Demonstrou-se que, para potências dos bombeios $P_{P1} = P_{P2} = 1.78 \text{ W}$, localizados em $\lambda_{P1} = 1411.3 \text{ nm}$ e $\lambda_{P2} = 1687.1 \text{ nm}$, com parâmetros do guia $\gamma = 3000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ e $L = 0.00025 \text{ km}$, obtém-se um ganho paramétrico médio de $\sim 16 \text{ dB}$, *ripple* de 1.6 dB em uma largura de banda de $\sim 240 \text{ nm}$, na faixa entre $\sim 1430 \text{ nm}$ e $\sim 1670 \text{ nm}$. Aumentando a distância entre os bombeios, λ_{P1}

= 1390.1 nm e $\lambda_{P2} = 1704.2$ nm, resulta uma largura de banda de ~275 nm, obtém-se também ganho ~16 dB, no entanto ocorre aumento no *ripple* para 6 dB.

O *ripple* diminui se a potência dos bombeios ou coeficiente não linear aumentam, ou se o comprimento diminui, portanto para potências de bombeios $P_{P1} = P_{P2} = 2.5$ W e comprimento $L = 0.00018$ km, o ganho médio é de 16 dB com *ripple* de ~2.5 dB. Dadas as condições, concluiu-se que a largura de banda pode ser alargada aumentando a distância entre os bombeios, respeitando-se as condições da relação analítica do ganho paramétrico.

Foi apresentado um caso com espectro de ganho ~400 nm, cobrindo toda a faixa de alta transparência das fibras de sílica, com potência dos bombeios ficaria $P_{P1} = P_{P2} = 4.5$ W, coeficiente não linear $\gamma = 10000$ W⁻¹ km⁻¹ e comprimento do guia ficaria em $L = 0.0004$ km. Bombeios posicionados em $\lambda_{P1} = 1300.1$ nm e $\lambda_{P2} = 1768.8$ nm resultando em ganho paramétrico médio ~16 dB e *ripple* ~2.5 dB.

Abordou-se uma segunda estratégia para cobrir a banda de ~400 nm com dois 2P-OPAs, um operando na faixa ~1300-1500 nm e outro em ~1500-1700 nm, o que implicaria redesenho do guia a fim de chegar em valores de λ_0 adequados aos 2P-OPAs, obtendo valores de potência dos bombeios e coeficientes não lineares menores, analiticamente apresentando um *ripple* de ~1.6 dB.

Com isso conclui-se que o 2P-OPA é uma alternativa interessante frente às outras opções dispostas, para se conseguir maior largura de banda plana de amplificação óptica, com grande potencial para ser implementado na próxima geração de equipamentos para sistemas de comunicações ópticas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1 AGRAWAL, G. P. ***Fiber-Optic Communication Systems***. Hoboken: John Wiley & Sons, 2010.

2 DESURVIRE, E. B. *Capacity Demand and Technology Challenges for Lightwave Systems in the Next Two Decades*. ***Journal of Lightwave Technology***, New York, v. 24, n. 12, p. 4697-4710, dez. 2006.

3 MARCONI, J. D., **Estudo de Amplificadores Paramétricos para Sistemas de Comunicações Ópticas de Altas Taxas de Transmissão**. Campinas: Universidade Estadual de Campinas, 2006.

4 DESURVIRE, E. B., KAZMIERSKI, C., LELARGE, F., MARCADET, X., SCAVENNEC, A., KISH, F. A., WELCH, D. F., NAGARAJAN, R., JOYNER, C.H., SCHNEIDER JR., R. P., CORZINE, S. W., KATO, M., EVANS, P. W., ZIARI, M., DENTAI, A. G., PLEUMEEKERS, J. L., MUTHIAH, R., BIGO, S., NAKAZAWA, M., RICHARDSON, D. J., POLETTI, F., PETROVICH, M. N., ALAM, S. U., LOH, W. H., PAYNE, D. N. *Science and technology challenges in XXIst century optical communications*. ***Comptes Rendus Physique***, Paris, n. 12, p. 387-416, abr. 2011.

5 BAYVEL, P.; MAHER, R.; XU, T.; LIGA, G.; SHEVCHENKO, N. A.; LAVERY, D.; ALVARADO, A.; KILLEY, R. I. *Maximizing the optical network capacity*. ***Philosophical transactions***, London, A 374, 2016.

6 ESSIAMBRE, R. J.; TKACH, R. W. *Capacity Trends and Limits of Optical Communication Networks*. ***Proceedings of the IEEE***, New York, v. 100, n. 5, p. 1035-1055, mai. 2012.

7 BEPPU, S.; KASAI, K.; YOSHIDA, M.; NAKAZAWA, M. *2048 QAM (66 Gbit/s) single-carrier coherent optical transmission over 150 km with a potential SE of 15.3 bit/s/Hz. **Optics Express***, v. 23, n. 4, fev., 2015.

8 SAKAGUCHI, J.; KLAUS, W.; MENDINUETA, J. M. D., PUTTNAM, B. J., LUÍS, R. S.; AWAJI, Y.; WADA, N.; HAYASHI, T.; NAKANISHI, T.; WATANABE, T.; KOKUBUN, Y.; TAKAHATA, T.; KOBAYASHI, T. *Large Spatial Channel (36 x 3 mode) Heterogeneous Few-Mode Multicore Fiber. **Journal of Lightwave Technology***, New York, v. 34, n. 1, p. 93-103, jan. 2016.

9 POLETTI, F.; PETROVICH, M. N.; RICHARDSON, D. J. *Hollow-core photonic bandgap fibers: technology and applications. **Science Wise Publishing***, London, v. 2, n. 2-6, p. 315-340, 2013.

10 CAI, J. X., SUN, Y., ZHANG, H., BATSHON, H. G., MAZURCZYK, M. V., SINKIN, O. V., FOURSA, D. G., PILIPETSKII, A. *49.3 Tb/s Transmission Over 9100 km Using C+L EDFA and 54 Tb/s Transmission Over 9150 km Using Hybrid-Raman EDFA. **Journal of Lightwave Technology***, New York, v. 33, n. 13, p. 2724-2734, jul. 2015.

11 MARCONI, J. D., ABBADE, M. L. F., SERPA-IMBETT, C. M., FAGOTTO, E. A. M. *Broadband two-pump parametric amplifier in engineered dispersion tellurite waveguides. **OSA Publishing***, LTu4A, 2016.

12 HECHT, E. ***Optics**. San Francisco: Pearson Education, 2002.*

13 YAMAN, F. ***Fiber-Optics Parametric Amplifiers: Their Advantages and Limitations***. Rochester: University of Rochester, 2006.

14 LEAL, J. J., NARRO-GARCÍA, R., DESIRENA, H., MARCONI, J. D., RODRÍGUEZ, E., LINGANNA, K., DE LA ROSA, E. *Spectroscopic properties of tellurite glasses co-doped with Er³⁺ and Yb³⁺*. ***Journal of Luminescence***, v. 162, p. 72-80, jun. 2015.

15 OPTICAL SOCIETY OF AMERICA. ***Handbook of Optics, Volume IV, Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics***. New York: McGraw-Hill, 2010.

16 SAVELII, I., DESEVEDAVY, F., JULES, J. C., GADRET, G., FATOME, J., KIBLER, B., KAWASHIMA, H., OHISHI, Y., SMEKTALA, F. *Management of OH absorption in tellurite optical fibers and related supercontinuum generation*. ***Optical Materials***, London, v. 35, n. 8, p. 1595-1599, jun. 2013.

17 KITAMURA, R., PILON, L., JONASZ, M. *Optical constants of sílica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature*. ***Applied Optics***, v. 46, n. 33, p. 8118-8133, 2007.

18 KAKIHARA, K., KONO, N., SAITOH, K., KOSHIBA, M. *Full-vectorial finite element method in a cylindrical coordinate system for loss analysis of photonic wire bends*. ***Optics Express***, v. 14, n. 23, p. 11128-11141, 2006.

19 OKAMOTO, K. ***Fundamentals of Optical Waveguides***. London: Elsevier, 2006.

20 BOGGIO, J. M. C., MARCONI, J. D., BICKHAM, S. R., FRAGNITO, H. L.
Spectrally flat and broadband double-pumped fiber optical parametric amplifiers.
Optics Express, v. 15, n. 9, p. 5288-5309, 2007.