Otimização do Acoplamento de Luz Entre Espaço Livre e Fibras Óticas Monomodos

Palavras-chave: Acoplamento em fibras óticas, Feixes gaussianos, Acordo de modo

Autores/as:
SOFIA LUÍSE CUNHA PALHARES - IFGW, UNICAMP
PROF. DR. FELIPPE ALEXANDRE SILVA BARBOSA (orientador) - IFGW, UNICAMP

1 Introdução

Em 1960, com a invenção dos primeiros lasers, feixes de luz monocromática, coerente e altamente colimada, houve uma revolução nas tecnologias de telecomunicações. No entanto, para tal, seria necessário desenvolver um meio de transmissão eficiente para a luz, afim de usá-la para carregar informação [4]. Nas décadas seguintes, o progresso no desenvolvimento de guias de onda para a luz foi extenso, tornando a fibra ótica a espinha dorsal dos sistemas atuais de telecomunicação. Nesse sentido, o objetivo deste projeto consiste em, por meio do estudo de como a luz se propaga e quais são os seus modos normais de propagação, planejar e montar um sistema de acoplamento entre luz de espaço livre (feixe gaussiano) e fibras óticas monomodo que tenha mais de 90 % de eficiência para luz nos comprimentos de onda de 780 nm e de 1550 nm. Desse modo, foram desenvolvidas as seguintes atividades: entender a propagação da luz em espaço livre e em guias de onda, como fibras óticas; entender como usar montagens óticas (associações de lentes e espelhos) para realizar o acordo modal e o acoplamento de luz na fibra ótica; planejar um sistema de acoplamento com mais de 90 % de eficiência e montar e testar esse sistema experimentalmente.

1.1 Propagação da luz em espaço livre

Lasers são em muitos aspectos similares a ondas planas. No entanto, a sua distribuição de intensidade no plano transverso à direção de propagação não é uniforme. Na verdade, ela é concentrada em torno do eixo de propagação e, além disso, as frentes de onda do laser são levemente curvadas. [2] No espaço livre, o laser tipicamente se propaga no modo fundamental (chamado TEM_{00}), mais conhecido como Feixe Gaussiano, cuja distribuição da amplitude do valor absoluto instantâneo da parte real do campo elétrico está na Figura 1.

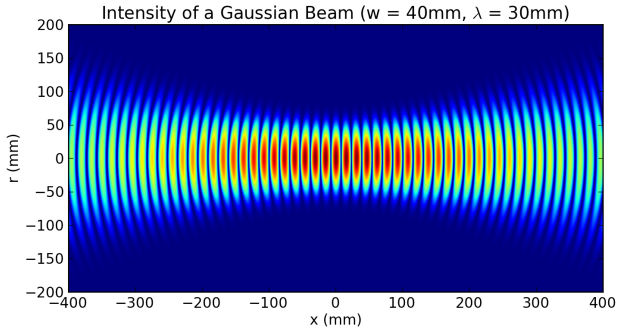

Figura 1: Distribuição da amplitude do valor absoluto instantâneo da parte real do campo elétrico no Feixe Gaussiano

A expressão para o campo elétrico para o modo TEM_{00} pode ser obtida através das equações de Maxwell de fontes e, na aproximação paraxial, [3]

$$E_p(r,z) = \sqrt{2Z_0 I_0}\frac{w_0}{w(z)}\exp(-ik(z+\frac{r^2}{2q(z)}) - \psi(z)) \tag{1}$$

onde I_0 é a intensidade da luz no ponto $(r,z) = (0,0)$, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ é a impedância característica do vácuo, w_0 é a cintura do feixe gaussiano, $\psi(z) = \arctan(z/z_R)$ é a fase de Gouy, onde $z_R = \pi w_0^2 n/\lambda$ é o comprimento de Rayleigh, $k = 2\pi n/\lambda$ é a constante de propagação, λ é o comprimento de onda da luz no vácuo e n é o índice de refração do meio material. A quantidade $q(z)$ é o parâmetro complexo do feixe gaussiano e é dado por [5]

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{2}{w(z)^2 k}, \quad \text{onde}$$

$$R(z) = z - \frac{z_R^2}{z} \quad \text{e} \quad w(z) = w_0\sqrt{1+\left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \tag{2}$$

Em que $w(z)$ é a distância na qual a potência cai por $1/e^2$ do seu valor no eixo de propagação e é chamado raio do feixe e $R(z)$ é o raio de curvatura da frente de onda. Além disso, podemos definir a cintura do laser, w_0, como o menor valor de w. Nesta posição o feixe gaussiano comporta-se como uma onda plana. Nesse ponto, o parêmetro do laser (q) assume uma forma mais simplificada, sendo um número imaginário puro:

$$q_0 = i\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{3}$$

1.2 Propagação da luz em guias de onda

As fibras óticas funcionam a partir do princípio da reflexão interna total, fenômeno no qual a luz que incide sobre uma superfície é totalemente refletida. Ou seja, lançar a luz de um meio 1 (núcleo) para um meio 2 (casca), tal que $n_1 > n_2$, com um ângulo de incidência superior à θ_c (ângulo crítico), ângulo a partir do qual ocorre o fenômeno da reflexão interna total. Desse modo, o campo refletido fica aprisionado na fibra ótica. A partir da resolução da equação de onda para a fibra ótica, encontramos que os seus modos fundamentais podem ser de dois tipos: apenas o campo elétrico é transverso (modos TE) ou apenas o campo magnético é transverso (modos TM).

Nos modos TE, as componentes $E_z = E_r = H_\theta = 0$, onde r e θ são as componentes radiais e polar do plano perpendicular ao eixo de propagação (z). As demais componentes no núcleo são dadas por

$$H_z = AJ_0(\kappa r), \quad E_\theta \sim \frac{dH_z}{dr} \quad \text{e} \quad H_r \sim \frac{dH_z}{dr} \tag{4}$$

onde $J_0(x)$ é uma função de Bessel de primeiro tipo, A é o raio do núcleo e

$$\kappa = \sqrt{n_{núcleo}^2\omega^2/c^2 - \beta^2} \tag{5}$$

é a constante de propagação transversal no núcleo, enquanto β é a constante de propagação efetiva. Para os modos do tipo TM, o papel dos campos elétrico e magnético são invertidos. [4]

1.3 Acordo Modal e Acoplamento de Luz na Fibra Ótica

A propagação de raios paraxiais por estruturas óticas, como as lentes, pode ser descrita por matrizes de transferência de raio, mais comumente chamadas matrizes ABCD. Uma lente pode ser usada para produzir um feixe com o diâmetro e curvatura da frente de onda desejados para inserí-lo em uma determinada estrutura ótica. Uma lente ideal não modifica a distribuição do modo do laser, ou seja, se o laser entra um laser gaussiano fundamental, ele sai da mesma forma. No entanto, uma lente modifica os parâmetros $R(z)$ e $w(z)$, ou seja, modifica o $q(z)$. [3] Essa modificação é regida pela Lei ABCD:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \tag{6}$$

Onde q_2 é o parâmetro do campo de saída e q_1 é o parâmetro do campo de entrada. Para que o acoplamento do feixe gaussiano seja maximizado é necessário aproximar este modo do modo da fibra ótica. Em outras palavras, é necessário transformar a cintura do feixe de entrada, que pode ser medida experimentalmente, para que esta se iguale à largura do modo da fibra ótica após atravessar uma lente, utilizando a Lei ABCD. Este procedimento é chamado *acordo de modo*. Para garantir que o modo espacial da luz de entrada seja o mesmo do modo espacial da fibra, precisamos:

1. Saber o modo espacial da luz de entrada;
2. Escolher o arranjo correto de lentes, a fim de transformar o modo da luz no modo desejado;

2 Metodologia

2.1 Planejamento e montagem do sistema de acoplamento

Com base nos estudos anteriores, foi realizado o planejamento da montagem do sistema. Nesta montagem, foi utilizada uma lente objetiva de foco f a uma distância d da cintura do raio de entrada e a uma distância D da entrada da fibra. Além disso, para realizar o alinhamento do feixe ao longo das estruturas, também foram utilizados dois espelhos em suportes cinemáticos e a entrada da fibra foi fixada em um estágio xyz.

Para calcular os parâmetros f, d e D, o primeiro passo era fazer a caracterização do laser a partir da medida da cintura. Para medir a cintura do feixe gaussiano, foi realizado um procedimento experimental que consiste em bloquear o feixe de maneira controlada e em uma direção específica até alcançar as posições nas quais a potência do laser é de 75 % e 25 % do seu valor total. A diferença entre essas posições é proporcional a $w(z)$. Ao refazer essa medida para diversas posições z, foi construído o gráfico da Figura 2 por meio do ajuste dos dados coletados pela função $w\left(z\right) = w_0\sqrt{1+\left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ e usando o software Google Colab. O resultado para o cálculo da cintura foi $\mathrm{w}_0 = 372\ \mu$m.

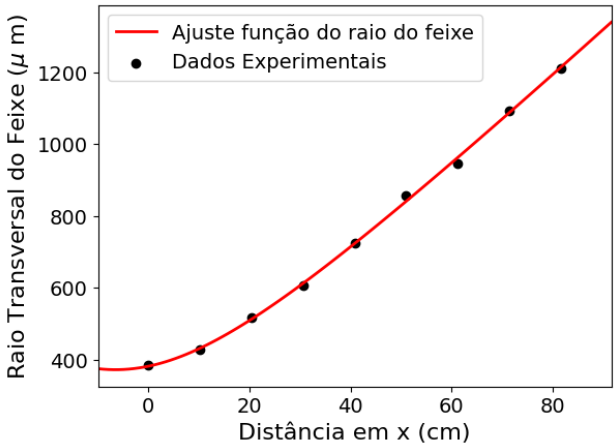

Figura 2: Gráfico que mostra a função ajustada e os dados coletados no experimento

Com base na discussão da seção 1.2, foram obtidas, no caso do feixe não colimado (caso em que z_R não é bastante grande em relação as distâncias d e D), as seguintes equações para o foco da lente e os demais parâmetros que compõem o sistema:

$$f_{\pm}(d) = \frac{d}{1-k}\left[1 \pm \sqrt{1-(1-k)\left(1+\frac{z_R^2}{d^2}\right)}\right], \quad \text{onde} \quad k = \frac{z_R\lambda}{\pi w_{0f}^2} \tag{7}$$

$$\text{e} \quad D = f\left(1-\frac{z_{IR}}{z_R}\right) + \frac{d z_{IR}}{z_R} \tag{8}$$

em que d é a distância da cintura do feixe no espaço livre até a lente objetiva, z_R é o comprimento de Rayleigh do laser no espaço livre e w_{0f} é a cintura aceita pela fibra ótica monomodo. Este caso foi considerado para o experimento final pois, neste sistema, não foi possível considerar o feixe colimado.

Portanto, sabendo que w_{0f} = 10,4 μm, fixando w_0 ´= 372 μm, o que dá z_R = 0,284 m e variando d de 0 m a 2 m, foi plotado o gráfico 3 do foco em função da distância.

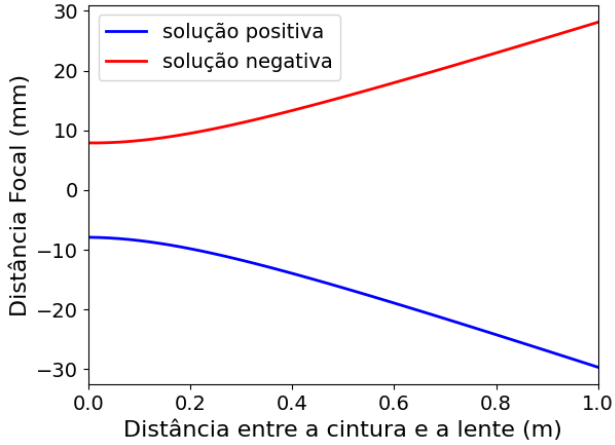

Figura 3: Gráfico que mostra os valores do foco para cada valor de distância da cintura até a lente

Então, dado que no laboratório a lente cuja distância focal era a mais próxima da desejada era f = 25,4 mm, foi fixado este valor para o foco. Logo, foi calculado d $\approx$ 0,9 m pela solução negativa da equação (7) (a qual representa uma lente convergente) e D $\approx$ 2,6 cm pela equação (8).

2.2 Previsão da eficiência do sistema

A justificativa para o sistema ter mais de 90 % de eficiência é que a fibra na qual a luz será acoplada joga luz em um detector de fóton individual com eficiência quântica da ordem de 90 %. Este detector é sensível a fótons individuais e está acoplado por fibra ótica. Devido a mudança de meio que a luz experiencia na interface entre o ar e a entrada na fibra, estão presentes os efeitos da reflexão de interface.

Para o caso da interface deste problema, temos que n_1 = 1 e n_2 = 1,47 (λ = 1550 nm), o que nos dá R = 0,04 = 4 % e T = 0,96 = 96 %. Esse valor de 4 % representa uma limitação intrínseca do sistema de acoplamento para a eficiência, fazendo com que a maior eficiência possível de ser atingida sejam os 96 %. [1] Para tal, o sistema não pode ter mais nenhum outro tipo de perda que não seja pela reflexão de interface, o que requer um processo de alinhamento feito com grande cuidado.

3 Resultados e Discussão

Para f = 25,4 mm, foi montado o sistema de tal forma que d $\approx$ 90 cm (distância entre a cintura do feixe no espaço livre e a lente) e que D $\approx$ 2,6 cm (distância entre a lente e a entrada da fibra). Assim, com o auxílio de um potenciômetro, foram feitas medidas de potência de entrada e de saída do sistema para se estimar a eficiência de acoplamento. No experimento feito, a primeira fibra jogava para o espaço livre uma potência de P $\approx$ 7,5 mW. Encontrando o ponto ótimo de ajuste dos espelhos cinemáticos e do estágio xyz, foi obtida uma potência de saída máxima de $P_{máx}$ $\approx$ 1,3 mW, o que corresponde a uma eficiência de acoplamento de $\eta \approx$ 17,3 %. O arranjo final segue a disposição da Figura 4.

4 Conclusão

Em suma, este estudo teve como objetivo responder como realizar o procedimento de acordo modal entre luz no espaço livre para um fibra ótica monomodo com mais de 90 % de eficiência nos comprimentos de onda de 1550 nm e de 780 nm. No entanto, por mais que a parte teórica de tal procedimento tenha

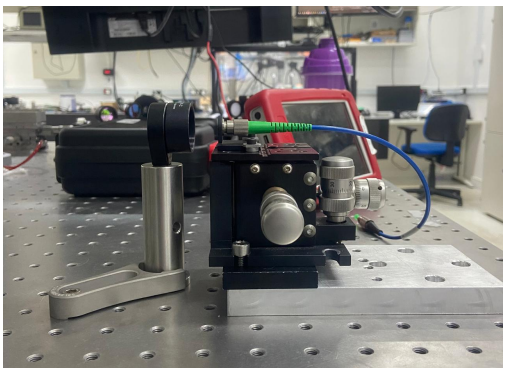

Figura 4: Lente objetiva seguida do estágio xyz com a entrada da fibra para o acoplamento

sido bem trabalhada ao longo do texto, ainda faltam dados experimentais para serem coletados a fim de concluir a pesquisa. Em uma primeira tentativa de acoplamento, foi obtido 17,3 % de eficiência do sistema. Os próximos passos do projeto consistem em estudar as possíveis perdas no sistema afim de tentar aumentar a eficiência final.

5 Bibliografia

[1] David J. Griffiths. *Introduction to Eletrodynamics, Fourth Edition*. Pearson Education, Inc, 1989.

[2] Eugene Hecht. *Optics, Forth Edition*. Pearson Education, Inc., 2002.

[3] H. Kogelnik e T. Li. “Laser Beams and Resonators”. Em: *ppl. Opt. 5, 1550-1567* (1966).

[4] Clifford R. Pollock e Michal Lipson. *Integrated Photonics*. K.luwer Academic Publishers, 2003.

[5] Amnon Yariv. *Quantum Electronics, Third Edition*. John Wiley e Sons, Inc., 1989.