



Relatório Final de Instrumentação para Ensino (F-809) – Prof. J. J. Lunazzi

Introdução às Fibras Fotônicas

Aluno: Gustavo Silva Wiederhecker (gsw@ifi.unicamp.br)

Orientador: Carlos Lenz Cesar

RESUMO

Neste trabalho serão discutidos aspectos teóricos e experimentais de fibras ópticas microestruturadas. Através de uma discussão qualitativa das propriedades de guiamento de luz destas fibras será introduzido o conceito de bandas fotônicas e a variedade de aplicações que estas estruturas podem proporcionar. Uma breve analogia quantitativa entre a teoria de bandas eletrônicas, descritas pela mecânica quântica, e bandas fotônicas também será analisada. O procedimento experimental para produzir tais fibras será ilustrado e discutido. Ilustraremos também o aparato experimental e o processo de fabricação destas fibras no Laboratório de Fibras Ópticas do Departamento de Eletrônica Quântica na Universidade Estadual de Campinas.

1. Introdução.

A propagação da luz em estruturas periódicas apresenta características intrigantes. Como foi discutido em [1] a periodicidade do meio de propagação em escalas comparáveis ao comprimento de onda da luz propagante possibilita a formação de um espalhamento coerente, i.e. o espalhamento ocorre de forma sistemática. Em decorrer disto, uma propriedade observada é a criação de regiões espectrais proibidas para a propagação luminosa, comprimentos de onda próximos do escala de periodicidade do meio se interferem destrutivamente nestes meios. Consiste, portanto, em um arranjo especial de reflexões de Bragg.

As fibras de gap fotônico baseiam-se neste princípio para confinar a luz radialmente em uma região em que a propagação é permitida. Uma diferença singular pode ser notada neste tipo de guiamento óptico, diferente do processo bem conhecido de reflexão internal total, em que a luz deve ser guiada sempre em um meio com índice de refração maior que o meio externo ao guia, segundo a lei de Snell, nestas estruturas podemos confinar a luz em qualquer meio, inclusive o ar. Outro aspecto relevante é que podemos confinar a luz em regiões extremamente pequenas, criando modos eletromagnéticos com altíssima intensidade luminosa, permitindo-se explorar de forma eficaz as não-linearidades do meio de propagação.

Em [1] foi discutido, qualitativamente, como é possível compreender este fenômeno, a seguir faremos uma discussão mais quantitativa, indicando como modelar a propagação luminosa nestas estruturas. Além disto serão ilustradas e discutidas diversas aplicações deste tipo de fibra e o processo de fabricação das mesmas.

2. Teoria de propagação em estruturas periódicas.

O confinamento da luz em estruturas que possuem uma distribuição periódica do índice de refração é possível devido a sucessivas reflexões de Bragg que acontecem nestas estruturas. Quando o comprimento de onda da luz é próximo da escala do arranjo periódico, a propagação é proibida. De fato, o que acontece é resultado da interferência das ondas espalhadas pelos vários centros espalhadores arranjados periodicamente. Estes resultados são bem conhecidos no campo da cristalografia e na teoria de condução eletrônica em sólidos.

Na teoria de condução eletrônica, devemos resolver um problema de autovalor associado à equação de Schrodinger sujeito a condições de contorno periódicas. Ou seja, utilizamos explicitamente o fato de que o potencial elétrico criado pelos átomos é periódico e que esta periodicidade será refletida na forma da função de onda que descreve o movimento eletrônico (Teorema de Bloch). Matematicamente,

$$V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{r}_n), \quad \mathbf{r}_n = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3,$$

devido a periodicidade do potencial, pode-se expandi-lo em séries de Fourier

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} V_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}}, \quad \mathbf{G} = h\mathbf{g}_1 + k\mathbf{g}_2 + l\mathbf{g}_3,$$

se $\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}_n = 2\pi m$ ($m \in \mathcal{Z}$) então a condição de periodicidade é satisfeita. Onde \mathbf{G} é um vetor da rede recíproca do cristal. Se expandirmos a função de onda em ondas planas, $\psi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} C_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$, podemos escrever a equação de Schroedinger como

$$H\psi(\mathbf{r}) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi = E\psi$$

substituindo as expressões para o potencial nesta equação e realizando alguma álgebra, obtém-se para cada vetor de onda \mathbf{k} a seguinte expressão

$$\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E \right) C_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{G}} V_{\mathbf{G}} C_{\mathbf{k}-\mathbf{G}} = 0,$$

ou seja, a presença do potencial atômico cristalino acopla cada coeficiente da expansão da função de onda com o coeficiente transladado por vetores do espaço recíproco. Se escrevermos esta expressão para todos os \mathbf{G} e para todos os $C_{\mathbf{k}}$ obteremos um sistema infinito de equações algébricas para resolver. Entretanto, como toda expansão de uma função em uma dada base, em algum momento a importância dos termos da expansão ficam cada vez menores e então podemos truncar a expansão. Do mesmo modo a expansão do potencial pode ser truncada em algum momento, tornando possível resolver o problema, já que teríamos um sistema de equações algébricas para resolver. As soluções deste sistema permitem conhecer a energia E e os coeficientes $C_{\mathbf{k}}$. Como trata-se de um sistema homogêneo, a condição para obtermos solução não trivial é que o determinante dos coeficientes seja nulo.

Na propagação de ondas eletromagnéticas, as equações que governam a propagação são extraídas das equações de Maxwell. Podemos encontrar equações tanto para o campo magnético, como para o campo elétrico. Neste texto mostraremos equações para o campo magnético. A equação de onda no domínio da frequência para o campo magnético quando a permissividade elétrica ϵ depende da posição será dada por

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \vec{H}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\mathbf{r})$$

onde $\epsilon(\mathbf{r})$ é a função dielétrica, ω é a frequência angular e c é a velocidade da luz. Em um fibra fotônica periódica podemos utilizar o teorema de Bloch e expandir o campo magnético da seguinte forma

$$\vec{H}(\mathbf{r}) = \sum_{\vec{G}, \lambda} h_{G,\lambda} \hat{e}_{\lambda} e^{i(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}}$$

onde $l=1,2$. \vec{k} é o vetor de onda da onda plana, \vec{G} é um vetor de espaço recíproco, \hat{e}_{λ} é um vetor unitário na direção perpendicular à $\vec{k} + \vec{G}$. $h_{G,\lambda}$ é o coeficiente das componentes de H na direção \hat{e}_{λ} . Se utilizarmos a transformada de Fourier para função dielétrica temos

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{\vec{G}} \epsilon_{\vec{G}} e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad \epsilon_{\vec{G}} = \frac{1}{V} \iiint_{\Omega} \epsilon(\mathbf{r}) e^{-i\vec{G} \cdot \vec{r}} d\Omega$$

onde Ω é o a célula unitária e V seu volume. Finalmente é possível escrever a equação de Helmholtz na seguinte forma algébrica

$$\sum_{\vec{G}'} \left| \vec{k} + \vec{G} \right| \left| \vec{k} + \vec{G}' \right| \epsilon^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \begin{bmatrix} \hat{e}_2 \cdot \hat{e}'_2 & -\hat{e}_2 \cdot \hat{e}'_1 \\ -\hat{e}_1 \cdot \hat{e}'_2 & \hat{e}_1 \cdot \hat{e}'_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{1,G'} \\ h_{2,G'} \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_{1,G} \\ h_{2,G} \end{bmatrix}.$$

No caso eletromagnético esta é o problema de autovalores que temos que resolver, obviamente é mais complicado que o caso quântico, uma vez que neste caso o problema é

vetorial e temos que determinar os coeficientes da expansão para cada componente dos campos.

Neste ponto fica clara a analogia entre os dois problemas. Temos uma equação de onda que, no domínio da frequência (caso eletromagnético) e no domínio dos vetores de onda (caso quântico) se torna um problema algébrico de autovalores que pode ser resolvido, no mais complexo dos casos numericamente. Em ambos problemas encontramos relações de dispersão para o vetor de onda. Abaixo ilustro estrutura de bandas fotônicas calculadas para um cristal fotônico com estrutura do diamante (HCP- Hexagonal Close-Packing).

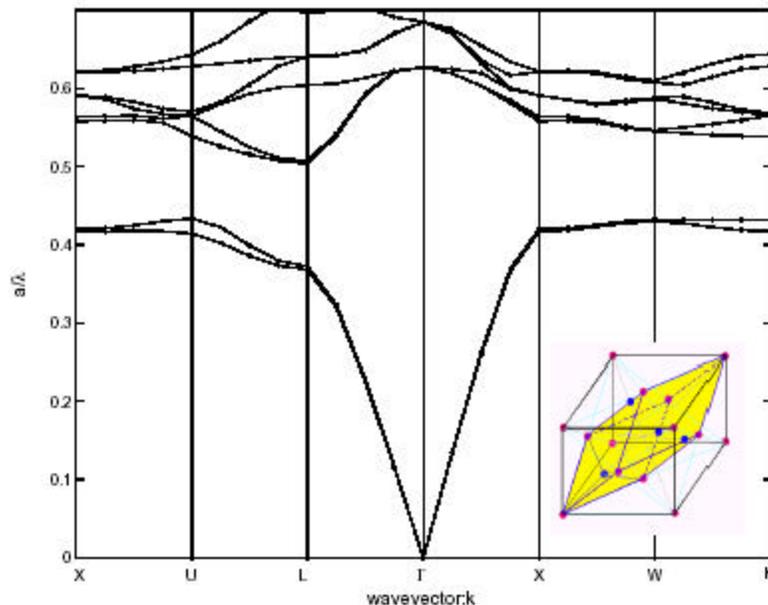


Figura 1: Estrutura de bandas para um cristal fotônico com rede “cristalina” igual a do diamante.

3. Fabricação de fibras fotônicas.

Fibras fotônicas são produzidas usando técnicas adaptadas de métodos conhecidos para puxar feixes de fibras ópticas utilizadas em aplicações de imagens e iluminação. Este processo é constituído por uma série de estágios: Primeiramente tubos de vidro (ver Figura 2) são empilhados e fundidos juntos em um forno de alta temperatura (dependendo do tipo de vidro utilizado podem ser necessários 2000 °C) e puxados para formar um aglomerado de tubos. Posteriormente, este aglomerado é fundido novamente, reduzindo assim o diâmetro do mesmo e eliminando o espaço inicial entre os diversos tubos. Ao invés de tubos também é possível utilizar bastões maciços de vidro para produzir fibras fotônicas. O processo de puxamento pode reduzir o diâmetro inicial do arranjo em até 10000 vezes, deixando os buracos internos com diâmetros tão pequenos quanto alguns nanômetros. Existem várias variações destas fibras, mas dois tipos são mais utilizados, as de núcleo oco e as de núcleo sólido. Para obter um núcleo oco basta retirar do centro do arranjo inicial um ou alguns tubos.

O aluno acompanhou o processo de fabricação destas fibras no laboratório de Fabricação Fibras Ópticas do Prof. L. C. Barbosa. O procedimento utilizado foi, basicamente, o descrito acima. Na Figura 2 é mostrado o forno utilizado no processo.

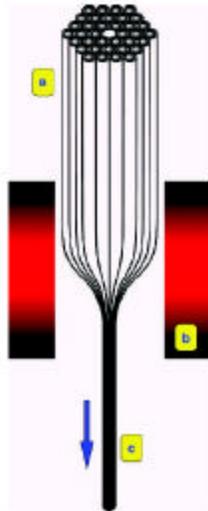


Figura 2: a) Uma pilha de tubos de vidros é construída da maneira desejada (preforma). c) Então estes tubos são fundidos e puxados na forma de fibras. b) Para amolecer o vidro é utilizado um forno entre 1000 e 2000 °C.

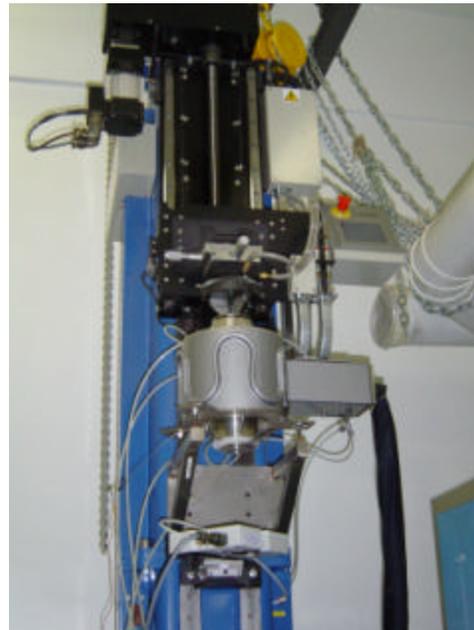


Figura 3: Fotos do forno utilizado para puxar as fibras fotônicas no Laboratório de Fabricação de fibras Ópticas.

Neste caso, os vidros utilizados são vidros alcalinos, que sofrem fusão a cerca de 1200 °C. Os capilares e bastões de vidro utilizados são mostrados na Figura 4. Nesta figura, mostra-se também o aglomerado de tubos após sofrerem a primeira etapa da fusão.

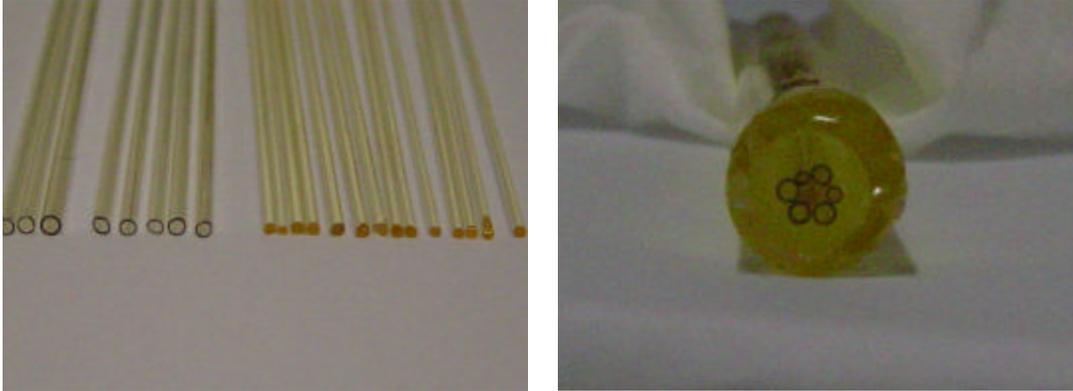


Figura 4: À esquerda, os capilares e bastões utilizados para montagem do arranjo periódico. À direita, capilares após sofrerem a primeira etapa da fusão.

Para finalizar a ilustração do processo de fabricação, é mostrado na Figura 5 a imagem da secção transversal da fibra fotônica guiando luz no núcleo.

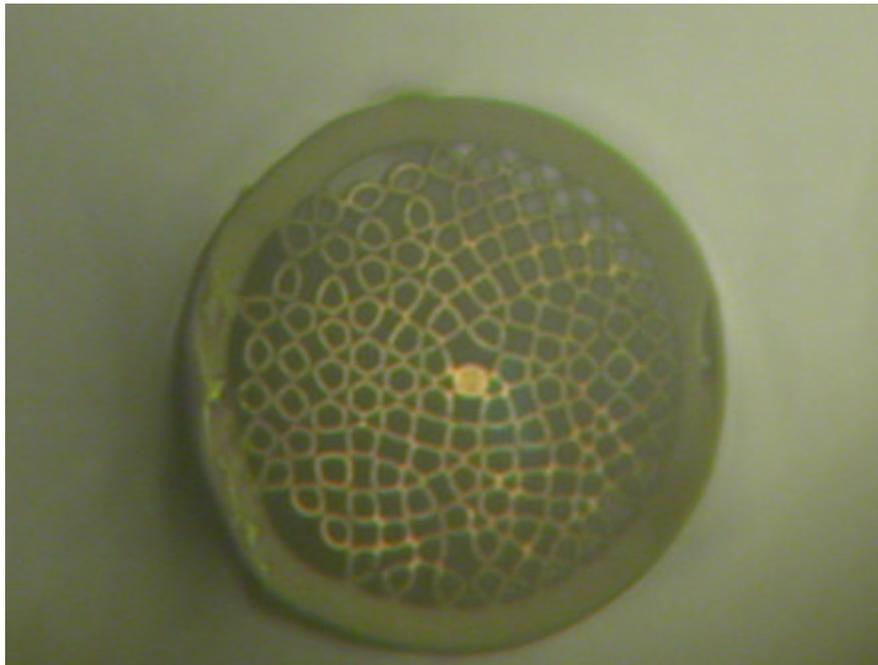


Figura 5: Foto da secção transversal da fibra fotônica guiando luz, puxada utilizando os capilares da figura 3.

A tecnologia de fabricação destas fibras ainda está em desenvolvimento no referido laboratório, e portanto, podemos perceber que a mesma não exibe uma periodicidade regular, o que dificulta a criação de um verdadeiro gap fotônico.

Entretanto, outros grupos no mundo já dominam a tecnologia de fabricação destas fibras. Nas figuras mostradas a seguir, aparecem fibras puxadas pelo grupo da Universidade de Bath na Inglaterra.

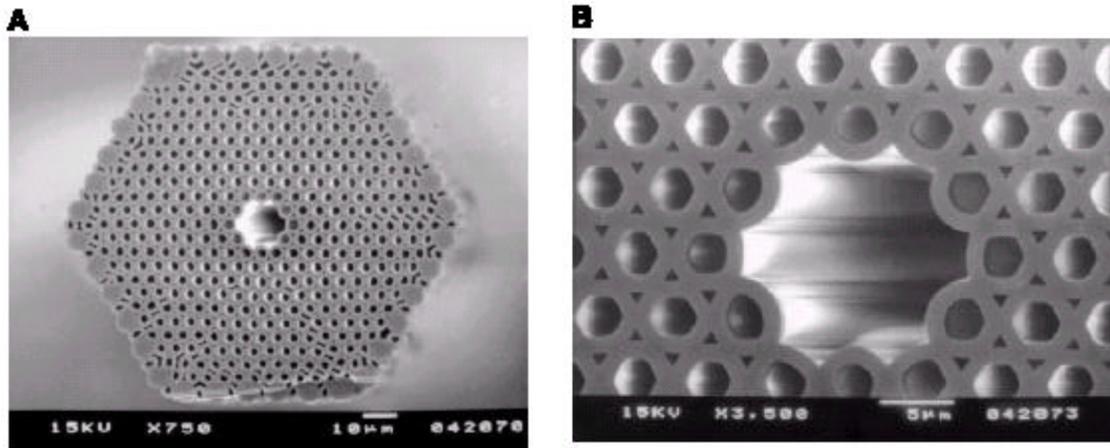


Figura 6: Imagem obtidas através de microscópio eletrônico de varredura de uma fibra de núcleo oco produzida por Russel et al na Universidade de Bath.

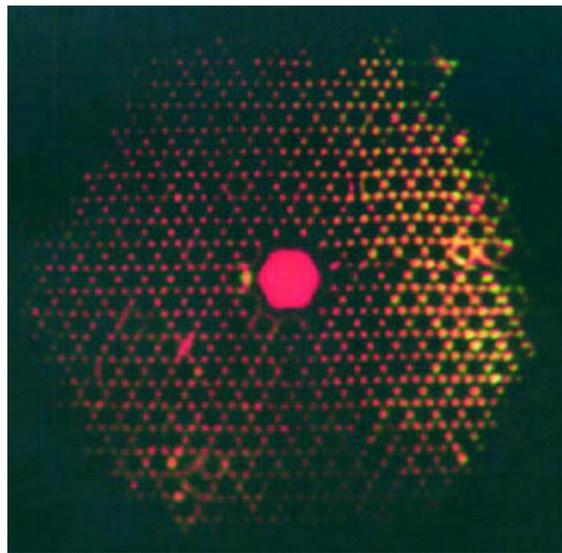


Figura 7: Foto da fibra da Figura 6 guiando luz vermelha.

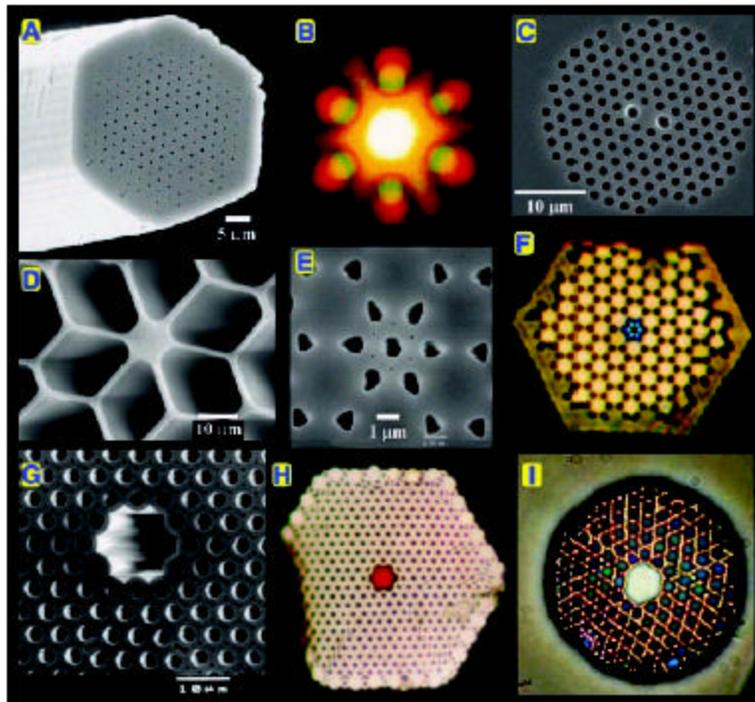


Figura 8: Diversas imagens obtidas por microscopia óptica (MO) e eletrônica (ME) de fibras fotônicas. A) ME de uma fibra monomodo de núcleo sólido. B) MO do modo guiado da mesma fibra de A). C) ME de uma fibra fotônica birefringente. D) ME de uma fibra de núcleo sólido altamente não linear. E) ME de uma fibra de núcleo oco. F) A mesma fibra de E) guiando um modo azul. G) ME de outra fibra de núcleo oco. H) A mesma de g) guiando luz vermelha. I) Outra fibra de núcleo oco guiando luz branca.

Como pode-se ver pelas figuras acima, a tecnologia de fabricação destas fibras esta se desenvolvendo rapidamente, permitindo utilizá-las para diversos fins. Na seção a seguir serão mostradas algumas aplicações destas fibras.

4. Aplicações de fibras fotônicas.

A possibilidade de confinar a luz em pequenas regiões, ou guiar luz em ar, sugere uma série de possíveis aplicações destas fibras. Abaixo, serão mostradas algumas destas possibilidades.

Dispositivos não-lineares:

A possibilidade de criar fibras com núcleos extremamente pequenos permite confinar o modo eletromagnético em uma região muito pequena, tornando a intensidade deste modo muito alta. Entretanto, a presença de campos tão intensos tornam o caráter anarmônico do potencial elétrico dos átomos no material notório. Esta não armonicidade do potencial resulta em uma resposta não-linear da polarização do meio ao campo aplicado, esta resposta não-linear é responsável por diversos fenômenos ópticos, um deles é a geração de harmônicos superiores de uma dada frequência óptica. Outro interessante é o processo de mistura de quatro ondas, onde uma frequência óptica de alta potência cede energia para

outras frequências, permitindo a fabricação de amplificadores ópticos paramétricos em fibras. Na Figura 9 é mostrada uma fibra que foi excitado com pulsos ópticos de femtosegundos. O resultado é a geração de um contínuo de radiação eletromagnética.

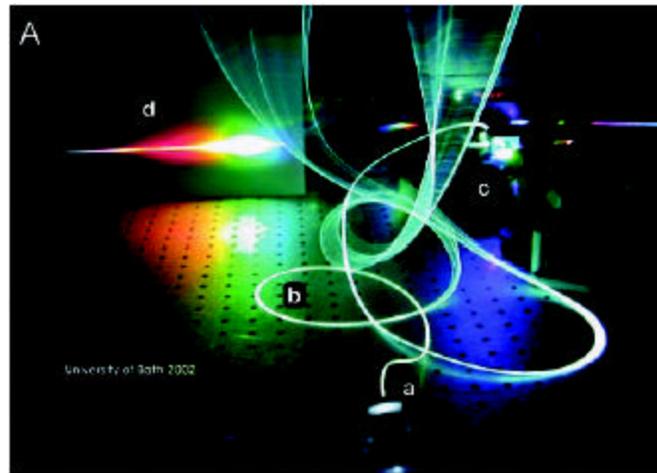


Figura 9: a) Um laser pulsado operando em 800 nm gerando pulsos de 200 femtosegundos. B) Os pulsos se propagam pela fibra induzindo efeitos não lineares. C) A saída da fibra é colocada em uma grade de difração. D) Podemos ver o contínuo de frequências gerado pelos efeitos não lineares na fibra.

Separador de Polarização:

Devido à possibilidade de desenhar o perfil da seção transversal da fibra, pode-se criar fibras altamente birefringentes, ou seja, fibras em que polarizações distintas percebem um índice de refração distinto, desta maneira pode-se criar dispositivos que permitem separar a polarização da luz. De fato Liu Zhang et al propôs recentemente uma fibra fotônica que poderia exibir esta propriedade. Nas figuras a seguir mostro este resultado.

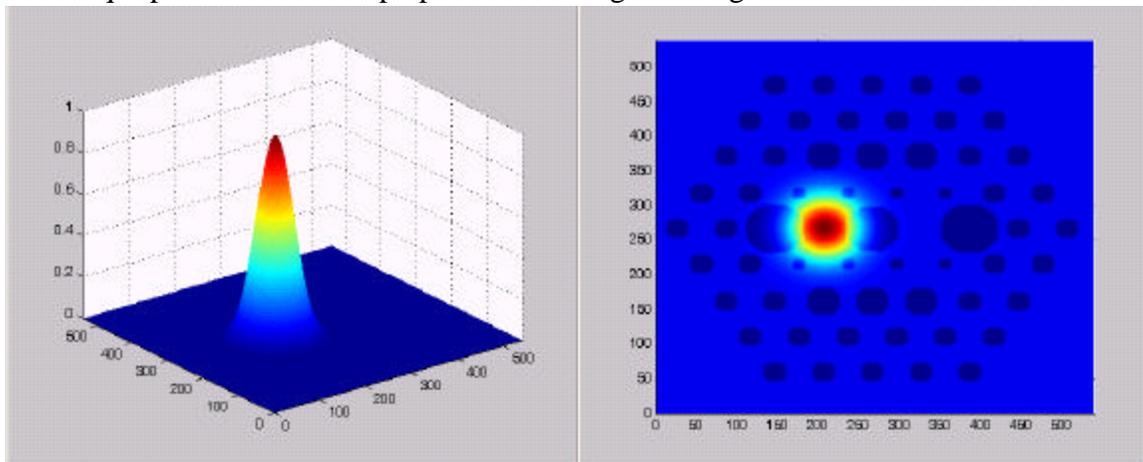


Figura 10: Distribuição de intensidade do pulso inicial. A polarização do mesmo era linear de 45°. À direita pode-se ver a forma da seção transversal da fibra.

Desta forma o feixe estava igualmente polarizado ao longo de duas direções perpendiculares. Após propagar por 17 mm deste dispositivo a distribuição de intensidades é a mostrada na figura .

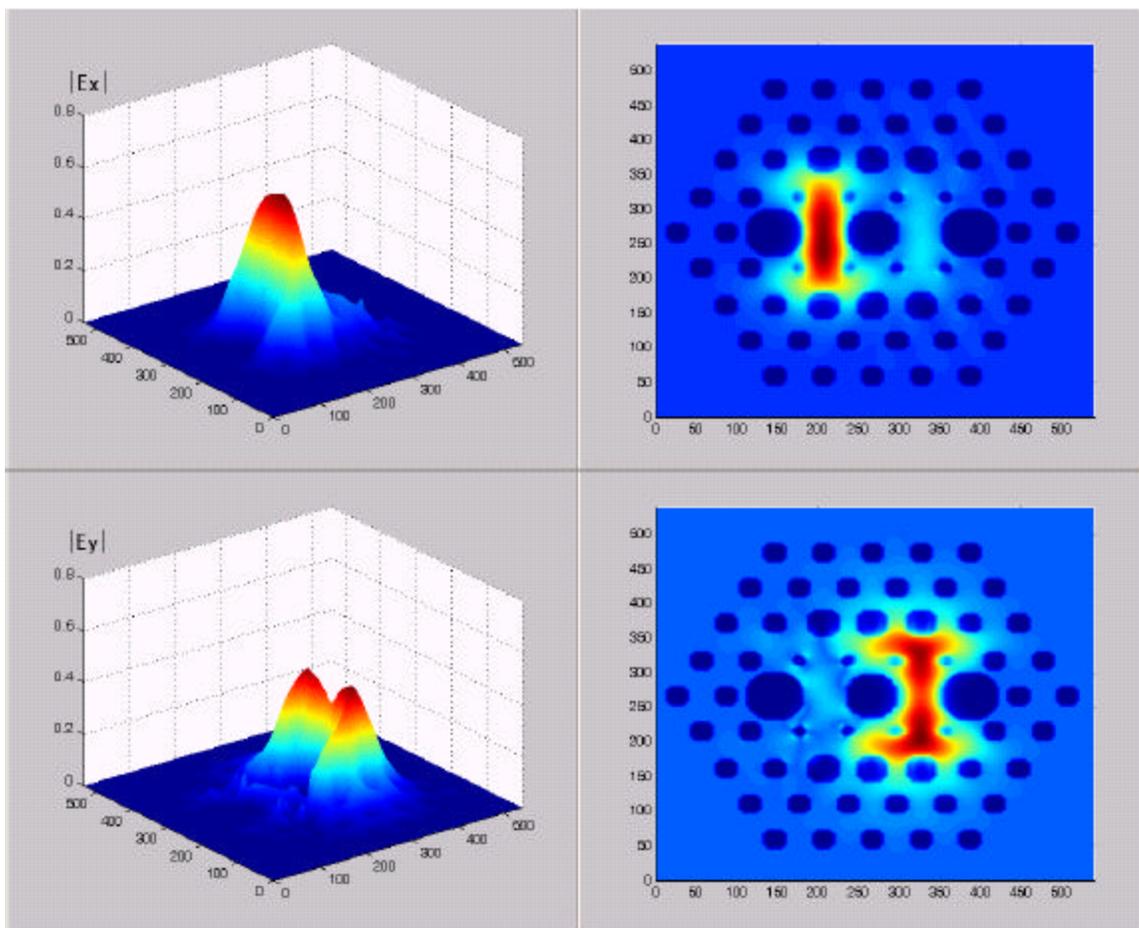


Figura 11: Forma dos campos após propagar por 17 mm desta fibra. Podemos perceber que ambas polarizações foram separadas.

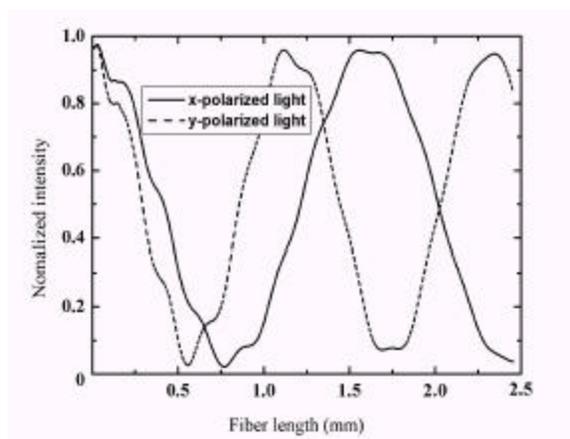


Figura 12: Intensidade normalizada transmitida para ambas as polarizações em função do comprimento da fibra fotônica birefringente.

Manipulação da curva de dispersão de fibras:

Um dos parâmetros cruciais no desenvolvimento de dispositivos para aplicações em comunicações ópticas, como amplificadores paramétricos, coonjugadores de fase, compensadores de dispersão, entre outros é a forma espectral da dispersão cromática. Apesar de não conseguirmos mudar a dispersão cromática intrínseca do material utilizado na fabricação da fibra, pode-se alterar a dispersão de guia de onda manipulando a forma espacial do índice de refração. Desta maneira consegue-se uma alta maleabilidade na dispersão total da fibra (dispersão material + dispersão de guia de onda). Russel et al, demonstraram experimentalmente uma fibra de dispersão altamente plana.

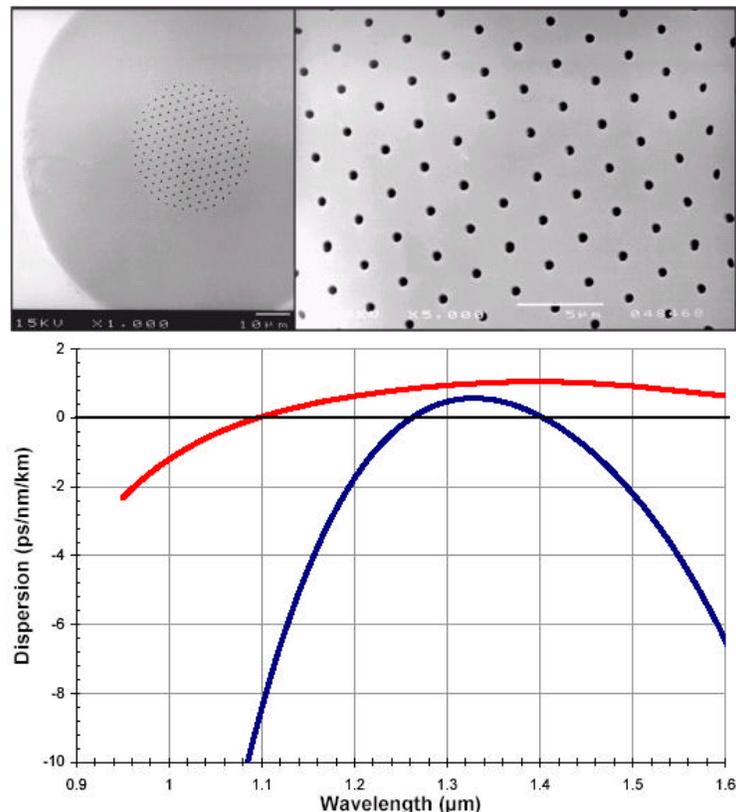


Figura 13: Em cima, foto de microscopia eletrônica de varredura do tipo de fibra utilizado. Abaixo, as curvas de dispersão obtidas apenas alterando-se o espaçamento entre os furos e o tamanho dos furos.

Podemos ver pela Figura 13 que estas fibras permitem um alto controle da curva de dispersão, tornando-as fortes candidatas à aplicação em telecomunicações.

5. Conclusão

Foi feito um breve estudo sobre fibras microestruturadas. Permitindo ilustrar como a propagação eletromagnética em meios periódicos pode exibir propriedades exóticas. Acompanhando alunos de um laboratório da UNICAMP mostrou-se a iniciativa e o método utilizado pelos mesmos para produzir tais fibras. Através da compilação de dados de diversos artigos científicos acredita-se que foi possível introduzir este novo campo da óptica aplicada aos alunos de diversos níveis. O tratamento quantitativo foi feito de forma sucinta e resumida a fim não restringir a leitura do texto.

6. Bibliografia

- [1] – Relatório Parcial de F-809 – Gustavo Silva Wiederhecker
- [2] - J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, and D.M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” Opt. Lett. **21**, 1547 (1996)
- [3]- W.J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J.C. Knight, T.A. Birks, T-P.M. Man and P.St.J. Russell, “Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers – A novel light source,” J. Opt. Soc. Am. B in press, (2002).
- [4]- A. Ferrando, E. Silvestre, J.J. Miret, and P. Andres, “Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers,” Opt. Lett. 25, 790 (2000)
- [5]- K. Busch and S. John, Photonic band gap formation in certain self-organizing systems,” Phys. Rev. E 58, 3896-3908 (1998)
- [6] – P. J. Russel “Photonic Crystal Fibers” Science vol. 299, January, 2003.