

UNIVERSIDADE PRESBITERIANA MACKENZIE  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA  
MESTRADO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

HENRIQUE GUIMARÃES ROSA

ESTUDO DE UM LASER À FIBRA DOPADA COM ÉRBIO EM REGIME  
DE ACOPLAMENTO PASSIVO DE MODOS COM O USO DE  
NANOTUBOS DE CARBONO COMO ABSORVEDORES SATURÁVEIS

SÃO PAULO

2010

HENRIQUE GUIMARÃES ROSA

ESTUDO DE UM LASER À FIBRA DOPADA COM ÉRBITO EM REGIME  
DE ACOPLAMENTO PASSIVO DE MODOS COM O USO DE  
NANOTUBOS DE CARBONO COMO ABSORVEDORES SATURÁVEIS

Dissertação apresentada ao curso de Mestrado em Engenharia Elétrica do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Presbiteriana Mackenzie, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Eunézio Antônio de Souza (Thoróh)

SÃO PAULO

2010

R788e Rosa, Henrique Guimarães.

Estudo de um laser à fibra dopada com Érbio em regime de acoplamento passivo de modos com o uso de nanotubos de carbono como absorvedores saturáveis / – 2010.

65 f. : il. ; 30 cm

Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, 2010.

Bibliografia: f. 63-65.

1. Laser à fibra dopada com Érbio. 2. Acoplamento passivo de modos. 3. Nanotubos de carbono. 4. Absorvedores saturáveis. 5. Otimização. I. Título.

CDD 621.366028

HENRIQUE GUIMARÃES ROSA

ESTUDO DE UM LASER À FIBRA DOPADA COM ÉRBIO EM REGIME  
DE ACOPLAMENTO PASSIVO DE MODOS COM O USO DE  
NANOTUBOS DE CARBONO COMO ABSORVEDORES SATURÁVEIS

Dissertação apresentada ao curso de Mestrado em Engenharia Elétrica do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Presbiteriana Mackenzie, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

BANCA EXAMINADORA

---

Prof. Dr. Eunézio Antônio De Souza – Orientador  
Universidade Presbiteriana Mackenzie

---

Prof. Dr. Christiano José Santiago de Matos  
Universidade Presbiteriana Mackenzie

---

Prof. Dr. Flávio Caldas Cruz  
Universidade Estadual de Campinas

Dedico este trabalho a Samuel I. Rosa e Ivania  
A. G. Rosa, e a Paula T. G. Prado.

## AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, Prof. Thoróh, pela intensa dedicação a mim e a este trabalho, pelas discussões, conversas e ensinamentos, e por me ajudar a me tornar um cientista.

Ao Prof. Christiano J. S. de Matos, coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, pelas conversas, ensinamentos e idéias, e por nos ter motivado a fazer este trabalho.

Aos colegas de laboratório, Alexandre Bozolan, Camila Dias, Cláudia Barros, David Steinberg, Prof. Joaquim Filho, Rafael de Oliveira, Ramon Cortez, Rodrigo Gerosa, Tatiana Matiussi, pelo apoio, amizade e companheirismo, e aos colegas Danilo Spadoti, Lúcia Saito, Paulo Komninos, pelo apoio, amizade e companheirismo e revisão dos textos deste trabalho.

À Universidade Mackenzie, pela estrutura proporcionada.

Às agências FAPESP e MackPesquisa, e ao INCT/Fotonicom, pelo apoio financeiro.

À minha família, Daniella G. Rosa, Fernanda G. Rosa, Ivania A. G. Rosa, Paula T. G. Prado e Samuel I. Rosa, pelo apoio, dedicação e amor intermináveis.

À Prof. Leila Miranda, coordenadora do curso de Engenharia de Materiais e aos laboratoristas do Laboratório de Processamento de Materiais da Escola de Engenharia, Luis H. Silveira e Maria Liuba L. Crespo, pelas idéias, sugestões e apoio técnico.

## RESUMO

Neste trabalho, apresentamos um estudo sobre a geração de trem de pulsos ultracurtos em lasers à fibra dopada com Érbio, utilizando a técnica de acoplamento passivo de modos com o uso de nanotubos de carbono como absorvedores saturáveis. Os nanotubos de carbono foram incorporados à cavidade laser através de duas técnicas: deposição guiada por termoforese e na forma de filmes finos contendo nanotubos de carbono, tendo a segunda técnica se mostrada mais vantajosa, pois por ela podemos ter controle sobre a concentração de nanotubos de carbono no filme e espessura do filme. Adicionalmente, apresentamos um estudo sobre a otimização da produção de filmes finos contendo nanotubos de carbono para maximização da largura de banda gerada em lasers à fibra dopada com Érbio. Utilizamos nanotubos de carbono de diâmetros de 0,8 nm e 1,0 nm, fabricamos filmes finos com transmitâncias diferentes (distintos valores para o produto  $\alpha L$ ), cavidades laser com diferentes características, tais como comprimento da cavidade, dispersão total acumulada, taxa de repetição. Neste contexto, os melhores resultados foram obtidos com filmes finos contendo nanotubos de carbono com 1,0 nm de diâmetro, em filmes cuja transmissão foi de 37% (produto  $\alpha L$  aproximadamente 1,0), numa cavidade laser de aproximadamente 9 m de comprimento (basicamente composta de 80 cm de fibra altamente dopada com Érbio e 8,2 m de SMF), dispersão total acumulada da cavidade de aprox. 0,153 ps/nm. A maior largura de banda obtida, com estes característicos parâmetros da cavidade, foi de 5,7 nm.

**Palavras-chave:** Laser à fibra dopada com Érbio, Acoplamento passivo de modos, Nanotubos de Carbono, Absorvedores Saturáveis, Otimização.

## ABSTRACT

In this work we present a study about ultrashort pulse-train generation in Erbium-doped fiber lasers, by the passive mode-locking technique, with the use of carbon nanotubes saturable absorbers. Carbon nanotubes were incorporated into laser cavities by two techniques: thermophoresis optically-driven deposition and thin films incorporating carbon nanotubes. The second technique has become more advantageous than the first one, because is possible to control carbon nanotubes concentration and thin films thicknesses. Additionally, we present a study about thin films incorporating carbon nanotubes optimization, in order to maximize generated output bandwidths in passively mode-locked Erbium-doped fiber lasers. We used 0.8 and 1.0 nm diameters carbon nanotubes, fabricated thin films with different transmission values (different  $\alpha L$  product values), laser cavities with different features, such as total cavity length, total accumulated dispersion, repetition rate. In this context, best results were achieved with thin films containing 1.0 nm diameter carbon nanotubes, with films transmission about 37% ( $\alpha L$  product close to 1.0), in 9 m long laser cavity (0.8 m of highly-Erbium-doped fiber and 8.2 m of SMF) of total accumulated dispersion of 0.153 ps/nm. The largest bandwidth measured, with those characteristics cavity parameters, was 5,7 nm

**Key-words:** Erbium-doped fiber lasers, Passive mode-locking, Carbon Nanotubes, Saturable Absorbers, Optimization.



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

APM	<i>Additive Pulse Mode-locking</i>
CNT	<i>Carbon Nanotubes</i>
CPM	<i>Colliding Pulse Mode-locking</i>
CW	<i>Continuous Wave</i>
DC	<i>Direct Current</i>
FC/APC	<i>Fiber Connector/Angle Polished Connector</i>
HiPCO	<i>Hi Pressure Carbon Oxide Conversion</i>
KLM	<i>Kerr Lens Mode-locking</i>
LASER	<i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
MASER	<i>Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
ML	<i>Mode-Locking</i>
NOA	<i>Norland Optical Adhesive</i>
SAINT	<i>Saturable Absorber Incorporating Nanotubes</i>
SESAM	<i>Semiconductor Saturable Absorber Mirror</i>
SMF	<i>Single Mode Fiber</i>
SW-CNT	<i>Single Walled – Carbon Nanotubes</i>
UV	<i>Ultravioleta</i>
WDM	<i>Wavelength Division Multiplexing</i>

## LISTA DE FIGURAS E ILUSTRAÇÕES

Fig. 1. Diagrama esquemático de um sistema WDM com cinco canais.....	11
Fig. 2. Esquema geral de uma cavidade laser.....	18
Fig. 3. Estrutura de uma fibra óptica padrão.....	20
Fig. 4. Níveis de energia do Érbio. Os níveis de energia $I_{13/2}$ e $I_{15/2}$ são compostos por diversos subníveis de energias ligeiramente diferentes entre si, que possibilitam transições com diferentes comprimentos de onda entre dois níveis.....	21
Fig. 5. Espectro de emissão espontânea amplificada de um laser à fibra dopada com Érbio. .	22
Fig. 6. Esquema típico de cavidade de laser à fibra dopada com Érbio: a) em anel; b) linear.	23
Fig. 7. Exemplo de modos longitudinais: modos propagantes em um tubo sonoro fechado...	25
Fig. 8. Espectro de um laser Fabry-Peròt de InGaAs. ....	26
Fig. 9. Espectro temporal, gerado por simulação, de modos longitudinais com relação aleatória de fase.....	27
Fig. 10. Espectro temporal, gerado por simulação, para fase inicial $\varphi_n = 0$ . ....	27
Fig. 11. Pulsos curtos no tempo levam a espectros largos no espectro, e vice-versa. Como podemos observar, a curva azul representa um pulso curto e seu respectivo espectro, e a curva vermelha corresponde a um pulso com maior duração que o azul, e seu respectivo .....	28
Fig. 12. a) Perfil de absorção de um absorvedor saturável: opaco para baixas intensidades e transparente para altas intensidades. ....	30
Fig. 13. Azul: absorvedor saturável; vermelho: ganho saturável. No domínio do tempo, durante o intervalo de tempo no qual o ganho supera a perda na cavidade, há a formação de pulso óptico.....	31
Fig. 14. Representação de um nanotubo de carbono (imagem retirada da internet, de domínio livre, disponível em diversas páginas da web).....	32
Fig. 15. Estrutura bidimensional do grafeno [24].....	32
Fig. 16. Energia de gap dos CNT em função do diâmetro [23].....	33
Fig. 17. Diagrama esquemático do processo de deposição guiada por termoforese [14].....	37
Fig. 18. Conectores de fibra óptica: a) antes da deposição; b) depois da deposição. O ponto luminoso no centro da imagem é o núcleo da fibra óptica. ....	38

Fig. 19. Esquema da conexão da fibra com CNT depositados em sua face com uma fibra sem CNT. As pontas das fibras ópticas se encostam.....	39
Fig. 20. Exemplo da suspensão espalhada em superfície limpa. Nesta foto, a suspensão está sobre superfície de vidro.....	41
Fig. 21. a) Pedaco de filme contendo CNT colocado na face da fibra óptica. Este pedaco tem dimensões de 1,5 x 1,5 mm, e foi retirado de um dos filmes produzidos; b) amostra produzida: o filme contendo CNT é posto entre dois conectores de fibra óptica. ....	42
Fig. 22. Caracterização das amostras de CNT.....	42
Fig. 23. Configuração geral de Laser à fibra dopada com Érbio. CP: controlador de polarização. ....	44
Fig. 24. Inserção no laser de amostra com CNT depositados na face da fibra óptica. ....	45
Fig. 25. Maior largura de banda obtida utilizando-se amostras produzidas pelo método da deposição. ....	46
Fig. 26. Trem de pulsos correspondente ao espectro da Fig. 25. O nível DC do trem de pulsos é devido a modos não acoplados.....	47
Fig. 27. Regimes de funcionamento de um laser à fibra dopada com Érbio em regime de mode-locking passivo. ....	48
Fig. 28. Largura de banda do laser em função do produto $\alpha L$ de cada amostra e do comprimento total da cavidade, para nanotubos de carbono de 0,8 nm de diâmetro. ....	50
Fig. 29. Maior largura de banda observada com CNT de 0,8 nm de diâmetro. Produto $\alpha L$ da amostra: 1,088; dispersão total acumulada da cavidade: 0,153 ps/nm.....	51
Fig. 30. Largura de banda em função do produto $\alpha L$ de cada amostra e do comprimento total da cavidade, para nanotubos de carbono de 1,0 nm de diâmetro.....	53
Fig. 31. Maior largura de banda observada para amostras de CNT de 1,0 nm de diâmetro. Produto $\alpha L$ da amostra: 0,921; dispersão total da cavidade: 0,153 ps/nm. ....	54
Fig. 32. Espectro de saída do laser à fibra dopada com Érbio com cavidade ultralonga de 3,5 km.....	58
Fig. 33. Trem de pulsos de saída, correspondente ao espectro mostrado na Fig. 32.....	59

## SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO .....	11
2	LASERS .....	17
2.1	LASERS A FIBRA .....	19
2.1.1	Fibra óptica padrão .....	19
2.1.2	Dispersão Cromática.....	20
2.2	LASER À FIBRA DOPADA COM ÉRBIO.....	21
3	ACOPLAMENTO DE MODOS.....	24
3.1	MODOS LONGITUDINAIS .....	24
3.2	<i>MODE-LOCKING</i> PASSIVO .....	28
4.	NANOTUBOS DE CARBONO .....	32
5	MÉTODO PARA INCORPORAÇÃO DE NANOTUBOS DE CARBONO NA CAVIDADE LASER .....	35
5.1	DEPOSIÇÃO DE NANOTUBOS DE CARBONO DIRETAMENTE NA FACE DA FIBRA .....	35
5.2	FABRICAÇÃO DE FILMES FINOS CONTENDO NANOTUBOS DE CARBONO .....	39
6	RESULTADOS EXPERIMENTAIS: LASER À FIBRA DOPADA COM ÉRBIO EM REGIME DE ACOPLAMENTO PASSIVO DE MODOS.....	44
6.1	CONFIGURAÇÃO EXPERIMENTAL .....	44
6.2	RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	45
7	CAVIDADES ULTRALONGAS E SÓLITONS .....	55
7.1	LASERS ULTRALONGOS.....	55
7.2	SÓLITONS.....	56
7.3	RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	58
8	CONCLUSÕES .....	60
9	TRABALHOS FUTUROS .....	62
	REFERÊNCIAS .....	63

# 1 INTRODUÇÃO

O grande aumento na demanda de tráfego de informações que vem ocorrendo nos últimos anos e a busca por dispositivos mais eficientes de geração, transmissão e recepção de sinais em sistemas de comunicação, tem exigido alto desenvolvimento tecnológico para suprir as necessidades gerais em telecomunicações. Nesse sentido, a comunidade científica tem voltado seus esforços para o desenvolvimento de novos dispositivos, tais como fontes de sinais e amplificadores, que operem com maiores taxas, maior eficiência, menores custos de produção e de transmissão de dados [1].

A maior parte dos sistemas atuais de comunicação óptica utiliza fibras ópticas como meio de transmissão. Tal embasamento traz inúmeras vantagens aos sistemas de comunicação, como segurança na transmissão de dados, transmissão com grande largura de banda e baixa perda de potência ao longo da linha de transmissão, baixo peso do material (da fibra óptica em comparação ao cobre, normalmente utilizado em alguns sistemas), além de ser uma tecnologia livre de interferências eletromagnéticas.

Os sistemas de comunicação de longo alcance que utilizam tecnologias à fibra óptica requerem lasers como fonte de sinais. Atualmente, a grande maioria dos sistemas de comunicação óptica utiliza lasers de diodo semiconductor como fonte contínua de sinais, usados em conjunto com moduladores de amplitude que a partir do sinal contínuo geram os bits a serem transmitidos ao longo da linha. Um exemplo de sistema de comunicação óptica que utiliza o esquema descrito acima é o sistema de Multiplexação por Divisão de Comprimentos de Onda (Wavelength Division Multiplexing, WDM), como mostrado na Fig. 1.

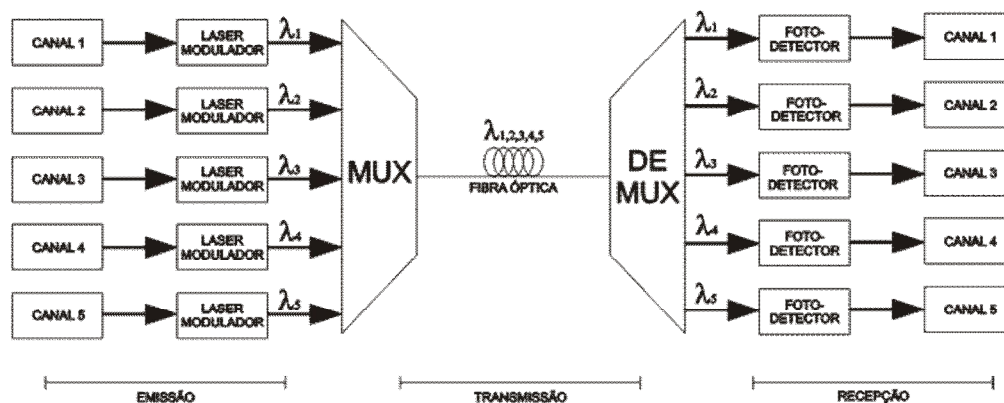


Fig. 1. Diagrama esquemático de um sistema WDM com cinco canais.

Num sistema WDM, como exemplificado na Fig. 1, cada canal possui um laser como fonte e um modulador próprios para a geração dos sinais. Os sinais gerados pelos diversos canais passam por um multiplexador (dispositivo responsável pela condensação de todos os sinais em um só) e são enviados ao longo do canal de transmissão. Ao final da transmissão, o sinal é demultiplexado, e os comprimentos de onda são divididos e encaminhados cada um a seu receptor.

Tais sistemas WDM têm uma grande vantagem: não é necessário um meio de transmissão para cada canal; através dos multiplexadores e dos demultiplexadores, vários canais podem ser transmitidos por uma única fibra óptica. Em contrapartida, esta configuração dos sistemas WDM leva a uma necessidade de um número cada vez maior de fontes de sinais e receptores conforme o acréscimo de canais por WDM. Isto aumenta a complexidade dos sistemas e torna seus custos elevados.

Uma possível solução a este problema é a implementação de fontes coerentes de banda larga com pulsos ultracurtos. A relação estabelecida pela Transformada de Fourier diz que pulsos ultracurtos no domínio do tempo levam a um espectro largo no domínio da frequência (matematicamente, estas grandezas podem ser obtidas pela Transformada Inversa de Fourier uma da outra), ou seja, quanto mais curto for o pulso, mais comprimentos de onda farão parte da composição de seu espectro. Este espectro alargado de frequências (com muitas componentes) passaria por um fatiador de espectro óptico (um filtro óptico que seleciona determinados comprimentos de onda). O sinal filtrado seria encaminhado a um modulador de amplitude, responsável pela geração dos bits componentes do sinal. Deste modo, cada comprimento de onda emergente do fatiador de espectro óptico faz o papel de cada uma das fontes necessárias nos sistemas WDM atuais. Desta maneira, tem-se um sistema de comunicação óptica compacto, tendo uma única fonte multicanal, e uma única linha de transmissão, muito embora ainda sejam necessários moduladores exclusivos para cada canal.

Para a geração dos referidos pulsos, atualmente é empregada a técnica de acoplamento de modos (Mode-locking, ML). Nesta técnica, insere-se na cavidade do laser um elemento ativo ou passivo que estabelece uma relação bem definida entre as fases dos modos ressonantes da cavidade laser, ocasionando na geração de pulsos.

No acoplamento ativo de modos, é inserido na cavidade um modulador de fase ou de amplitude, controlado externamente por um gerador de sinais. As tecnologias disponíveis atualmente permitem o funcionamento do laser em regime pulsado com taxas de repetição (que sejam um múltiplo inteiro da frequência natural da cavidade) da ordem de até 100 GHz

[2]-[4]. Pela teoria de Kuizenga e Siegman [5], que estabelece os princípios do regime de funcionamento de lasers com ML ativo, a duração dos pulsos de lasers a altas taxas é inversamente proporcional à raiz quadrada da frequência de modulação.

O acoplamento passivo de modos é, por sua vez, empregado para a geração de pulsos ultracurtos. Neste caso é inserido na cavidade um elemento automodulador, responsável pelo controle da dinâmica de perdas na cavidade. Como características, o ML passivo permite a geração de pulsos ultracurtos com duração de femtossegundos [6], dependendo das características da cavidade laser. Além disso, a taxa de repetição dos pulsos no mode-locking passivos é um harmônico da taxa de repetição fundamental da cavidade (usualmente, para baixas potências de bombeio, o Mode-locking apresenta taxa de repetição igual à taxa fundamental da cavidade). O comprimento total de fibra, tipicamente empregado em cavidades laser, é de alguns metros, o que posiciona o valor da frequência fundamental da cavidade em algumas dezenas de MHz. Para se obter altas taxas de repetição e pulsos ultracurtos existe o ML híbrido (que não será detalhado neste texto). No ML híbrido é necessário que o laser opere com um modulador ativo, para a obtenção de altas taxas de repetição, e com um mecanismo de modulação passivo para gerar os pulsos ultracurtos [7].

Diversos tipos de laser podem ser usados como fontes utilizadas em sistemas de comunicação óptica. Os mais utilizados são lasers de diodo semicondutor, que possuem uma tecnologia muito bem desenvolvida, têm tamanho bastante reduzido, além de funcionamento bem controlado, o que dá confiabilidade ao seu uso em sistemas de comunicação.

Ultimamente, muito tem sido pesquisado sobre lasers à fibra, principais candidatos a solução para os problemas que assolam as comunicações ópticas, no que concerne a fontes. Com o advento de amplificadores ópticos, na década de 60, primeiramente, viu-se a possibilidade, em longo prazo, de se substituir repetidores e amplificadores elétricos que eram empregados em comunicações, grandes fontes de ruídos, por elementos puramente ópticos que promovessem ganho no sinal. A partir destes amplificadores ópticos, teve origem a classe de lasers a fibra. O primeiro laser à fibra foi demonstrado por Snitzer et. al. [8] em 1963. Entretanto, é importante ressaltar que lasers à fibra apenas se tornaram práticos e largamente utilizados com o advento das fibras dopadas com Érbio, na década de 80. Isto porque amplificadores e laser à fibra dopada com Érbio trabalham com comprimentos de onda próximos a 1550 nm (chamada Banda-C), onde a luz experimenta uma janela de baixa atenuação nas fibras ópticas.

Os lasers a fibra utilizam fibra óptica como meio material para que haja ação laser. A cavidade laser pode ser uma fibra óptica fechada tanto numa cavidade em anel quanto numa cavidade linear com grades de Bragg ou espelhos nas duas extremidades da fibra óptica. Como meio de ganho, são utilizadas fibras ópticas dopadas com elementos terra-rara (Érbio, Itérbio, Neodímio, entre outros).

A excitação externa fica por conta de lasers de bombeio, usualmente lasers de semicondutor com um comprimento de onda específico para cada tipo de dopante componente do meio de ganho, a fim de promover inversão de população eletrônica dos átomos de meio ativo e permitir emissão estimulada e amplificada de radiação.

Os lasers a fibra têm inúmeras vantagens: são sistemas puramente ópticos, necessitam de baixas potências de bombeio, e são baseados na tecnologia de fibras ópticas, fazendo com que tenham total compatibilidade com grande parte das redes de comunicação existentes atualmente. Há também, dentre os lasers a fibra, aqueles que se baseiam no Efeito Raman (Espalhamento Raman Estimulado). Estes são lasers que utilizam em sua constituição uma fibra óptica especial, de núcleo reduzido, juntamente com alta potência de bombeio, na intenção de se obter alta intensidade óptica no interior da cavidade, o que promoverá a ação laser através de mecanismos da óptica não-linear ao longo de toda a sua cavidade (ganho Raman distribuído).

Uma possibilidade que os lasers a fibra proporcionam, de maneira relativamente simples, é a variação do comprimento de sua cavidade. Isto pode ser realizado acrescentando ou retirando do laser trechos de fibras ópticas. O comprimento da cavidade do laser é uma de suas características fundamentais, que influencia diretamente em seu funcionamento, em aspectos tais como potência óptica de bombeio, potência óptica no interior da cavidade, comprimento do meio de ganho, dispersão total acumulada, polarização, modos longitudinais existentes, frequência natural da cavidade, taxa de repetição do laser e duração do pulso (quando operando em regime de acoplamento de modos). Com isso, os lasers a fibra permitem facilmente o estudo de como essas variáveis influenciam seu funcionamento.

Quanto à produção de pulsos, e mais especificamente pulsos ultracurtos, em lasers a fibra, a literatura é extensa [9]-[10]. Neste trabalho focaremos na produção de pulsos ultracurtos com o uso de absorvedor saturável (nanotubos de carbono).

Foi demonstrado por Tausenev et. al. [11] o funcionamento de um laser à fibra dopada com Érbio em regime de acoplamento passivo de modos com um pulso de 177 fs. Neste



trabalho, para a obtenção do ML passivo nanotubos de carbono de parede única foram usados como moduladores.

Os nanotubos de carbono de parede simples (Single Walled - Carbon NanoTubes, (SW-CNT) são redes hexagonais de átomos de carbono enroladas na forma de cilindro, com diâmetros que variam aproximadamente de 0,6 a 3,0 nanômetros e comprimentos que chegam a unidades de micrometros. Os SWCNT são de particular interesse para a geração de pulsos ultracurtos, a sua estrutura simplificada [12] e propriedades únicas, tais como energia de gap em função de seu diâmetro e quiralidade, e rápido tempo de recuperação excitônica. Os SWCNT apresentam absorção saturável com um tempo de recuperação de menos de 1 ps na faixa do infravermelho. Trabalhos recentes demonstraram que funcionam como excelentes chaves ópticas para dispositivos que operem na banda C [11],[13]-[15].

O fenômeno da absorção saturável é algo que se verifica por toda a matéria, mais acentuadamente em alguns materiais, e em uma condição particular: a energia de gap de absorção do material deve ser igual a energia do fóton incidente. Como seu próprio nome sugere, um absorvedor saturável é um material que se mostra praticamente opaco para baixas intensidades de radiação incidente e se torna gradualmente transparente à medida que esta radiação incidente vai se tornando mais intensa.

De maneira geral, os nanotubos de carbono podem ser usados em sistemas ópticos de diversas maneiras. Usualmente referenciados como SAINT (Saturable Absorber Incorporating NanoTubes), encontramos na literatura duas principais técnicas que empregam SAINT para a realização do acoplamento passivo de modos. Estas técnicas são muito semelhantes entre si e de execução relativamente simples, pois não requerem equipamentos e procedimentos altamente específicos. São elas: deposição guiada por termoforese e fabricação de filmes contendo CNT. Ambas fazem com que os CNT façam parte da cavidade laser, estando diretamente em contato com uma face de fibra óptica usada no laser.

Existem outras técnicas de incorporação de nanotubos de carbono como absorvedores saturáveis em lasers à fibra. São técnicas novas, ainda em estágio inicial de exploração, porém vêm mostrando bons resultados. Podemos destacar: deposição por campo evanescente de CNT na face lateral de fibras com perfil D [16], e deposição por campo evanescente de CNT na região de afilamento (taper) da fibra [17]. Estas técnicas também utilizam o fenômeno da termoforese para guiar os nanotubos, porém cada uma delas têm procedimentos específicos.

Os CNT podem ser incorporados diretamente à face conectorizada da fibra óptica, através de um mergulho da fibra em uma suspensão de nanotubos de carbono a base de um

solvente não ofensivo aos CNT (etanol ou etilenoglicol, por exemplo) [14]. Desta maneira, haverá incidência de luz na suspensão de CNT, o que causará um campo gradiente de temperatura na suspensão, cujo foco será a extremidade da fibra óptica. Por suas propriedades, os nanotubos de carbono serão direcionados à extremidade da fibra e haverá sua adesão à face conectorizada da fibra. Esta técnica é de fácil assimilação e realização, porém não é possível de se controlar a espessura da camada formada pelos CNT e nem a distribuição e concentração dos nanotubos aderidos em torno do núcleo ou até mesmo da casca da fibra. Isto resulta em uma fácil produção de amostras de fibras com CNT para testes, porém com baixa reprodutibilidade de situações e de resultados.

Os nanotubos de carbono também podem ser incorporados à face da fibra através de uma película polimérica, fabricada previamente, onde se pode ter controle sobre sua espessura e concentração de CNT [15]. Esta película deve ser posta na face conectorizada da fibra, para que quando fechada a cavidade em anel do laser, a luz passe pela película.

Com amostras de CNT produzidas por este método, podemos estudar a produção de pulsos ultracurtos em lasers a fibra dopada com Érbio.

## 2 LASERS

LASER é um acrônimo para o termo Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, e que significa Amplificação da Luz por Emissão Estimulada de Radiação. De uma maneira geral, podemos entender um Laser como um dispositivo que gera e amplifica luz, conferindo a ela características especiais, tais como direcionabilidade (baixa divergência), pureza espectral (os comprimentos de onda, ou as “cores”, que compõe a luz laser são bem definidos), e intensidade controlável [9].

O efeito da amplificação por emissão estimulada de radiação foi pela primeira vez observado por C. H. Townes, J. P. Gordon e H. Zeiger, da Columbia University, em trabalhos com osciladores de amônia [9]. Emissões estimuladas foram observadas na faixa de micro-ondas do espectro eletromagnético, e por isso, o efeito foi denominado MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation). O efeito foi observado também para outras faixas do espectro eletromagnético, e em 1960 T. H. Maiman [18], trabalhando com fluorescência em cristais de Rubi, observou emissões estimuladas na região do visível do espectro. Desta maneira foi cunhado o termo laser. Posteriormente, o efeito foi observado e estendido para outras faixas do espectro. Devemos compreender a luz do termo “laser” como sendo radiação eletromagnética de qualquer parte do espectro eletromagnético. Hoje temos vários tipos de lasers, que emitem luz desde infravermelho longo, passando por ondas milimétricas e micro-ondas, região visível do espectro, indo até a região de ultravioleta e até mesmo raios-X do espectro eletromagnético.

É importante ressaltar que laser significa um fenômeno físico, mas pelo uso corriqueiro deste termo, usamos para nos referir aos dispositivos que permitem a ocorrência do fenômeno da emissão estimulada.

Num contexto amplo, podemos pensar num laser como composto de 3 elementos essenciais. Primeiramente, deve-se ter um material que componha o meio laser, capaz de promover geração ou amplificação da luz em seu interior. Chamamos este material de meio de ganho. Depois, devemos ter uma fonte de energia externa que bombeie este meio de ganho, a fim de haver excitação dos átomos deste meio a níveis quânticos de maiores energias. Por fim, devemos ter uma realimentação da luz gerada ou amplificada neste meio. Isto pode ser feito através de espelhos, ressonadores que delimitam as extremidades do que denominamos cavidade ressonante laser. Um esquema geral da disposição destes elementos num laser é

mostrado na Fig. 2.

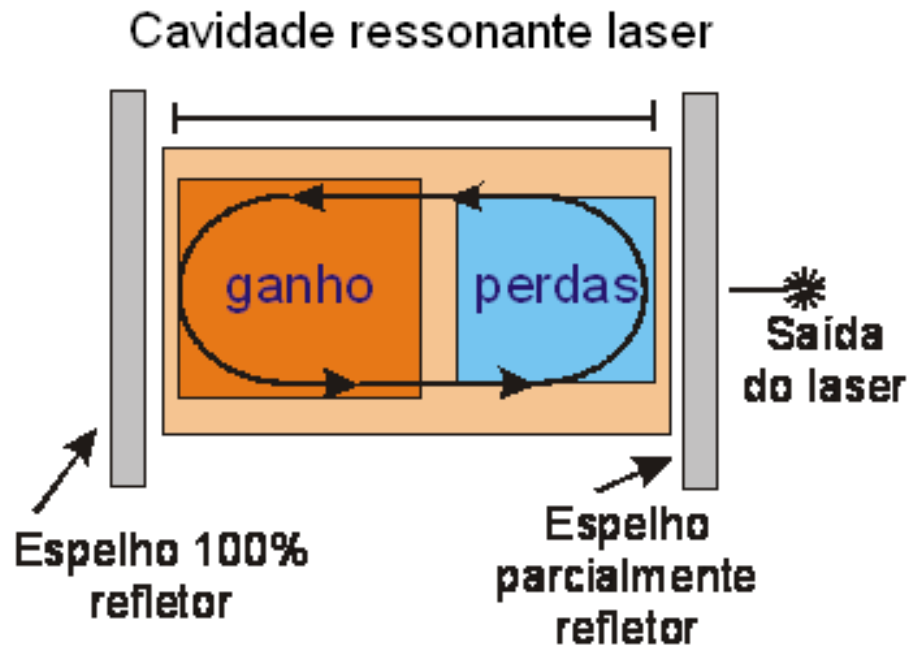


Fig. 2. Esquema geral de uma cavidade laser.

No exemplo da Fig. 2 (que pode ser de um laser de semiconductor), destacamos os mecanismos de ganho e perdas do meio intracavidade. Entretanto, é importante frisar que estes fenômenos estão distribuídos por toda a cavidade, sendo o meio material da cavidade laser responsável tanto pelo ganho quanto pelas perdas (causadas por imperfeições no material, impurezas etc). O ganho é obtido nos átomos do meio material de ganho através de transições eletrônicas entre diferentes níveis de energia, pelo processo de emissão estimulada de fótons. É importante notar que um dos espelhos da cavidade laser é parcialmente refletor, para que possamos observar e medir a luz que é gerada ou amplificada pelo meio de ganho.

Dependendo das características do meio de ganho e da cavidade laser, cada laser emite luz num determinado comprimento de onda, com respectivas características de potência média, coerência, largura de banda etc. A Tab. 1 [19] mostra as características de diversos tipos de laser.

Tab. 1. Característica de diversos tipos de laser [19].

	Tipo do laser	Meio material	Material dopante	Comprimento de onda do bombeio	Comprimento de onda de emissão
Laser de Estado Sólido	Rubi	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Cr <sup>3+</sup>	420 nm 550 nm	692,8 nm 694,3 nm
	Neodímio (Nd:YAG)	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Nd <sup>3+</sup>	0,73 μm 0,8 μm	1,06 μm
	Itérbio (Yb:YAG)	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Yb <sup>3+</sup>	941 nm 968 nm	1,03 μm
	Érbio (Er:YAG)	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Er <sup>3+</sup>	970 nm	2,94 μm 1,64 μm
	Túlio/Hólmio (Tm:Ho:YAG)	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Tm <sup>3+</sup> /Ho <sup>3+</sup>	785 nm	2013 nm 2080 nm
	Titânio Safira	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Ti <sup>3+</sup>	532 nm	800 nm
Laser de semicondutor	Laser de corante	Corantes orgânicos		430 – 550 nm	320 – 1500 nm
	Laser de semicondutor	GaAs, AlGaAs, InGaAs, InGaAsP		Injeção de corrente elétrica	630 – 1600 nm
		InGaN		Injeção de corrente elétrica	410 nm
Laser a fibra	Yb:glass	vidro	Yb <sup>3+</sup>	970 nm	1064 nm
	Er:glass	vidro	Er <sup>3+</sup>	980 nm 1480 nm	1520 – 1580 nm

O material dopante, mostrado na tabela acima, é também o material opticamente ativo, ou seja, é ele que promove a geração e a amplificação da luz.

## 2.1 LASERS A FIBRA

Os lasers a fibra óptica utilizam como meio de ganho uma fibra óptica dopada por um íon de um elemento terra-rara (Neodímio, Itérbio, Érbio, Praseodímio etc.). A cavidade também é formada por fibras ópticas, e pode ter configuração em anel [14] ou linear [20], delimitada por grades de Bragg ou por espelhos em suas extremidades. Como bombeio, em geral utilizam-se lasers de semicondutor específicos para a excitação dos átomos do meio de ganho.

### 2.1.1 Fibra óptica padrão

A fibra óptica padrão, utilizada em comunicações ópticas, é feita de sílica e é utilizada como guia de onda para luz visível e para o infravermelho, devido a sua transparência para

estes comprimentos de onda. Tem uma estrutura cilíndrica, e é composta de um núcleo (geralmente sílica dopada com germânio) e de uma casca (sílica), como mostra a Fig. 3. Para que ocorra guiamento no núcleo da fibra, a casca tem um índice de refração menor que o do núcleo. Desta forma, a luz é guiada na fibra óptica pelo fenômeno da reflexão total interna [21].

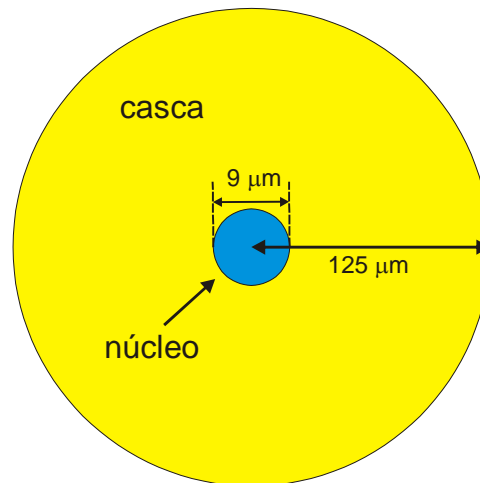


Fig. 3. Estrutura de uma fibra óptica padrão.

Na fibra óptica padrão (comunicação óptica), em geral o índice de refração do núcleo é  $\sim 1,46$  e o índice da casca é  $\sim 1,45$ . Ao se propagar na fibra óptica, a luz está sujeita a perdas, oriundas de diversas fontes, como, por exemplo, impurezas do guia de onda (que causam espalhamento e absorção), emendas na fibra óptica etc. A atenuação média nas fibras ópticas padrão é de 0,16 dB/km em 1550 nm.

### 2.1.2 Dispersão Cromática

A dispersão cromática é um fenômeno que acontece com todos os tipos de ondas (eletromagnéticas ou mecânicas) ao se propagarem num meio material. Ondas eletromagnéticas que se propagam no vácuo não sofrem dispersão.

O fenômeno da dispersão tem origem no fato de que o índice de refração dos meios materiais depende do comprimento de onda da luz. Como efeito, os diferentes comprimentos de onda que compõem a envoltória óptica se atrasam temporalmente uns em relação aos

outros conforme se propagam. Num sistema óptico pulsado, a dispersão causa o alargamento temporal dos pulsos sem alterar sua largura de banda.

Usualmente, a dispersão é medida em termos do parâmetro  $D = - (2\pi c\beta_2)/\lambda^2$ , onde  $\beta$  é a constante de propagação da luz no guia de onda (está relacionada com os modos transversais permitidos em um guia de onda),  $\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}$ , sendo  $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$ , diz respeito a dispersão de segunda ordem,  $\lambda$  é o comprimento de onda central, e  $\nu$  é a frequência óptica. O parâmetro  $D$  é expresso em ps/(km.nm), e é uma medida da dispersão cromática de segunda ordem.

Para  $D < 0$ , dizemos que a dispersão é normal, e para  $D > 0$ , dizemos que a dispersão é anômala. Em ambos os regimes de dispersão, assumindo pulsos sem *chirp*, observamos que durante a propagação de pulsos ópticos há um alargamento temporal (aumento na duração do pulso). Entretanto, na dispersão normal, frequências maiores se propagam com maior velocidade de fase (desvio para o azul), e na dispersão anômala, frequências menores se propagam com maior velocidade de fase (desvio para o vermelho).

## 2.2 LASER À FIBRA DOPADA COM ÉRIBIO

O laser à fibra dopada com Érbio utiliza como meio de ganho uma fibra dopada com íons  $\text{Er}^{3+}$ . Pode ser bombeado com laser de semiconductor em 980 nm ou em 1480 nm. O diagrama de níveis de energia do Érbio é mostrado na Fig. 4.

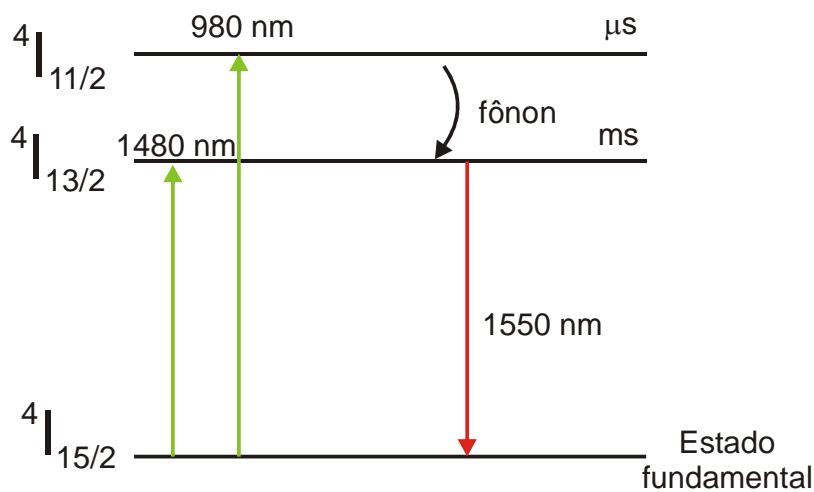


Fig. 4. Níveis de energia do Érbio. Os níveis de energia  $I_{13/2}$  e  $I_{15/2}$  são compostos por diversos subníveis de energias ligeiramente diferentes entre si, que possibilitam transições com diferentes comprimentos de onda entre dois níveis.

O Érbio é um sistema de três níveis. A transição entre os níveis  $^4I_{11/2}$  e  $^4I_{13/2}$  é não radiativa, e se dá na forma de vibrações da rede (fônons). O nível  $^4I_{13/2}$  é metaestável, e tem um tempo de vida de aproximadamente 10 milissegundos.

A ação laser somente ocorre para comprimentos de onda nos quais há emissão espontânea. A emissão espontânea indica quais são os níveis de energia, e conseqüentemente os comprimentos de onda, envolvidos nas transições atômicas entre os níveis fundamental e excitado do meio de ganho. O espectro de emissão espontânea do Érbio é mostrado na Fig. 5.

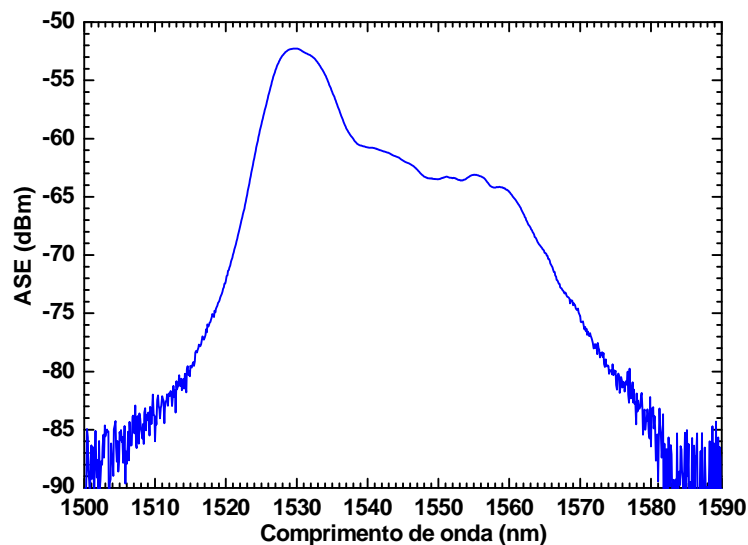


Fig. 5. Espectro de emissão espontânea amplificada de um laser à fibra dopada com Érbio.

Podemos ver na Fig. 5 que a Região de emissão espontânea do Érbio vai, aproximadamente, de 1520 nm a 1570 nm. É nessa faixa de comprimentos de onda que através de excitação por bombeio e amplificação de sinal com realimentação teremos a ação laser. O comprimento de onda de emissão do laser à fibra dopada com Érbio é basicamente determinado pelo equilíbrio entre perdas e ganhos no interior da cavidade.

Tipicamente, as cavidades de laser à fibra dopada com Érbio têm alguns metros de comprimento. A Fig. 6 mostra uma configuração geral para lasers a fibra dopada com Érbio, com cavidade em anel e linear.



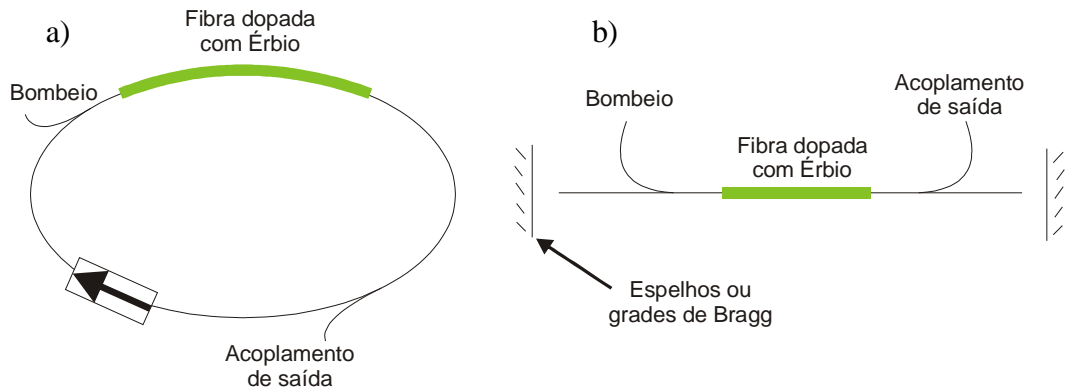


Fig. 6. Esquema típico de cavidade de laser à fibra dopada com Érbio: a) em anel; b) linear.

Denominam-se as cavidades lineares de cavidades *Fabry-Peròt*. Neste trabalho, utilizamos uma cavidade em anel de um laser à fibra dopada com Érbio.

Nas cavidades ressonantes somente podem existir freqüências harmônicas da freqüência fundamental da cavidade, que para o caso de uma cavidade em anel à fibra é dada por  $f_0 = c/(nL)$ . As freqüências harmônicas são dadas por  $f_m = m.f_0$ , onde  $m$  é um número natural que representa a ordem do modo harmônico.

Experimentalmente, entretanto, observamos que não são todas essas freqüências que se propagam ópticamente pelo laser. Isto pode ser explicado pelo fato de que apenas freqüências que se situam na região de ganho do laser são amplificadas e sobrevivem, gerando assim a ação laser.

### 3 ACOPLAMENTO DE MODOS

O acoplamento de modos é a técnica mais empregada atualmente em sistemas laser para a geração de pulsos com duração de picossegundos até femtossegundos. O acoplamento de modos, ou *Mode-locking*, pode ser obtido através de diversas técnicas específicas que, de maneira geral, são classificadas como passivas ou ativas, dependendo do mecanismo pelo qual se obtém o *Mode-locking*. No *Mode-locking* passivo, o regime pulsado é atingido quando há na cavidade laser algum elemento ou mecanismo físico que controle as perdas intracavidade; desta maneira, por um equilíbrio entre ganhos e perdas, modula-se o laser passivamente. No *Mode-locking* passivo, a frequência de repetição é um harmônico da frequência fundamental da cavidade. Já no *Mode-locking* ativo, os pulsos são gerados por um modulador ativo presente na cavidade. Em geral, os moduladores ativos são Eletro-ópticos ou Acusto-ópticos, e são controlados externamente por um gerador de sinais. Desta maneira, pode-se modular a cavidade em qualquer frequência que seja um múltiplo inteiro da frequência fundamental da cavidade.

#### 3.1 MODOS LONGITUDINAIS

Da mesma maneira como ocorrem com ondas sonoras, ondas eletromagnéticas ressonantes em uma cavidade, seja esta cavidade do tipo *Fabry-Peròt* (linear) ou em anel, também têm modos longitudinais associados à sua propagação.

Considerando como exemplo um tubo sonoro fechado no qual ondas sonoras estacionárias existem em seu interior, como mostrado na Fig. 7, notamos que não são ondas com qualquer frequência vibracional que se propagam pelo tubo.

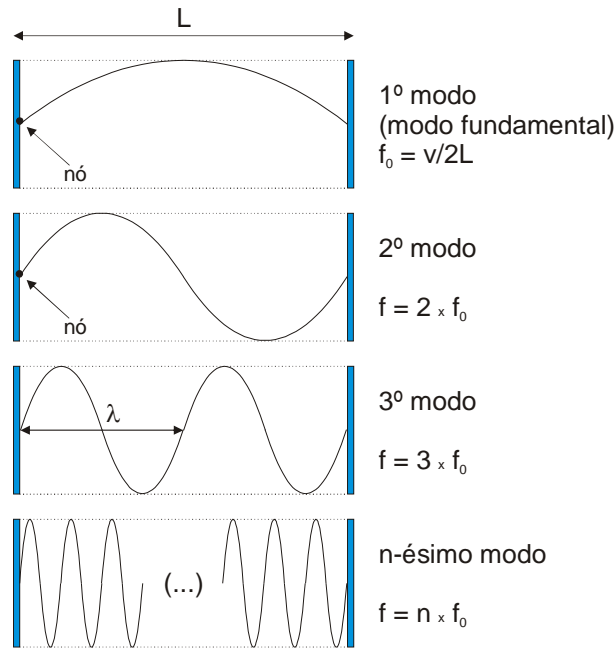


Fig. 7. Exemplo de modos longitudinais: modos propagantes em um tubo sonoro fechado.

Como podemos ver, as extremidades fechadas do tubo são uma condição para que nestas posições tenhamos nós da onda sonora propagante. Desta maneira, apenas ondas estacionárias cuja frequência seja um múltiplo inteiro da frequência fundamental poderão existir no interior do tubo sonoro. Conseqüentemente, a onda propagante é uma resultante da soma em amplitude de todos os modos longitudinais excitados.

Também podemos observar estes modos longitudinais em cavidades laser, porém com algumas características diferentes. Como descrito no capítulo anterior, apenas os modos longitudinais que estejam dentro da largura de banda do meio de ganho sobrevivem, fazendo com que a radiação emitida pelo laser seja composta de apenas alguns modos característicos de um específico tipo de laser.

Nota-se, porém, que a condição de nós nas extremidades não se aplica a ondas eletromagnéticas ressonantes numa cavidade. Para a luz no interior de uma cavidade laser do tipo *Fabry-Peròt*, a cada período de oscilação devemos ter uma continuidade na fase do campo elétrico. Além disso, a luz sofre uma alteração de  $\pi$  radianos em sua fase a cada reflexão. A expressão para a frequência de oscilação do  $m$ -ésimo modo é dada por  $f_m = m.(c/2nL)$ , onde  $f_m$  é a frequência do  $m$ -ésimo modo,  $L$  é o comprimento da cavidade,  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $n$  é o índice de refração do material constituinte da cavidade.

A Fig. 8 mostra o espectro de emissão de um laser *Fabry-Peròt* cujo meio de ganho é Arseneto de Gálio e Índio (InGaAs), com pico de emissão laser localizado em  $\lambda = 1550$  nm.

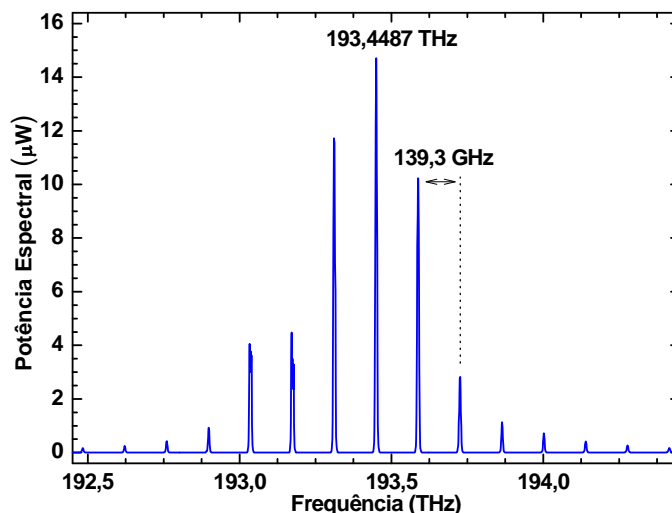


Fig. 8. Espectro de um laser Fabry-Peròt de InGaAs.

Como podemos ver na Fig. 8, o pico de emissão está localizado em 193,45 THz (1549,74 nm), que é um valor muito maior que o valor da frequência do modo fundamental, que é de  $f_0 = 139,3$  GHz, como podemos ver pelo espaçamento entre os modos longitudinais. Pela razão entre as frequências do pico de emissão e fundamental, calculamos que o modo principal emitido pelo laser é o  $m \approx 1389$ . Também podemos calcular o tamanho da cavidade deste laser: assumindo um índice de refração para o InGaAs  $n = 3,4$ , calculamos o tamanho da cavidade em  $L = c/(2nf_0) = 0,32$  mm

Apesar de termos os modos ressonantes da cavidade bem definidos, se analisarmos a saída deste laser num osciloscópio, medindo assim a intensidade da radiação emitida pelo laser em função do tempo, iremos ver um sinal de onda contínua. Isto é devido ao fato de que os modos longitudinais presentes na cavidade laser têm uma relação de frequência estabelecida pela geometria da cavidade, mas não têm qualquer relação de fase entre si (em princípio, podemos dizer que a relação entre as fases dos modos é randômica).

O gráfico da Fig. 9, gerado a partir de uma simulação em MatLab®, mostra temporalmente a interferência entre muitos modos longitudinais no interior de uma cavidade ressonante qualquer. Nesta simulação, consideramos 50 modos ( $1 \leq n \leq 50$ ), e assumindo um formato senoidal para a oscilação do campo do tipo  $A = \sum A_n \cdot \text{sen}(n \cdot t + \varphi_n)$ , onde  $A_n$  é a amplitude do  $n$ -ésimo modo e  $\varphi_n$  é a fase inicial do  $n$ -ésimo modo, traçamos o módulo quadrado do campo resultante em função do tempo. Aqui, consideramos  $\varphi_n$  aleatória entre  $-\pi$  e  $+\pi$ .

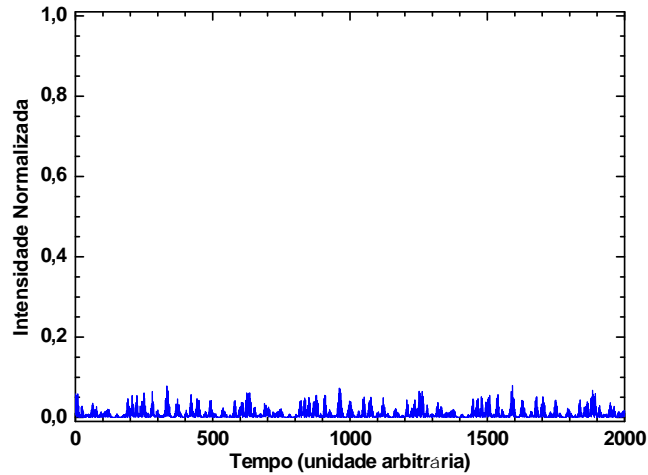


Fig. 9. Espectro temporal, gerado por simulação, de modos longitudinais com relação aleatória de fase.

Desta forma, podemos ver a interferência gerada: as oscilações de intensidade neste caso são aleatórias, e dependem da relação da fase do campo entre os diversos modos longitudinais.

Se, por outro lado, num determinado instante e num certo ponto da cavidade, todos os modos longitudinais ressonantes estiverem em fase entre si e esta relação de fase for mantida ao longo do tempo, por interferência construtiva a amplitude do campo dos diversos modos não será mais somada aleatoriamente, mas sim será somada seguindo um padrão gerado pela relação de fase estabelecida, e serão produzidos pulsos ópticos.

Utilizando a mesma rotina e assumindo as mesmas premissas da simulação anterior, porém agora estabelecendo uma relação fixa de fase entre os modos (fase inicial  $\varphi_n = 0$  para qualquer modo), podemos ver o espectro temporal da cavidade ressonante, mostrado na Fig. 10, com a geração de pulsos.

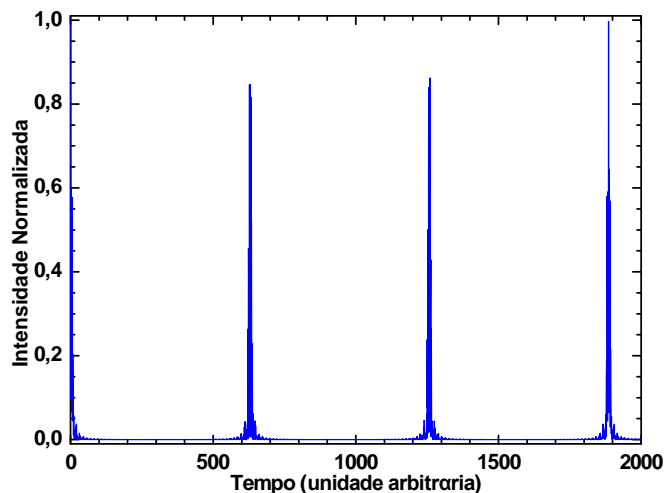


Fig. 10. Espectro temporal, gerado por simulação, para fase inicial  $\varphi_n = 0$ .

Portanto, podemos ver que quando se estabelece uma relação de fase entre os modos longitudinais da cavidade, é possível gerar pulsos ópticos. Pela relação da transformada de Fourier, pulsos curtos levam a espectros largos, e vice-versa, a exemplo da Fig. 11.

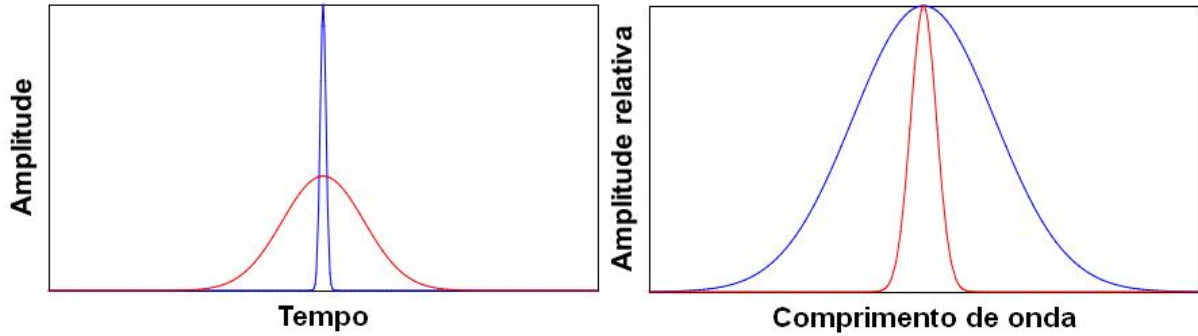


Fig. 11. Pulsos curtos no tempo levam a espectros largos no espectro, e vice-versa. Como podemos observar, a curva azul representa um pulso curto e seu respectivo espectro, e a curva vermelha corresponde a um pulso com maior duração que o azul, e seu respectivo

Especificamente sobre laser à fibra, com cavidade em anel, onde o comprimento total da cavidade e o espaço percorrido por um fóton durante um período na cavidade é dado por  $L$ , a frequência do  $m$ -ésimo modo da cavidade e o espaçamento entre os modos é dado por  $f_m = m \cdot (c/nL)$ .

### 3.2 *MODE-LOCKING* PASSIVO

O *Mode-locking* passivo é obtido através das propriedades não-lineares de materiais ópticos. Como exemplos temos o *Colliding Pulse Mode-locking* (CPM), *Kerr-lens Mode-locking* (KLM), *Additive Pulse Mode-locking* (APM) [9]. Neste trabalho utilizamos absorvedores saturáveis para gerar o acoplamento de modos.

O *Colliding Pulse Mode-Locking* é geralmente gerado em cavidades lineares de lasers de corante, onde dois pulsos se propagam simultaneamente no laser, um pulso contrapropagante ao outro. Quando ambos os pulsos se colidem exatamente no absorvedor saturável presente na cavidade, há uma interferência coerente entre eles, capaz de produzir pulsos da ordem de até 50 fs.

Quanto ao Kerr-lens Mode-Locking, os pulsos são produzidos quando no meio óptico do laser ocorre o fenômeno não-linear chamado Efeito Kerr. No Efeito Kerr, o índice de

refração do material depende da intensidade da luz em seu interior. Por causa do perfil gaussiano da distribuição de potência no interior dos lasers, o centro do material experimenta maiores intensidades ópticas do que as bordas do material. Isto acarreta numa gradação do índice de refração efetivo do material, causando um efeito de lente que leva a uma autofocalização do feixe de luz. Como esta “lente” é não-linear, a distância focal depende da intensidade óptica: potências maiores focalizam num ponto, potências menores focalizam em outro ponto. Desta maneira, são criadas condições que favorecem a geração de pulsos. Como o Efeito Kerr é um efeito manifestado diretamente no campo elétrico, ele tem uma resposta rápida o bastante para que pulsos da ordem de 10 fs possam ser gerados na região do visível e do infravermelho próximo.

No *Additive Pulse Mode-locking*, é necessário que haja, em conjunto com o ressonador principal do laser, outro oscilador que tenha o mesmo tempo de *round-trip* (ou um múltiplo dele) acoplado ao principal por um espelho semitransparente. Cada pulso vindo do oscilador externo interfere com o pulso do ressonador laser, de maneira a intensificar o pico do pulso e atenuar suas bordas. Em lasers a fibra, o *Mode-locking* também pode ser obtido através do fenômeno denominado Rotação Não-linear da Polarização [22]. Este método é semelhante ao método do *Additive Pulse Mode-locking*, mas não necessita de ressonador externo. Os pulsos são produzidos através da interferência de dois modos de polarização existentes na cavidade laser, combinados em um elemento polarizador.

Com o uso de absorvedores saturáveis (utilizados neste trabalho), os pulsos são produzidos no laser através de um balanço entre ganhos e perdas no interior da cavidade. A transmissão da luz,  $T$ , por um absorvedor saturável em função da potência óptica incidente,  $P$ , é dada por  $T(P) = T_0/(1 + P/P_{\text{sat}})$ , onde  $T_0$  é a transmissão não saturada e  $P_{\text{sat}}$  é a potência de saturação do material. O ganho no meio ativo do laser também depende da potência óptica incidente, sendo que o ganho decresce para valores altos de intensidade por causa da saturação do meio de ganho. A Fig. 12 mostra o perfil de absorção de um absorvedor saturável.

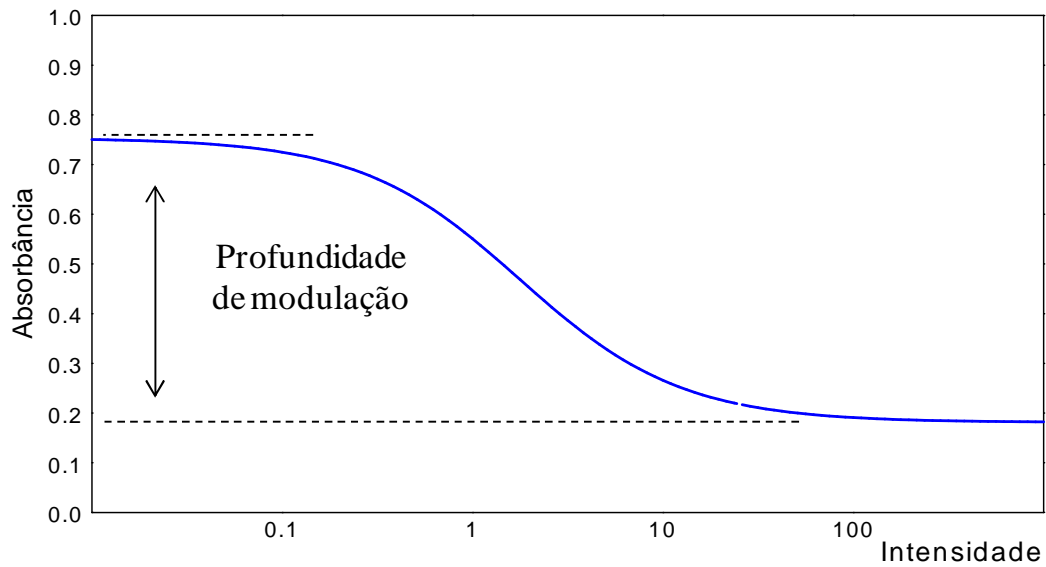


Fig. 12. a) Perfil de absorção de um absorvedor saturável: opaco para baixas intensidades e transparente para altas intensidades.

Para baixas intensidades ópticas, numa escala de  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , o absorvedor saturável tem um alto valor de absorção. Para altas intensidades ópticas, este valor de absorbância decresce, tornando-o transparente. A máxima variação na absorbância é definida como profundidade de modulação.

Para a produção de pulsos deve haver um equilíbrio entre a a dinâmica de saturação do absorvedor saturável e do meio de ganho do laser. Quando a transmissão do absorvedor saturável aumenta, tornando-o transparente para altas intensidades, abre-se uma janela na dinâmica do laser na qual as perdas são minimizadas, e mesmo com uma redução no ganho, há potência óptica suficiente para a geração de pulsos, como mostrado na Fig. 13. Após este ciclo, o absorvedor saturável se recupera, voltando a ser opaco para baixas intensidades, fazendo com que mesmo para um ganho não-saturado haja uma janela onde as perdas superam o ganho. Este é o mecanismo responsável pela produção de pulsos em lasers com o uso de absorvedores saturáveis.



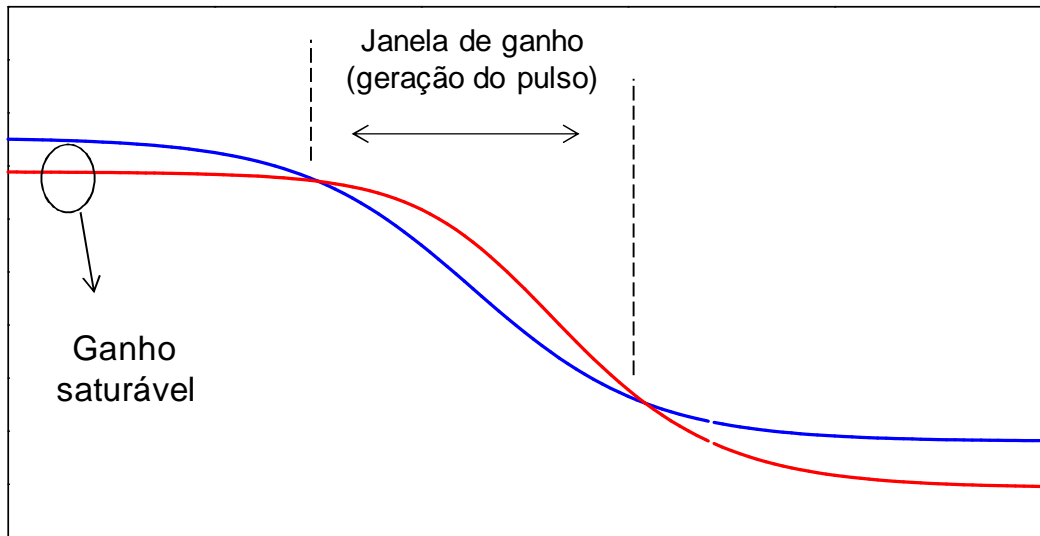


Fig. 13. Azul: absorvedor saturável; vermelho: ganho saturável. No domínio do tempo, durante o intervalo de tempo no qual o ganho supera a perda na cavidade, há a formação de pulso óptico.

## 4. NANOTUBOS DE CARBONO

Os nanotubos de carbono, mostrados na Fig. 14 são estruturas cilíndricas ocas obtidas a partir de camadas de grafeno, sintetizadas por vaporização a laser ou descarga/arco elétrica [23]. O grafeno é uma rede cristalina formada pela junção de anéis de benzeno, como mostra a Fig. 15.

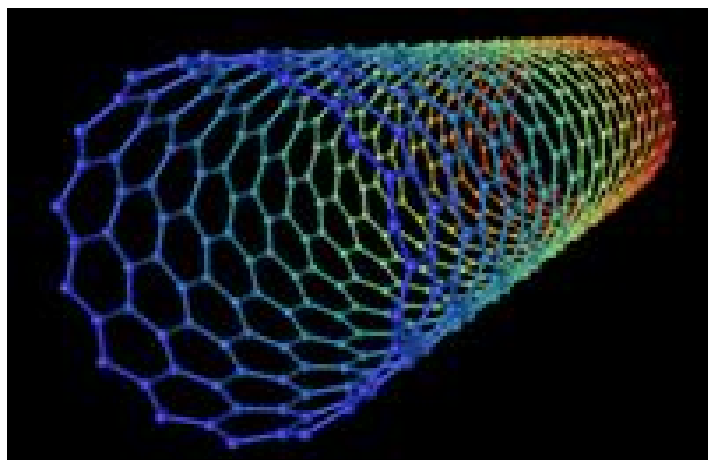


Fig. 14. Representação de um nanotubo de carbono (imagem retirada da internet, de domínio livre, disponível em diversas páginas da web).

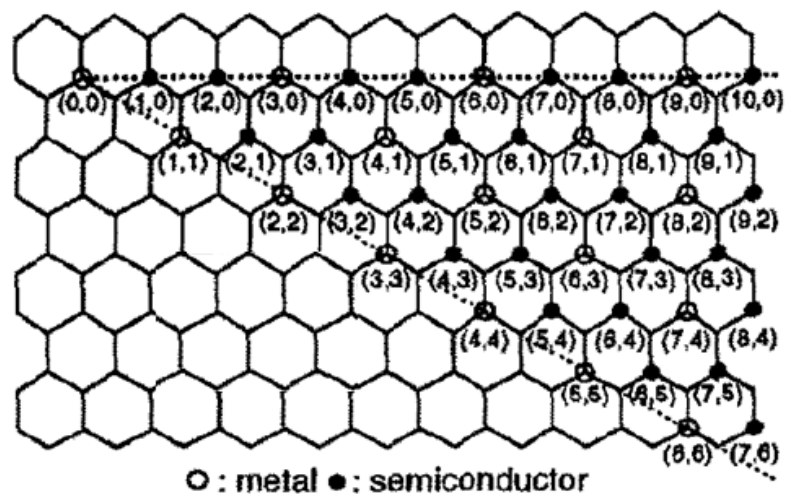


Fig. 15. Estrutura bidimensional do grafeno [24].

Na Fig. 15, os pontos destacados da rede são denominados pontos quirais. Os nanotubos são obtidos pelo fechamento de uma folha de grafeno sobre si mesma, por um dos métodos de síntese citados acima. A maneira como os pontos da rede bidimensional se

conectam para encerrar a estrutura do nanotubo de carbono determina sua quiralidade, caracterizada pelo par ordenado  $(m, n)$  do ponto da rede com o qual se juntou o ponto  $(0, 0)$ .

A estrutura de bandas dos nanotubos de carbono é fundamentalmente determinada pelo seu diâmetro. Entretanto, sua quiralidade também influencia a estrutura de bandas, e provoca pequenas variações da energia de *gap* da transição fundamental entre banda de valência e de condução, para um mesmo diâmetro de nanotubo de carbono.

Os nanotubos de carbono podem ser semicondutores ou metálicos, dependendo de como a folha de grafeno se fecha para formar o nanotubo. Na Fig. 15, os pontos que formam nanotubos semicondutores estão marcados por círculos fechados, e os pontos da rede que formam nanotubos metálicos estão marcados por círculos abertos.

O diâmetro do nanotubo de carbono também é uma característica fundamental de sua estrutura. Dependendo de seu diâmetro, que para aplicações em óptica varia entre 0,6 e 3,0 nm, cada nanotubo, seja metálico ou semicondutor, tem uma energia de *gap* correspondente. A Fig. 16 mostra energia de *gap* de nanotubos de carbono em função do diâmetro [23].

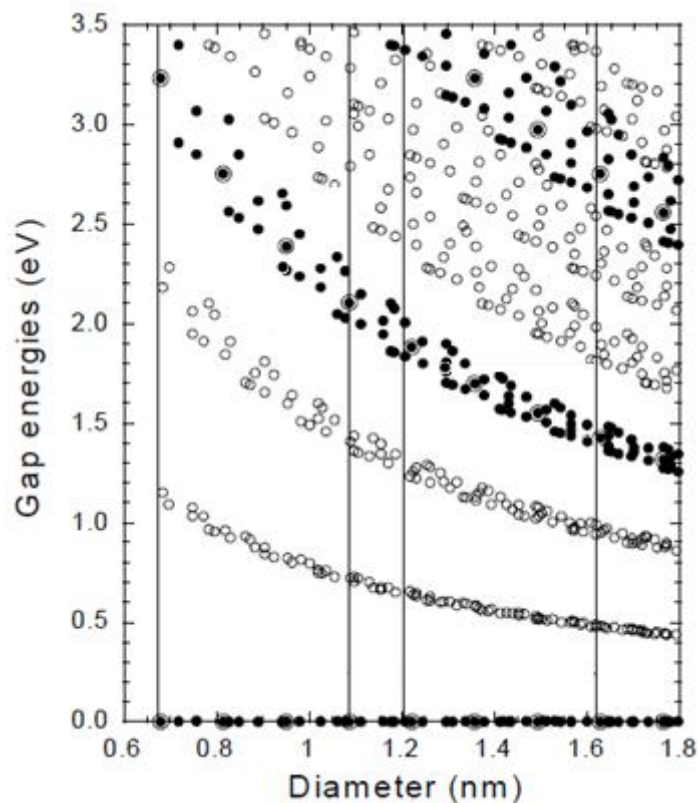


Fig. 16. Energia de *gap* dos CNT em função do diâmetro [23].

Podemos observar que a energia de *gap* dos nanotubos de carbono diminui conforme aumenta o diâmetro. Note que neste gráfico apresentado, o uso dos símbolos é inverso ao do

gráfico da Fig. 15: os nanotubos semicondutores são marcados com círculos abertos, e os metálicos com círculos fechados. Cada curva apresentada no gráfico acima corresponde à faixa de energias de *gap* de cada transição eletrônica entre a banda de valência e as bandas de condução dos nanotubos de carbono. Os nanotubos de carbono semicondutores tem energia de *gap* fundamental com valores entre 0,4 e 1,2 eV, o que posiciona suas bandas de absorção de 1,03 a 3,10  $\mu\text{m}$ . Desta maneira cada nanotubo de carbono com diâmetro específico é mais apropriado a determinados comprimentos de onda, quando se trata de aplicações em óptica.

Como absorvedores saturáveis, nanotubos de carbono têm sido usado em lasers a fibra para geração de pulsos por acoplamento passivo de modos. Nanotubos de carbono de 0,8 nm de diâmetro têm sido usados em lasers a fibra dopada com Itérbio [14]; CNT de 1,0 nm de diâmetro são mais apropriados e têm sido largamente usados em lasers a fibra dopada com Érbio em 1550 nm [14], e nanotubos de 1,1 nm de diâmetro tem sido usados com lasers a fibra dopada com Érbio em 1600 nm [25].

Os nanotubos de carbono também são sensíveis a polarização [26]. Quando aplicado ao nanotubo de carbono um campo elétrico com polarização paralela ao seu eixo, sua saturação é maior do que para campos elétricos polarizados transversalmente ao seu eixo. Isto se deve a suas propriedades elétricas serem anisotrópicas.

Especificamente neste trabalho, aplicamos nanotubos de carbono a lasers a fibra dopada com Érbio sem levar em conta a orientação dos nanotubos de carbono. Desta forma, a orientação dos CNT é randômica, e não há em princípio um modo de polarização do campo elétrico ideal para nossas aplicações.

## **5 MÉTODO PARA INCORPORAÇÃO DE NANOTUBOS DE CARBONO NA CAVIDADE LASER**

Para que possam fazer seu papel de absorvedor saturável no laser, e assim chavear a cavidade promovendo o efeito esperado de Mode-Locking, de alguma maneira os nanotubos de carbono devem fazer parte da cavidade laser, ou seja, devem ser posicionados no laser de tal forma que façam parte do caminho óptico da luz laser.

Existem diversas maneiras de se incorporar nanotubos de carbono a fibra óptica: deposição na face da fibra óptica, fabricação de filmes finos contendo nanotubos de carbono, deposição via campo evanescente em fibras alongadas (tapered fibers) [27] ou em fibras formato D (D-shaped fibers) [28], entre outras.

Neste trabalho estudamos, e vamos apresentar a seguir, duas formas de incorporar os CNT à cavidade laser: deposição direta na face da fibra e a fabricação de filmes finos contendo CNT.

### **5.1 DEPOSIÇÃO DE NANOTUBOS DE CARBONO DIRETAMENTE NA FACE DA FIBRA**

A técnica da deposição de nanotubos de carbono diretamente na face da fibra é amplamente divulgada na literatura científica, e facilmente obtemos referências detalhando seus procedimentos [14],[29].

A deposição de CNT na face da fibra óptica baseia-se num efeito chamado termoforese. A termoforese consiste de correntes de convecção em fluídos criadas por gradientes de temperatura. Especificamente aplicada à deposição de CNT em fibras ópticas, a deposição guiada por termoforese é uma técnica de fácil execução.

A deposição guiada por termoforese consiste basicamente de duas etapas: a primeira é a preparação de uma suspensão de nanotubos de carbono, e a segunda é a própria deposição dos nanotubos de carbono na face da fibra óptica.

Inicialmente, deve-se preparar uma suspensão de nanotubos de carbono em algum líquido volátil de baixa viscosidade. A necessidade destas características para o líquido se

deve ao fato da necessidade de uma boa homogeneização da suspensão (facilitada pela baixa viscosidade do líquido) e a evaporação do solvente ao fim do processo de deposição (facilitada por sua volatilidade). Com a suspensão pronta, deve-se mergulhar a fibra óptica diretamente nesta suspensão, fazendo-se incidir luz sobre os nanotubos imersos na suspensão. Esta luz incidente na suspensão cria um gradiente de temperatura na suspensão, onde o foco deste campo de gradiente é exatamente a ponta da fibra (região de maior temperatura). Isto cria correntes de convecção na suspensão, o que acaba dirigindo os nanotubos de carbono à face da fibra óptica.

Nesta fase do trabalho, foram usados nanotubos de carbono com 0,8 nm de diâmetro, fabricados pela empresa SouthWest Nanotechnologies™, pelo método HiPCO (Hi Pressure Carbon Oxide Conversion). Para a suspensão, usamos etanol e etilenoglicol como solventes em diferentes soluções de diferentes concentrações. A mostra as especificações das soluções utilizadas.

Tab. 2. Características das soluções usadas na deposição de CNT na face de fibras ópticas.

<b>CNT</b>	<b>Solvente</b>	<b>Concentração</b>	<b>Ref.</b>
0,6 mg	12 ml de etanol	0,05 mg/ml	[14]
0,6 mg	12 ml de etilenoglicol	0,05 mg/ml	[14]
25 mg	12 ml de etanol	2,08 mg/ml	[29]

Para que as soluções de CNT estivessem homogêneas, utilizamos uma banheira ultrasonicadora (LimpSonic LS1-3D) na qual mergulhamos o tubo de ensaio de cada uma das soluções por 30 minutos, antes de serem utilizadas. O movimento ultrassônico das moléculas de água no interior da banheira é transmitido para as moléculas e partículas da suspensão, que após tempo suficiente (30 minutos, aprox., como indicado) fica homogênea. Esta etapa é muito importante, dado que observamos que quando o tempo de ultrassonicação é pequeno, ocorre uma rápida decantação dos nanotubos de carbono, e quando o tempo de ultrassonicação é demasiado, há aglomeração de nanotubos de carbono devido a aquecimento da suspensão. O próximo passo no processo de deposição é então mergulhar a fibra óptica na suspensão, como mostrado na Fig. 17.

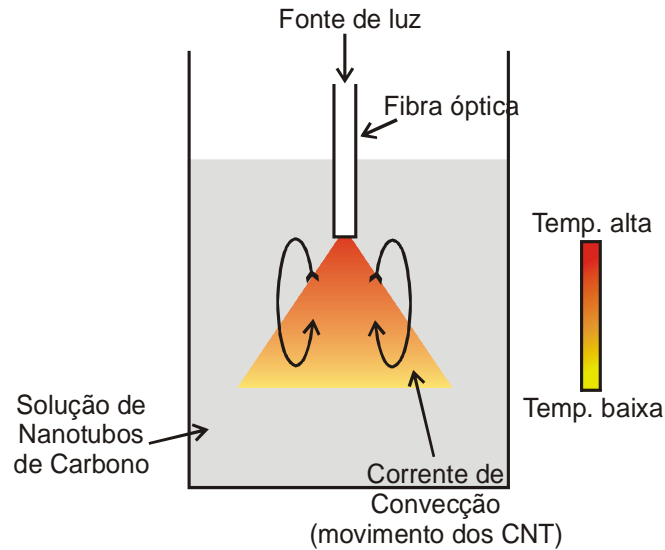


Fig. 17. Diagrama esquemático do processo de deposição guiada por termoforese [14].

Como fontes de luz, fizemos tentativas utilizando dois tipos diferentes de laser: um laser de semicondutor, emitindo em 980 nm com nível de potência de aproximadamente 15 mW, e laser à fibra dopada com Érbio, emitindo em 1550 nm com nível de aproximadamente 100  $\mu$ W. Aparentemente, o comprimento de onda de emissão dos lasers utilizados neste processo não influencia na deposição dos CNT na face da fibra. A principal diferença entre estes lasers está no nível de potência, e conseqüentemente, as correntes de convecção foram mais fortes quando utilizamos o laser de semicondutor.

Durante a deposição, os CNT são dirigidos à face da fibra óptica, e ao se chocarem com a superfície da fibra, formam uma camada sobre a face e ao redor do núcleo da fibra. Este processo é controlado até que haja uma diminuição de 50% no nível de potência transmitido pela fibra (a camada de CNT formada na face da fibra deve causar uma redução de 3 dB na transmissão da fibra) [14]. A Fig. 18 mostra a face de uma fibra óptica antes e depois do processo de deposição.

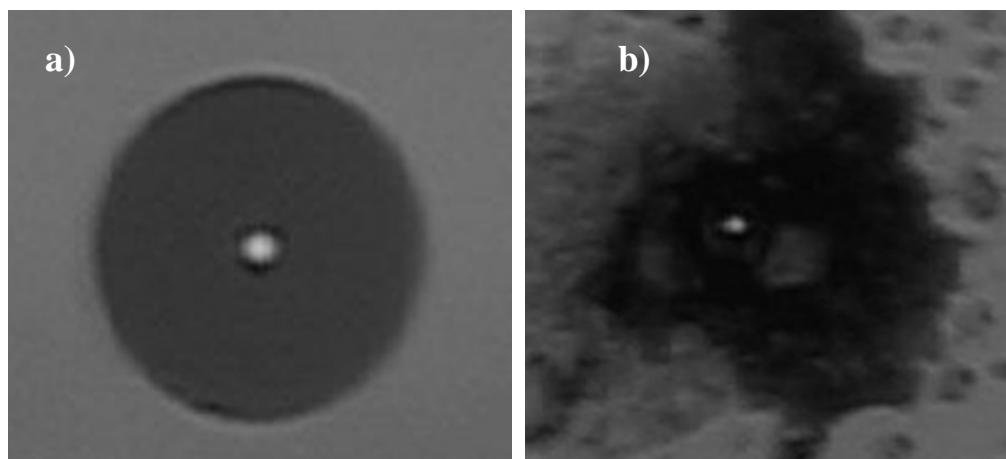


Fig. 18. Conectores de fibra óptica: a) antes da deposição; b) depois da deposição. O ponto luminoso no centro da imagem é o núcleo da fibra óptica.

Em nossas tentativas, não foi observado nenhum padrão regular para a deposição de CNT na face de fibras ópticas, para soluções de CNT tanto em etanol quanto em etilenoglicol. Como podemos ver na Fig. 18b, parece não haver um mecanismo que controle a distribuição de CNT ao redor do núcleo da fibra.

Apesar da fácil execução desta técnica, ela tem algumas desvantagens. A primeira é que não se pode controlar a distribuição de nanotubos de carbono ao redor do núcleo da fibra, região em que os CNT devem ser depositados. A segunda é que não podemos controlar diretamente a espessura da camada de CNT sobre a face da fibra. Adicionalmente, não é fácil medir esta espessura; somente podemos ter uma idéia comparativa (mais espessa ou menos espessa) a partir do valor de atenuação que a camada de CNT proporciona. Sendo assim, não podemos realizar nenhum estudo com confiabilidade envolvendo aspectos geométricos (concentração e espessura) da influência dos nanotubos.

Após o processo de deposição podemos utilizar, na montagem da cavidade laser, a fibra óptica com CNT em uma de suas faces. Isto é feito conectando a fibra com CNT a outra fibra, sem CNT, como mostrado na Fig. 19.



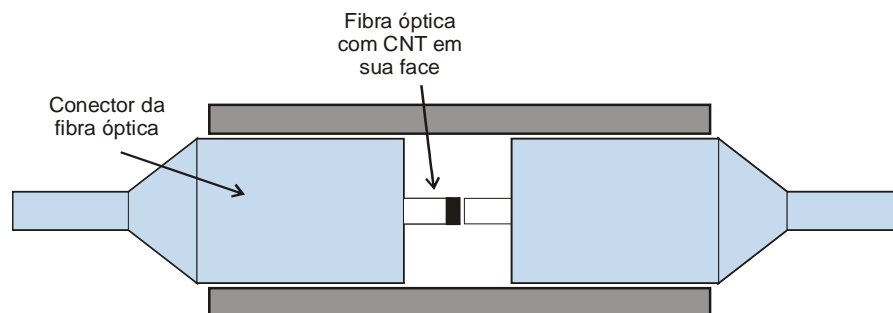


Fig. 19. Esquema da conexão da fibra com CNT depositados em sua face com uma fibra sem CNT. As pontas das fibras ópticas se encostam.

Outra desvantagem inerente a esta técnica é que, ao conectar as fibras ópticas, podemos danificar a camada de CNT, não tendo mais informações sobre sua espessura e sobre sua distribuição. Além disso, os CNT aderem de tal forma à superfície da fibra óptica que sua reutilização para outros fins só é possível após um polimento especial de sua face.

Os resultados obtidos com a utilização desta técnica de incorporação de CNT à cavidade laser serão mostrados posteriormente no capítulo 6.

## 5.2 FABRICAÇÃO DE FILMES FINOS CONTENDO NANOTUBOS DE CARBONO

Outra maneira de incorporar nanotubos de carbono na cavidade laser é através de filmes finos contendo nanotubos de carbono. Esta técnica tem algumas vantagens sobre a deposição de CNT na face da fibra óptica, pois podemos controlar a concentração de CNT no filme e também podemos controlar sua espessura (ou ao menos medi-la de forma eficiente e simples). Há, porém, um pequeno detalhe a mais que deve ser levado em conta: quando se utiliza filmes finos para incorporar os CNT à cavidade laser, a luz terá interação com o polímero hospedeiro do filme, e por isso, um material com características específicas e favoráveis a esta aplicação deve ser escolhido.

Os filmes finos devem ter como características boa transparência do polímero hospedeiro, para que toda absorção da luz fique a cargo dos nanotubos de carbono, e devem ter boa resistência mecânica, para que possam ser colocados entre dois conectores de fibras ópticas sem se romper. Outra característica desejável nos filmes é a boa condutibilidade térmica, já que os filmes não podem se deteriorar com aquecimento devido à exposição à luz

laser.

Encontramos na literatura alguns trabalhos científicos que reportam a fabricação de filmes finos contendo nanotubos de carbono [30]-[32]. Neles, encontramos referências ao uso de diversos tipos de materiais transparentes como hospedeiro dos filmes, assim como diferentes processos de manufaturação. Entretanto, quase todos eles requerem um processamento bastante extenso, sofisticado e com o uso de máquinas específicas, o que dificulta a reprodução do método de fabricação dos filmes finos por outros grupos de pesquisa. Tendo em vista esta limitação, neste trabalho optamos por desenvolver em nosso próprio laboratório um método simples e com materiais de uso geral para a fabricação de filmes finos contendo nanotubos de carbono.

Para a fabricação dos filmes finos, optamos por utilizar um polímero líquido a base de uretano, comercialmente conhecido como NOA 73<sup>TM</sup>. Este é usado comumente em óptica aberta como adesivo óptico, dado que tem índice de refração (~ 1,56) muito próximo ao índice da sílica usada em lentes, prismas e fibras ópticas. Além disso, para uma amostra bulk de 200 µm de espessura, tem uma transmissão de 90% em 1550 nm [33]. Este polímero é líquido em condições ambientes, e seu processo de polimerização é iniciado quando exposto a luz ultravioleta.

Quanto aos nanotubos de carbono, utilizamos novamente os de 0,8 nm de diâmetro (SouthWest Nanotechnologies<sup>TM</sup>) e também nanotubos de carbono de 1,0 nm de diâmetro, manufaturados por Unidym<sup>TM</sup> Carbon Nanotubes também pelo método HiPCO. Trabalhando com estes CNT de dois diâmetros diferentes, poderemos também investigar a influência do diâmetro dos CNT no desempenho do laser.

Com a utilização deste polímero é possível fabricar filmes finos contendo nanotubos de carbono, e a partir da fabricação destes filmes finos produzimos amostras de cordões ópticos contendo nanotubos de carbono, que foram usadas na cavidade laser para a realização dos experimentos. Desta maneira, pudemos utilizar os nanotubos de carbono de maneira robusta e altamente reprodutível.

Desenvolvemos um método para fabricação de filmes finos contendo nanotubos de carbono que consiste de quatro etapas:

**Etapa 1:** nesta primeira etapa, fizemos soluções de nanotubos de carbono em NOA 73<sup>TM</sup>. As soluções foram feitas em três concentrações diferentes, 1, 2 e 4 mg de nanotubos de carbono por ml de polímero, para que fossem gerados filmes finos com características variadas. Porém, devido à alta viscosidade do polímero, somente conseguimos obter filmes

com espessura de 1 ou 2 milímetros, o que gerou uma perda por acoplamento muito grande nos cordões ópticos quando tentamos usá-los.

Para a obtenção de filmes mais finos, foi necessário dissolver a suspensão, obtendo assim menores viscosidades e conseqüentemente filmes mais finos. As soluções foram então dissolvidas em acetona (não contabilizada na concentração dos filmes, pois ela deve evaporar), solvente adequado para polímeros a base de uretano, como o NOA 73™, e então obtivemos espessuras da ordem de 100 µm.

**Etapa 2:** nesta segunda etapa, as soluções devem ser colocadas na banheira ultrasonicadora. Esta etapa é novamente importante para o processo, pois trata da homogeneização das soluções.

**Etapa 3:** na terceira etapa do processo, as soluções devem ser espalhadas em uma superfície plana e polida, como vidro ou alumínio. Para espalhar a suspensão, basta inclinar a superfície na qual ela foi despejada. Deve-se espalhar a suspensão pela superfície até atingir a espessura aproximada que se deseja para o filme. Neste trabalho, espalhamos as soluções sobre uma superfície de papel alumínio, devidamente polida, de modo a facilitar o desprendimento do futuro filme da superfície. Ao final desta terceira etapa, obtemos os denominados pré-filmes, como mostrados na Fig. 20.

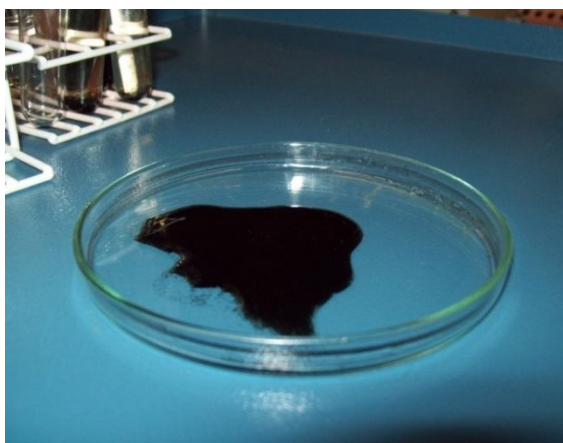


Fig. 20. Exemplo da suspensão espalhada em superfície limpa. Nesta foto, a suspensão está sobre superfície de vidro.

**Etapa 4:** a quarta é a última do processo. Nesta parte da fabricação dos filmes finos, devem-se curar os pré-filmes com luz ultravioleta. A curagem é extremamente necessária, uma vez que é responsável pela polimerização dos filmes, o que os tornará sólidos e aptos para a aplicação desejada. O processo de curagem deve se estender por cerca de 20 minutos.

Este tempo é também suficiente para a total evaporação do solvente e para que o filme atinja a dureza necessária para sua aplicação.

Após a curagem, os filmes ficam sólidos e com dureza suficiente para serem colocados entre dois conectores de fibras ópticas. Com este processo, é possível fabricar filmes finos contendo nanotubos de carbono com espessuras de 100 a 350  $\mu\text{m}$ , (medidos com o uso de um micrômetro, com o cuidado de não esmagar os filmes) e com transmitâncias de 22% a 83%. Estes filmes foram usados para a preparação de amostras de cordões ópticos contendo filmes finos de nanotubos de carbono, como mostra a Fig. 21.

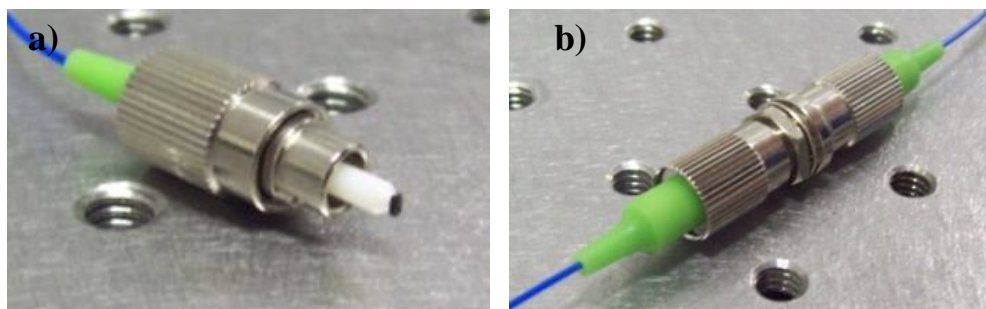


Fig. 21. a) Pedaco de filme contendo CNT colocado na face da fibra óptica. Este pedaco tem dimensões de 1,5 x 1,5 mm, e foi retirado de um dos filmes produzidos; b) amostra produzida: o filme contendo CNT é posto entre dois conectores de fibra óptica.

Para a preparação das amostras, foram cortados dos filmes finos pequenos pedaços quadrados de 1,5 mm de lado, com se pode ver na Fig. 21a. Estes pequenos pedaços foram colocados entre dois cordões ópticos do tipo FC/APC (Fiber Connector/Angle Polished Connector), e fixado entre os cordões por um conector, como mostrado na Fig. 21b. Desta maneira, foram preparadas amostras que puderam ser inseridas facilmente na cavidade laser para a produção trens de pulsos.

A partir da junção de dois conectores de fibra, com um filme alocado entre eles, está confeccionada a amostra de nanotubos de carbono a ser usada nos experimentos. A principal característica de cada amostra é a transmitância do filme fino de nanotubos de carbono, e para cada filme com dado valor de transmitância, pode-se construir uma amostra diferente.

A montagem experimental para a caracterização das amostras é mostrada na Fig. 22.

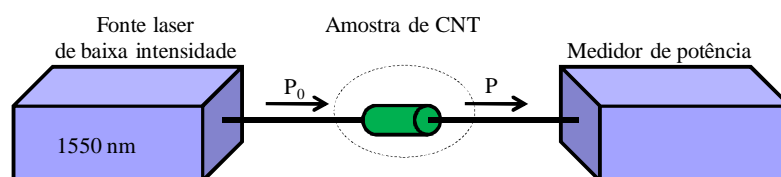


Fig. 22. Caracterização das amostras de CNT.

As amostras foram caracterizadas tomando-se como parâmetro o produto  $\alpha L$  dos filmes de nanotubos de carbono [21], como mostra a equação (1):

$$P = P_0 \cdot e^{-\alpha L} \rightarrow \alpha L = -\ln\left(\frac{P}{P_0}\right) \quad (1)$$

Na equação (1),  $\alpha$  é o coeficiente de absorção do filme fino contendo CNT (expresso em  $\mu\text{m}^{-1}$ ),  $L$  é a espessura dos filmes ( $\mu\text{m}$ ),  $P_0$  é a potência óptica lançada no filmes e  $P$  é a potência óptica emergente do filme (ambas devem estar na mesma unidade – neste trabalho utilizamos potências da ordem de  $\mu\text{W}$ )

Nesta caracterização, utilizamos um laser emitindo em 1550 nm, provendo uma potência  $P_0$  de  $-10$  dBm. Para os cálculos do produto  $\alpha L$ , consideramos somente a transmitância dos filmes finos de CNT, sendo que subtraímos do cálculo final as perdas causadas pelos conectores ópticos.

A Tab. 3 mostra as características da amostras produzidas e utilizadas neste trabalho.

Tab. 3. Características das amostras de CNT produzidas.

<b>Diâmetro dos CNT (nm)</b>	<b>Concentração (mg/ml)</b>	<b>Espessura (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	<b>Produto <math>\alpha L</math></b>
0,8	2	160 - 250	0,62 - 1,50
	4	150 - 300	0,65 - 1,28
1,0	1	90 - 150	0,18 - 0,38
	2	120 - 250	0,44 - 1,29
	4	130 - 310	0,58 - 1,37

Com estes valores de produto  $\alpha L$  conseguimos cobrir uma faixa de valores de transmissão das amostras que vai de 20 a 83 %.

Vale ressaltar que o ajuste do acoplamento entre os conectores de fibra óptica é bastante sensível, uma vez que o filme fino feito a base de NOA73® pode se romper se submetido à tensão mecânica máxima dos conectores. Os conectores então foram levemente ajustados para dar o máximo acoplamento de luz à amostra, sem que o filme se rompa.

Os resultados do laser, obtidos com a aplicação das amostras de filmes finos contendo nanotubos de carbono, serão mostrados no capítulo 6.

## 6 RESULTADOS EXPERIMENTAIS: LASER À FIBRA DOPADA COM ÉRPIO EM REGIME DE ACOPLAMENTO PASSIVO DE MODOS

Neste capítulo, apresentamos as montagens experimentais e os resultados de nossos estudos sobre o uso de nanotubos de carbono como absorvedores saturáveis em laser à fibra dopada com Érbio. Detalhamos uma comparação entre os resultados obtidos pelas duas técnicas de incorporação de CNT à cavidade laser (deposição e filmes finos). Em nosso trabalho, como buscamos futuras aplicações de laser à fibra dopada com Érbio como fonte banda larga e coerente de espectro fatiado para sistemas WDM, demos especial atenção à largura de banda do laser. Futuros estudos serão realizados com foco na geração e propagação de pulsos ultracurtos.

### 6.1 CONFIGURAÇÃO EXPERIMENTAL

Para realizarmos nossos estudos, construímos um laser à fibra dopada com Érbio, cavidade em anel, como mostrado na Fig. 23.

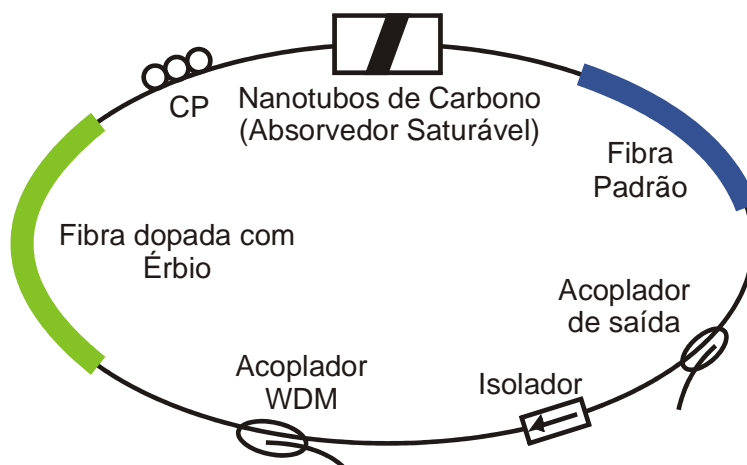


Fig. 23. Configuração geral de Laser à fibra dopada com Érbio. CP: controlador de polarização.

Apresentamos um esquema geral de um laser à fibra dopada com Érbio, cavidade em anel. Durante nossos experimentos, usamos cavidades laser com valores específicos de

porcentagem de acoplamento de saída, laser de bombeio (980 nm ou 1480 nm), comprimento da fibra dopada com Érbio, comprimento total da cavidade, valores de dispersão total acumulada da cavidade, amostras de CNT produzidas por métodos diferentes (deposição e filmes finos). Iremos detalhar as características das cavidades laser usadas em cada fase de estudo.

## 6.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Nossos primeiros estudos foram realizados com uma cavidade laser composta por uma fibra dopada com Érbio de 2 m de comprimento, um acoplamento de saída de 10%, e bombeada por um laser de semiconductor emitindo em 980 nm, com potência máxima de 400 mW. A cavidade laser tinha um comprimento total inicial de 18 m (sem amostra de CNT), mas que podia chegar a 23 m, dependendo do comprimento do cordão óptico usado para depositar os nanotubos de carbono.

As primeiras amostras de CNT foram produzidas pelo método da deposição, com nanotubos de 0,8 nm de diâmetro, e eram inseridas na cavidade como mostra a Fig. 24.

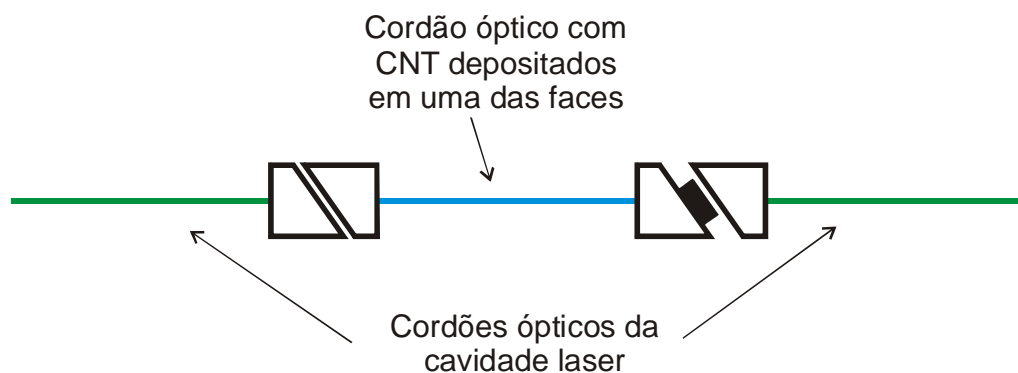


Fig. 24. Inserção no laser de amostra com CNT depositados na face da fibra óptica.

Com este método de incorporação de CNT à cavidade laser, obtivemos larguras de banda FWHM (*Full Width at Half Maximum*), com o laser operando em regime de *Mode-Locking* passivo, de aproximadamente 0,5 até 1,0 nm. Outra observação importante foi a do trem de pulsos gerado: como não conseguimos dominar a técnica da deposição e, portanto, construir amostras de CNT que proporcionassem um chaveamento da cavidade de boa

qualidade, os trens de pulsos que observamos tinham um nível DC não desprezível. Isto significa que havia alguns modos do laser que não estavam sendo acoplados e ainda operavam em regime CW. A Fig. 25 mostra a maior largura de banda obtida e seu respectivo trem de pulsos é mostrado na Fig. 26.

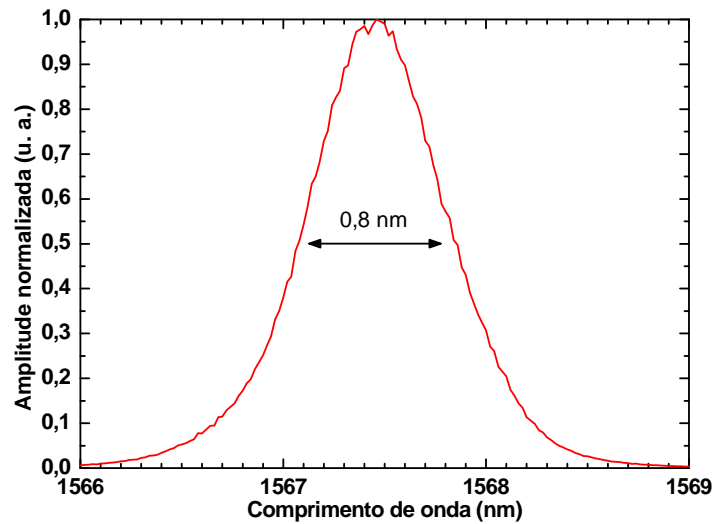


Fig. 25. Maior largura de banda obtida utilizando-se amostras produzidas pelo método da deposição.

Acreditamos que este baixo valor obtido para a largura de banda é devido à baixa interação entre a luz laser e os nanotubos de carbono inseridos na cavidade, causada pela não-uniformidade da distribuição dos CNT depositados na face da fibra, tanto em espessura quanto em distribuição superficial. Isto pode ser também a causa do nível DC óptico que observamos no trem de pulsos mostrado na Fig. 26, correspondente a este espectro.



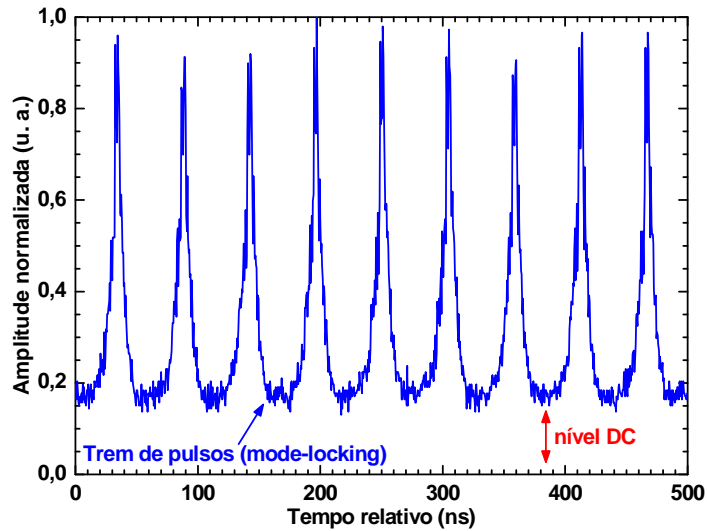


Fig. 26. Trem de pulsos correspondente ao espectro da Fig. 25. O nível DC do trem de pulsos é devido a modos não acoplados.

Este trem de pulsos mostrado acima tem um espaçamento temporal de 55,3 ns. Isto corresponde a uma taxa de repetição fundamental de 18,1 MHz, de uma cavidade com um comprimento total de aproximadamente 11 m. Assumindo-se uma dispersão média da cavidade igual a  $D_{\text{média}} = 17 \text{ ps/km/nm}$  (dispersão média da fibra padrão de telecomunicações SSMF-28), obtemos uma dispersão acumulada total (calculada por  $D_{\text{total}} = L_{\text{cavidade}} \cdot D_{\text{média}} = 17,20 \times 10^{-3}$ ) igual a 0,187 ps/nm.

O problema da distribuição dos nanotubos de carbono depositados na face da fibra foi resolvido quando conseguimos pela primeira vez fabricar os filmes finos contendo CNT. Foi com os filmes finos que conseguimos de uma maneira robusta e reproduzível utilizar os nanotubos de carbono como agentes moduladores da cavidade e obter o acoplamento passivo de modos em um laser à fibra dopada com Érbio de maneira estável (estabilidade do *Mode-locking*).

Fabricando os filmes finos contendo nanotubos de carbono e dominando esta técnica, conseguimos estudar o funcionamento de um laser à fibra dopada com Érbio em regime de acoplamento passivo de modos, e estudar a relação entre as variáveis independentes e dependentes envolvidas: diâmetro dos CNT, concentração dos nanotubos de carbono no filme fino, espessura do filme fino, absorção do filme (produto  $\alpha L$ ), dispersão total da cavidade, taxa de repetição do laser, potência de saída e, finalmente, largura de banda do laser.

Utilizando uma amostra produzida com um filme de nanotubos de carbono com 230  $\mu\text{m}$  de espessura e com um produto  $\alpha L$  de 1,08, num laser à fibra dopada com Érbio de

dispersão total acumulada de aproximadamente 0,765 ps/nm (correspondente a 45 m de fibra), bombeado por um laser de semiconductor emitindo em 980 nm, foi possível identificar os regimes de funcionamento, como mostrado na Fig. 27, do laser e seus pontos de transição de CW para Mode-locking.

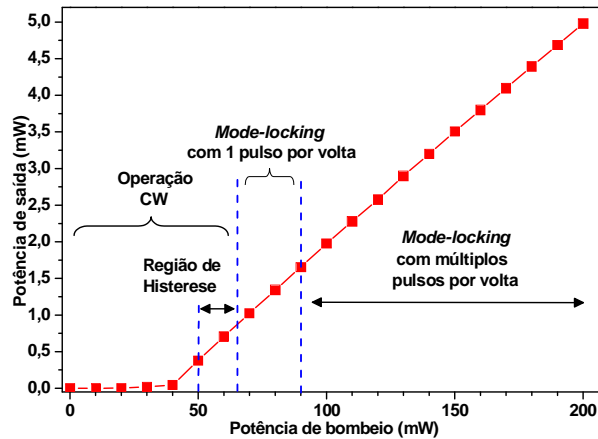


Fig. 27. Regimes de funcionamento de um laser à fibra dopada com Érbio em regime de mode-locking passivo.

Como podemos ver na Fig. 27, o limiar do laser, com os parâmetros descritos no parágrafo anterior, é de 40 mW de potência de bombeio. Para baixas potências de bombeio, temos o funcionamento do laser em regime CW, pois ainda não há potência suficiente para a geração de pulsos. Conforme se aumenta a potência de bombeio, conseguimos observar um limiar bem definido entre o regime CW e o regime de Mode-locking com um pulso por volta. Conforme se aumenta a potência de bombeio gradativamente, observamos que a potência de cada pulso vai aumentando até certo limite, quando então o pulso se divide e mais um pulso por volta é criado. Desta maneira, podemos observar o laser funcionando em regime pulsado com 1, 2, 3, 4 ou até 5 pulsos por volta.

Outra observação importante foi feita durante a redução da potência de bombeio. Conforme se reduz a potência de bombeio, vamos gradativamente reduzindo o número de pulsos por volta. Quando voltamos a ter um pulso por volta, o regime pulsado do laser ainda persiste para valores de bombeio menores do que o limiar para o qual se começou a observar pulsos (limiar do *Mode-locking*). E após sair do regime pulsado, o que ocorre para valores de bombeio mais baixos ainda, o laser só volta a operar em regime pulsado quando atingido novamente o limiar do *Mode-locking*. Chamamos este ciclo de região de histerese do *Mode-locking*, que é esta faixa de valores de bombeio que o laser opera em regime pulsado somente quando estamos reduzindo a potência de bombeio. Como conclusão desta série de estudos,

temos que a melhor faixa de valores de bombeio para se operar o laser em regime de *Mode-locking* passivo é a faixa na qual temos apenas um pulso por volta. Desta maneira, podemos estudar o regime pulsado do laser em sua taxa de repetição fundamental, ou seja, a menor frequência de repetição possível.

Observamos este tipo de comportamento para o laser operando com outras amostras de filmes finos de CNT, porém, obviamente, com valores diferentes para o limiar do laser, limiar do *Mode-locking* e potência máxima de saída.

Determinados os regimes de funcionamento do laser pulsado, passamos a estudar quais parâmetros das amostras de CNT e da cavidade laser poderiam otimizar o funcionamento do laser, ou seja, maximizar a largura de banda de saída do laser.

Para esta fase de estudos, utilizamos uma cavidade laser como mostrada na Fig. 23. Variando o comprimento de SMF na cavidade, pudemos obter três cavidades com valores diferentes de dispersão total acumulada. As características das cavidades são mostradas na

Tab. 4.

Tab. 4. Características das cavidades laser utilizadas nesta fase de medidas.

Comprimento da cavidade (m)	Dispersão total acumulada (ps/nm)	Taxa fundamental de repetição (MHz)	Comprimento de onda do bombeio
4,5	0,077	44,4	980 nm
9	0,153	22,2	
45	0,765	4,44	

Utilizando nanotubos de carbono de 0,8 nm de diâmetro, construímos amostras de filmes finos de CNT hospedados em NOA 73™. As características das amostras produzidas estão listadas na Tab. 5.

Tab. 5. Características das amostras produzidas com filmes de nanotubos de carbono.

Concentração (mg/ml)	Espessura (mm)	Produto $\alpha L$
2	160	0,616
	200	0,86
	230	1,088
	250	1,492
4	150	0,654
	200	0,949
	300	1,284

Inserimos cada amostra produzida em cada uma das três cavidades laser da

Tab. 4, e buscamos a maior largura de banda de saída do laser. Como resultado, observamos que as maiores larguras de banda para cada amostra foram obtidas quando o laser operava com apenas um pulso por volta. Na Fig. 28, mostramos a largura de banda do laser em função do produto  $\alpha L$  de cada amostra e do comprimento total da cavidade.

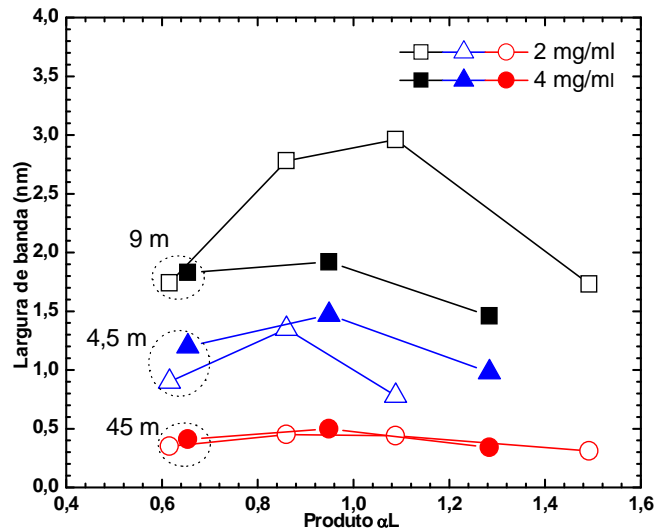


Fig. 28. Largura de banda do laser em função do produto  $\alpha L$  de cada amostra e do comprimento total da cavidade, para nanotubos de carbono de 0,8 nm de diâmetro.

Analisando o gráfico da Fig. 28, podemos perceber que a maior largura de banda não foi obtida com a cavidade de menor dispersão total acumulada. Como podemos ver no gráfico, a maior largura de banda foi gerada por uma amostra com produto  $\alpha L$  igual a 1,088, com um filme de concentração de 2 mg/ml, num laser com cavidade de 9 m, correspondente a uma dispersão total acumulada de 0,153 ps/nm. Buscamos uma explicação para este resultado no balanceamento entre a dinâmica de perdas e ganhos da cavidade, e também na relação entre dispersão total acumulada e comprimento da cavidade laser, muito embora ainda não tenhamos formulado tal explicação de maneira satisfatória.

Ainda analisando a Fig. 28, podemos observar que a maior largura de banda foi gerada, para os três tipos de cavidade e para as duas concentrações diferentes de CNT nos filmes, para amostras de CNT cujo produto  $\alpha L$  é de aproximadamente 1,0. Esta maior largura de banda é mostrada em detalhe na Fig. 29. Acreditamos que este valor deva ser levado como parâmetro na preparação de amostras de filmes finos de CNT para serem usadas em laser à fibra dopada com Érbio. Podemos também observar que, aparentemente, não há uma correlação entre a máxima largura de banda gerada e a concentração de CNT nos filmes.

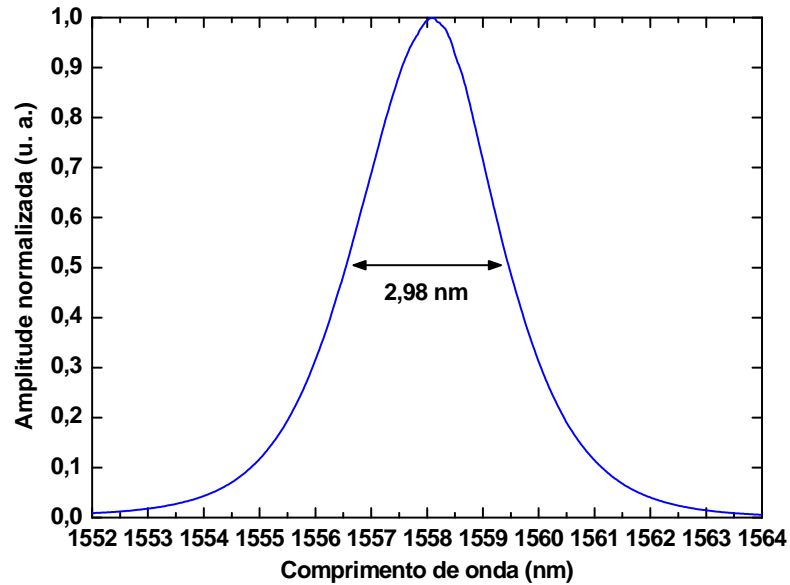


Fig. 29. Maior largura de banda observada com CNT de 0,8 nm de diâmetro. Produto  $\alpha L$  da amostra: 1,088; dispersão total acumulada da cavidade: 0,153 ps/nm.

Daqui, podemos tirar duas conclusões muito importantes: a dispersão é um fator limitante para a geração de largura de banda em lasers a fibra dopada com Érbio, e para maximizar a largura de banda devemos procurar o equilíbrio entre comprimento de cavidade e dispersão total acumulada; e também podemos concluir que o diâmetro dos nanotubos de carbono foi um fator limitante para a largura de banda do laser, já que outros estudos da literatura mostram que nanotubos de carbono com diâmetro de 0,8 nm são mais apropriados para operarem em comprimentos de onda próximos a 1  $\mu\text{m}$  (devido a energia de gap), como sugere H. Kataura et al [23].

Para verificar esta relação entre comprimento de onda e diâmetro dos nanotubos de carbono, e na intenção de obter maiores larguras de banda, fizemos amostras de filmes finos contendo nanotubos de carbono, utilizando CNT de 1,0 nm de diâmetro. As características das amostras produzidas são mostradas na Tab. 6.

Tab. 6. Características das amostras produzidas com nanotubos de carbono de 1,0 nm de diâmetro.

Concentração (mg/ml)	Espessura (µm)	Produto α.L
1	90	0,18
	100	0,31
	120	0,34
	150	0,38
2	120	0,438
	150	0,737
	180	0,921
	210	1,128
	250	1,289
4	130	0,58
	185	0,78
	225	0,98
	280	1,14
	310	1,37

Com os nanotubos de carbono de 1,0 nm decidimos trabalhar com mais de duas concentrações, e então fizemos filmes finos contendo CNT com concentração de 1 mg de CNT para cada ml de NOA 73™. Com a suspensão de concentração de 1mg/ml, conseguimos obter filmes mais finos do que os obtidos para outras concentrações, o que acarretou em películas de maior transmitância.

Com estas amostras, realizamos um estudo semelhante ao realizado com as amostras de CNT de 0,8 nm de diâmetro: verificamos a relação entre as características das amostras e as características do laser à fibra dopada com Érbio.

Para esta fase do estudo, utilizamos três cavidades laser diferentes, cujas características estão listadas na Tab. 7. A fibra dopada com Érbio tem 80 cm de comprimento.

Tab. 7. Características das cavidades laser utilizadas no estudo com CNT de 1,0 nm de diâmetro.

Comprimento total da cavidade (m)	Dispersão total acumulada (ps/nm)	Taxa fundamental de repetição (MHz)	Comprimento de onda do bombeio
5	0,085	40,0	1480 nm
9	0,153	22,2	
15	0,255	13,3	

Cada amostra foi inserida em cada uma das três cavidades laser, e buscamos obter a maior largura de banda possível em cada situação. Para otimização da largura de banda, utilizamos o controle da potência de bombeio, posicionando-o de maneira a fornecer potência suficiente para termos apenas um pulso por volta no funcionamento do laser, e também

utilizamos o controlador de polarização, na busca pelo melhor estado de polarização, de maneira a observar a maior largura de banda possível na saída do laser.

A máxima largura de banda do laser em função do produto  $\alpha L$  de cada amostra e do comprimento total da cavidade é mostrada na Fig. 30.

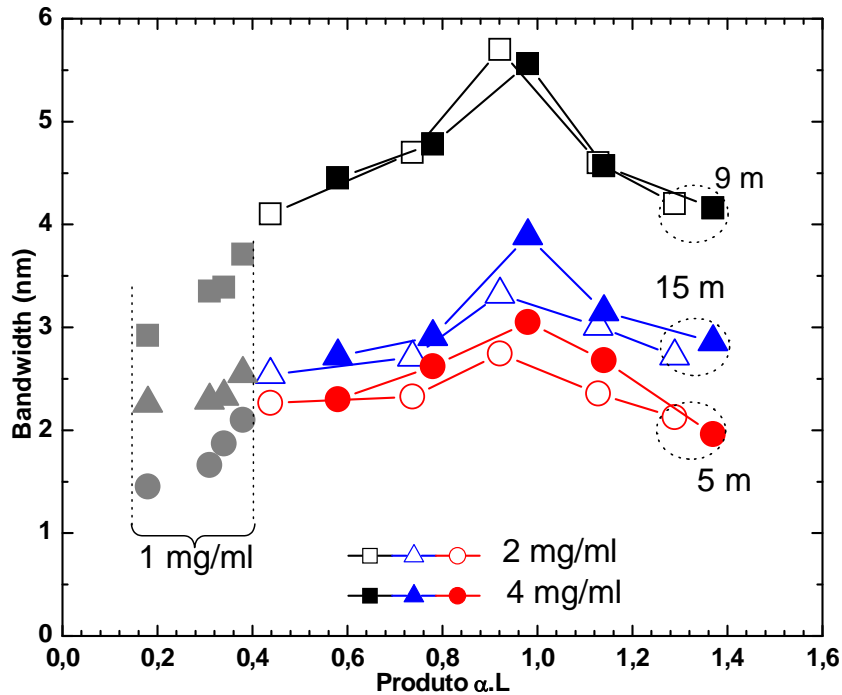


Fig. 30. Largura de banda em função do produto  $\alpha L$  de cada amostra e do comprimento total da cavidade, para nanotubos de carbono de 1,0 nm de diâmetro.

Podemos observar no gráfico da Fig. 30 que o padrão de resultados obtido para as amostras de CNT de 0,8 nm de diâmetro se repetiu. Aqui, novamente observamos que a maior largura de banda não foi obtida para a menor dispersão total acumulada da cavidade. Concluimos que para maximizar a largura de banda num laser à fibra dopada com Érbio, como este usado em nossos experimentos, o comprimento total da cavidade deve ser de aproximadamente 9 m, composto basicamente por fibra SMF e com um pequeno pedaço de fibra dopada com Érbio (~ 80 cm), totalizando uma dispersão acumulada de aproximadamente 0,16 ps/nm. Novamente, não observamos nenhuma relação entre a concentração das amostras e a largura de banda do laser.

Os resultados mostrados na Fig. 30 também corroboram o que antes observamos na Fig. 28: as maiores larguras de banda para cada tipo de cavidade foram novamente obtidas com amostras de produto  $\alpha L$  próximo a 1,0. A Fig. 31 mostra em detalhe a maior largura de banda obtida para amostras com nanotubos de carbono com 1,0 nm de diâmetro.

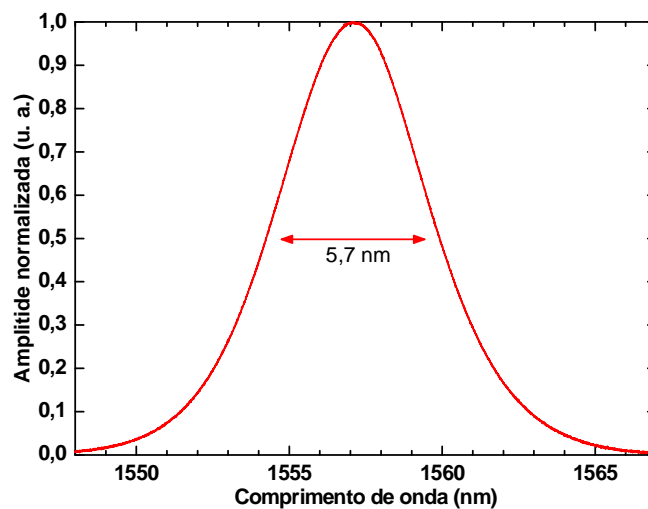


Fig. 31. Maior largura de banda observada para amostras de CNT de 1,0 nm de diâmetro. Produto  $\alpha L$  da amostra: 0,921; dispersão total da cavidade: 0,153 ps/nm.

Com esta série de resultados, demonstramos experimentalmente que os nanotubos de carbono de 1,0 nm de diâmetro são mais apropriados para atuarem como absorvedores saturáveis em lasers a fibra dopada com Érbio do que os nanotubos de carbono de 0,8 nm de diâmetro.



## 7 CAVIDADES ULTRALONGAS E SÓLITONS

### 7.1 LASERS ULTRALONGOS

Ultimamente, tem havido um grande desenvolvimento de lasers a fibra óptica, e alguns grupos de pesquisa se propuseram a estudar principalmente os lasers longos e ultralongos. Sobre este assunto, temos os lasers ultralongos com ganho Raman distribuído (Ultralong Raman Fiber Lasers), que são lasers que usam o próprio enlace com redes de Bragg nas extremidades como meio ativo, utilizando o Espalhamento Raman Estimulado (Stimulated Raman Scattering), distribuído ao longo da fibra para obter ganho. Tais lasers necessitam de alta potência de bombeio, justamente pelo fato da amplificação Raman ser um efeito puramente não-linear. Os URFL's têm sido usados em estudos de enlaces de transmissão praticamente sem perdas (quasi-lossless transmission), onde se acredita que este tipo de laser possa trazer a melhor relação sinal-ruído em sistemas em que a ASE Emissão Espontânea Amplificada é assumida como principal fonte de ruído e ao mesmo tempo estejam presentes efeitos não-lineares [34]-[35]. Desta maneira, estes lasers mostram-se interessantes para sistemas de baixa potência, além de chamarem a atenção às variações de potência e da relação sinal-ruído causadas pela variação do comprimento da cavidade ultralonga.

Desde quando foram propostos, lasers ultralongos à fibra despontam como bons candidatos para sustentarem um novo paradigma às comunicações ópticas: como meio de transmissão, podem ser a porta para um novo campo de transmissão de informação e comunicação segura. Lasers ultralongos foram inicialmente propostos em 2004 [34] e experimentalmente demonstrados em 2006 [35]. Experimentalmente, tem induzido uma espécie de "transparência virtual" em fibras ópticas, oferecendo condições de transmissão praticamente sem perdas, o que é interessante para a implementação de sistemas baseados em transmissão de sóliton e processamento de sinais [34].

Este tipo de cavidade ressonante ultralonga apresenta grande número de modos longitudinais. De fato, a separação espectral de modos obedece à equação  $\Delta\nu = c/nL$ . Para um comprimento de poucos quilômetros de fibra óptica, a separação entre modos chega a ser de aproximadamente dezenas de kilohertz. Devido a baixa taxa de repetição obtida com lasers ultralongos em regime de mode-locking passivo ( $\sim$  kHz), é possível gerar pulsos com altas

potências de pico mesmo a partir de baixas potências de bombeio. Dessa maneira, lasers ultralongos são importantes ferramentas para o estudo de efeitos não-lineares (geração e propagação de pulsos solitônicos por fibras ópticas).

A estrutura de um laser ultralongo à fibra proporcionou e resultou em descobertas de novos regimes físicos de operação, diferentes daqueles observados em lasers tradicionais (semicondutores).

Um laser Raman ultralongo à fibra consiste de uma cavidade laser (linear ou em anel) com uma extensão da ordem de quilômetros, geralmente formada por bobinas de fibra óptica. Neste caso a fibra óptica atua tanto como meio ativo, proporcionando ganho Raman ao sistema, quanto como meio transmissor do sinal laser. Tem uma ou mais fontes de bombeamento.

Como as fibras ópticas utilizadas em comunicações ópticas oferecem atenuação baixa na janela espectral de telecomunicações, os lasers ultralongos podem chegar a ter extensões da ordem de centenas de quilômetros, como em [36].

Lasers ultralongos apresentam aplicações únicas numa variedade de áreas, desde implementação de links de transmissão "quase-sem-perda" até a possibilidade de novos meios para comunicação segura.

Há também os lasers ultralongos que utilizam como meio de ganho uma fibra altamente dopada com Érbio, e são chamados Lasers Ultralongos à fibra dopada com Érbio. Este tipo de meio ativo tem algumas vantagens em relação aos lasers Raman, pois como obedece à teoria tradicional de lasers e por se tratar de um sistema de três níveis, necessita de baixas potências de bombeio, e opera na região do espectro do infravermelho, permitindo a construção de dispositivos que operem em telecomunicações na banda C. Os lasers ultralongos à fibra dopada com Érbio podem ser empregados inclusive em sistemas de distribuição de chave quântica, como já demonstrado na literatura [37].

## 7.2 SÓLITONS

O termo sóliton aparece em vários campos da Física e refere-se a tipos especiais de ondas que podem se propagar através de longas distâncias sem distorção [38]. A formação de sólitons na cavidade laser à fibra em regime de acoplamento passivo de modos é uma

consequência natural de um pulso com alta intensidade de pico, que correspondem a uma manifestação da não-linearidade que ocorre no regime de dispersão anômala ( $D > 0$ ), como resultado da combinação entre os efeitos de dispersão e não-lineares da cavidade laser.

Em geral, o efeito não-linear responsável pela formação de pulsos do tipo soliton é a Auto-modulação de Fase (Self-Phase Modulation - SPM), que em linhas gerais pode ser entendida como o deslocamento de fase não-linear que ocorre durante a propagação de um pulso através de um material devido à dependência do índice de refração não-linear com a intensidade óptica do próprio pulso [38]. Quando a intensidade óptica varia no tempo, partes distintas do pulso sofrem deslocamento de fase diferente, resultando em um encurtamento, devido à dispersão, do pulso do sinal óptico durante sua propagação.

As equações (2) e (3) [38] mostram as condições de potência de pico mínima  $P_0$  para a formação de sólitons e o período do sólito  $Z_0$  na cavidade laser.

$$P_0 = \frac{3.11\lambda^2 |D_{média}|}{2\pi c \gamma \tau_{FWHM}^2} \quad (2)$$

$$Z_0 = \frac{0.322\pi^2 c \tau_{FWHM}^2}{\lambda^2 |D_{média}|} \quad (3)$$

Nestas equações,  $\lambda$  é o comprimento de onda central do espectro,  $D_{média}$  é a dispersão média da cavidade,  $c$  é a velocidade da luz,  $\gamma$  é o coeficiente não-linear da fibra, e  $\tau$  é a duração do pulso a meia altura. Podemos observar que  $P_0$  é tão maior quanto mais curto for o pulso, e quanto menor a dispersão média da cavidade menos potência é requerida para formação de sólitons em seu interior.

Conforme o sólito se propaga, o formato do pulso sofre algumas alterações, devido às influências da cavidade. O período do sólito, dado por  $Z_0$ , é o comprimento de propagação do sólito em que ele recupera seu formato (gaussiano ou  $\text{sech}^2$ ) original. Na prática, em cavidades lasers somente temos formação de sólitons fundamentais, e o pulso sólito se propaga sem se deformar.

Os lasers ultralongos constituem uma categoria de lasers que proporcionam excelentes condições para geração e propagação de sólitons em cavidade. Como a taxa fundamental de repetição em lasers ultralongos é extremamente baixa (da ordem de kHz), quando em regime pulsado de operação, a potência de pico dos pulsos se torna altíssima (da ordem de watts ou até mesmo kilowatts. Dessa maneira, obtém-se potência necessária para a geração de sólitons.

### 7.3 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Em nosso projeto inicial, estava previsto um estudo de lasers ultralongos a fibra dopada com Érbio em regime de acoplamento de modos passivo, com o uso dos nanotubos de carbono. Entretanto, durante o desenvolvimento, optamos por desenvolver um estudo mais direcionado ao mecanismo óptico e eletrônico dos nanotubos de carbono, uma vez que percebemos a necessidade de dominarmos tais mecanismos básicos, para então depois termos condições de nos dedicarmos a estudar somente o laser.

Entretanto, de maneira preliminar, chegamos a fazer algumas observações experimentais do que podem ser sólitons gerados em cavidade ultralongas de lasers a fibra dopada com Érbio. Os estudos ainda carecem de aprofundamento e detalhamento, mas até onde vai nosso conhecimento, esta é a primeira demonstração de sólitons produzidos com o uso de nanotubos de carbono em cavidades ultralongas de lasers a fibra dopada com Érbio.

A Fig. 32 mostra o espectro de saída de um pulso obtido numa cavidade ultralonga de 3,5 km de comprimento, tal como configurada na Fig. 23.

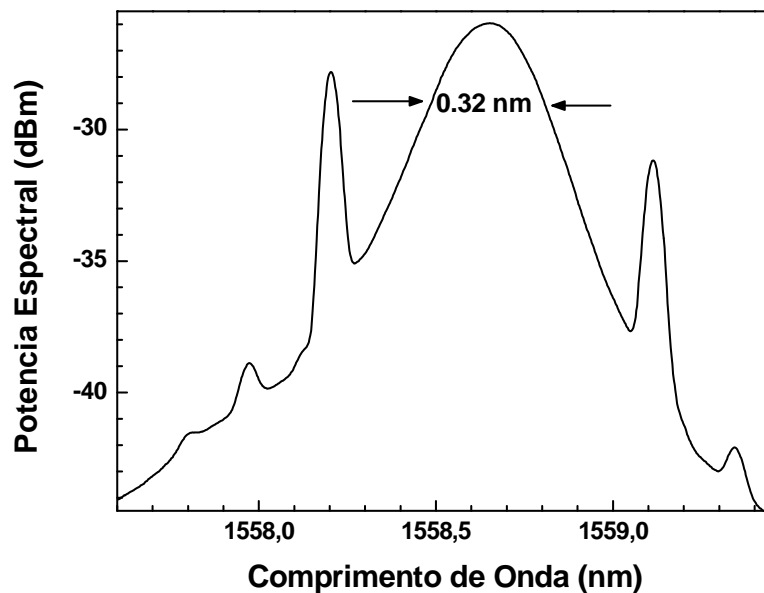


Fig. 32. Espectro de saída do laser à fibra dopada com Érbio com cavidade ultralonga de 3,5 km.

Para uma cavidade laser desta magnitude, podemos desprezar as características ópticas dos demais componentes e, para efeito de cálculo, podemos levar em conta tão somente as características da fibra óptica SSMF 28, predominantemente usada na cavidade:  $L = 3,5$  km;

$D_{\text{m\u00e9dia}} = 17 \text{ ps/km/nm}$ ;  $\gamma = 2,2 \times 10^{-10} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ . Como medimos um pulso com largura espectral de 0,32 nm, podemos assumir sua dura\u00e7\u00e3o temporal em alguns picossegundos. Dessa maneira, pela equa\u00e7\u00e3o (2), a pot\u00eancia de pico necess\u00e1ria para gera\u00e7\u00e3o de s\u00f3liton, sob essas condi\u00e7\u00f5es, \u00e9 de aproximadamente 200 mW.

Como pode ser calculado por  $\Delta t = nL/c$ , o espa\u00e7amento entre pulsos e, conseq\u00fcentemente, a taxa fundamental de repeti\u00e7\u00e3o desta cavidade s\u00e3o de, respectivamente, 17  $\mu\text{s}$  e 58 kHz. O trem de pulsos de sa\u00edda \u00e9 mostrado na. Como a pot\u00eancia m\u00e9dia deste trem de pulsos medida foi de aproximadamente 100  $\mu\text{W}$ , seguramente podemos afirmar que temos pot\u00eancia de pico suficiente para gera\u00e7\u00e3o de s\u00f3litons em nosso laser.

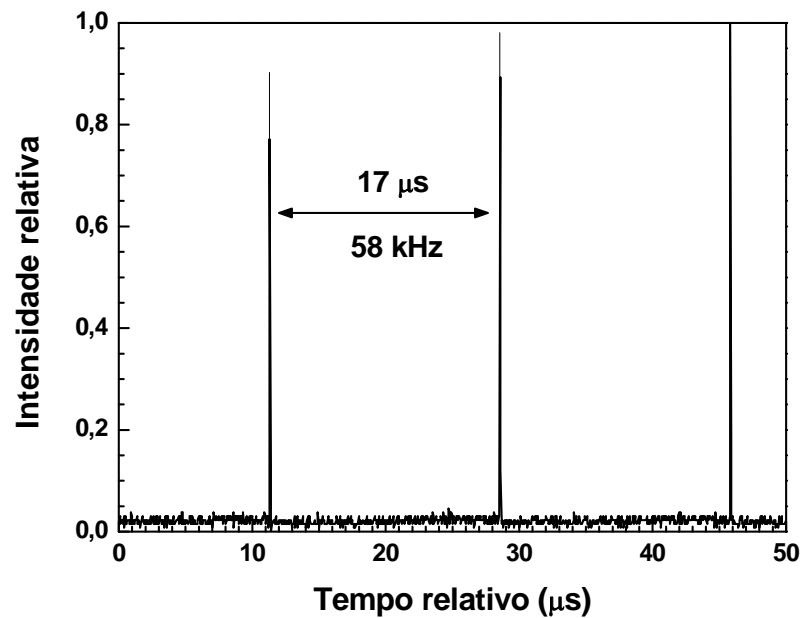


Fig. 33. Trem de pulsos de sa\u00edda, correspondente ao espectro mostrado na Fig. 32.

## 8 CONCLUSÕES

Neste trabalho, apresentamos os resultados parciais de nossos estudos sobre lasers à fibra dopada com Érbio em regime de acoplamento passivo de modos com o uso de nanotubos de carbono como absorvedores saturáveis.

Os nanotubos de carbono (CNT) foram incorporados à cavidade por dois métodos: deposição de CNT na face da fibra óptica, e pela construção de filmes finos incorporando nanotubos de carbono. Com o método da deposição, foi obtido o acoplamento de modos, porém com baixa largura de banda espectral e nível DC no trem de pulsos. Com a produção de amostras de filmes finos com CNT nas cavidades laser, obtivemos êxito em gerar pulsos por Mode-locking passivo com maiores larguras de banda, trem de pulsos sem nível DC e trem estável de pulsos.

Um novo método para a produção dos filmes finos contendo nanotubos de carbono foi desenvolvido neste trabalho. Utilizamos nanotubos de carbono com diâmetros de 0,8 e 1,0 nm, e um polímero transparente a base de uretano para a construção dos filmes finos. Com este método de manufatura de filmes finos, tivemos controle sobre variáveis importantes, como espessura e transmissão dos filmes, diâmetro dos nanotubos, concentração e distribuição dos nanotubos nos filmes. Desta maneira, pudemos estudar a influência destas variáveis na otimização da largura de banda de lasers à fibra dopada com Érbio em regime pulsado.

Nossos resultados apontam que os nanotubos de carbono com 1,0 nm são mais apropriados do que os de 0,8 nm de diâmetro para atuarem com absorvedores saturáveis para comprimentos de onda da ordem de 1550 nm. Os nanotubos de carbono com 1,0 nm geraram uma largura de banda máxima de 5,70 nm, cerca de 92% maior do que a maior largura de banda obtida com nanotubos de carbono de 0,8 nm. Também observamos que as maiores larguras de banda foram obtidas quando a transmissão das amostras estava em torno de 37%, ou seja, o produto  $\alpha L = 1,0$ . As maiores larguras de banda foram geradas em cavidades laser com um comprimento total de 9 m, o que corresponde a uma dispersão total acumulada de 0,153 ps/km.nm.

Com estes resultados, concluímos um estudo de otimização das amostras de filmes finos contendo nanotubos de carbono e das cavidades de laser à fibra dopada com Érbio, para a geração de maiores larguras de banda possíveis. Concluímos que as amostras de filmes finos

contendo nanotubos de carbono a serem usadas em laser à fibra dopada com Érbio devem ser fabricadas com CNT de 1,0 nm de diâmetro e ter um produto  $\alpha L$  igual a 1,0. A cavidade laser deve ter um comprimento de aproximadamente 9 m e uma dispersão total acumulada de aprox. 0,16 ps/nm.

A partir deste trabalho, utilizando os métodos desenvolvido, podemos desenvolver novos estudos sobre geração e propagação de pulsos ultracurtos em lasers a fibra dopada com Érbio em regime de Mode-locking passivo. Podemos também estudar condição para geração de sólitons, e propagação de sóliton no interior da cavidade laser e na saída do laser, no contexto de lasers a fibra dopada com Érbio.

## 9 TRABALHOS FUTUROS

Neste capítulo, pontuamos os próximos passos que podem ser dados para completar nossos estudos e avançarmos em nossa pesquisa.

a) Averiguar a influência de nanotubos de carbono com diâmetros maiores do que 1,0 nm e comparar com os resultados já obtidos; da mesma maneira, podemos verificar a influência de outros materiais hospedeiros para os filmes finos na largura de banda do laser e na qualidade do filme produzido.

b) Estudar a relação entre as características das amostras de CNT, as características da cavidade laser e a duração do pulso gerado pelo Mode-locking passivo, avaliando também o produto tempo-largura de banda do laser.

c) Estudar mais detalhadamente a geração e propagação intracavidade de pulsos do tipo sóliton em lasers a fibra dopada com Érbio, utilizando as amostras de CNT produzidas neste trabalho.

d) Estudar a geração de pulsos por Mode-locking passivo como uso de CNT em lasers à fibra dopada com Érbio com cavidades ultralongas, da ordem de quilômetros. Um estudo particularmente interessante, que planejamos desenvolver em estudos próximos, é utilizar o enlace da Rede Kyatera, particularmente o par de fibras ópticas que liga o Laboratório de Fotônica da Universidade Mackenzie ao Centro de Computação e Eletrônica da Universidade de São Paulo, como cavidade laser.

e) Estudar a geração de pulsos ultracurtos por mode-locking passivo, com o uso de outros materiais absorvedores saturáveis. Pretendemos utilizar grafeno, que tem sido reportado na literatura científica como um ótimo absorvedor saturável, pois apresenta maior banda de absorção que os nanotubos de carbono, além de ter um tempo mais rápido recuperação excitônica.



## REFERÊNCIAS

- [1] E. B. Desurvire, “Capacity Demand and Technology Challenges for Lightwave Systems in the Next Two Decades”, *J. Lightwave Technol.*, 24, 4697 (2006).
- [2] K. I. Hagiuda et al., “40-GHz, 100-fs stimulated-Brillouin-scattering-free pulse generation by combining a mode-locked laser diode and a dispersion-decreasing fiber”, *Opt.Lett.*, 30, 670 (2005).
- [3] S. Yang, E. A. Ponomarev and X. Bao, “80-GHz Pulse Generation From a Repetition-Rate-Doubled FM Mode-Locking Fiber Laser”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17, 300 (2005).
- [4] L. Xu et al., “40 GHz actively mode-locked erbium-doped fiber ring laser using an electro-absorption modulator and a linear optical amplifier”, in: *Proceedings of OFC 2007*, paper JThA10.
- [5] D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, “FM and AM mode locking of the homogeneous laser – Part I: Theory”, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-6, 694 (1970).
- [6] S. Y. Set et al., “Laser Mode Locking Using a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotubes”, *J. Lightwave Technol.*, 22, 51 (2004).
- [7] E. S. Boncristiano, L. A. M. Saito and E. A. de Souza, “396 fs, 2.5-12 GHz Asynchronous Mode-Locking Erbium Fiber Laser”, in: *Proceeding of IMOC 2007*, paper CMC2.
- [8] E. Snitzer, F. Hoffman and R. Crevier, “Neodymium-Glass-Fiber Laser”, *J. Optical Soc. of Amer.*, 53, 515 (1963).
- [9] A. E. Siegman, “Lasers”, University Science Books, California, 1a Ed., 1986.
- [10] C. Rullière, “Femtosecond Laser Pulses”, principles and experiments. Springer, 1a Ed., 1998.
- [11] A.V. Tausenev et al., “177 fs erbium-doped fiber laser mode locked with a cellulose polymer film containing single-wall carbon nanotubes”, *Appl. Phys. Lett.*, 92, 171113 (2008).
- [12] S.Y. Set et al., “Ultrafast Fiber Pulsed Lasers Incorporating Carbon Nanotubes”, *J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 10, 137 (2004).
- [13] Y.C. Chen et al., “Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55  $\mu\text{m}$ ”, *Appl. Phys. Lett.*, 81, 975 (2002).

- [14] J. W. Nicholson, R. S. Windeler and D. J. Digiovani, "Optically driven deposition of single walled carbon-nanotube saturable absorbers on optical fiber end-faces", *Opt. Express*, 15, 9176 (2007).
- [15] N. Nishizawa et al., "All-polarization-maintaining Er-doped ultrashort-pulse fiber laser using carbon nanotube saturable absorber", *Opt. Express.*, 16, 9429 (2008).
- [16] Y-W. Song et al., "Carbon Nanotube mode lockers with enhanced nonlinearity via evanescent field interaction in D-shaped fibers", *Opt. Lett.*, 32, 148 (2007).
- [17] K. Kashiwagi and S. Yamashita, "Deposition of carbon nanotubes around microfiber via evanescent light", *Opt. Express* 17, 18364 (2009).
- [18] T. H. Maiman, "Optical and Microwave-optical Experiments in Ruby", *Phys. Rev. Lett.*, 4, 564 (1960).
- [19] O. Svelto, "Principle of Lasers", Plenum Press, 4a Ed., 1998.
- [20] J. J. McFerran et al., "A passively mode-locked fiber laser at 1.54  $\mu\text{m}$  with a fundamental repetition frequency reaching 2 GHz", *Opt. Express*, 15, 13155 (2007).
- [21] E. Hecht, "Optics", Addison-Wesley, 3rd Edition, ISBN 9780201838879, 1998.
- [22] Li Z, Yang X, Tangdionga E, et al., "Simulation of mode-locking by nonlinear polarization rotation in a semiconductor optical amplifier", *J. Quantum Electron.* 41, 808 (2005).
- [23] H. Kataura et al., "Optical Properties of Single-Walled Carbon Nanotubes", *Synth. Met.*, 103, 2555 (1999).
- [24] R. Saito, G. Dresselhaus and M. S. Dresselhaus, "Physical Properties of Carbon Nanotubes", Imperial College Press, 1a Ed., 1998.
- [25] Z. Sun et al., "L-band ultrafast fiber laser mode locked by carbon nanotubes", *Appl. Phys. Lett.*, 93, 061114 (2008).
- [26] H. Ajiki et al., "Size- and orientation-selective optical manipulation of single-walled carbon nanotubes: A theoretical study", *Phys. Rev. B*, 80, 115437 (2009).
- [27] K. Kashiwagi and S. Yamashita, "Deposition of Carbon Nanotubes Around Microfiber via Evanescent Light", *Opt. Express*, 17, 18364 (2009).
- [28] Y.- W. Song et al., "Carbon nanotube mode lockers with enhanced nonlinearity via evanescent field interaction in D-shaped fibers", *Opt. Lett*, 32, 148 (2007).
- [29] H. Ji et al., "Fiber Optical Trap Deposition of Carbon Nanotubes on Fiber End-faces in a Modelocked Laser", in: *Proceeding of CLEO/QELS 2008*, paper CTuV4.

- [30] M. Nakazawa et al., “Polymer saturable absorber materials in the 1.5  $\mu\text{m}$  band using poly-methyl-methacrylate and polystyrene with single-wall carbon nanotubes and their application to a femtosecond laser”, *Opt. Lett.*, 31, 915 (2006).
- [31] S. Yamashita et al., “Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers”, *Opt. Express* 29, 1581 (2004).
- [32] S. Uchida et al., “Fabrication and Characterization of Carbon Nanotube-Polymer Saturable Absorbers for Mode-Locked Lasers”, in: *Proceeding of CLEO/QELS 2008*, paper CTuV5.
- [33] Medida realizada pelo professor Dr. Cristiano Cordeiro, do Centro de Pesquisa em Óptica e Fotônica da Universidade Estadual de Campinas.
- [34] J. D. Ania-Castañón; Quasi-lossless transmission using second-order Raman amplification and fibre Bragg gratings. *Opt. Express*, 12, 4372, 2004.
- [35] J. D. Ania-Castañón; T. J. Ellingham; R. Ibbotson; R. Chen; L. Zhang; S. K. Turitsyn; Ultralong Raman fiber lasers as virtually lossless optical media. *Phys. Rev. Lett.*, 96, 023902, 2006.
- [36] S. K. Turitsyn et al., “270-km Ultralong Raman Fiber Laser”, *Phys. Rev. Lett.* 103, 133901 (2009).
- [37] J. Scheuer; A. Yariv; Giant fiber lasers: a new paradigm for secure key distribution. *Phys. Rev. Lett.* 97, 140502, 2006.
- [38] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics”, Academic Press, 3rd Edition, New York, 2001.