João Manuel da Silva de Sousa

Fontes de Alta Potência em Fibra Óptica

Departamento de Física
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
Novembro/1999

João Manuel da Silva de Sousa

Fontes de Alta Potência em Fibra Óptica



Tese submetida à Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
para obtenção do grau de Doutor em Física

Departamento de Física
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
Novembro / 1999

Tese realizada sob orientação de

Doutor Manuel Joaquim Bastos Marques,

e,

Doutor Oleg Gennadievitch Okhotnikov,

Professores Auxiliares do Departamento de Física da

Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

"Foi só para vós, filhos da doutrina e da sapiência, que escrevemos esta obra. Examinai o livro, embrenhai-vos na intenção que dispersámos e colocámos em vários lugares; o que ocultámos num lugar, manifestámo-lo noutro, para que possa ser compreendido pela vossa inteligência"

(Heinrich Cornelius Agrippa von Nettesheim, De occulta philosophia, 3, 65)

"A superstição dá azar"

(Raymond Smullyan, 5000 B. C., 1.3.8))

À Carmo
e ao
João

Agradecimentos

Para além da excelente relação profissional criada, ao longo destes anos, com todos os envolvidos neste processo de doutoramento, desenvolvi com os mesmos uma grande amizade e um forte companheirismo. Correndo o risco de cometer alguma imperdoável omissão não posso deixar de agradecer em especial ao(s):

- Professores Manuel Joaquim Marques e Oleg Okhotnikov, respectivamente, orientador e co-orientador desta dissertação, pelo seu empenho, interesse e dedicação prestados durante todo o processo de doutoramento.
- Professor José Luís Santos, responsável da *Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos do INESC-Porto*, pelo constante e imprescindível apoio à conclusão desta dissertação.
- Professor José António Salcedo, pela porta que me abriu há muitos anos atrás, sem o qual este momento não seria possível.
- Doutor Anatoly Grudinin, pela orientação prestada durante o estágio efectuado no *Optoelectronics Research Centre* da Universidade de Southampton.
- Aos meus amigos e colegas, pela sua amizade e companheirismo, responsáveis pelo forte espirito de equipa e bom ambiente de trabalho criados.
- A todos que de alguma forma contribuíram para a realização desta dissertação.
- À minha esposa, Carmo, e filhote, João, que são o que de mais importante existe na minha vida.
- Ao *Instituto de Engenharia de Sistemas e Computadores do Porto*, pela disponibilização dos meios indispensáveis à realização do trabalho aqui apresentado.
- Ao *Optoelectronics Research Centre* da Universidade de Southampton, por ter facilitado o estágio realizado nas suas instalações laboratoriais e do qual resultou parte do trabalho descrito nesta dissertação.
- À *Fundação de Ciência e Tecnologia*, pelo apoio prestado, no âmbito de uma bolsa de doutoramento, através do programa PRAXIS XXI.

Sumário

Nos últimos 25 anos, o estudo das propriedades das fibras dopadas com terras raras activas levou ao aparecimento de uma nova área da óptica, as *Fontes em Fibra Óptica*. A intensa actividade desenvolvida resultou num elevado número de avanços tecnológicos importantes não só do ponto de vista da investigação fundamental mas também das suas aplicações. A comercialização em larga escala destes dispositivos para outras aplicações que não as telecomunicações tem sido limitada, essencialmente, por questões relacionadas com a potência emitida. O trabalho desenvolvido nesta dissertação pretende responder a esta limitação e é portanto dedicada ao tema das *Fontes de Alta Potência em Fibra Óptica*.

Neste contexto, é apresentada uma técnica inovadora, baseada na optimização do nível e do perfil de distribuição espacial dos iões activos no núcleo de fibras multimodo, para fontes de alta potência e distribuição espacial transversal monomodo. Na sua primeira aplicação, é demonstrada uma fonte superluminescente, numa configuração de dupla passagem. A elevada capacidade de armazenamento de energia destas fibras, e a sua eficiente extracção sob a forma de impulsos *Q-switched* é demonstrada com um sistema de amplificação, em que o último patamar é constituído pelas fibras multimodo optimizadas. Baseada nesta tecnologia é apresentado o primeiro amplificador tipo *flared* em fibra óptica. A total compatibilidade com os sistemas monomodo permite a sua utilização, para o escalonamento da potência de fontes convencionais, numa configuração tipo MOPA.

Utilizando a tecnologia de fibras ópticas de dupla bainha é apresentado um laser de alta potência em fibra dopada com itérbio bombeada, através de acopladores multimodo, por díodos laser. Adicionalmente, o desempenho de um amplificador de alta potência, baseado nestas fibras, é analisado para os diferentes regimes de amplificação.

Recorrendo à tecnologia convencional monomodo é apresentado um laser *cw* sintonizável com emissão espectral estreita e um inovador laser pulsado no regime *Q-switched* com emissão espectral multilinha. A comutação do comprimento de onda de emissão em lasers com desvio de frequência na realimentação, operando nos regimes de *mode-locking* e *Q-switching* e o controle da taxa de repetição dos impulsos gerados, introduzindo na cavidade um interferómetro de Michelson sintonizável, são demonstradas. Explorando adicionalmente, os efeitos não lineares de rotação da polarização presentes neste tipo de lasers, é apresentado um laser em fibra dopada com itérbio e é demonstrada a geração de impulsos subpicosegundo num laser FSF em fibra óptica dopada com érbio.

Finalmente, é apresentada a construção e caracterização de um laser de Cr:YAG para bombagem, no comprimento de onda de 1480 nm, de fontes de alta potência em fibra óptica dopada com érbio.

Sommaire *"Sources de Haute Puissance à Fibres Optiques"*

Dans les dernières vingt-cinq années, l'étude des propriétés des fibres dopées avec des terres rares actives a conduit à l'apparition d'une nouvelle aire de l'optique, les *Sources à Fibres Optiques*. L'intense activité développée a eu comme résultat un énorme nombre d'avancements technologiques importants non seulement du point de vue de la recherche fondamentale mais encore de leurs applications. La commercialisation sur une large échelle de ces dispositifs pour des applications différentes des télécommunications est limitée, surtout par des questions qui se rapportent à la puissance émise. Le travail développé dans cette dissertation a l'intention de répondre à cette limitation et elle est donc dédiée au thème des *Sources de Haute Puissance à Fibres Optiques*.

Dans ce contexte, on présente une technique innovatrice, qui repose sur l'optimisation du niveau et du profil de distribution spatiale des ions actifs dans l'âme de fibres multimodes, pour des sources de haute puissance et de distribution spatiale transversale monomode. Dans sa première application, on démontre une source superluminescente dans une configuration de double passage. L'élevée capacité d'emmagasinage d'énergie de ces fibres et son efficiente extraction sous la forme d'impulsions *Q-switched* sont démontrées avec un système d'amplification où le dernier degré est constitué par des fibres multimodes optimisées. En s'appuyant sur cette technologie, on présente le premier amplificateur du type *flared* à fibres optiques. La totale compatibilité avec les systèmes monomodes rend possible son utilisation, pour l'échelonnement de la puissance de sources conventionnelles, dans une configuration du type MOPA.

En utilisant la technologie de fibres optiques de double revêtement, on présente un laser de haute puissance à fibre dopée avec de l'iterbium pompée, à l'aide de coupleurs multimodes, par des diodes laser. Additionnellement, le dégagement d'un amplificateur de haute puissance, ayant pour base ces fibres, est analysé par les différents régimes d'amplification.

En recourant à la technologie conventionnelle monomode, on présente un laser *cw* avec syntonisation d'émission spectrale étroite et un innovateur laser d'impulsions dans un régime *Q-switched* d'émission spectrale multiraie. On démontre la commutation de la longueur d'onde d'émission en lasers avec du déplacement de fréquence dans la rétroaction qui opèrent dans les régimes de *mode-locking* et *Q-switching* et le contrôle de la fréquence de répétition des impulsions produites en introduisant dans la cavité un interféromètre de Michelson avec syntonisation. En exploitant encore les effets non linéaires de rotation de la polarisation présents dans ce genre de lasers, on présente un laser à fibre dopée avec de l'iterbium et on démontre la génération d'impulsions à durée inférieure à une picoseconde dans un laser FSF à fibre optique dopée avec de l'erbium.

Finalement, on présente la construction et la caractérisation d'un laser de Cr: YAG pour le pompage de sources à fibres optiques dopées avec de l'erbium á 1480 nm.

Abstract *"High Power Fibre Sources"*

During the last 25 years, the study of the rare earth doped fibres has led to the advent of a new branch in Optics, the *Optical Fibre Sources.* The intense activity in this field has resulted in a number of advances which are important from the fundamental as well as the technological standpoint. Large-scale commercialisation of such devices for applications other than communications has been limited, mostly by optical power requirements. The work presented on this thesis pretend to address this limitation and thus is dedicated to the subject of *High Power Fibre Sources.*

In this context, a novel technique based on the active ions level and spatial distribution optimisation, inside a multimode core, for high power single-transverse-mode fibre devices, is presented. On the first application, a double-pass high power superfluorescent fibre source is demonstrated. Energy storage and high-energy pulse extraction capacity is demonstrated with an amplification system where the last stage is composed by the optimised multimode fibres. Based on this technology a flared single-transverse-mode fibre amplifier is presented for the first time. The complete compatibility with singlemode systems allows for power scaling of conventional fibres sources in a master oscillator power amplifier (MOPA) configuration.

By using double-cladding fibre technology, a high power ytterbium-doped fibre *cw* laser, pumped through multimode couplers by diode lasers, is presented. Also, using these fibres, the performance of a high power fibre amplifier, for different regimes of amplification, is characterised.

Using conventional single mode fibres, an erbium-doped narrow-band tunable *cw* laser and a novel multiwavelength *Q-switch* fibre laser are demonstrated. Wavelength switching on frequency-shifted-feedback (FSF) lasers in both *Q-switched* and *mode-locking* operation, as well as pulse repetition rate control of these lasers through insertion of an intracavity Michelson interferometer, are presented for the first time. Additionally, it is observed that non-linear polarisation rotation effects affect the pulse characteristics of these lasers, and particularly, it is responsible for a reduction by a factor of two in the pulse duration of an ytterbium-doped FSF fibre laser. Exploiting these properties, a subpicosecond erbium-doped fibre laser is demonstrated.

Finally, the construction and performance characterisation of a *cw* Cr:YAG laser, as a pump source for erbium-doped fibre devices at 1480 nm, is presented.

Índice Temático

Agradecimentos ..... *vii*
Sumário, Sommaire, Abstract ..... *ix*
Índice temático ..... *xv*
Índice de abreviaturas ..... *xix*

1. Introdução **1**
1.1 Breve perspectiva histórica da óptica 1
1.2 Fontes de alta potência em fibra óptica 3
1.2.1 Os problemas/desafios 7
1.2.2 Estado actual da técnica 8
1.2.2.1 Nova solução baseada em fibras ópticas multimodo 12
1.2.3 Aplicações 15
1.3 Introdução ao trabalho apresentado nesta dissertação 17

2. Lasers *cw* em fibra óptica **23**
2.1 Introdução 23
2.2 Configurações e conceitos básicos 24
2.2.1 Características do meio e da emissão laser 24
2.2.2 Cavidades laser 26
2.3 Lasers com emissão espectral estreita 29
2.3.1 Sintonia do comprimento de onda de emissão 30
2.3.2 Emissão espectral em frequência única 30
2.3.3 Laser sintonizável e emissão espectral estreita em fibra óptica dopada com érbio 32
2.3.3.1 Análise da configuração experimental utilizada 32
2.3.3.2 Experiência, resultados e discussão 33
2.4 Lasers *cw* de alta potência 35
2.4.1 Laser *cw* de alta potência em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio 37
2.4.1.1 Análise da configuração experimental utilizada 37
2.4.1.2 Experiência, resultados e discussão 39
2.5 Lasers *cw* por efeitos não lineares 41
2.5.1 Lasers de Raman 42
2.5.2 Lasers de Brillouin 44
2.6 Conclusão e perspectivas de desenvolvimento futuro 45

3. Lasers pulsados no regime *Q-switched* 49

3.1 Introdução 49

3.2 Conceitos e considerações básicas 50

3.3 Métodos de *Q-switching* 52

3.3.1 *Q-switching* activo 53

3.3.2 *Q-switching* passivo 55

3.3.3 Modulação em fibra óptica 56

3.4 Laser *Q-switched* em fibra óptica com emissão espectral multilinha 57

3.4.1 Análise da configuração experimental utilizada 58

3.4.2 Experiência, resultados e discussão 59

3.5 Lasers *Q-switched* de alta potência em fibra óptica 63

3.6 Conclusão e perspectivas de desenvolvimento futuro 66

4. Lasers pulsados no regime *mode-locked* 69

4.1 Introdução 69

4.2 Métodos de *mode-locking* 71

4.2.1 *Mode-locking* activo 71

4.2.2 *Mode-locking* passivo 75

4.3 Considerações práticas no desenho de lasers *mode-locked* 83

4.4 Técnica de desvio de frequência para lasers *mode-locked* 85

4.4.1 Introdução 85

4.4.2 Breve revisão sobre os lasers FSF 87

4.4.3 Laser *mode-locked* sintonizável em fibra óptica dopada com itérbio 95

4.4.3.1 Análise da configuração experimental utilizada 96

4.4.3.2 Experiência, resultados e discussão 97

4.4.4 Laser *mode-locked* em fibra óptica dopada com érbio e comutação do comprimento de onda de emissão 101

4.4.4.1 Análise da configuração experimental utilizada 102

4.4.4.2 Experiência, resultados e discussão 103

4.4.5 Laser *mode-locked* em fibra óptica dopada com érbio e controle da taxa de repetição dos impulsos 106

4.4.5.1 Análise da configuração experimental utilizada 107

4.4.5.2 Experiência, resultados e discussão 108

4.4.6 Laser *mode-locked* em fibra óptica dopada com érbio . Geração de impulsos ultra-curtos (fs) 111

4.4.6.1 Análise da configuração experimental utilizada 111

4.4.6.2 Experiência, resultados e discussão 112

4.5 Conclusão e perspectivas de desenvolvimento futuro 114

5. Desenho e caracterização de fibras ópticas multimodo para fontes de alta potência e distribuição espacial transversal monomodo 117

5.1 Introdução 117

5.2 Modelização do ganho relativo dos modos da fibra multimodo para diferentes distribuições dos iões activos 120
5.2.1 Modelo teórico 120
5.2.2 Implementação computacional 124
5.2.3 Análise dos resultados da simulação computacional 125
5.3 Caracterização das fibras ópticas multimodo com distribuição espacial dos iões activos optimizada 129
5.3.1 Caracterização física 129
5.3.2 Caracterização espectroscópica. Determinação do coeficiente "Integral de Sobreposição" 133
5.2.3 Caracterização do conteúdo modal. Determinação do coeficiente "Qualidade de Emissão", M^2 137
5.4 Conclusão e perspectivas de desenvolvimento futuro 145

6. Fontes superluminescentes em fibra óptica 147
6.1 Introdução 147
6.2 Configurações e conceitos básicos 149
6.3 Fonte superluminescente monomodo em fibra óptica multimodo 154
6.3.1 Análise da configuração experimental utilizada 155
6.3.2 Experiência, resultados e discussão 156
6.4 Conclusão e perspectivas de desenvolvimento futuro 158

7. Amplificadores de alta potência em fibra óptica 161
7.1 Introdução 161
7.2 Conceitos básicos e considerações gerais 162
7.3 Amplificadores em fibra óptica para extracção de impulsos de alta energia 169
7.3.1 Amplificador em fibra óptica de dupla bainha 171
7.3.1.1 Análise da configuração experimental utilizada 172
7.3.1.2 Experiência, resultados e discussão 173
7.3.2 Amplificador em fibra óptica multimodo e distribuição espacial transversal de potência monomodo 182
7.3.2.1 Análise da configuração experimental utilizada 182
7.3.2.2 Experiência, resultados e discussão 183
7.3.3 Amplificador em fibra óptica do tipo *flared* e distribuição espacial transversal de potência monomodo 189
7.3.3.1 Introdução 189
7.3.3.2 Fabricação e caracterização 190
7.3.3.3 Amplificação de impulsos ultra-curtos 195
7.4 Conclusão e perspectivas de desenvolvimento futuro 197

8. Conclusão 201

Apêndices **205**

A. Esquemas e fontes ópticas de bombagem **207**
A.1 Introdução 207
A.2 Espectroscopia dos iões de érbio e itérbio em fibras de sílica 207
A.3 Fontes de bombagem 212
A.3.1 Construção e caracterização de um laser de Cr:YAG 214
A.3.1.1 Análise da configuração utilizada 215
A.3.1.2 Caracterização da emissão laser 217
A.4 Conclusão e perspectivas de desenvolvimento futuro 218

B. Comunicações e publicações decorrentes do trabalho efectuado **221**

Referências **223**

Índice de Abreviaturas

As abreviaturas utilizadas nesta dissertação são apresentadas por ordem alfabética. Na tradução para português procurou-se manter o seu sentido original. Em alguns casos, poderão existir outras definições mais precisas e adequadas que as utilizadas.

AM *Amplitude Modulation.* Modulação de amplitude.

AOM *Acousto-Optic Modulator.* Modulador acusto-óptico.

APM *Additive Pulse Mode-locking. Mode-locking* aditivo ou interferométrico.

ASE *Amplified Spontaneous Emission.* Emissão espontânea amplificada.

CD *Compact Disk.* Disco óptico.

COSE *Committee on Optical Science and Engeneering* do *National Research Council* Americano.

CPA *Chirped Pulse Amplification.* Amplificação de impulsos com variação de frequência.

CW *Continuous Wave.* Regime contínuo.

DFB *Distributed FeedBack.* Realimentação distribuída.

EDFA *Erbium Doped Fibre Amplifier.* Amplificador em fibra óptica dopada com érbio.

EOM *Electro-Optic Modulator.* Modulador electro-óptico.

ESA *Exited State Absorption.* Absorção no estado excitado.

FM *Frequency Modulation.* Modulação de frequência.

FSF *Frequency Shifted Feedback.* Realimentação com desvio de frequência.

FSFC *Frequency Shifted Feedback Cavity.* Cavidade laser com realimentação com desvio de frequência.

FSR *Free Spectral Range.* Período da modulação espectral.

FWHM *Full Width at Half Maximum.* Largura a meia altura.

GSA *Ground State Absorption.* Absorção no estado fundamental.

GVD *Group Velocity Dispersion.* Dispersão da velocidade de grupo.

INESC Instituto de Engenharia de Sistemas e Computadores do Porto.

KTP Fosfato de titanado de potássio.

LAN *Local Area Network.* Rede local.

LED *Light Emission Diode.* Díodo emissor de luz.

LMA *Large Mode Area.* Fibra com elevada área modal.

MBE *Molecular Beam Epitaxy.* Técnica de crescimento de estruturas.

MCVD *Modified Chemical Vapor Deposition.* Técnica de fabricação de pre-formas de fibras ópticas.

MOPA *Master Oscillator Power Amplifier.* Amplificação de potência do oscilador principal.

MPD *Modal Power Distribution.* Distribuição modal de potência.

NA *Numerical Aperture.* Abertura numérica.

NALM *Nonlinear Amplifying Loop Mirror.* Espelho não linear em anel de fibra óptica com amplificação.

NFLM *Nonlinear Fiber Loop Mirror.* Espelho não linear em anel de fibra óptica.

OFC *Optical Fiber Communications Conference.*

ORC *Optoelectronics Research Centre* da Universidade de Southampton, Inglaterra.

PM *Polarisation Maintaining.* Preservação da polarização.

PPLN *Periodic Poled Lithium Niobate.* Niobato de lítio com estrutura periódica.

RF *Radio Frequency.* Frequência de rádio.

SBS *Stimulated Brillouin Scattering.* Efeito não linear de espalhamento de Brillouin estimulado.

SESAM *Semiconductor Saturable Absorber Mirror.* Estrutura semicondutora que funciona como um espelho com um absorvedor saturável.

SFS *Superluminescent Fibre Source.* Fonte superluminescente em fibra óptica.

SHB *Spatial Hole Burning.* Deplecção espacial do ganho.

SLD *Superluminescent Diodes.* Díodo superluminescente.

SNR *Signal to Noise Ratio.* Relação sinal/ruído.

SpHB *Spectral Hole Burning.* Deplecção espectral do ganho.

SPM *Self Phase Modulation.* Efeito não linear de auto-modulação de fase.

SRS *Stimulated Raman Scattering.* Efeito não linear de espalhamento de Raman estimulado.

TEC *Thermo-Electric Cooler.* Arrefecedor por efeito termo-elétrico.

UOSE Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos do INESC-Porto.

WDM *Wavelength Division Multiplexing.* Multiplexagem em comprimento de onda.

WSFL *Wavelength Swept Feedback Laser.* Laser realimentado com varrimento em comprimento de onda.

XPM *Cross Phase Modulation.* Efeito não linear de modulação de fase cruzada.

YDFA *Yterbium Doped Fiber Amplifier.* Amplificador em fibra óptica dopada com itérbio.

ZBLAN Vidro composto pelos fluoretos de zircónio, bário, lântano, alumínio e sódio.

1

Introdução

1.1 Breve Perspectiva Histórica da Óptica

Remontam há mais de três mil anos os primeiros registos daquilo a que poderemos chamar genericamente de Tecnologia Óptica. No livro do Exodus, 38:8 (1200 a. c.) são referidos os primeiros espelhos fabricados pelo Homem. Bastante rudimentares, estes primeiros exemplos de dispositivos ópticos eram feitos de cobre polido, bronze e, mais tarde, de uma liga de cobre rica em estanho (*Speculum*).

Os filósofos gregos Pitágoras, Demócrito, Empédocles, Platão e Aristóteles entre outros desenvolveram várias teorias sobre a natureza da luz. A propagação rectilínea da luz e a lei da reflexão enunciada por Euclides (300 a. c.) eram já então conhecidas. A refracção foi estudada por Cleomedes (50 d. c.) e, mais tarde por Cláudio Ptolomeu (130 d. c.). Como é comprovado pelos relatos de Plínio (23-79 d. c.) e do filósofo Séneca (3 a. c. – 65 d. c.), bem como por achados arqueológicos, os romanos parecem ter também desenvolvido alguns dispositivos ópticos, tais como lentes, utilizadas no trabalho dos artesãos.

Após o inicio da Idade Média, marcada pela queda do Império Romano, o progresso científico europeu fez-se com muita lentidão. Com o deslocamento para o mundo árabe do centro da cultura, que advêm das conquistas dos muçulmanos, a óptica ao contrário de outras ciências, que entretanto ficaram adormecidas, desenvolveu-se. Alhazem (1000 d. c.) aperfeiçoou a lei da reflexão, estudou espelhos esféricos e parabólicos e, fez uma descrição detalhada do olho humano.

Só no fim do século treze a Europa começou a sair do seu torpor intelectual. O trabalho de Alhazem é então traduzido, a utilização de lentes para corrigir defeitos visuais é sugerida por Roger Bacon (1214-1294) e Leonardo da Vinci (1452-1615) descreve a *câmara obscura*. A este tímido conjunto de desenvolvimentos ocorridos num largo período de aprendizagem viria no entanto a contrapor-se o turbilhão de resultados e novidades obtidos a partir do século dezassete. Willebrord Snell (1591-1626) descobriu experimentalmente a lei da refracção, René Descartes (1596-1650) é o primeiro a descreve-la em termos de senos e é demonstrado pela primeira vez por Ole Christensen Romer (1644-1710) que a propagação da luz é feita a uma velocidade finita contrariando o até então assumido de propagação instantânea.

No entanto, seria a "luta" entre os defensores da teoria corpuscular da luz, liderada por Sir Isaac Newton (1642-1727) em Inglaterra e os defensores da teoria ondulatória de Christiaan Huygens (1629-1695) no continente, a marcar o século dezassete. Foi muito por causa do peso da opinião de Newton que a teoria corpuscular, apoiada também por Descartes e Robert Hook (1635-1703) "abafou" a teoria ondulatória neste e no século seguinte. Para além dos seus acérrimos defensores, a teoria ondulatória da luz contava também com algumas contribuições importantes tais como a do proeminente matemático Leonhard Euler (1707-1783). Foi ainda Huygens o primeiro a descobrir os fenómenos da polarização.

O século dezanove seria o século do renascimento da teoria ondulatória da luz com Thomas Young (1773-1829). Augustin Jean Fresnel (1788-1827) iniciou, em França, os seus trabalhos sobre a teoria ondulatória sem conhecer os esforços de Young 13 anos antes. Contra as criticas dos defensores da teoria corpuscular da luz, Pierre Simon de Laplace (1749-1827) e Jean Batiste Biot (1774-1862), a teoria de Fresnel formaliza-se matematicamente. São efectuadas as primeiras medidas da velocidade da luz sobre a Terra e Jean Bernard Léon Foucault (1819-1868) demonstra experimentalmente que a velocidade da luz na água é menor de que no ar. Estes resultados representaram um duro golpe para teoria corpuscular de Newton e para os seus já poucos defensores.

Este século é ainda dominado pelos trabalhos de cientistas de renome como Michael Faraday (1791-1867) que estabelece a relação entre o electromagnetismo e a luz, James Clerk Maxwell (1831-1879) e as suas brilhantes equações sobre os fenómenos eléctricos e magnéticos, Heinrich Rudolf Hertz (1857-1894) que confirmou a existência das ondas electromagnéticas, Sir George Biddell Airy (1801-1892), Albert Abraham Michelson (1852-1931), entre outros.

O século vinte começa com a negação, por parte de Jules Henri Poincaré (1854-1912) da existência da substância denominada *éter* até então considerada indispensável para a aceitação da teoria ondulatória da luz. Em 1905 Albert Einstein (1879-1955) apresenta a sua teoria da relatividade restrita, com a qual rejeitava também a existência do éter. É também no início deste século que se dá uma nova revolução no pensamento científico com a introdução por Max Karl Ernst Ludwig Planck (1858-1947) dos *princípios da mecânica quântica*. Com base nestes princípios Einstein propõe uma nova teoria corpuscular em que é introduzido o conceito de que a luz é constituída por "partículas" de energia ou *fotões* (termo criado por G. N. Lewis). No final dos anos vinte, devido aos esforços de Bohr, Born, Heisenberg, Schrödinger, De Broglie, Paulie, Dirac, entre outros, a mecânica quântica transforma-se numa teoria bem fundamentada.

O verdadeiro renascimento da óptica dá-se no entanto na segunda metade deste século acompanhando a revolução noutras áreas do conhecimento, especialmente a dos materiais. O

primeiro laser é construído em 1960 e numa única década cobrem todo o espectro do infravermelho ao ultravioleta. O desenvolvimento de fontes ópticas coerentes permite então a descoberta de novos efeitos ópticos. O aparecimento de fibras ópticas com muito baixas perdas e em que a luz, baseada no princípio da reflexão total, se propaga ao longo de muitos quilómetros tem aplicações imediatas em sistemas de telecomunicações. O confinamento de sinais ópticos potentes em guias de reduzida área e os longos comprimentos de interacção levam à descoberta de novos efeitos não lineares, tais como espalhamento estimulado de Raman (SRS) e de Brillouin (SBS), entre outros. A dopagem com terras raras destas fibras permitiu ainda o desenvolvimento de dispositivos activos tais como lasers e amplificadores baseados em configurações então existentes para dispositivos de estado sólido convencionais.

As propriedades únicas associadas à condição de guia de onda das fibras ópticas dopadas com terras raras permitiram o desenvolvimento de um miríade de novos dispositivos activos e levou à descoberta de novos e interessantes efeitos ópticos. Hoje em dia esta nova área tecnológica é o centro de atenção de imensos cientistas em inúmeros centros de investigação pelo mundo fora e é objecto de intensa exploração comercial para as mais diversas aplicações, desde as telecomunicações à medicina (para citar alguns exemplos).

Após as décadas de 50 a 70, em que o motor do desenvolvimento da tecnologia das fontes ópticas era dado sobretudo pela industria militar, a partir da década de 80 e, até aos nossos dias, tal força impulsionadora é dada pela industria das telecomunicações. São as crescentes exigências no que diz respeito à capacidade e velocidade de transporte de informação feitas pelos consumidores aos operadores de telecomunicações e destes aos fabricantes de sistemas que criam a necessidade crítica de novos dispositivos activos não existentes noutras tecnologias, em particular amplificadores compactos, de elevado ganho e baixo ruído, compatíveis com a tecnologia de fibras ópticas para instalação *in-line* com os sistemas de transporte de informação, bem como de fontes estáveis de emissão espectral estreita*.

1.2 Fontes de Alta Potência em Fibra Óptica

O princípio básico da reflexão interna total, responsável pela propagação guiada da luz nas fibras ópticas é conhecida desde o século dezanove[1]. Apesar de já nos anos vinte terem sido fabricadas fibras, então baseadas numa estrutura sem bainha[2], é só nos anos cinquenta que nasce a área tecnológica das fibras ópticas com a fabricação das primeiras fibras com uma estrutura baseada num núcleo e numa bainha[3 e 4] (melhorando desta forma as propriedades das

* Para maior detalhe da história da óptica ver, E. Hecht, *Optics*, ou F. Cajori, *A History of Physics*

mesmas). As fibras de então apresentavam enormes perdas na ordem de 1000 dB/Km. A proposta de Kao e Hockham para a utilização destas estruturas como meio de transporte de informação para aplicações nas telecomunicações[5] gerou imenso interesse e estimulou o desenvolvimento de técnicas com vista à redução das perdas. Os melhoramentos introduzidos nos processos convencionais de fabricação do vidro permitiram de imediato a redução das perdas das fibras para valores na ordem dos 4 dB/Km[6] e com a introdução de novos processos de refinamento para valores inferiores a 1 dB/Km[7 e 8].

Progressos adicionais na tecnologia da fabricação[9] levaram ao desenvolvimento de fibras ópticas com perdas de 0.2 dB/Km para o comprimento de onda de 1.55 μm[10]. Este valor aproxima-se do limite fundamental imposto pelo fenómeno de espalhamento de Rayleigh[11]. A disponibilidade de fibras ópticas com tão baixas perdas levou a uma autêntica revolução na área da telecomunicações. A sua utilização apresenta-se atractiva devido às suas baixas perdas, grande largura de banda, baixo custo de produção, alta fiabilidade, facilidade de manutenção, etc. Sinais transmitidos nos comprimentos de onda de 1.3 μm e 1.5 μm apresentam um potencial de largura de banda de 35 THz e 25 THz respectivamente, muito para além do que é possível obter com cabos metálicos. As zonas de baixas perdas nos comprimentos de onda de 0.85 μm, 1.3 μm e 1.5 μm são convencionalmente conhecidas como a 1ª, 2ª e 3ª janela de comunicações ópticas.

Incorporando iões activos* no núcleo das fibras ópticas obtém-se um meio único que não só apresenta baixas perdas de propagação mas também interessantes propriedades laser. As vantagens destes dispositivos advêm do facto do ganho de um sistema laser ser proporcional à densidade óptica do sinal e da bombagem. Num sistema laser tradicional a luz é confinada pela cavidade ressonante externa e o comprimento de interacção, nomeadamente o comprimento total sobre o qual a densidade óptica é máxima é limitado pela difracção. Numa fibra óptica a luz é confinada no núcleo ao longo do comprimento total da fibra, limitado apenas pelas perdas intrínsecas da mesma, ou seja, podendo ir de alguns centímetros até vários quilómetros. Esta propriedade permite obter sistemas com baixo limiar de acção laser, oscilação laser em materiais com baixo ganho e altos ganhos de amplificação com baixos níveis de bombagem. Além destas propriedades há que contar com as suas pequenas dimensões e grande estabilidade térmica e mecânica. Estas propriedades únicas que constituíram o principal incentivo para o desenvolvimento de sistemas ópticos baseados em fibras ópticas dopadas com terras raras constituem ainda hoje a sua maior vantagem sobre os sistemas convencionais de estado sólido.

* Iões de materiais com propriedades de emissão laser

O primeiro laser em fibra óptica dopada com terras raras[12] aparece pouco tempo após a invenção do laser. Os trabalhos seguintes viriam a aparecer apenas em 1973 onde é demonstrado o primeiro laser em fibra com bombagem por díodos laser[13]. Apesar de entretanto ter havido alguma actividade de investigação nesta área, foi apenas uma década depois do trabalho de Stone e Burrus que o desenvolvimento das fontes em fibra óptica avançou a toda a força. O trabalho inovador de Mears e co-autores, onde é demonstrado um laser em fibra óptica dopada com neodímio com bombagem por díodos laser e baixo limiar de acção laser[14], constituiu a pedra de toque para esta explosão de interesse pelos dispositivos activos em fibra óptica.

Inicialmente mais dedicada aos sistemas laser em fibra óptica dopada com as terras raras mais conhecidas como o neodímio[14] e o érbio[15], a investigação foi rapidamente estendida a outros elementos, tais como túlio[16], hólmio[17], samário[18], itérbio[19] e praseodímio[20]. Dado que a composição do hospedeiro (ou seja, a composição do vidro no núcleo da fibra), tem um papel importante nas propriedades laser da fibra óptica dopada com terras raras, considerável atenção tem sido prestada às interacções entre os iões dopantes e o hospedeiro[21 e 22]. Actualmente, mais de treze tipos diferentes de terras raras foram já incorporadas em fibras ópticas quer em sílica ou outro hospedeiro permitindo obter acção laser em comprimentos de onda que vão dos 0.45 μm até aproximadamente 3.5 μm.

Apesar de algumas importantes aplicações requererem lasers em fibra no regime continuo (*cw*) há muitas outras a requerem lasers no regime pulsado. Existem essencialmente três técnicas para a geração de impulsos, conhecidas por *Q-switching*[23], *Cavity-dumping*[23] e *Mode-locking*[24]. Um modulador acusto-óptico foi utilizado pela primeira vez em 1986, para obter acção laser no regime pulsado de *Q-switching*, como elemento intra-cavidade num laser em fibra óptica dopada com érbio[25] e neodímio[26 e 27]. As técnicas de *Q-switching* permitem obter impulsos de alta potência de pico (>1 kW) e cujo comprimento de onda de emissão pode ser sintonizável entre 30 a 40 nm. No entanto estas técnicas apenas permitem obter impulsos com larguras na ordem de algumas dezenas a centenas de nanosegundos. Por outro lado, as técnicas de *Mode-locking* permitem obter impulsos ultra-curtos desde alguns fentosegundos até algumas dezenas de picosegundos. As técnicas de *Cavity-dumping* são caracterizadas por permitir a geração de impulsos com valores de largura compreendidos entre os obtidos com as duas técnicas anteriores

Vários tipos de amplificadores ópticos foram estudados e desenvolvidos durante os anos oitenta. Os amplificadores semicondutores foram utilizados inicialmente, mas a atenção geral foi rapidamente desviada para os amplificadores em fibra óptica devido a considerações práticas tais como: perdas de acoplamento, sensibilidade à polarização e *crosstalk* entre canais. Os amplificadores de Raman requerem potências de bombagem elevadas, já os

amplificadores de Brillouin operam a baixas potências mas apresentam uma largura de banda demasiado reduzida para serem utilizados *in-line* em sistemas de comunicações ópticas[11]. Nenhum outro tipo de fonte em fibra óptica recebeu tanta atenção como os amplificadores em fibra dopada com érbio (EDFA)[12 e 28]. Este amplificador, que opera na importante 3ª janela das telecomunicações, exibe um elevado ganho, requer baixos níveis ópticos de bombagem, apresenta um elevado valor para a potência de saturação, baixo nível de ruído e baixo *crosstalk* entre canais. Estas propriedades fazem com que o amplificador em fibra óptica dopada com érbio seja o mais apropriado para aplicações *in-line* em sistemas de telecomunicações. Apenas alguns anos após a sua invenção estes amplificadores foram utilizados em sistemas de telecomunicações e desde então têm alterado significativamente a evolução deste campo. Estudos mais recentes estabeleceram também o potencial desenvolvimento de amplificadores em fibras ópticas dopadas com praseodímio para a importante 2ª janela das comunicações ópticas[29, 30, 31 e 32]. Apesar da transição, nestes comprimentos de onda, no neodímio ser a mais conhecida, os amplificadores em fibra óptica com base neste dopante não viram grande desenvolvimento essencialmente devido às suas fracas prestações[33].

Fontes com grande largura espectral de emissão estão disponíveis sob a forma de fontes térmicas de luz (mais conhecidas como fontes de luz branca), díodos LED e díodos superluminescentes (SLD) Estes dispositivos apresentam, no entanto, baixa coerência espacial e baixos níveis de potência de emissão para aplicações que requerem acoplamento a fibras monomodo. Pelo contrário, a luz gerada em fibras ópticas monomodo dopadas com terras raras é guiada na fibra de forma espacialmente coerente sendo, por esse motivo, ideais para o acoplamento a outras fibras monomodo. Algumas transições electrónicas das terras raras exibem ganhos tão elevados que convertem eficientemente o sinal óptico de bombagem em emissão, na ausência duma cavidade ressonante, mesmo para baixos níveis de potência de bombagem. Esta interessante característica tem sido aplicada no desenvolvimento de fontes em fibra óptica denominadas de superluminescentes (SFS)[34 e 35]. Tais fontes operam normalmente por amplificação, numa única passagem, da emissão espontânea (ASE) gerada ao longo da fibra sob bombagem. Devido ao facto de operarem sem uma cavidade ressonante e, apresentarem uma grande largura de banda de ganho, estas fontes são capazes de produzir emissão óptica com largura espectral desde algumas unidades até algumas dezenas de nanometros.

Para além da já referida importante característica de confinar e guiar a luz (tanto do sinal como da bombagem) ao longo do seu comprimento, existem ainda outras não menos importantes vantagens das fibras ópticas. O facto de se poder unir, com muito baixas perdas, diversos componentes em fibra activa ou passiva através de técnicas de fusão, permite obter

sistemas e configurações de fontes e dispositivos em fibra óptica unicamente possíveis com esta tecnologia. Por exemplo, acopladores direccionais podem ser utilizados para criar fontes no regime *cw* ou pulsado em configurações em anel (em que pelo menos parte do anel é constituído por fibra óptica dopada com terras raras). A incorporação de elementos sensíveis ao comprimento de onda ou à polarização permite o desenvolvimento de fontes em fibra óptica sintonizáveis bem como de fontes com polarização única. O desenvolvimento de redes de Bragg em fibra óptica e a sua utilização como elementos reflectores numa cavidade ressonante, substituindo os tradicionais espelhos indispensáveis na tecnologia convencional de estado sólido, permite a obtenção de fontes totalmente em fibra. As propriedades destes dispositivos permite ainda o desenvolvimento de cavidades ressonantes tão pequenas que a emissão laser se faz em frequência única. Outros dispositivos, tais como moduladores electro-ópticos e acusto-ópticos, têm sido eficientemente incorporados em fontes em fibra óptica. Tal é possível devido ao desenvolvimento de técnicas robustas de conexão com fibras ópticas (utilizando microlentes, etc.). Por outro lado, a recente evolução tecnológica permite obter lasers semicondutores cada vez mais potentes, com conexão por fibra óptica e a um custo bem mais acessível fazendo destes, fontes ideais para a bombagem de dispositivos em fibra óptica dopada com terras raras.

As fibras ópticas dopadas com terras raras são um meio muito versátil e relativamente fáceis de fabricar abrindo um mundo de novas oportunidades, muitas das quais ainda por descobrir e explorar.

1.2.1 Os Problemas/Desafios

Passados que são cerca de 30 anos após a invenção do primeiro laser em fibra óptica dopada com terras raras e apesar do seu verdadeiro arranque apenas ter sido obtido a partir de meados da década de 80, após os desenvolvimentos das técnicas de fabricação das fibras, os dispositivos activos em fibra óptica atingiram hoje em dia um elevado nível de maturidade.

Os amplificadores em fibra óptica dopada com érbio foram os primeiros dispositivos a apresentarem sucesso comercial. Os EDFA têm o espectro de ganho centrado precisamente na janela de menor perdas das fibras ópticas usadas nas telecomunicações. Tal característica, permitiu a substituição, por parte das empresas de telecomunicações, dos regeneradores de sinal electrónicos por simples amplificadores *in-line* em fibra o que, por sua vez, levou a um aumento considerável da capacidade dos sistemas ópticos de telecomunicações.

De facto, o interesse despoletado pelo sucesso dos EDFA levou a que a indústria das telecomunicações tenha investido enormes recursos no seu desenvolvimento, ao longo da última década. Como resultado deste forte investimento obtiveram-se progressivos desenvolvimentos no desenho e processos de fabricação de fibras ópticas, bem como na

compreensão das propriedades espectroscópicas dos iões de terras raras incorporadas numa matriz de vidro.

Esta investigação levou também ao desenvolvimento da tecnologia associada dos lasers em fibra e da tecnologia dos lasers de bombagem. Muitos destes desenvolvimentos foram obtidos nos próprios lasers em fibra, onde foram alcançadas características de desempenho formidáveis em praticamente todos os regimes de funcionamento. Apesar disso, a comercialização destes dispositivos em larga escala, para aplicações que não as telecomunicações, tem sido limitada por requisitos de elevados níveis de potência óptica.

Os mercados em rápida expansão como o da medicina, aerospacial e processamento de materiais requerem fontes de estado sólido compactas, robustas, com alta potência média de emissão (~10 W) ou, com impulsos de alta energia (>1 mJ), características estas normalmente não associadas aos lasers em fibra. Por outro lado as exigências da indústria de telecomunicações de dispositivos mais avançados não pára de crescer. O advento da chamada *6ª geração de sistemas de telecomunicações* baseados em técnicas de multiplexagem espectral (WDM), em que o número de canais possíveis de transmitir é limitado pela largura espectral de emissão de cada canal e do ganho dos amplificadores, exige o desenvolvimento de fontes estáveis com emissão em frequência única e de amplificadores com grande largura de banda. Para além disso as redes ópticas de televisão por cabo e *Internet* precisam de amplificadores ópticos de alta potência para compensar as perdas de propagação e divisão do sinal pelo elevado número de subscritores.

O emergente campo dos sensores em fibra óptica também tem apresentado novas e mais exigentes considerações no que respeita às características das fontes ópticas utilizadas para aplicações nomeadamente em redes de sensores distribuídos.

Os desafios colocados pela constante evolução tecnológica têm permitido novos e excitantes desenvolvimentos dos dispositivos activos em fibra óptica. Cabe aos investigadores resolver os problemas que surgem inovando e, tal como os navegadores portugueses da era dos descobrimentos, *dar novos mundos ao mundo.*

1.2.2 Estado Actual da Técnica

Os grandes desenvolvimentos da tecnologia dos díodos laser de bombagem (nomeadamente no que respeita à potência de emissão), nos refinamentos das diferentes técnicas de escalonamento da potência e da capacidade de armazenamento de energia, bem como na fabricação de componentes em fibra, tais como redes de Bragg, têm aberto novos caminhos para o desenvolvimento de sistemas activos em fibra óptica capazes de emitir dezenas de watts e distribuição espacial transversal de potência monomodo, impulsos com energia superior a 1 mJ e impulsos ultra-curtos com potência de pico na casa dos 10-100 MW.

Só com o aparecimento das fibras de dupla bainha[36] a evolução obtida nos díodos laser de bombagem teve um real e forte impacto na tecnologia dos dispositivos activos em fibra óptica. A diferença destas fibras para com as fibras convencionais consiste no facto de às últimas ter sido adicionado uma segunda bainha. Na maioria dos casos a secção transversal da bainha interior apresenta uma configuração não circular. A radiação responsável pela excitação óptica, acoplada à bainha interior e confinada pelo menor índice de refracção da bainha exterior, é absorvida no núcleo monomodo dopado com iões activos. A configuração não circular elimina os raios helicoidais que têm fraca sobreposição com o núcleo da fibra. A abertura numérica (NA) da bainha interior deverá ser o maior possível para que uma maior quantidade da radiação emitida pelos díodos laser de bombagem seja capturada e guiada na fibra.

No desenho de fibras de dupla bainha tem de existir sempre um compromisso entre o aumento da eficiência de acoplamento da bombagem, obtida através do aumento da área da bainha interior, e a taxa de bombagem, que aumenta com a diminuição da área da bainha interior, ou seja, com o aumento da sobreposição da bombagem com o sinal. O comprimento total da fibra para uma absorção completa aumenta proporcionalmente com a razão entre as áreas da bainha e do núcleo da fibra mas depende também da geometria da bainha interior e da posição do núcleo relativa ao centro da fibra.

Dado que a energia está distribuída por toda a bainha interior a densidade óptica da bombagem é baixa. Assim, para se obter inversão de população a absorção no núcleo, para os comprimentos de onda de emissão, deverá ser reduzida. Este facto faz com que esta tecnologia seja particularmente apropriada para sistemas de quatro níveis, tais como a transição no comprimento de onda de 1.06 μm nos iões de Nd^{3+}. Um grupo de investigadores da Polaroid demonstrou em 1993 um laser em fibra de dupla bainha dopada com neodímio, emitindo 5 W de potência óptica, com uma eficiência de 55% e um baixo limiar de acção laser[37] (as perdas nestes sistemas são apenas determinadas pelas perdas intrínsecas da fibra). Zellmer obtém em 1995 cerca de 9.2 W de potência num laser em fibra óptica do mesmo tipo da anterior e bombagem por díodos laser[38]. Posteriormente, e com uma fibra de dupla bainha dopada com itérbio são obtidas potências ópticas acima dos 35 W e eficiência de 65% para o laser a operar no comprimento de onda de emissão de 1.1 μm[39]. Mais recentemente o recorde de 110 W de potência emitida foi obtido com um laser em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio[40].

A aplicação da tecnologia de fibras ópticas de dupla bainha em sistemas laser de três níveis, tais como o érbio, não é fácil de implementar devido à reabsorção do sinal. Por este motivo os dispositivos ópticos dopados com estes iões apresentam maior limiar de acção laser. A primeira demonstração de acção laser no comprimento de 1.55 μm em fibra de dupla

bainha foi obtido com co-dopagem do núcleo com iões de itérbio para assistir o processo de bombagem dos iões de érbio e deste modo compensar a baixa taxa de bombagem típica da geometria de dupla bainha[41]. Nos casos em que a co-dopagem não é possível ou desejável, os sistemas laser de três níveis baseados em fibras de dupla bainha requerem maiores restrições das dimensões da bainha interior. Fibras com dimensões da bainha interior de aproximadamente 20 μm são apropriadas para bombagem por sistemas semicondutores do tipo amplificação de potência do oscilador principal (MOPA). Fibras deste tipo foram aplicadas com sucesso no desenvolvimento de fontes laser com emissão no comprimento de onda de 1.02 μm e 1.55 μm e dopagem única, respectivamente, com iões de itérbio[42] e érbio[43].

Em 1993 John Minelly e co-autores demonstraram uma fonte superluminescente em fibra de dupla bainha dopada com neodímio, amplificada num amplificador em fibra óptica do mesmo tipo, ultrapassando o limite de 80 mW de potência óptica emitida, imposto por reflexões residuais, previsto por Duling *et al* para este tipo de fontes[44]. O dispositivo, com bombagem por díodos laser, emitia radiação num espectro de 4.6 nm de largura centrado a 1058 nm e potência de 320 mW[45].

Mais recentemente foi obtido, por uma fonte superluminescente em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio numa configuração de uma única passagem co-propagante, cerca de 250 mW de potência emitida num espectro de ~20 nm de largura centrado a 1064 nm[46]. O alargamento do espectro de emissão destas fontes pode ser obtido por técnicas de filtragem espectral utilizando troços de fibra não excitada opticamente[47] ou através de redes de período longo escritas directamente na fibra activa[48]. Baseado nesta ultima técnica foi recentemente demonstrado uma fonte superluminescente, baseada numa fibra de dupla bainha dopada com itérbio e bombagem lateral (através de aberturas em V) por díodos laser, capaz de emitir ~0.5 W num espectro de 41 nm largura centrado a 1055 nm[49].

Para muitas aplicações são no entanto necessárias fontes ópticas no regime pulsado. Várias configurações de lasers pulsados em fibra óptica, que permitem obter impulsos num largo intervalo de tempos de duração e taxas de repetição, estão já disponíveis comercialmente. Técnicas de *mode-locking* passivo baseadas em propriedades não lineares e dispersão, intrínsecas das fibras ópticas, permitem obter impulsos com duração de alguns fentosegundos e energias na ordem do nanojoule. Por sua vez, as técnicas de *mode-locking* activo permitem obter impulsos com duração na ordem de alguns picosegundos e energias de alguns picojoules a altas taxas de repetição (> 40 GHz). Com técnicas de *Q-switching* é, por outro lado, possível obter impulsos com duração de alguns nanosegundos a taxas de repetição de alguns kHz e energias tipicamente na ordem dos 10 μJ.

Recentemente, foi demonstrado a amplificação de impulsos *Q-switched*, em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio, com duração de ~100 ns e energia de 50 μJ[46]. No

entanto, para muitas aplicações são desejáveis impulsos com maior energia e maiores potências de pico. Neste sentido o grande confinamento do modo nas fibras monomodo típicas implica várias restrições aos valores máximos permitidos. O armazenamento de energia é limitado pelo alta eficiência do ganho e, consequentemente, auto-saturação por ASE. A potência de pico está limitada a menos de 10 kW devido a efeitos não lineares tais como espalhamento de Raman e auto modulação de fase (SPM) causados pela alta densidade de potência e comprimentos apreciáveis dos dispositivos em fibra óptica activa (>1 metro).

Muitas destas características são melhoradas simplesmente com o aumento das dimensões do modo da fibra monomodo, obtido através de uma diminuição da NA (fibras denominadas LMA). No entanto, outros problemas surgem tais como o aumento de perdas por micro-curvaturas. Esta técnica apresenta também limitações, no que respeita às dimensões máximas possíveis de obter para o modo fundamental, impostas pelas tolerâncias de fabricação (NA mínimas de ~0.06).

A utilização deste tipo de fibras para uma maior extracção de energia foi inicialmente sugerida e comprovada por modelização teórica por Nilsson *et al*[50]. Na sua primeira aplicação, os impulsos gerados por um oscilador são alargados antes de serem amplificados num amplificador em fibra LMA dopada com érbio permitindo obter impulsos com energia superior a 20 μJ. Estes impulsos são posteriormente comprimidos (amplificação de impulsos *chirped*, CPA) para cerca de 450 fs de largura e 8 μJ de energia[51].

Implementada pela primeira vez experimentalmente, num laser no regime pulsado *Q-switching* activo, são demonstrados impulsos com 10 ns de duração e potências de pico superiores a 4 kW para taxas de repetição de 500 Hz[52]. Energias na ordem dos 180 μJ e potências de pico de 3.4 kW foram posteriormente obtidos num laser *Q-switched* em fibra LMA[53]. A utilização destas fibras em lasers pulsados por métodos de *Q-switching* passivo só viria a ser demonstrada em 1999[54 e 55]. Entretanto, impulsos gerados por um díodo laser pulsado são amplificados num sistema com vários andares de amplificação em que o último andar é constituído por uma fibra tipo LMA (área do modo de ~310 μm^2), obtendo-se energias de ~0.2 mJ para taxas de repetição de 1 kHz[56].

Uma inovadora configuração, explorando o conceito de que a diminuição da eficiência do ganho permite o armazenamento de maiores energias, foi recentemente apresentada por Nilson *et al.* Esta configuração é baseada numa fibra monomodo tradicional mas em que os iões activos responsáveis pelo ganho são distribuídos num anel externo ao núcleo[57]. Os autores obtiveram ainda impulsos com 60 μJ de energia e prevêem valores superiores a 1 mJ com novos e optimizados desenhos da fibra explorando uma configuração de dupla bainha em que a dopagem em anel se encontra no interior da bainha responsável por guiar a bombagem.

As vantagens desta técnica relativamente à tecnologia convencional de fibras de dupla bainha e núcleo monomodo é também teoricamente demonstrada para sistemas laser de três níveis[58].

A forma mais evidente para obter um significativo aumento das dimensões do modo fundamental é utilizando uma fibra multimodo. O primeiro amplificador em fibra óptica multimodo dopada com érbio foi em desenvolvido em 1991[59]. Posteriormente, em 1993 o mesmo foi novamente utilizado, num sistema de vários andares de amplificação em que a fibra multimodo constitui o último andar, sendo obtidos impulsos com energia superior a 0.5 mJ[60]. Mais recentemente, foi demonstrado um laser a operar no regime pulsado de relaxação de oscilação estável baseado numa fibra activa multimodo dopada com érbio[61]. Tais fibras, contudo, não são adequadas para aplicações em que se requer boa qualidade do feixe, tais como amplificação de impulsos ultra-curtos, devido à sua emissão multimodo.

A utilização de fibras multimodo em dispositivos activos com distribuição transversal de potência monomodo só viria a ser possível graças a novos desenvolvimentos no desenho das mesmas.

Fontes de alta potência noutros comprimentos de onda podem ser obtidos com outros materiais, tais como fibras ZBLAN dopadas com érbio (2.7 μm)[62] e fibras dopadas com túlio (481 nm)[63] entre outros, através de técnicas de duplicação e quadruplicação da frequência[64], ou ainda com lasers e amplificadores de Raman[65 e 66].

1.2.2.1 Nova Solução Baseada em Fibras Ópticas Multimodo

A primeira menção, na literatura, da utilização de fibras activas multimodo em dispositivos com distribuição espacial transversal monomodo é feita por Okhotnikov em co-autoria com o autor desta dissertação[67]. Neste trabalho é demonstrada a operação de uma fonte superluminescente em fibra óptica multimodo dopada com érbio e distribuição espacial transversal de potência monomodo. Potências na ordem dos 800 mW, apenas limitada pela potência de bombagem disponível, para um espectro de emissão com 36 nm de largura centrado a 1545 nm são obtidas para a fibra óptica com maior dimensão do núcleo.

A selecção da propagação do modo fundamental em fibras activas multimodo é obtida através da optimização do nível e da distribuição espacial dos iões activos responsáveis pelo ganho dentro do núcleo altamente multimodo da fibra óptica[68, 69, 70 e 71].

A grande capacidade de armazenamento de energia e sua eficiente extracção, neste tipo de fibras, é comprovada pelos resultados obtidos na amplificação de impulsos *Q-switched*, gerados por um díodo laser, num sistema com vários patamares de amplificação em que o último patamar é constituído pela fibra multimodo referida. Energias de 120 μJ para uma taxa de repetição de 12 kHz e largura de impulso de 200 ns são obtidos pela fibra de maiores dimensões antes da saturação do amplificador por ASE[72 e 73]. De referir ainda que a potência

média obtida de 1.7 W representa a maior alguma vez obtida por sistemas em fibra dopada com érbio e distribuição espacial transversal monomodo. Com a inclusão de sistemas de filtragem espectral e temporal entre os vários patamares de amplificação, para eliminar a ASE gerada entre impulsos e nos comprimentos de onda fora do de interesse[56], será possível obter no futuro amplificação de impulsos a baixas taxas de repetição (<1 kHz) e, de acordo com as previsões teóricas, obter energias superiores a 1 mJ.

A principal desvantagem desta tecnologia, correspondente à sua incompatibilidade com os sistemas e dispositivos em fibra monomodo, foi recentemente eliminada com o desenvolvimento do primeiro amplificador tipo *flared* em fibra óptica multimodo[74]. Este sistema consiste num amplificador de alta potência em fibra óptica em que o sinal óptico com perfil transversal monomodo à entrada do mesmo é eficientemente amplificado num meio de ganho tipicamente monomodo na entrada e cuja secção aumenta no sentido da saída para uma geometria altamente multimodo, preservando no entanto a propagação da radiação com perfil transversal monomodo. A amplificação de impulsos ultra-curtos de 620 fs e produto largura do impulso/largura de banda de 0.32 é demonstrada para valores do coeficiente da qualidade do feixe emitido (M^2) de 1.2[75].

A utilização destas fibras em sistemas laser é mais complicado pois o ganho para os modos superiores é, apesar de inferior ao do modo fundamental, suficiente para permitir que entrem em acção laser. A solução poderá passar pela inclusão na cavidade laser de sistemas de filtragem espacial mas a solução mais elegante consiste na utilização da estrutura tipo *flared* como meio de ganho.

Recentemente, foi também demonstrada a fabricação de fibras multimodo com reduzido acoplamento modal, permitindo a propagação única do modo fundamental para comprimentos significativos da mesma[76]. No entanto, estes sistemas requerem um controlo apertado do acoplamento da radiação para o modo fundamental e são mais sensíveis a perdas por curvatura (aumento do coeficiente de acoplamento modal). Como o aumento do diâmetro externo da fibra diminui o coeficiente de acoplamento modal esta técnica é particularmente apropriada para fibras baseadas numa estrutura de dupla bainha em que o núcleo apresenta dimensões típicas das fibras multimodo. A amplificação de impulsos ultra-curtos nestas fibras foi demonstrada pela primeira vez por Hofer e co-autores[77]. Os impulsos gerados por uma fonte em fibra óptica com taxa de repetição de 52 MHz e duração de 100 fs são eficientemente amplificados numa configuração tipo MOPA para uma potência média de 230 mW.

Recorrendo a técnicas de filtragem espacial intra-cavidade (utilizando troços de fibra óptica monomodo) foi recentemente demonstrado um laser no regime pulsado por técnicas de *mode-locking* passivo, baseado numa fibra de dupla bainha e núcleo multimodo dopado com

érbio e itérbio, capaz de gerar impulsos com duração de 7 ps (produto largura de impulso/largura de banda de 5.3), potência de pico de 2.6 kW à taxa de repetição de 23.6 MHz (potência média de 430 mW)[78]. Foi também recentemente demonstrada a operação destes dispositivos no regime *cw*, utilizando uma técnica de filtragem espacial baseada num *taper* directamente fabricado na fibra óptica de dupla bainha e núcleo multimodo dopado com itérbio[79]. Foram obtidas potências de 9 W para feixes ópticos com M^2=1.4, uma penalização de 20% na potência óptica emitida e um aumento de 3.5 vezes do brilho, quando comparado com o mesmo laser a operar numa configuração multimodo.

Estas fibras têm também sido aplicadas em sistemas mais complicados e, por vezes, algo estranhos como o desenvolvido por Martin Fermann em que impulsos de algumas centenas de fentosegundos gerados por uma fonte sintonizável em fibra óptica dopada com érbio sofrem um desvio de frequência por efeito de Raman para 2.1 μm numa fibra óptica monomodo com manutenção da polarização (PM), são duplicados em frequência numa estrutura periódica de niobato de lítio (PPLN), amplificados inicialmente num pré-amplificador em fibra monomodo dopada com itérbio e posteriormente num amplificador de dupla bainha e núcleo multimodo dopado com itérbio. Finalmente os impulsos são comprimidos num sistema de redes de difracção, obtendo-se impulsos de 96 fs de largura, produto largura de impulso/largura de banda de 0.75 e potência média de 0.9 W sintonizáveis entre 780 nm e 1065nm[80].

É evidente que nenhuma das tecnologias anteriormente citadas baseadas em fibras de dupla bainha e núcleo monomodo, fibras com baixa abertura numérica (LMA), fibras multimodo com optimização do nível e distribuição espacial dos iões activos ou fibras multimodo com baixo coeficiente de acoplamento modal e excitação única do modo fundamental, poderá ser por si só a melhor para a obtenção sistemas de alta potência, alta energia e distribuição espacial transversal monomodo em fibras ópticas dopadas com terras raras. Pelo contrário, é a resultante da integração de todas elas que potencialmente permitirá obter os melhores resultados.

Algum nível de integração, ainda que não optimizado, foi já efectuado por investigadores da Universidade de Southampton em Inglaterra. Foram desenvolvidos alguns dispositivos em fibra óptica LMA com algum confinamento dos iões activos num núcleo multimodo. Nomeadamente, foram demonstrados um laser em fibra dopada com érbio pulsado no regime de *Q-switching* activo capaz de gerar impulsos de energia 0.5 mJ para um valor de M^2=1.2 e 0.8 mJ para M^2=2 [81], e um laser em fibra óptica dopada com érbio no regime pulsado de *mode-locking* passivo capaz de gerar impulsos de 20 ns, largura espectral de 0.12 nm e energia de 20 pJ, ou impulsos de 900 fs (com controle de polarização), 2.8 nm de largura espectral e energia de 1.8 pJ[82].

Mais recentemente foi demonstrado a operação multi-W, multi-mJ de um laser em fibra óptica de dupla bainha com reduzida abertura numérica e distribuição confinada (não optimizada) dos iões de itérbio responsáveis pelo ganho no núcleo multimodo. Este sistema que praticamente integra todas as técnicas previamente descritas, ainda que não totalmente optimizadas, permite obter impulsos com 2.3 mJ de energia para taxas de repetição de 500 Hz e potência média de 5 W para maiores taxas de repetição com um valor de $M^2=3$ [83].

Fibras de dupla bainha com núcleo multimodo, baixa NA e, distribuição e nível de dopagem optimizada não só dos iões activos responsáveis pelo ganho mas, também dos iões responsáveis pela definição do guia, deverão no futuro permitir obter potências na ordem de várias dezenas de watts, energias acima de 10 mJ e potência de pico de várias centenas de MW.

Algumas novas soluções vão entretanto aparecendo, como a recente solução preconizada por Anatoly Grudinin e co-autores, em que uma fibra óptica monomodo dopada com iões de itérbio é opticamente limpa e enrolada em anel de tal forma que as diferentes voltas se encontram em contacto óptico. A bombagem é feita por díodos laser acoplados a dois cilindros de 80 μm colocados no interior dos anéis. Este dispositivo permite obter potências ópticas na ordem dos 5 W no regime *cw* e comprimento de onda de 1.08 μm com uma eficiência de 65% [84].

1.2.3 Aplicações

Para além do aprofundamento do conhecimento científico, da determinação e explicação de novos fenómenos físicos, a investigação e desenvolvimento de novas e melhores fontes em fibra óptica é motivada pelas suas potenciais aplicações. A tecnologia de optoelectrónica é por si só actualmente responsável por um mercado de 15.6 mil milhões de dólares e directa ou indirectamente por 27 biliões de dólares na economia global[85]. De acordo com o relatório do COSE, o controle das propriedades da luz permitirá uma revolução tecnológica afectando praticamente todos os aspectos da vida do próximo século, desde as comunicações, medicina, energia, defesa, industria e ciência[86]. Tal como este século é considerado como *O Século da Electrónica* o século 21 será *O Século da Óptica.*

Mesmo sem nos apercebermos, o impacto da Optoelectrónica é já grande no *dia a dia* das nossas vidas e faz-se sentir em inúmeras coisas que nos rodeiam desde o leitor de CD com que ouvimos a nossa música preferida até ao telefone que usamos para nos ligar com os outros. Particularmente, as fontes de alta potência em fibra óptica e distribuição espacial transversal monomodo encontram já alguma aplicação comercial e apresentam grande potencial para outras mais.

A utilização de lasers nos tratamentos médicos permitiu o desenvolvimento de terapias de acesso mínimo. Na maioria dos casos esta técnica recorre a lasers convencionais de estado sólido ou lasers de corantes que necessitam de fontes de corrente e de água refrigerada complexos e de grandes dimensões. Por outro lado, os lasers em fibra são compactos, baratos e livres de gases, solventes ou corantes. Fontes em fibra óptica poderão provar a sua utilidade em sistemas de tomografia óptica bem como em aplicações de micro-cirurgia. Fontes de alta potência em fibra óptica têm sido utilizados para polarizar o gás de hélio no processamento de imagem de tecidos finos como os pulmões. Por fim, as aplicações médicas tais como dermatografia, diagnóstico e terapia de cancro serão beneficiadas com a substituição dos lasers de corantes utilizados por lasers em fibra.

Os avanços obtidos na última década na tecnologia dos lasers em fibra óptica gerou imenso interesse no uso dos mesmos para aplicações em sistemas de detecção remota. Na sua forma mais simples estes sistemas consistem numa fonte laser e num receptor integrados na maioria dos casos numa única unidade. O princípio básico de funcionamento consiste num feixe óptico dirigido e/ou focado para um ponto distante a analisar onde, parte da radiação sofre determinada alteração, é parcialmente reflectida e detectada pelo receptor. Medindo o tempo que medeia a emissão do sinal e a sua recepção determina-se a distância, analisando as transformações introduzidas na radiação reflectida pode-se determinar e quantificar o fenómeno em medição. Devido à necessidade de fontes laser com energias de vários mJ, tem-se utilizado sobretudo lasers de CO_2 e lasers de Tm:YAG. No entanto, com as recentes evoluções nos lasers em fibra de alta potência, estes sistemas serão substituídos com as vantagens inerentes desta tecnologia como as menores dimensões, reduzido peso, baixo consumo, e maior tempo de vida útil. Particularmente, os avanços obtidos para os lasers em fibra óptica dopada com érbio despertaram imenso interesse para aplicações em sistemas de detecção de fenómenos atmosféricos (responsáveis por inúmeros acidentes aeronáuticos) a instalar em aeroportos e aviões. A emissão a 1.55 μm é particularmente interessante devido a situar-se numa janela de baixas perdas da atmosfera e ser também considerado *eye safe**.

Os amplificadores ópticos de alta potência podem também ser aplicados no desenvolvimento de redes inter-orbitais de comunicações substituindo os sistemas baseados na tecnologia de microondas (sensíveis a perturbações electromagnéticas). Este tipo de redes formadas por satélites em comunicação óptica é mais flexível e barato que as redes terrestres de cabos em fibra óptica. Os amplificadores de alta potência em fibra óptica dopada com érbio e emissão espacial monomodo são, pelas mesmas razões referidas anteriormente, particularmente interessantes para sistemas de comunicações atmosféricas denominados de

* Não causa danos físicos ao olho humano quando exposto à radiação (para os níveis de densidade óptica utilizada), pois não é focado na retina.

*atmospheric link**. Outras aplicações em telecomunicações, tais como redes locais (LAN) e redes ópticas de transmissão de televisão, requerem amplificadores *in-line* de alta potência compatíveis com a tecnologia em fibra óptica.

Actualmente as empresas de trabalhos gráficos (incluindo empresas de impressão de revistas e jornais) produzem as pre-impressões e placas de impressão usando técnicas fotográficas por processos químicos. No entanto, as maiores empresas estão a desenvolver sistemas digitais instantâneos de impressão e gravação por efeito térmico. A ausência de químicos neste processo torna-o mais seguro para o operador e mais benigno para o ambiente. As várias técnicas implementadas baseiam-se na modulação temporal e espacial de um feixe laser responsável pelo processo de ablação da tinta e impressão. Lasers modulados são também utilizados para marcação de circuitos integrados, legendagem de filmes, desenho de moldes e corte de materiais (madeira, metais e tecidos).

O emergente mercado dos sensores em fibra óptica tem também apresentado solicitações para o desenvolvimento de fontes de alta potência e espectro largo, bem como de fontes laser de alta potência de pico para aplicações em redes de sensores distribuídos de temperatura e tensão em edifícios, barragens e pontes. As fontes em fibra são a solução mais adequada para estas aplicações tendo em vista a sua fácil integração, tamanho, custo e facilidade de operação.

À medida que são obtidos maiores desenvolvimentos, para as fontes de alta potência em fibra óptica, novas aplicações lhes são abertas, não só por substituição de dispositivos convencionais mas também por inovações só possíveis com esta tecnologia.

1.3 Introdução ao Trabalho Apresentado nesta Dissertação

A organização geral da dissertação não pode de forma alguma estar dissociada da filosofia aplicada na investigação científica desenvolvida pelo grupo onde este trabalho se insere. A Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos (UOSE) do INESC-Porto é um grupo de *excelência* nalgumas áreas da tecnologia em fibras ópticas. A qualidade da sua actividade tem sido alvo de um crescente reconhecimento pela comunidade científica internacional. Este grupo, constituído por alguns investigadores seniores e uma equipa de jovens investigadores altamente motivados, é detentor de um forte espirito de inovação e ritmo de concretização. A base de formação da maioria dos seus elementos, proveniente da escola formada pelo Grupo de Optoelectrónica do Departamento de Física da Faculdade de

* Comunicações atmosféricas em linha de vista

Ciências do Porto, é responsável pelo empenho e rigor aplicado em cada trabalho desenvolvido pelos mesmos.

Em particular, a equipa de investigadores na área das fontes em fibra óptica é apenas constituída por dois elementos. Este facto implica que, para acompanhar os desenvolvimentos mundiais nesta área e manter um elevado grau de qualidade do trabalho desenvolvido, é necessário manter uma filosofia simples em que o resultado final, inovador na sua essência e rigoroso no seu tratamento, é o principal objectivo. Deste modo, as experiências realizadas não são por vezes totalmente caracterizadas, como é exigido numa visão puramente académica. Assim, os trabalhos aqui descritos são total ou parcialmente inovadores podendo, nalguns casos não se encontrar completamente caracterizados, pretendeu-se, sobretudo, contribuir para um melhor conhecimento e maior desenvolvimento dos dispositivos activos em fibra óptica.

Esta dissertação contém o trabalho desenvolvido pelo autor, por si só ou em co-autoria com outros, na área das fontes em fibra óptica e encontra-se subdividida em oito capítulos e dois apêndices. Com a divisão, por tipo de fonte, dos capítulos desta dissertação pretende-se analisar, de uma forma autónoma, o que de mais importante existe para cada uma destas. Deste modo, alguns temas comuns a algumas das fontes analisadas são abordados mais de uma vez.

A introdução ao tema desta tese é feita no primeiro capítulo. Resumidamente, é apresentada a perspectiva histórica da evolução da óptica até ao aparecimento, já neste século, dos lasers e relembrando alguns dos grandes nomes da ciência. Mais especificamente sobre o tema desta dissertação, é apresentada a evolução das fontes em fibra óptica, são equacionados os problemas e desafios que se colocam a esta tecnologia (obtenção de fontes mais potentes, com maior energia e boa qualidade de feixe emitido), é revisto o estado actual da técnica e as soluções preconizados por diferentes investigadores (referenciando as vantagens e desvantagens de cada uma) bem como, é introduzida pela primeira vez a proposta de utilização de fibras multimodo com distribuição espacial transversal monomodo. Por fim é descrito o conteúdo desta dissertação.

O capítulo 2 é dedicado aos lasers em fibra óptica no regime contínuo (*cw*), sintonizáveis e/ou emissão espectral estreita. Na introdução deste capítulo são referenciados alguns dos mais recentes desenvolvimentos e aplicações para este tipo de fontes. De uma forma resumida são introduzidos os conceitos básicos para o desenho destes dispositivos e apresentadas algumas das configurações habituais. São ainda analisadas as tecnologias disponíveis, as suas mais recentes evoluções e os resultados obtidos pelas mesmas para lasers *cw* de alta potência em fibra óptica. Neste contexto são apresentados dois trabalhos experimentais efectuados no desenvolvimento, nomeadamente, de um laser *cw* de alta

potência em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio e de um laser *cw*, sintonizável e emissão espectral estreita em fibra monomodo dopada com érbio. As configurações experimentais utilizadas são analisadas. São ainda apresentados os resultados obtidos e a discussão dos mesmos. Os laser *cw* obtidos por efeitos não lineares em fibras ópticas são analisados com algum detalhe. Por fim são formuladas as conclusões do trabalho apresentado e discutidas algumas propostas de desenvolvimento futuro.

O capítulo 3 é dedicado aos lasers em fibra pulsados no regime *Q-switched*. Na introdução deste capítulo é efectuada uma revisão dos mais recentes desenvolvimentos obtidos para estes sistemas e suas aplicações. Os vários métodos convencionais de *Q-switching* são introduzidos e discutidos. Neste capítulo é também apresentado um inovador laser pulsado no regime *Q-switched* e emissão espectral multilinha em fibra óptica monomodo dopada com érbio. A técnica utilizada para a obtenção dos impulsos assenta na utilização de dois elementos Fabry-Perot na cavidade laser para controle simultâneo das perdas da cavidade e do comprimento de onda de emissão. O curto tempo na abertura e fecho da cavidade, baixas perdas de inserção, altos níveis de extinção do sinal, baixa tensão eléctrica de controle e fácil implementação são algumas das vantagens apresentadas. Por outro lado a experiência pode ser totalmente automatizada permitindo o controle eléctrico do comprimento de onda de emissão, do número de canais emitidos e das características dos impulsos gerados. Por fim são elaboradas as conclusões do trabalho apresentado e discutidas algumas propostas de desenvolvimento futuro.

O capítulo 4 é dedicado ao estudo de lasers em fibra óptica pulsados no regime de *mode-locking*. Na introdução deste capítulo é apresentada uma revisão do estado da técnica no que respeita a este tipo de lasers em fibra e suas aplicações. Os dois métodos de *mode-locking* (passivo e activo) e as várias técnicas associadas são descritas de forma resumida. A técnica do desvio da frequência, em que a acção laser no regime *cw* não é permitida devido à deslocação para fora do ganho imposta às componentes espectrais da emissão, favorece a acção laser no regime pulsado sustentado pelo efeito não linear de SPM que restaura parcialmente o espectro de emissão. Esta técnica é apresentada e estudada com maior detalhe neste capítulo e é a base de quatro trabalhos experimentais efectuados, um com fibra óptica monomodo dopada com itérbio e três com fibra óptica dopada com érbio.

A primeira experiência, efectuada durante um período de estágio no *Optoelectronics Research Centre* (ORC) da Universidade de Southampton em Inglaterra, compreende o estudo e caracterização de um laser em fibra dopada com itérbio e bombagem por um díodo laser numa configuração MOPA. Os resultados obtidos confirmam a grande estabilidade destes lasers mas contradizem o anteriormente afirmado de independência das características de emissão com a polarização.

Já nas instalações do INESC Porto, e aproveitando os conhecimentos adquiridos com a experiência anterior, foram efectuados mais três trabalhos agora com componentes comerciais incluindo, como meio de ganho, um amplificador em fibra óptica de dupla bainha dopada com érbio e bombagem por díodos laser.

Na continuação do trabalho anteriormente desenvolvido e publicado na literatura sobre emissão multilinha neste tipo de lasers é apresentado pela primeira vez a capacidade de operar estes lasers alternadamente em dois comprimentos de onda através da modulação da potência RF aplicada ao dispositivo responsável pelo desvio de frequência (modulador acusto-óptico). Utilizando praticamente a mesma configuração experimental da anterior, os métodos convencionais de controle da taxa de repetição em lasers *mode-locked* são pela primeira vez aplicados a este tipo de laser. É também demonstrado que as características dos impulsos emitidos melhoram com a implementação deste tipo de controle. As alterações posteriormente efectuadas na configuração deste laser, introduzindo um novo meio de ganho (baseado numa fibra óptica monomodo dopada com érbio com bombagem, no comprimento de onda de 980 nm, por um laser de Ti:Safira) e explorando as propriedades não lineares de rotação da polarização (introduzindo um isolador/polarizador na cavidade) permitem obter os impulsos mais curtos obtidos até ao momento com este tipo de laser. São por fim apresentadas as conclusões das experiências realizadas e discutidas algumas propostas de desenvolvimento futuro.

O capítulo 5 é dedicado ao estudo e optimização do desenho de fibras ópticas multimodo para fontes de alta potência e distribuição espacial transversal monomodo. É descrito o modelo teórico utilizado para a simulação computacional do ganho dos modos superiores guiados pelo núcleo multimodo relativamente ao ganho do modo fundamental para fibras multimodo com diferentes distribuições espaciais dos iões activos responsáveis pelo ganho. Este modelo baseia-se no facto do ganho de cada modo ser directamente proporcional ao grau de sobreposição espacial entre as distribuições dos iões activos e a distribuição espacial do modo. Os resultados da simulação apresentados demonstram que se pode desenhar uma distribuição espacial dos iões activos de forma a que a sobreposição entre as distribuições espaciais do modo fundamental e do meio de ganho é tal que o ganho para este modo é máximo, mantendo-se para os outros modos abaixo do nível necessário para amplificação. Baseado nesta análise foram especificados os parâmetros para a fabricação de três fibras a partir da mesma pré-forma. As suas propriedades físicas, nomeadamente, dimensões, comprimento de onda de corte e, a distribuição espacial dos iões responsáveis pelo ganho e pelo índice de refracção no núcleo da fibra, são experimentalmente determinados. As propriedades espectroscópicas destas fibras são também analisadas para um melhor conhecimento e caracterização experimental do grau de sobreposição para os modos

guiados pelas mesmas. Comparando com os resultados da simulação computacional, onde são introduzidas as distribuições reais medidas experimentalmente, demonstra-se que existe acordo entre os dois resultados validando-se deste modo o modelo utilizado.

Este desenho inovador permite pela primeira vez a utilização de fibras multimodo para o desenho de fontes de alta potência em fibra e distribuição espacial transversal monomodo. A implementação da técnica de medida do *near-field* permite determinar o conteúdo modal e, indirectamente, determinar o coeficiente M^2 que descreve a qualidade do feixe emitido para estas fibras. Por fim são elaboradas as conclusões do trabalho apresentado e discutidas algumas propostas de desenvolvimento futuro.

O capítulo 6 é dedicado ao estudo de fontes superluminescentes em fibra óptica. Inicialmente é apresentada uma revisão do estado actual da técnica deste tipo de fontes e suas aplicações. Resumidamente, são introduzidos os conceitos e configurações básicas de fontes superluminescentes em fibra. Na primeira aplicação das fibras ópticas multimodo optimizadas e descritas anteriormente é implementada uma fonte superluminescente em fibra óptica multimodo com distribuição espacial transversal monomodo. A configuração experimental utilizada para esta fonte, baseada na configuração de dupla passagem, é analisada. Os resultados obtidos são apresentados e são discutidas algumas propostas de desenvolvimento futuro.

O capítulo 7 é dedicado ao estudo de amplificadores de alta potência em fibra óptica. Tal como nos capítulos precedentes, inicialmente são apresentados os conceitos e configurações básicas de amplificadores em fibra óptica, bem como uma revisão dos mais recentes desenvolvimentos destes dispositivos e suas aplicações. Particularmente é estudado o desenho e configuração de amplificadores em fibra óptica para extracção de impulsos de alta energia. Duas das configurações propostas, baseadas numa fibra de dupla bainha dopada com itérbio e em fibras multimodo dopadas com érbio, são analisadas experimentalmente neste capítulo. O amplificador de alta potência em fibra óptica de dupla bainha foi desenvolvido no ORC durante o período de estágio já referido e pretendeu corresponder a uma falta, na literatura, de uma caracterização detalhada destes dispositivos.

A eficiente amplificação e extracção de energia dos impulsos *Q-switched* em fibras ópticas multimodo optimizadas é demonstrado pela primeira vez. Neste capítulo é ainda demonstrado o primeiro amplificador tipo *flared* em fibra óptica multimodo. Este sistema consiste num amplificador de alta potência em fibra óptica em que o sinal óptico com perfil transversal monomodo à entrada do mesmo é eficientemente amplificado num meio de ganho tipicamente monomodo na entrada e cuja secção aumenta no sentido da saída para uma geometria altamente multimodo, preservando no entanto a propagação da radiação com perfil transversal monomodo. A incompatibilidade dos dispositivos, empregando este tipo de fibras,

com os sistemas em fibra monomodo é assim eliminada. O trabalho experimental efectuado, demonstra que este tipo de estrutura permite a eficiente amplificação e extracção de energia de impulsos ultra-curtos com grande qualidade do feixe emitido e reduzida perdas. São ainda tecidas algumas considerações sobre desenhos alternativos, processos de fabricação e perspectivas de evolução futura deste tipo de dispositivos.

O capítulo 8 resume as inovações e resultados obtidos pelo autor no trabalho aqui apresentado.

Os apêndices apresentados nesta dissertação pretendem complementar os trabalhos descritos nos capítulos desta dissertação. Assim, o apêndice A é dedicado ao importante tema dos esquemas e fontes ópticas de bombagem de dispositivos em fibra óptica. Os comprimentos de onda de bombagem das terras raras estudadas são resumidamente analisados e são apresentados as correspondentes fontes ópticas de bombagem mais utilizadas. Em particular, é apresentada a construção e caracterização preliminar de um laser de Cr:YAG sintonizável. No apêndice B são apresentadas as publicações decorrentes do trabalho apresentado nesta dissertação.

2

Lasers *CW* em Fibra Óptica

2.1 Introdução

O primeiro laser em fibra óptica dopada com terras raras, demonstrado em 1961 por E. Snitzer, consistia numa fibra multimodo com um núcleo de 300 μm de diâmetro dopado com neodímio, com uma bainha exterior de muito maiores dimensões e inferior índice de refracção, bombagem lateral por lâmpadas pulsadas e emissão de radiação laser no comprimento de onda de 1.06 μm[87]. Mais tarde o mesmo autor demonstra o princípio de acção laser numa estrutura em fibra óptica com confinamento da radiação laser por reflexão total num núcleo de menores dimensões (10 μm) dopado com neodímio[12]. Este dispositivo é considerado por muitos como o primeiro laser em fibra óptica, devido às suas dimensões mais aproximadas do padrão actual. Nesta altura os maiores problemas colocavam-se relativamente ao nível da bombagem exigido para alcançar o limiar de acção laser.

Este problema só seria ultrapassado em meados dos anos 70 com a utilização de díodos laser para a bombagem de um laser em fibra óptica dopada com neodímio[13 e 88]. A utilização em simultâneo de díodos laser de bombagem e fibras ópticas com reduzidas perdas de propagação viria a contribuir, uma década depois, para o verdadeiro lançamento dos dispositivos laser no regime *cw* em fibra óptica dopada com terras raras[14 e 89]. Nos anos que se seguiram e até aos nossos dias cada vez mais laboratórios e investigadores foram desenvolvendo e publicando trabalhos em lasers em fibra óptica.

Inicialmente mais dedicada aos sistemas laser em fibra óptica dopada com as terras raras mais conhecidas como o neodímio[14] e o érbio[15], a investigação foi rapidamente estendida a outras terras[16, 17, 18, 19 e 20]. Dado o importante papel que a composição do hospedeiro tem nas propriedades laser, foi também prestada uma atenção considerável às interacções entre os iões dopantes e o hospedeiro[21 e 22]. Actualmente, as mais de treze terras raras já incorporadas em fibras ópticas (quer em sílica ou outro hospedeiro) permitem obter acção laser em comprimentos de onda no intervalo de 0.45 μm a 3.5 μm. A grande atracção pelos lasers *cw* em fibra óptica deve-se ao facto de estes apresentarem um baixo limiar de acção laser, na ordem de alguns μW a mW e, no entanto, permitir altas potências da emissão, com bombagem apropriada, com eficiência óptica acima dos 50 %.

O efeito de saturação espacial do ganho (SHB) é o principal responsável pelo alargamento do espectro de emissão de um laser, caracterizado por um alargamento homogéneo (ou seja, sem saturação espectral do ganho, SpHB). Este efeito consiste no facto de a onda estacionária suportada pela cavidade laser favorecer oscilação laser em determinados modos espaciais igualmente espaçados em frequência. O número total de modos permitidos é, neste caso, limitado pelo ganho.

Os lasers em fibra óptica dopada com terras raras e emissão espectral estreita têm gerado imenso interesse para aplicações em sensores e comunicações ópticas baseadas em sistemas WDM. O confinamento óptico das fibras dopadas com terras raras permite obter elevados ganhos em praticamente toda a largura espectral da sua fluorescência, incentivando, consequentemente, o desenvolvimento fontes laser sintonizáveis num largo espectro de emissão.

O objectivo principal, no desenvolvimento deste tipo de fontes, é o de obter um laser de espectro estreito ou emissão em frequência única robusto, estável, com bombagem por díodos laser baratos e rápida sintonia electrónica do comprimento de onda de emissão.

2.2 Configurações e Conceitos Básicos

Os dois principais elementos de um laser são o meio de ganho, responsável pela amplificação, e a cavidade laser que providencia uma apropriada realimentação óptica (*feedback*)[23 e 24]. Nas secções seguintes estes elementos são resumidamente analisados.

2.2.1 Características do Meio e da Emissão Laser

Existe ganho óptico num determinado meio laser quando, sob bombagem (óptica no caso das fibras dopadas com terras raras), é obtida inversão de população entre dois estados de energia para os quais o decaimento do estado excitado é essencialmente radiactivo e o tempo de vida do mesmo é tal que permite o armazenamento eficiente da energia. Dependendo dos níveis de energia do dopante, os esquemas de bombagem são classificados de três ou quatro níveis (*e.g.*, as transições no érbio com bombagem a 980 nm e a transição no comprimento de onda de 1.06 μm do neodímio, respectivamente).

A figura 2.1 descreve o diagrama dos níveis de energia para estes dois sistemas. A potência de bombagem, responsável pela transição dos electrões do nível inferior para um nível mais elevado, é representada por P_b. A taxa de relaxação dos processos de decaimento não radiactivos é representada por R e a de emissão estimulada por E. A taxa de relaxação entre os níveis laser dos processos de emissão não estimulada (que na maioria dos casos

corresponde simplesmente à emissão espontânea) é representada por E_e. Outros processos, tais como absorção do nível superior (ESA), não são considerados.

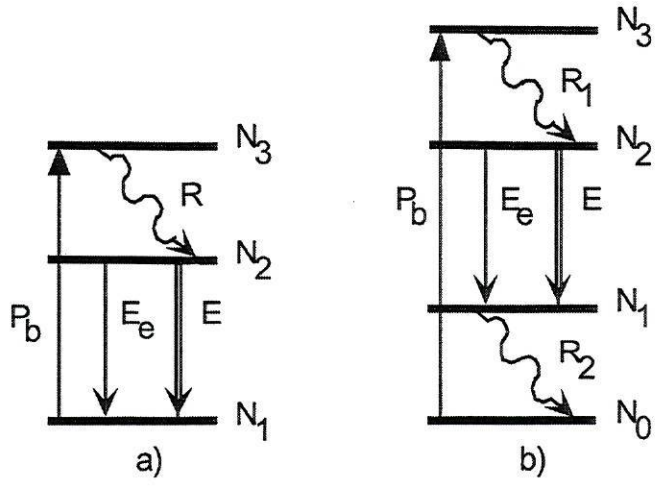


Figura 2.1. Esquema dos níveis de energia para os sistemas laser de **a)** três-níveis e **b)** quatro-níveis.

Para além destes esquemas, existe ainda um terceiro, conhecido por *upconversion*, em que dois ou mais fotões da bombagem são absorvidos pelo meio provocando a excitação do dopante para um nível superior cuja energia de transição excede a de um fotão da bombagem. Consequentemente, o laser opera em comprimentos de onda inferiores ao do laser de bombagem. Este fenómeno atraiu imensa atenção pelo facto de permitir obter acção laser no azul para fibras ópticas bombeadas por díodos laser no infravermelho[90 e 91].

Nesta dissertação apenas são apresentados trabalhos referentes a fibras dopadas com iões incluídos nos dois esquemas de bombagem inicialmente referidos, pelo que o terceiro esquema não será analisado.

A emissão de um laser em fibra óptica no regime *cw* é caracterizada pelo limiar de acção laser, a partir do qual a acção laser é estabelecida, e pela eficiência óptica, que descreve basicamente o aumento linear da potência emitida com a potência de bombagem. Uma descrição completa destas quantidades terá ainda de ter em conta a variação da densidade de potência da bombagem ao longo da fibra e da distribuição espacial transversal da bombagem e do sinal na fibra óptica.

Para o sistema de quatro níveis o limiar de acção laser é dado por[92]:

$$P_l = \frac{\delta}{2\varepsilon} \qquad \textbf{(2.1)}$$

onde, P_l é a potência de bombagem necessária para iniciar acção laser, δ representa as perdas totais da cavidade laser e ε representa a eficiência e é dada pela expressão[93]:

$$\varepsilon = 4.343 \frac{\sigma_s \tau}{A h\nu_b} S \tag{2.2}$$

onde, por sua vez, σ_s representa a secção eficaz para o sinal, τ o tempo de vida do nível superior, A a área do núcleo, $h\nu_b$ a energia de um fotão da bombagem e S o grau de sobreposição espacial entre as distribuições da bombagem e do sinal na fibra óptica.

Por outro lado, para um sistema de três níveis o limiar de acção laser, incluindo as perdas devido ao processo de reabsorção do sinal (por excitação de um ião do estado fundamental para o estado excitado (GSA) presente nestes sistemas, é dado por[92]:

$$P_l = \frac{A h\nu_b}{\sigma_b \tau} \tag{2.3}$$

onde σ_b representa a secção eficaz para a bombagem.

Acima do limiar de acção laser a potência emitida por um laser cw, correspondente à fracção de potência óptica transmitida pelo acoplador de saída da cavidade laser, caracterizado por uma transmissão T, é dada, para os dois sistemas laser referidos, por[92]:

$$P_e = \frac{T}{\delta} \frac{h\nu_s}{h\nu_b} (P_{abs} - P_l) \tag{2.4}$$

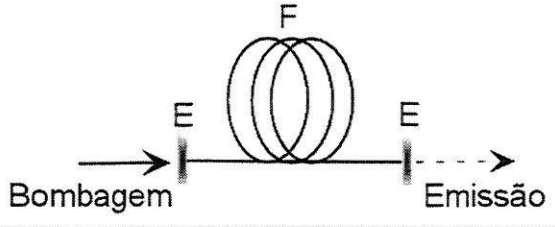
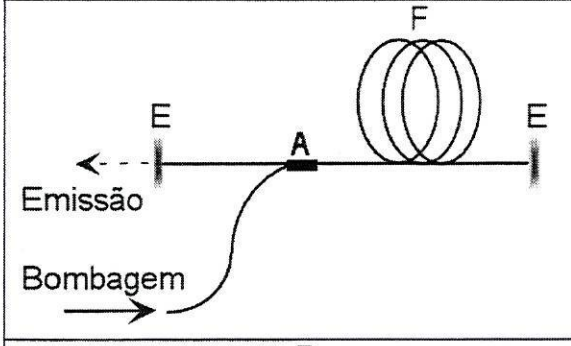
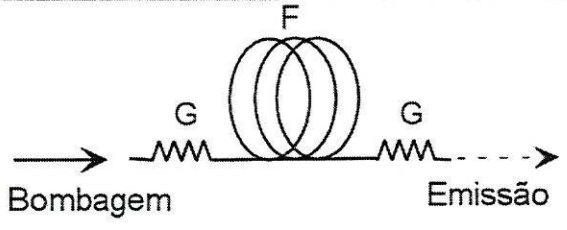
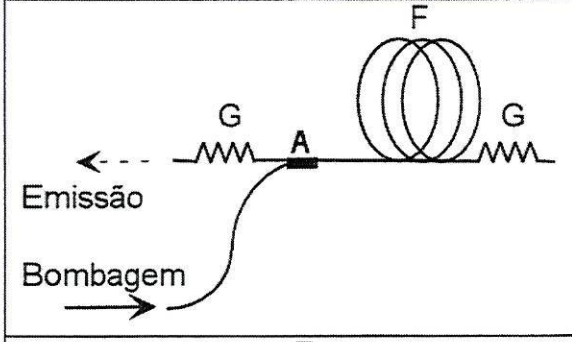
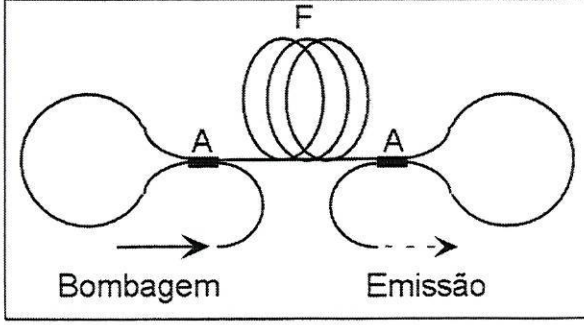
onde, $h\nu_s$ representa a energia de um fotão do sinal e P_{abs} a potência de bombagem absorvida no meio, assumindo uma eficiência quântica unitária.

As equações anteriores são extremamente importantes pois descrevem a potência necessária para iniciar a acção laser e a eficiência com que a potência óptica de bombagem absorvida é convertida em sinal, bem como a sua dependência com os vários parâmetros do material dopante e do desenho da cavidade laser.

2.2.2 Cavidades Laser

Os lasers em fibra óptica podem ser desenhados usando uma grande variedade de configurações para a cavidade laser[93]. Existem basicamente dois grupos de cavidades denominadas, respectivamente, Fabry-Perot e em anel. A tabela 2.1 resume algumas das configurações possíveis para uma cavidade Fabry-Perot de lasers em fibra.

Tabela 2.1. Configurações possíveis para uma cavidade Fabry-Perot de lasers em fibra. *A* representa um acoplador, *E* um espelho ou filme, *F* fibra dopada e *G* rede de Bragg em fibra.

Esquema	Descrição
	Cavidade Fabry-Perot formada por dois espelhos encostados às extremidades das fibras ou por deposição de filmes nas mesmas e, bombagem através de um deles.
	Cavidade Fabry-Perot formada por dois espelhos encostados às extremidades das fibras ou por deposição de filmes nas mesmas e, bombagem através de um acoplador WDM.
	Cavidade Fabry-Perot formada por duas redes de Bragg directamente fabricadas na fibra e bombagem através de uma delas.
	Cavidade Fabry-Perot formada por duas redes de Bragg directamente fabricadas na fibra e bombagem através de um acoplador WDM.
	Cavidade Fabry-Perot formada por dois interferómetros de Sagnac (utilizando acopladores em fibra)

A cavidade Fabry-Perot é realizada colocando o meio de ganho entre dois reflectores de alta reflectividade. Nos lasers em fibra estes reflectores podem corresponder a espelhos em contacto físico com as pontas da fibra (polidas ou clivadas na perpendicular) para evitar perdas por difracção. No entanto, esta configuração, inicialmente utilizada no desenho de cavidades laser em fibra óptica[14] é extremamente sensível a inclinações do espelho ou da fibra. Este problema pode ser resolvido com a deposição de filmes nos extremos da fibra[94] mas, neste caso, os reflectores são extremamente sensíveis às imperfeições da superfície dos mesmos.

A bombagem para estas cavidades pode ser feita através de um dos espelhos (ou filmes depositados) bastando para tal que este apresente alta reflectividade para os comprimentos de onda do sinal e alta transmissão para os da bombagem. Outra alternativa será utilizar dispositivos em fibra, tais como acopladores WDM e/ou usando redes de Bragg em fibra como reflectores (transparentes para o comprimento de onda de bombagem) permitindo obter uma configuração totalmente em fibra óptica. Utilizando acopladores podem-se construir interferómetros de Sagnac para funcionar como espelhos de alta reflectividade[95].

As cavidades em anel são normalmente utilizadas para configurações de propagação num único sentido[13]. Nos lasers em fibra estas cavidades apresentam ainda a vantagem de poder ser realizadas sem recurso a reflectores garantindo, deste modo, uma configuração totalmente em fibra. Na sua forma mais básica esta cavidade é realizada conectando as duas extremidades de um acoplador WDM (como acoplador para a bombagem e acoplador de saída) a uma fibra dopada com terras raras. Para funcionamento unidireccional pode-se incluir um isolador óptico no anel. A inclusão de um polarizador (formado por anéis da própria fibra) permite o controle da polarização em fibras convencionais. Esta cavidade encontra-se representada esquematicamente na figura 2.2.

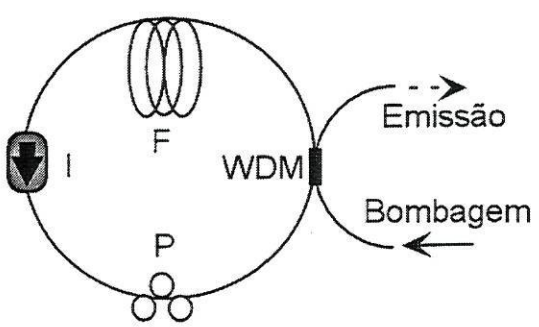


Figura 2.2. Cavidade em anel para um laser em fibra óptica. *F* representa a fibra dopada com terras raras, *I* o isolador óptico, *P* o polarizador e W*DM* o acoplador WDM.

É possível construir lasers em fibra baseados em muitas outras cavidades, tais como cavidades Fabry-Perot acopladas[96], ou cavidades interferométricas tipo Fox-Smith[97]. O

importante a realçar é de que apesar de existirem inúmeras configurações possíveis, a escolha entre elas deve ser determinada pelos critérios impostos para a fonte a construir.

2.3 Lasers com Emissão Espectral Estreita

As configurações laser mais simples, fabricadas sem a utilização de elementos selectivos em comprimento de onda, permitem a emissão de radiação com uma largura espectral tipicamente entre 1 a 15 nm, dependendo do dopante, perdas da cavidade e potência de bombagem. A estas larguras correspondem normalmente dezenas de milhares de modos espaciais estacionários da cavidade laser. Considera-se haver emissão espectral estreita quando a largura do espectro de emissão é inferior a 1 nm.

A inclusão, na cavidade laser, de elementos de filtragem espectral permite obter emissão espectral estreita. Os dois elementos mais utilizados para a obtenção de emissão espectral estreita são as redes de Bragg em fibra e os *etalons* (dispositivo constituído por dois reflectores separados entre si por um determinado meio, e que é caracterizado por uma transmissão periódica em comprimento de onda determinado pela distância e o meio que separa os dois reflectores, a transmissão dos mesmos e o ângulo de incidência[23]).

A emissão espectral dos dispositivos integrando redes de Bragg em fibra óptica é caracterizada por um comprimento de onda central e uma largura determinados, respectivamente, pela periodicidade e comprimento da rede. Estas redes são ainda caracterizadas por baixas perdas de inserção e baixa sensibilidade à polarização, sendo ideais no desenho de dispositivos laser totalmente em fibra óptica. Os processos de fabricação actuais permitem a obtenção de estruturas deste tipo para praticamente todos os comprimentos de onda e largura espectral entre 0.2 nm e 15 pm. Para uma análise mais completa da caracterização, fabricação e aplicações deste tipo de redes recomenda-se a consulta da referência 98.

Os *etalons* intra-cavidade são convencionalmente utilizados em diversos tipos de lasers para diminuir o espectro de emissão. A sua característica de introdução de perdas periódicas permite a obtenção de emissão espectral estreita, no entanto, esta periodicidade deverá ser superior à largura espectral do ganho do laser para, deste modo, assegurar emissão apenas num dos picos de transmissão do *etalon.* Estes dispositivos são fabricados utilizando tecnologia convencional de fabricação dos componentes sólidos tais como espelhos e lentes. Comparativamente com as redes de Bragg os *etalons*, para além da desvantagem de consistir numa técnica de intrusão, apresentam razoáveis perdas de inserção mas, por outro lado, permitem efectuar a sintonia do comprimento de onda de emissão de uma forma mais simples (alterando a distância ou as características do meio entre os dois reflectores).

2.3.1 Sintonia do Comprimento de Onda de Emissão

A sintonia do comprimento de onda de emissão dos lasers em fibra óptica foi inicialmente obtida com o recurso às técnicas existentes para os lasers convencionais de estado sólido. Estas técnicas são baseadas na introdução de componentes passivos na cavidade laser tais como redes de difracção, *etalons* e filtros birrefringentes[99, 27 e 100]. Estes dispositivos são no entanto caracterizados por altas perdas de inserção comprometendo assim a eficiência do laser. A sintonia de lasers em fibra óptica por processos electrónicos foi inicialmente obtida com a inclusão de um modulador acusto-óptico na cavidade laser em que a primeira ordem de difracção é utilizada para a realimentação[101].

A utilização de acopladores variáveis numa configuração totalmente em fibra foi demonstrada pela primeira vez por Chaoyu em 1989 para sintonia do comprimento de onda de emissão num laser em fibra óptica dopada com neodímio numa cavidade em anel[102].

Os mais recentes desenvolvimentos obtidos na deposição de filmes piezoeléctricos em fibras permitiu a fabricação de *etalons* baseados numa estrutura em que duas fibras com deposição de filmes reflectores nos seus extremos são colocadas topo a topo e, cuja distância entre os mesmos é controlada electricamente por actuação do filme piezoeléctrico*. As potencialmente baixas perdas de inserção, baixa sensibilidade à polarização, baixa tensão eléctrica de controle e alta taxa de sintonia (10 nm/μs) fazem destes dispositivos componentes ideais para o desenvolvimento de lasers em fibra óptica sintonizáveis e emissão espectral estreita para aplicações em telecomunicações e sensores.

2.3.2 Emissão Espectral em Frequência Única

De uma forma geral, para um meio com alargamento homogéneo, o modo longitudinal com maior ganho alcança primeiro o limiar de acção laser e satura, espectralmente, o ganho não permitindo a amplificação dos outros modos. No entanto, do ponto de vista espacial o meio de ganho poderá não ser totalmente saturado. Tal deve-se ao facto de a um único modo corresponder uma única frequência espacial no meio. Deste modo, outras frequências suportadas pela cavidade poderão oscilar. Comparado com outros lasers, particularmente com os lasers semicondutores, os lasers em fibra são caracterizados por grandes comprimentos da cavidade e, consequentemente, por uma grande quantidade de modos longitudinais espaciais e baixa separação em frequência entre si. Assim, comparado com os lasers de emissão espectral estreita, é necessária uma discriminação espectral muito maior para se obter emissão num único modo.

---

* Catálogo da empresa CoreTec Ink.

A diminuição do comprimento da cavidade aumenta a separação em frequência dos vários modos permitindo uma maior selectividade por parte dos componentes de filtragem espectral utilizados (*e. g.* redes de Bragg)[103 e 104]. Alternativamente, a utilização de cavidades em anel com propagação em sentido único remove o efeito de SHB e, deste modo, permite obter emissão em frequência única[105]. Outras técnicas recorrem à injecção, na cavidade laser, de um sinal com espectro estreito sintonizado com um dos modos da cavidade garantindo, desta forma, que o limiar de acção laser seja alcançado apenas para esse modo saturando eficientemente o ganho do amplificador[106]. A utilização de uma cavidade interferométrica tipo Fox-Smith permite também obter emissão laser em frequência única[107]. No entanto, o maior problema associado com estas técnicas tem a ver com a instabilidade do modo emitido devido a perturbações ambientais tais como a temperatura.

Os lasers DFB em fibra óptica[108] são, ao contrário dos lasers baseados nas técnicas anteriores, praticamente insensíveis à temperatura e a sua potência de emissão, normalmente baixa, é facilmente escalonada para valores mais elevados utilizando configurações tipo MOPA[109]. O funcionamento unidireccional destes dispositivos, deslocando o ponto de desvio de fase para fora do centro da estrutura periódica, foi recentemente demonstrado por investigadores da Universidade de Southampton[110]. Os mesmos autores obtiveram ainda emissão em polarização única neste laser através da escrita da estrutura periódica com um laser *cw* emitindo no ultravioleta e polarizado perpendicularmente ao eixo de propagação da fibra. O dispositivo demonstrado emite uma potência óptica de 20 mW no comprimento de onda de 1.55 μm.

Recentemente foi ainda apresentada uma nova técnica para o desenho de um laser em fibra óptica com emissão em frequência única sintonizável baseada na indução cooperativa de SHB[111]. Esta técnica consiste na introdução, numa cavidade em anel com propagação em sentido único, de um troço de fibra óptica dopada mas não bombeada funcionando como absorvedor saturável onde o sinal óptico interfere espacialmente com a radiação de uma fonte sintonizável externa propagando-se em sentido oposto. A saturação da absorção do meio com uma determinada periodicidade, controlável através da fonte externa, permite que apenas uma frequência espacial oscile sendo as restantes absorvidas. No entanto, para esta técnica, a estabilidade do modo emitido depende da estabilidade da fonte externa utilizada.

A largura do espectro de emissão de um laser em frequência única é determinada pelo ruído da emissão espontânea correspondendo, no limite de Schawlow-Townes, a um valor inferior a 1 Hz para uma cavidade típica nos lasers em fibra óptica. Na prática, factores de perturbação ambiental impedem que este limite seja alcançado.

2.3.3 Laser Sintonizável e Emissão Espectral Estreita em Fibra Óptica Dopada com Érbio

Os lasers sintonizáveis na região do comprimento de onda de 1.55 μm são muito importantes para aplicações em sistemas WDM de comunicações ópticas. Por este motivo é crucial o desenvolvimento de fontes laser com rápida sintonia, num largo espectro, do comprimento de onda de emissão.

Os lasers DFB semicondutores apresentam uma largura espectral de sintonia tipicamente na ordem dos 10 nm. Alternativamente, as fibras ópticas dopadas com érbio apresentam elevado ganho para larguras espectrais bem mais significativas na região do comprimento de onda de 1.55 μm apresentando, por isso, um elevado potencial para o desenvolvimento de fontes sintonizáveis com emissão espectral estreita. Foram já demonstrados vários laser em fibra com sintonia, num largo espectro, do comprimento de onda de emissão recorrendo a algumas das técnicas referidas anteriormente, nomeadamente: redes de difracção[112], *etalons*[113], *etalons* de cristais líquidos[114], moduladores acusto-ópticos[115] e filtros Fabry-Perot[116, 117 e 118]. Apesar da característica de emissão espectral estreita e sintonia num largo espectro destes lasers, a velocidade da sintonia do comprimento de onda de emissão permitida por estes mecanismos está limitada a valores na ordem dos kHz.

Os *etalons* em fibra óptica sintonizáveis, referidos anteriormente, apresentam-se como os componentes ideais para o desenvolvimento de lasers em fibra óptica sintonizáveis e emissão espectral estreita para as aplicações mencionadas.

Nesta secção é apresentada pela primeira vez a utilização deste novo tipo de *etalon* num laser sintonizável e emissão espectral estreita em fibra óptica dopada com érbio. A configuração aqui apresentada foi inicialmente projectada para o desenho do laser no regime *Q-switched* e emissão multilinha apresentado no capítulo seguinte. No entanto, não poderiam deixar de ser apresentadas os resultados preliminares do seu funcionamento no regime *cw*, a título de exemplo de um dispositivo laser sintonizável e emissão espectral estreita, bem como demonstradas as suas potencialidades e apontados os futuros desenvolvimentos.

2.3.3.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

A configuração experimental utilizada encontra-se representada na figura 2.3. A cavidade laser em anel, com propagação em sentido único garantida pelos isoladores ópticos, é constituída por 4 m de fibra óptica monomodo dopada com érbio (1000 ppm, NA de 0.17 e diâmetro do núcleo de 5 μm), um acoplador de saída (10%) e um acoplador WDM através do qual é injectado cerca de 40 mW da potência emitida por um díodo laser no comprimento de onda de 980 nm. O filtro Fabry-Perot em fibra óptica, com largura espectral a meia altura (FWHM) de 0.24 nm, permite a sintonia do laser num espectro de 60 nm à taxa de ~3.5 nm/V

e velocidade até 10 nm/μs. O *etalon*, com periodicidade das perdas espectrais (FSR) de 0.535 nm e *finesse* de 76, permite a oscilação de mais de 100 comprimentos de onda discretos da curva de ganho do amplificador em fibra dopada com érbio.

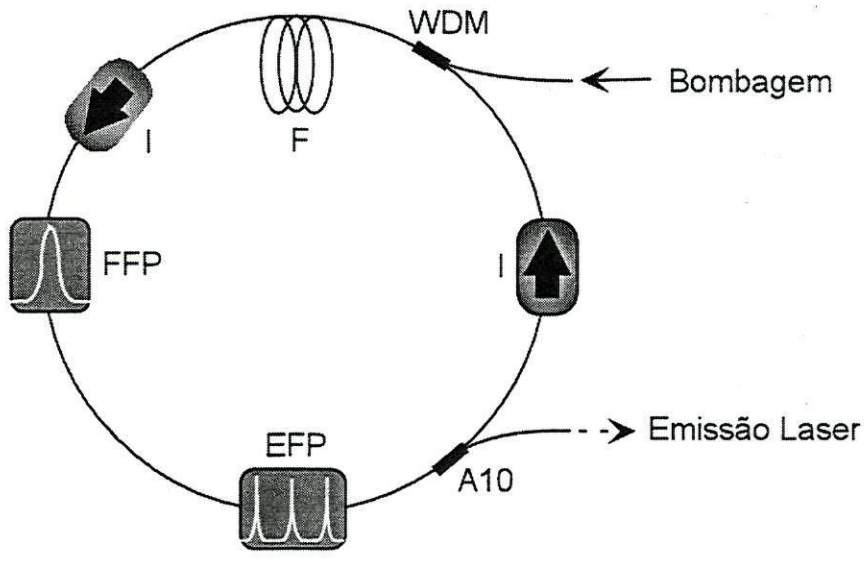


Figura 2.3. Cavidade em anel para um laser sintonizável e emissão espectral estreita em fibra óptica dopada com érbio. *F* representa a fibra dopada com terras raras, *I* o isolador óptico, *FFP* o filtro Fabry-Perot em fibra óptica, *EFP* o etalon, *A10* o acoplador de saída 90/10 e W*DM* o acoplador WDM.

2.3.3.2 Experiência, Resultados e Discussão

A curva espectral da ASE, representada na figura 2.4, dá uma boa indicação da curva espectral do ganho do laser para pequenos sinais.

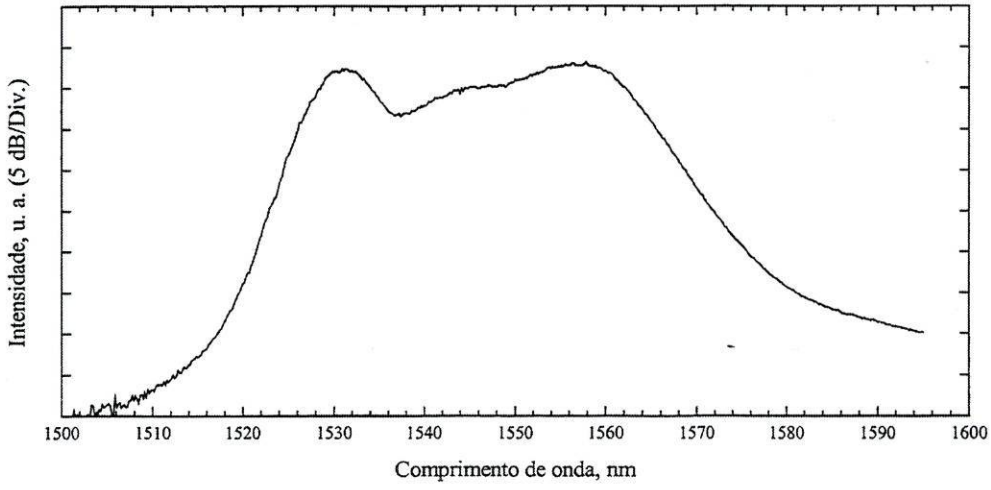


Figura 2.4. Curva espectral da ASE do laser em fibra para o máximo de potência de bombagem.

O comprimento total da fibra óptica dopada com érbio foi escolhido para que a curva de ganho fosse o mais plana possível, na condição de máxima potência de bombagem acoplada. Para este laser, o máximo de variação do ganho espectral é, assim, de 7 dB.

A figura 2.5 apresenta o espectro de emissão do laser para um varrimento total da curva de ganho pelo filtro sintonizável. O comportamento discreto da sintonia do comprimento de onda da emissão laser é determinado pelas características do *etalon*.

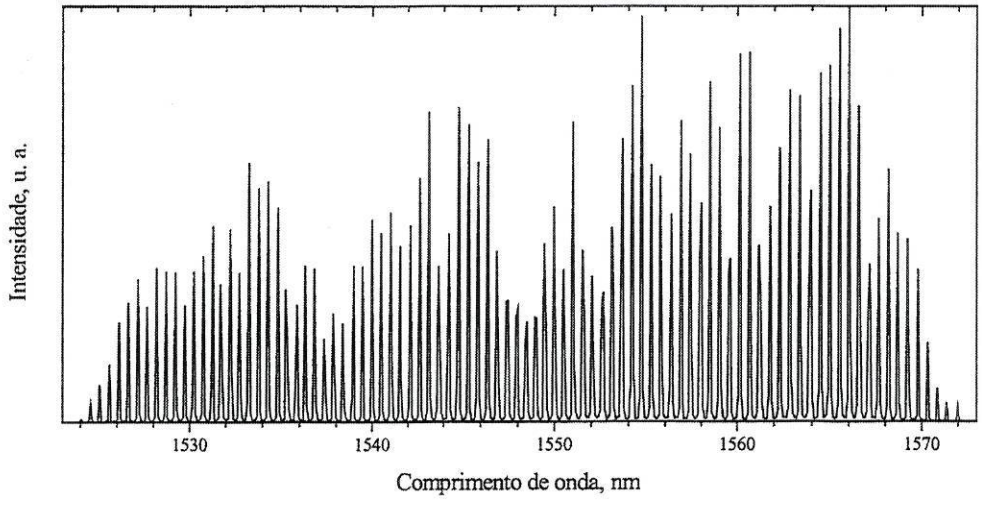


Figura 2.5. Característica espectral da sintonia da emissão laser.

O espectro de emissão para um único comprimento de onda sintonizado é apresentado na figura 2.6. A largura do espectro a meia altura é limitada pela resolução do analisador de espectros utilizado, ~0.1 nm.

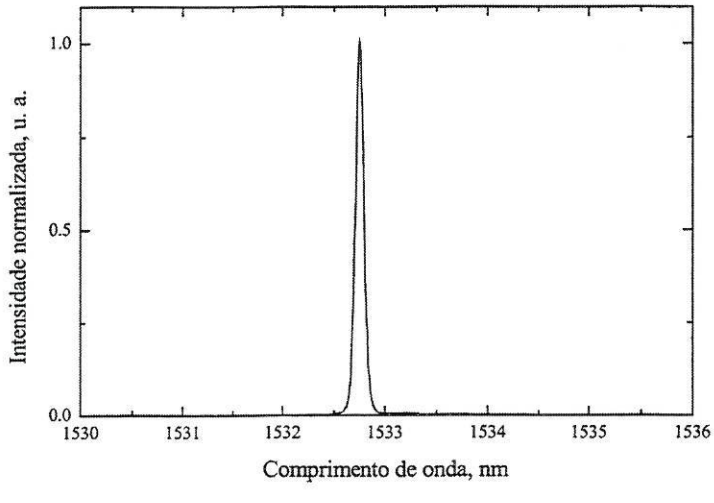


Figura 2.6. Espectro de emissão laser para um pico da curva de transmissão do *etalon* sintonizado pelo filtro.

As elevadas perdas associadas à configuração utilizada (0.5 dB por cada isolador, 2 dB pelo *etalon*, 4.5 dB pelo filtro sintonizável e 1 dB pelas uniões das fibra dopada*) implicam um elevado limiar de acção laser (10 mW) e uma baixa eficiência (6.5%). Por outro lado, as baixas potências de bombagem disponíveis limitam a emissão de, no máximo, 2 mW de potência óptica.

2.4 Lasers *CW* de Alta Potência

Os recentes desenvolvimentos na tecnologia dos díodos laser de bombagem, nomeadamente no que respeita à potência de emissão, têm aberto novos caminhos para o desenvolvimento de sistemas activos em fibra óptica capazes de emitir várias dezenas de watts de potência com distribuição espacial transversal monomodo. A eficiência do acoplamento da potência emitida pelos díodos laser, normalmente caracterizados por uma área de emissão de algumas centenas de μm^2, é no entanto limitada pelas reduzidas dimensões do núcleo das fibras. Só com o aparecimento das fibras ópticas de dupla bainha[36] é que esta evolução viria a ter um real impacto na tecnologia dos dispositivos activos em fibra óptica. A radiação responsável pela excitação óptica é acoplada à bainha interior de maiores dimensões, na maioria dos casos com uma configuração transversal não circular, é confinada pelo menor índice de refracção da bainha exterior e, é absorvida no núcleo monomodo dopado com iões activos. Quanto maior for a abertura numérica da bainha interior mais radiação, emitida pelos díodos laser de bombagem, será capturada e guiada na fibra.

Dado que a energia está distribuída por toda a bainha interior a densidade óptica da bombagem é baixa. Assim, para se obter inversão de população a absorção no núcleo, para os comprimentos de onda de emissão, deverá ser reduzida. Este facto faz com que esta tecnologia seja particularmente apropriada para sistemas de quatro níveis e, por esse motivo, é precisamente com lasers em fibra baseados nestes sistemas que se têm obtido as maiores potências ópticas emitidas. A maior potência emitida por lasers em regime *cw* em fibras dopadas com neodímio foi obtida por Zellmer em 1995 com cerca de 9.2 W[38]. Mas é com fibras dopadas com itérbio que, recentemente, investigadores da empresa americana SDL Inc obtiveram a potência recorde de 110 W com um dispositivo baseado nesta tecnologia[40].

A aplicação da tecnologia de fibras ópticas de dupla bainha a sistemas laser de três níveis, tais como o érbio, não é fácil devido à reabsorção do sinal. Por este motivo os dispositivos ópticos dopados com estes iões apresentam maior limiar de acção laser. A primeira demonstração de acção laser no comprimento de 1.55 μm em fibra de dupla bainha

* Esta fibra, caracterizada em detalhe no capítulo 5, apresenta o núcleo descentrado implicando maiores perdas.

só seria obtido com recurso a co-dopagem do núcleo com iões de itérbio para assistir o processo de bombagem dos iões de érbio e deste modo compensar a baixa taxa de bombagem típica da geometria de dupla bainha[41]. A maior potência obtida por lasers em fibra óptica de dupla bainha dopada com érbio no regime *cw* é de 5 W*.

Até ao momento não foram observados nestes dispositivos quaisquer efeitos catastróficos, tais como fusão térmica, causados pela alta densidade óptica no reduzido núcleo monomodo da fibra de dupla bainha, fazendo prever que maiores potências ópticas poderão ainda vir a ser obtidas sendo "apenas" uma questão de potência de bombagem disponível. Por este motivo é ainda neste tipo de fibras que se concentra o desenvolvimento de lasers no regime *cw*. Pelo contrário, as limitações impostas pelos efeitos não lineares que se fazem sentir, neste tipo de fibras e, para os lasers em regime pulsado (no que respeita à potência de pico e energia dos impulsos obtidos), obrigaram ao desenvolvimento de técnicas alternativas[50, 51, 57, 67, 68, 74, 76, 79, 83 e 84]. A aplicação destas técnicas para o desenvolvimento de fontes laser no regime *cw* permanece no entanto por explorar. Em particular a técnica, descrita na introdução desta dissertação, de recurso a fibras multimodo com distribuição de dopagem optimizada para funcionamento monomodo[68] apresenta-se como a mais promissora. A utilização deste tipo de fibras com uma estrutura tipo *flared*[74] numa cavidade laser convencional deverá permitir o desenvolvimento de lasers *cw* de alta potência e distribuição espacial transversal monomodo.

A aplicação de fibras ópticas de dupla bainha e núcleo multimodo dopado com itérbio foi recentemente demonstrada na operação de um laser no regime *cw*. Para obter uma melhor qualidade da emissão laser os autores utilizaram uma técnica de filtragem espacial baseada num *taper* directamente fabricado na fibra óptica dopada. Foram obtidas potências de 9 W, para feixes ópticos com M^2=1.4, mas à custa de uma penalização de cerca de 20% relativamente à potência óptica emitida pelo mesmo laser a operar numa configuração multimodo[79]. O ganho óptico dos modos guiados pelo núcleo multimodo é o mesmo pois não existe optimização da distribuição espacial dos iões de itérbio nem é garantido um baixo coeficiente de acoplamento intermodal o que implica que os modos superiores são amplificados e, consequentemente, é obtida menor eficiência e baixa qualidade do feixe emitido.

A provar que ainda existem muitas soluções a testar e desenvolver, está o trabalho apresentado recentemente por Anatoly Grudinin e co-autores para um laser *cw* de alta potência com bombagem lateral por díodos laser. Este dispositivo, baseado numa

* J. D. Minelly, Relatório interno do ORC, Universidade de Southampton, Inglaterra 1997.

configuração muito semelhante à do primeiro laser em fibra óptica[87], permite obter potências ópticas na ordem dos 5 W e eficiência de 65% no comprimento de onda de 1.08 μm[84].

2.4.1 Laser *CW* de Alta Potência em Fibra Óptica de Dupla Bainha Dopada com Itérbio

As fontes de alta potência, alto brilho, sintonizáveis e emissão no infravermelho encontram inúmeras aplicações em áreas como a espectroscopia, sistemas de bombagem de lasers e amplificadores em fibra, conversão de frequência e medicina. As fontes desenvolvidas com base na tecnologia de fibras ópticas de dupla bainha e bombagem por díodos laser oferece uma combinação única de alta eficiência, pequenas dimensões, baixa e simples manutenção e alta fiabilidade. Em particular, para os comprimentos de onda na zona de 1 a 1.1 μm, as fibras dopadas com itérbio constituem a melhor opção e, por esse motivo, têm visto uma rápida exploração comercial.

No âmbito do curto estágio efectuado, pelo autor desta dissertação, no ORC da Universidade de Southampton em Inglaterra, foram utilizadas algumas configurações de lasers *cw* em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio para estudar as potencialidades da sua utilização no desenho de um amplificador de alta potência bem como ajudar na sua caracterização. Os resultados obtidos para estas configurações permitiram desenhar o amplificador apresentado e caracterizado no capítulo 7 e são aqui apresentados a título de exemplo de lasers *cw* de alta potência em fibra óptica de dupla bainha.

A continuidade deste trabalho, no que respeita ao desenvolvimento de fontes de alta potência em fibras de dupla bainha, é limitada e comprometida pelo facto de estas fibras não se encontrarem comercialmente disponíveis. O enorme interesse comercial por dispositivos baseados nestes sistemas faz com que os fabricantes de fibras ópticas, mais interessados na comercialização de fontes laser e amplificadores de alta potência, ainda as não disponibilizem. Por este motivo, este tipo de estágio é de extrema importância pois ainda é a única forma para instituições e investigadores que não dispõem de facilidades de fabricação de fibras ópticas contactarem com esta tecnologia. O amadurecimento deste tipo de cooperação deverá, no futuro, permitir uma relação mais intensa com parceria em projectos de investigação nacionais e europeus e, deste modo, possibilitar um maior acesso a estas e outras fibras.

2.4.1.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

Na figura 2.7 são apresentas as duas configurações básicas utilizadas. O meio laser utilizado é caracterizado por uma fibra óptica de dupla bainha em que a bainha interior, de geometria circular, apresenta um diâmetro de 220 μm e a bainha exterior é formada por um

revestimento de borracha de silicone o que implica uma abertura numérica de 0.4 para a bombagem. O núcleo da fibra, dopado com itérbio (10000 ppm) e alumínio (para aumento da solubilidade dos iões activos e responsável pela diferença de índice de refracção), apresenta um diâmetro de 7.6 μm, abertura numérica de 0.1 para a radiação laser e encontra-se desviado de cerca de 30% do centro da fibra para uma maior absorção da bombagem. Como fonte de bombagem foi utilizado um concentrador de díodos laser da empresa Diomed com emissão espectral centrada no comprimento de onda de ~975 nm. Aproximadamente 5 W de potência são acoplados à bainha interior através de um espelho dicróico. A cavidade laser é formada por um espelho de alta reflectividade encostado à extremidade da fibra oposta à de bombagem e pelo acoplador de saída, formado pela reflexão óptica no interface da fibra com o ar, na outra extremidade da fibra.

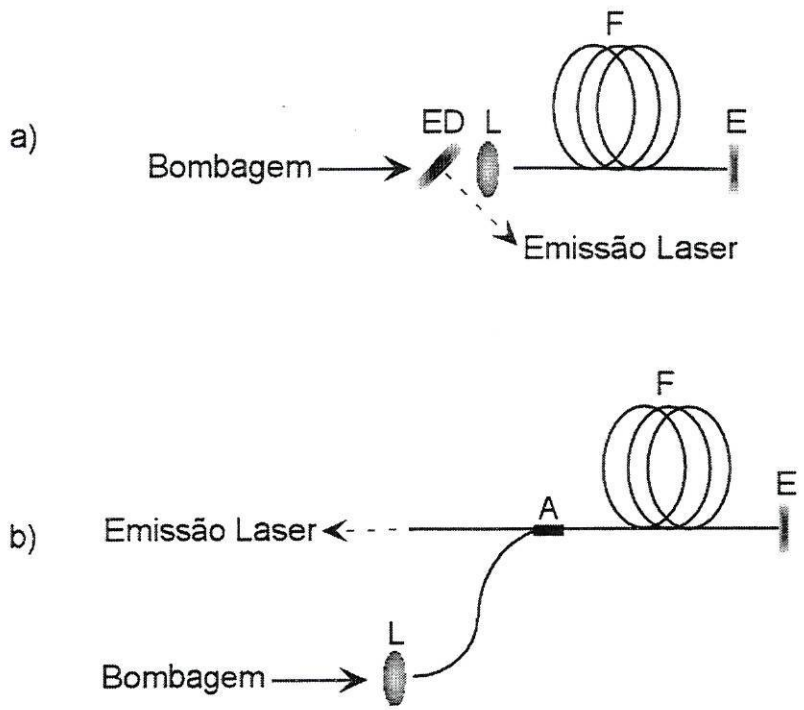


Figura 2.7. Configurações do laser de alta potência em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio com bombagem através de **a)** um espelho dicróico e **b)** um acoplador multimodo. *ED* representa o espelho dicróico, *L* uma lente, *E* o espelho de alta reflectividade, *F* a fibra óptica dopada e *A* o acoplador multimodo.

Na primeira configuração, descrita na figura 2.7 a), a bombagem é efectuada através da extremidade com menor reflectividade através de um espelho dicróico. A segunda configuração, descrita na figura 2.7 b), é semelhante à primeira mas, neste caso, a bombagem é efectuada através de um acoplador multimodo constituído por uma fibra multimodo, com

um núcleo de 125 μm de diâmetro revestido por uma camada de borracha de silicone (formando deste modo a bainha), fundida com a fibra de dupla bainha dopada com itérbio.

2.4.1.2 Experiência, Resultados e Discussão

Inicialmente procedeu-se à determinação do espectro de absorção da fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio. Para tal utilizou-se a técnica de corte sucessivo da fibra óptica medindo o espectro da radiação de uma fonte de luz branca, acoplada à bainha interior da fibra e parcialmente absorvida no núcleo, transmitido pela fibra. A curva espectral da absorção na zona de interesse é apresentada na figura 2.8.

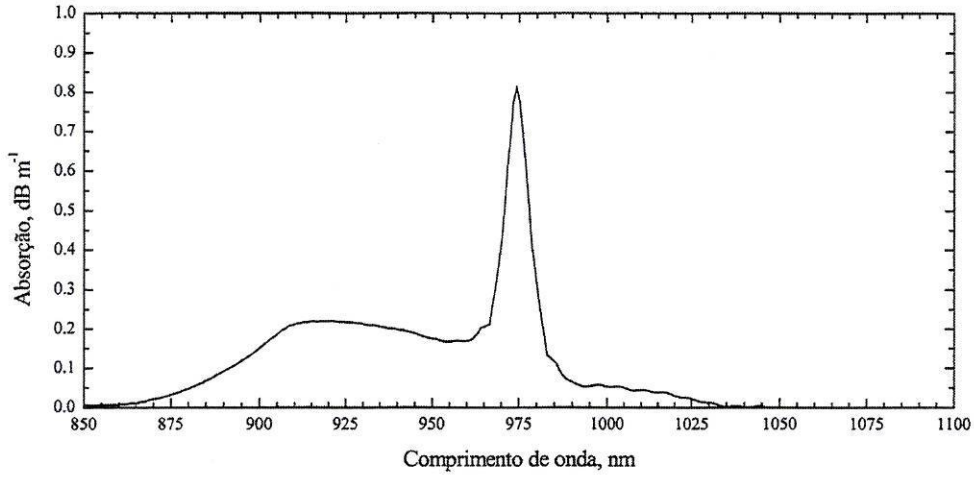


Figura 2.8. Espectro da absorção da fibra de dupla bainha dopada com itérbio.

Existem basicamente três zonas de bombagem para as fibras dopadas com itérbio centradas, respectivamente, nos comprimentos de onda de 910 nm, 975 nm e 1.06 μm. A zona de absorção centrada no comprimento de onda de 910 nm é de extrema importância pois coincide precisamente com zona de emissão de díodos laser de alta potência comercialmente disponíveis a custos bastante baixos. Por outro lado a larga banda de absorção faz com que não seja necessário um controle preciso do comprimento de onda de emissão e, consequentemente, da temperatura de funcionamento dos díodos laser de bombagem. A utilização de filtragem espectral ao longo da fibra (*e. g.* induzida por curvatura) para suprimir a emissão nos comprimentos de onda longos (1000 a 1100 nm) é potencialmente interessante para o desenvolvimento de fontes com emissão a 975 nm ideais para a bombagem de dispositivos em fibra óptica dopada com érbio. No entanto, para emissão nos comprimentos de onda de 1000 a 1100 nm a operação laser é limitada pela ASE presente a 975 nm. Com bombagem por díodos laser com emissão centrada neste comprimento de onda o problema é evitado. O controle do comprimento de onda de emissão e, consequentemente, da temperatura

de funcionamento destes díodos é, no entanto, imperativo para os dispositivos com bombagem neste comprimento de onda, dada a reduzida largura da banda de absorção nesta zona. Os díodos laser de bombagem disponíveis com emissão nesta zona são por outro lado mais caros que os anteriores.

Apesar da pequena absorção, a bombagem destes dispositivos pode ainda ser efectuada nos comprimento de onda de 1047 nm e 1064 nm evitando as limitações impostas pela ASE existente a 1030 nm no funcionamento, dos dispositivos baseados nestas fibras, em comprimentos de emissão superiores. Na implementação dos lasers, a bombagem destas fibras foi efectuada no comprimento de onda de ~975 nm para o qual a absorção é de 0.8 dB/m. Obteve-se ainda um aumento da absorção, neste comprimento de onda, de 0.3 dB/m enrolando-a sobre dois cilindros de diâmetro numa configuração tipo oito.

Com base nestes dados foi escolhido o comprimento total da fibra óptica de 10 m correspondendo, assim, uma absorção superior a 90% da radiação de bombagem acoplada. O laser construído de acordo com a primeira configuração emite radiação centrada no comprimento de onda de 1064 nm, apresenta um limiar de acção laser de 350 mW, eficiência de 56% e potência máxima emitida de 2.2 W para 4.6 W de bombagem acoplada.

Aumentando o comprimento total da fibra em 5 m, forçando o laser a operar em comprimentos de onda mais elevados (1070 nm), o limiar de acção laser aumenta para 540 mW e a eficiência para 64%, com um máximo de potência emitida de 2.8 W para cerca de 4.9 W de bombagem acoplada. O aumento do comprimento da fibra traduziu-se num acréscimo de 40% no limiar de acção laser e de apenas 12.5% da eficiência do laser pelo que maiores comprimentos não implicariam melhoramentos significativos da característica de emissão do laser (figura 2.9).

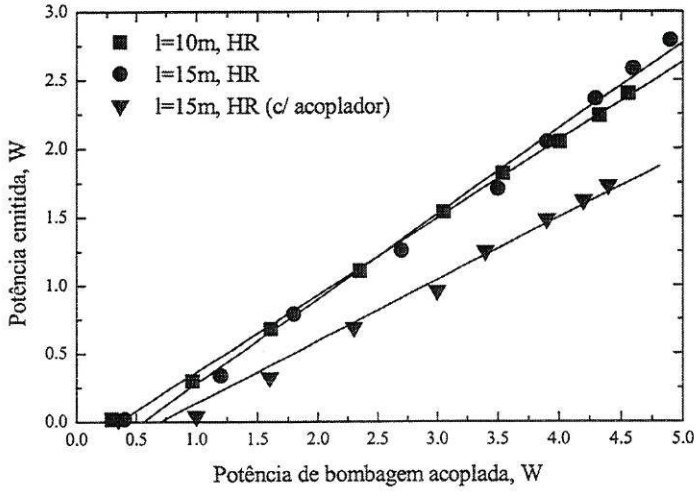


Figura 2.9. Características da emissão laser de uma fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio e configuração descrita na figura 2.7 .

A segunda configuração foi implementada com esta fibra nas mesmas condições do laser anterior. A nova e promissora técnica de bombagem permite o acoplamento à bainha interior de mais de 90% da radiação emitida por díodos laser guiada pela fibra multimodo quando acoplada a esta com uma abertura numérica inferior a 0.2 (para radiação acoplada com uma abertura numérica superior as perdas no acoplamento à bainha interior da fibra óptica de dupla bainha aumentam linearmente*). Esta técnica para além de permitir total acesso aos extremos do dispositivo laser, permite ainda o desenvolvimento de fontes laser compactas numa configuração totalmente em fibra óptica (se para tal se substituir o espelho de alta reflectividade por uma rede de Bragg escrita directamente na fibra óptica). O laser, assim construído, apresenta um limiar de acção laser de 710 mW, eficiência de 45% e potência máxima de 1.75 W para uma bombagem de 4.4 W acoplada através do acoplador multimodo à fibra óptica. Estes resultados significam um aumento do limiar de acção laser de 30% e diminuição da eficiência na mesma proporção, sugerindo que a fusão da fibra multimodo de bombagem perturba o núcleo da fibra de dupla bainha introduzindo perdas adicionais na cavidade laser e, deste modo, aumentando o limiar de acção laser e diminuindo a eficiência. A evolução da tecnologia de fabricação dos acopladores multimodo poderá vir a possibilitar a obtenção de melhores resultados.

De realçar que, ocasionalmente, foram observados, durante a operação laser, efeitos catastróficos nestas fibras resultando em fusão e quebra instantânea da mesma. Tal deve-se ao facto do revestimento destas fibras em borracha de silicone, que constitui a bainha exterior, ser bastante macia e apresentar baixa resistência a rupturas. As ocasionais e inevitáveis micro-rupturas que surgem com o manuseamento destas fibras originam fugas localizadas, da radiação de bombagem que se propaga na bainha interior e, consequentemente, fusão de impurezas que ali se juntam levando à quebra da mesma. Este problema poderá ser resolvido com recurso a outros tipos de bainha exterior (*e. g.* em sílica).

2.5 Lasers *CW* por Efeitos Não Lineares

O espalhamento estimulado de Raman (SRS) e o espalhamento estimulado de Brillouin (SBR) são dois importantes efeitos não lineares que permitem que fibras ópticas não dopadas funcionem como lasers sintonizáveis e amplificadores ópticos. Por outro lado são efeitos que limitam o desempenho dos sistemas de comunicações ópticas multilinha transferindo energia de um canal para os canais vizinhos (*crosstalk).*

---

* C. C. Renaud, Relatório interno do ORC, Universidade de Southampton, Inglaterra 1998.

Num meio não linear o espalhamento espontâneo de Raman converte uma pequena fracção da potência óptica do feixe incidente noutro feixe óptico com uma menor frequência (maior comprimento de onda), determinada pelos modos de vibração do meio. Este efeito é denominado de efeito de Raman[11] e é descrito pela mecânica quântica como o espalhamento de um fotão incidente, causado pela interacção com uma molécula, para um fotão de menor frequência enquanto esta efectua uma transição entre dois estados de vibração. A radiação incidente funciona como bombagem da radiação, deslocada em frequência, normalmente denominada de onda de Stokes.

O efeito não linear de SBS pode ocorrer nas fibras ópticas para menores potências do que as necessárias para SRS. Tal como o efeito de SRS, o espalhamento estimulado de Brillouin é caracterizado pela geração de uma onda de Stokes a frequências inferiores à da radiação de bombagem incidente de acordo com as propriedades do meio. No entanto existem diferenças significativas entre os dois efeitos. Por exemplo, a onda de Stokes gerada pelo efeito de SBS propaga-se na direcção oposta à da bombagem enquanto que a gerada pelo efeito de SRS pode propagar-se nas duas direcções, o desvio da frequência da onda gerada é cerca de três ordens de grandeza inferior e o limiar de acção deste efeito depende da largura espectral da radiação de bombagem. Todas estas diferenças advêm do facto de no efeito de SBS participarem os denominados fonões acústicos enquanto que no de SRS participam os fonões ópticos.

Classicamente, o processo de SBS é descrito como a interacção paramétrica entre a onda de bombagem, a onda de Stokes e uma onda acústica. A bombagem origina o aparecimento de ondas acústicas através do processo electrostático que por sua vez induz uma modulação do índice de refracção. A rede assim criada espalha a radiação de bombagem através de difracção de Bragg e é desviada em frequência devido ao efeito de Doppler associado com o facto da rede se mover a uma determinada velocidade acústica. Quanticamente este processo é descrito como a aniquilação de um fotão incidente e a criação simultânea de um fotão de Stokes e de um fonão acústico.

2.5.1 Lasers de Raman

Numa aproximação simples, para bombagem contínua, o crescimento inicial da onda de Stokes é dada por[11]:

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_b I_s \qquad (2.5)$$

onde I_s representa a intensidade da onda de Stokes, I_b a intensidade da onda de bombagem e g_R o coeficiente de ganho de Raman. Este último coeficiente está relacionado com a secção eficaz do espalhamento espontâneo de Raman, experimentalmente mensurável ou, a um nível mais fundamental, está relacionado com a parte imaginária da susceptibilidade não linear calculada usando uma aproximação quântica. O coeficiente de ganho de Raman para as fibras ópticas em sílica foi inicialmente medido por Stolen *et al* nas primeiras experiências de SRS em fibras monomodo[119].

A característica mais relevante do ganho de Raman em fibras de Sílica é que este se estende sobre uma larga banda de frequências (até 40 THz) com um pico a 13 THz (60-100 nm). Em materiais amorfos, tais como a sílica, as frequências de vibração das moléculas estendem-se em diversas bandas que se sobrepõem criando um contínuo de frequências. Como resultado, e ao contrário da maioria dos materiais em que o ganho de Raman ocorre apenas para frequências especificas, nas fibras em sílica o ganho de Raman ocorre para uma larga banda contínua de frequências. Verifica-se ainda que, quando a potência da radiação de bombagem excede um determinado valor (ponto critico) o crescimento da radiação de Stokes no pico do ganho de Raman cresce de forma exponencial. O ponto critico do efeito de Raman é considerado como a potência de bombagem necessária, injectada na fibra, para que no outro extremo a potência da onda de Stokes seja igual à potência de bombagem residual e, é dado, numa aproximação de um espectro do ganho de Raman do tipo Lorentziano, por[120]:

$$P_c \cong \frac{A_{ef} 16}{g_R L_{ef}} \tag{2.6}$$

onde A_{ef} representa a área efectiva do núcleo (no caso de uma fibra multimodo é o inverso do integral de sobreposição) e L_{ef} o comprimento efectivo de interacção, dado por[11]:

$$L_{ef} = \frac{1}{\alpha_b}\left[1 - e^{(-\alpha_b L)}\right] \tag{2.7}$$

e, onde α_b representa o coeficiente de absorção para a bombagem e L o comprimento total da fibra. O ponto critico, para o caso da onda de Stokes contra-propagante, é dado pela equação 2.6 substituído o factor numérico 16 por 20. Como o ponto critico para a onda de Stokes co-propagante é alcançado primeiro, geralmente não é observado o SRS contra-propagante em fibras ópticas. Após alcançar o ponto critico a potência de bombagem é rapidamente transferida para a onda de Stokes. Em teoria, à excepção das perdas, a potência de bombagem

é totalmente transferida para a onda de Stokes, no entanto, na prática a onda de Stokes serve como onda de bombagem para outra onda de Stokes de segunda ordem, e assim sucessivamente enquanto a condição descrita pela equação 2.6 for satisfeita.

Uma das mais importantes aplicações do fenómeno de SRS em fibras ópticas é a que resulta no desenvolvimento de lasers de Raman. Estes lasers não só apresentam relativamente baixo limiar de acção (comparado com o limiar para uma única passagem) bem como podem ser sintonizados num intervalo de frequências até 10 THz[121]. A configuração básica de um laser de Raman é formada por um troço de fibra monomodo colocada entre dois espelhos parcialmente reflectores formando uma cavidade Fabry-Perot. Para efectuar a sintonia pode ser colocado um prisma na cavidade dispersando espacialmente as várias frequências de Stokes[122]. Ajustando o espelho pode-se sintonizar cada uma destas frequências. O limiar de acção laser é dado pelo ganho necessário para igualar as perdas da cavidade[11]:

$$G = e^{(2 g_R P_1 L_{ef} / A_{ef})} = \gamma \tag{2.8}$$

onde G e γ representam, respectivamente, o ganho e as perdas por volta na cavidade.

O limiar de acção laser do primeiro laser de Raman era bastante elevado (cerca de 500 W) devido às reduzidas dimensões da fibra utilizada (1.9 m)[119]. Em experiências subsequentes este valor foi reduzido para cerca de 1 W usando fibras com comprimentos na ordem dos 10 m[121]. Desde então inúmeros trabalhos têm sido apresentados em lasers de Raman baseados em cavidades totalmente em fibra, constituídas por redes de Bragg em cascata[123] ou, mais recentemente, com acopladores[124] e potências emitidas acima de 1 W.

Estes lasers são extremamente interessantes por permitem obter acção laser em praticamente qualquer comprimento de onda (desde que se disponha de bombagem apropriada) e, em particular, permitirem converter a radiação de díodos lasers de alta potência com emissão a 910 nm para os comprimentos de onda de bombagem do érbio.

2.5.2 Lasers de Brillouin

O efeito de SBS foi inicialmente observado em 1964[125] e desde então tem sido intensivamente estudado. De uma forma similar à apresentada para o efeito de SRS, o ponto critico para este efeito é dado por[120]:

$$P_c \cong \frac{A_{ef} 21}{g_B L_{ef}} \tag{2.9}$$

onde g_B representa o ganho de Brillouin. O espectro do ganho de Brillouin é, em contraste com o de Raman, bastante estreito, na ordem de 10 MHz, centrado na frequência deslocada, da frequência da bombagem, de[11]:

$$\nu_B = \frac{2n\nu_A}{\lambda_b} \tag{2.10}$$

onde, ν_B representa a frequência óptica de desvio de Brillouin, ν_A a velocidade da onda acústica e λ_b o comprimento de onda de bombagem.

Tal como no caso de SRS o ganho de Brillouin pode ser utilizado para obter lasers de Brillouin colocando a fibra entre dois reflectores. Cavidades laser tipo Fabry-Perot e em anel podem ser utilizadas para estes lasers. O limiar de acção laser é consideravelmente reduzido comparativamente ao de uma única passagem descrito pela equação 2.9. Tipicamente o factor numérico da equação 2.9 é substituído por um valor de 0.1 a 1 dependendo das perdas da cavidade.

Na primeira demonstração de um laser *cw* de Brillouin[126] numa configuração em anel com 9.5 m de fibra foi obtido um limiar de aproximadamente 100 mW, devido às elevadas perdas da mesma para o comprimento de onda de bombagem. Mais tarde, este valor seria reduzido para apenas 0.56 mW numa configuração em anel totalmente em fibra óptica[127]. A característica de emissão espectral estreita das cavidades em anel pode ser utilizada em aplicações em sensores, tais como giroscópios[128] e sensores de corrente eléctrica[129] ou, com fibras dopadas com érbio, no desenvolvimento de lasers com emissão em frequência única[130]. Os lasers de Brillouin baseados em cavidades Fabry-Perot exibem características bastante diferentes dos baseados em cavidades em anel. O facto de, nestas configurações, existirem basicamente duas ondas contra-propagantes origina o aparecimento de ondas de Stokes com desvio positivo e negativo em frequência. O número de ondas de Stokes geradas depende da potência de bombagem disponível. Estes sistemas, com emissão multilinha, são potencialmente interessantes para aplicações em sistemas DWDM.

2.6 Conclusão e Perspectivas de Desenvolvimento Futuro

Em conclusão, neste capítulo são referenciados alguns dos mais recentes desenvolvimentos e aplicações dos lasers em fibra óptica no regime contínuo bem como são introduzidos, de uma forma resumida, os conceitos básicos para o seu desenho e apresentadas algumas das configurações habituais. São ainda abordados os temas de: lasers *cw* com emissão espectral estreita (com emissão sintonizável e/ou em frequência única), lasers *cw* de

alta potência e lasers *cw* por efeitos não lineares. Inseridos nestes temas, são ainda apresentados dois trabalhos experimentais efectuados no desenvolvimento, nomeadamente, de um laser *cw* sintonizável e emissão espectral estreita em fibra monomodo dopada com érbio e de um laser *cw* de alta potência em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio.

Os lasers *cw* com emissão espectral estreita sintonizáveis e/ou emissão em frequência única baseados nos dopantes mais conhecidos estão já bastante explorados. As diferentes técnicas e configurações apresentadas permitiram já a obtenção, por exemplo para o érbio, de eficiências acima dos 50% (para bombagem a 980 nm), largura de banda de sintonia de mais de 50 nm e largura de linha na ordem dos kHz para os comprimentos de onda de 1.55 μm. Estando já praticamente coberta toda a largura de emissão deste e doutros dopantes mais conhecidos, aproximando-se a eficiência destes dispositivos do limite quântico e caminhando-se para larguras de linha cada vez mais estreitas coloca-se a pergunta sobre o que resta fazer nestes dispositivos. As perspectivas de novos desenvolvimentos estão agora claramente virados para outros dopantes e/ou novos hospedeiros cujas características estão ainda por explorar. Por outro lado existem ainda alguns problemas a resolver nos dispositivos já desenvolvidos, tais como estabilidade, ruído e fiabilidade. Se bem que a solução para alguns destes problemas pode ainda passar por novas configurações é actualmente um problema sobretudo de engenharia.

Tendo em vista as potenciais aplicações destes dispositivos em sistemas de navegação de helicópteros, para voos a baixa altitude e, a possível colaboração, no âmbito de um projecto de investigação, com as Forças Armadas Portuguesas, foi elaborada uma proposta para o desenvolvimento de um laser *cw* com emissão em frequência única estável baseado na tecnologia de redes de Bragg e na configuração MOPA.

O desenvolvimento de novas fibras ópticas baseadas numa estrutura de dupla bainha veio revolucionar a área dos dispositivos activos em fibra óptica e abrir novas perspectivas de desenvolvimento. Aliada à já conhecida configuração MOPA, esta tecnologia permite o escalonamento da potência óptica em dispositivos em fibra óptica monomodo para valores nunca antes alcançados. São sobretudo de realçar os impressionantes resultados recentemente apresentados para um laser *cw* em fibra óptica dopada com itérbio com uma potência óptica emitida acima dos 110 W. Não tendo sido observados quaisquer efeitos catastróficos causados pela elevada densidade óptica no núcleo monomodo prevêem-se ainda resultados superiores aos obtidos sendo apenas necessário optimizar os métodos de acoplamento de potência de bombagem à fibra. Neste aspecto há que realçar em especial os dois mais promissores, baseados no acoplamento lateral da bombagem através de aberturas em V ou acopladores multimodo. Por outro lado o desenvolvimento de fibras ópticas multimodo optimizadas para propagação única do modo fundamental, proposta e demonstrada nesta dissertação, em

conjunção com métodos de filtragem espacial baseados em dispositivos tipo *flared*, pela primeira vez demonstrados pelo autor, deverá permitir o desenvolvimento de fontes ópticas *cw* de alta potência.

Dada a dificuldade de se encontrar, comercialmente disponível, a fibra de dupla bainha e tendo em conta a experiência adquirida com as fibras ópticas multimodo referidas, a investigação de fontes *cw* de alta potência a desenvolver no futuro deverá recair sobre esta última tecnologia. Os resultados preliminares demonstram, no entanto, que apesar da optimização da distribuição espacial transversal do ganho no núcleo multimodo destas fibras, ocorre oscilação de modos superiores quando estas são introduzidas numa cavidade laser tipo Fabry-Perot convencional. A supressão total dos modos superiores poderá ser efectuada através de filtragem espacial. A utilização, para este efeito, de uma fibra multimodo baseada numa estrutura tipo *flared*, em que as dimensões do núcleo aumentam gradualmente ao longo do comprimento da fibra para valores característicos das fibras multimodo, encontra-se em fase de implementação experimental. Para uma melhor compreensão dos fenómenos envolvidos deverá ainda proceder-se à modelização dos dispositivos ópticos baseados nesta tecnologia.

No que respeita aos lasers baseados em fenómenos não lineares existem ainda grandes perspectivas de desenvolvimento tendo em conta as suas potenciais aplicações em, por exemplo, giroscópios e fontes ópticas de bombagem.

Por último, deverá ser referido que as duas experiências incluídas neste capítulo são apresentadas com o objectivo de ilustrar, na prática, a aplicação de algumas das técnicas referidas. A configuração apresentada para o laser sintonizável e emissão espectral estreita em fibra óptica dopada com érbio foi inicialmente projectada para o desenho do laser no regime *Q-switched* e emissão multilinha apresentado no capítulo seguinte. Esta configuração permite no entanto diversos tipos de operação laser dependendo apenas de alterações mínimas. Por outro lado as características de emissão poderão ser ainda melhoradas diminuindo as perdas da cavidade e o seu comprimento total, introduzindo uma fibra com maior nível de dopagem e sobretudo aumentando a potência de bombagem. A inovação introduzida nesta configuração prende-se com a utilização, pela primeira vez num laser em fibra, de um novo tipo de *etalon* recentemente desenvolvido.

Os resultados apresentados para as diferentes configurações de lasers *cw* em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio permitiram estudar as potencialidades da sua utilização no desenho de um amplificador de alta potência bem como ajudar na sua caracterização. Este trabalho, inserido no curto estágio efectuado pelo autor desta dissertação no ORC da Universidade de Southampton em Inglaterra, permitiu desenhar o amplificador apresentado e caracterizado no capítulo 7 e, é aqui apresentado a título de exemplo de um laser *cw* de alta

potência em fibra óptica de dupla bainha. A continuidade deste trabalho, no que respeita ao desenvolvimento de fontes de alta potência em fibras de dupla bainha é, tal como referido anteriormente, limitada e comprometida pelo facto de estas fibras não se encontrarem comercialmente disponíveis. A inovação introduzida neste trabalho prende-se com a utilização de acopladores multimodo para acoplamento da radiação de bombagem emitida por díodos laser à fibra de dupla bainha.

3

Lasers Pulsados no Regime *Q-switched*

3.1 Introdução

Os desenvolvimentos obtidos na última década nos dispositivos lasers em fibra óptica resultam essencialmente da evolução tecnológica alcançada nas fontes de bombagem de alta potência e nos processos de fabricação das fibras dopadas com terras raras. Para algumas aplicações, tais como sistemas de sensores distribuídos de temperatura e radares lasers, são requeridas fontes lasers pulsadas com características especiais nomeadamente, alta potência de pico (detecção de temperatura por efeito de Raman), espectro de emissão estreito (detecção de temperatura por efeito de Brillouin)[131] e alta energia (radares laser por efeito de Doppler)[132]. Devido ao seu baixo limiar de dano óptico os lasers semicondutores não são apropriados para estas aplicações. Por outro lado, o vidro pode suportar densidades ópticas bastante mais altas (várias ordens de grandeza superior) sem sofrer qualquer tipo de dano óptico. A utilização de lasers em fibra directamente modulados sob a forma de *Q-switch*, bombeadas por díodos laser de alta potência, apresentam-se por este motivo, entre outros, como fontes ideais para a geração de impulsos de curta duração e elevada potência de pico.

Os longos tempos de vida dos níveis superiores laser de algumas terras raras, como o érbio e o neodímio, fazem destes fontes ideais para operação laser no regime *Q-switched*. Os primeiros lasers *Q-switched* em fibra óptica foram precisamente obtidos com estes dois dopantes[25, 26 e 27]. Desde então vêm sendo demonstrados novos lasers recorrendo a diferentes dopantes[133].

A técnica de *Q-switching* é universalmente utilizada para gerar impulsos curtos de alta intensidade. Neste processo, a qualidade da cavidade laser, definida pelo factor Q, é de alguma forma diminuída (introdução de elevadas perdas) diminuindo a realimentação laser enquanto a fibra está sob bombagem. A contínua bombagem da fibra resulta numa inversão máxima da população e, portanto, num aumento do ganho óptico enquanto a energia é armazenada. Após alcançar o máximo de inversão de população o factor Q da cavidade é rapidamente aumentado (diminuição das perdas introduzidas). Instantaneamente, o ganho é muito superior ao limiar de acção laser e consequentemente o número de fotões na cavidade aumenta rapidamente e a inversão de população diminui drasticamente resultando na emissão

laser num curto espaço de tempo e portanto na emissão de um impulso. Este processo de interrupção da acção laser aumentando e diminuindo o factor Q da cavidade pode ser repetida para produzir um trem de impulsos com a duração típica de algumas dezenas a centenas de nanosegundos.

3.2 Conceitos e Considerações Básicas

O processo de *Q-switching* encontra-se esquematicamente ilustrado na figura 3.1.

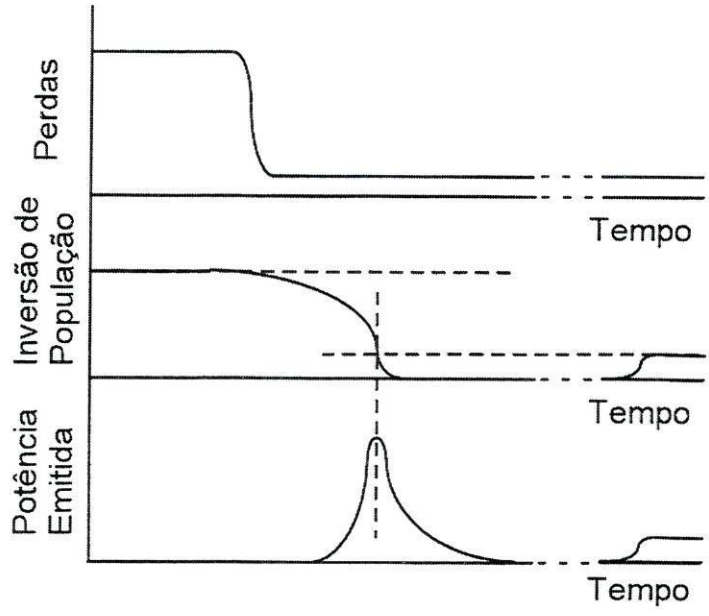


Figura 3.1. Ilustração do processo de *Q-switching*.

Inicialmente as perdas da cavidades são estabelecidas para um valor elevado. O processo de bombagem permite que a inversão de população (e portanto o ganho) aumente para valores superiores aos obtidos sob acção laser no regime *cw*. Quando as perdas da cavidade são alteradas para um valor inferior, o elevado ganho da cavidade origina a rápida amplificação da emissão espontânea sob a forma de um impulso gigante. Este impulso reverte a população do estado excitado para o fundamental fazendo com que a inversão de população decaia rapidamente para um valor abaixo do limiar de acção laser e, deste modo, extingue o impulso. Se as perdas da cavidade forem mantidas no seu valor mínimo, será atingido um estado estacionário de inversão de população e emissão laser *cw*. Para evitar que tal aconteça as perdas da cavidade deverão ser alteradas novamente para valores elevados antes do tempo necessário para se atingir as condições estacionárias. A quantidade de energia armazenada na fibra óptica é limitada pela emissão espontânea que provoca uma diminuição da inversão da população.

A eficiência dos lasers *Q-switched* em fibra óptica depende de um elevado número de parâmetros da cavidade. A sua optimização implica um compromisso entre diferentes mecanismos. De uma forma geral, é intuitivo que quanto maior for a potência de bombagem maior será a potência de pico e, que quanto menor for o tempo de decaimento dos fotões na cavidade menor será a largura do impulso. No entanto, relativamente a esta última consideração, existe alguma contradição já que o aumento das perdas da cavidade diminui a largura do impulso mas aumenta o limiar de acção laser.

A modelização computacional é uma poderosa ferramenta na caracterização e previsão dos resultados experimentais e pode ser utilizada para a optimização do desenho da cavidade laser. A análise computacional de lasers *Q-switched* em fibra óptica foi efectuada com detalhe por diversos autores para diferentes sistemas[131, 23, 134 e 135]. Os resultados obtidos pela teoria e, confirmados pela experiência, sobre a dependência das características da emissão no regime *Q-switched* de lasers em fibra óptica com alguns dos parâmetros da cavidade laser são aqui resumidamente apresentados.

No que respeita ao efeito da potência de bombagem verifica-se que, uma vez razoavelmente afastado do limiar de acção laser a potência de pico cresce linearmente com a potência de bombagem enquanto, por outro lado, é observada uma redução da largura do impulso. As limitações ao máximo de potência de pico que pode ser obtida pelos sistemas laser pulsados advêm de efeitos não lineares, ASE e aparecimento de acção laser *cw* entre impulsos devido a, em geral, não se poder obter uma profundidade de modulação, das perdas da cavidade, suficientemente elevada.

No desenho de um laser em fibra óptica no regime *cw*, o comprimento da fibra dopada (meio de ganho) óptimo é aquele para o qual a absorção da bombagem é praticamente total (de acordo com uma regra prática, cerca de 90%). O aumento do comprimento da fibra acima deste valor óptimo não trás consequências significativas, em termos de perdas introduzidas, para os sistemas de quatro níveis. Pelo contrário, num sistema de três níveis o aumento do comprimento da fibra traduz-se num aumento significativo da perdas (induzidas por reabsorção). No regime pulsado de *Q-switching*, o comprimento da fibra tem um papel principal na determinação das características de emissão. Tal deve-se ao fenómeno de competição entre o ganho e o tempo de decaimento dos fotões da cavidade (ambos aumentam com o comprimento da fibra). Se o comprimento da fibra dopada for demasiado pequeno a absorção da bombagem é reduzida, consequentemente o ganho é pequeno e, portanto, a potência de pico é baixa. Aumentando o comprimento da fibra dopada atinge-se um ponto óptimo para o qual a potência de pico é máxima e a duração do impulso mínima (não necessariamente coincidentes para os dois parâmetros) a partir do qual a potência de pico começa a baixar pois a largura do impulso aumenta. Mais, verifica-se que o comprimento

óptimo do meio de ganho para os lasers no regime *Q-switched* nem sempre coincide com o valor óptimo para os mesmos lasers no regime *cw*[135]. O aumento do nível de dopagem permite a utilização de menores comprimentos de fibra óptica. A formação de aglomerados limita o nível de dopagem possível de obter num determinado material.

O efeito da transmissão do acoplador de saída é semelhante ao do comprimento da fibra, ou seja, existe um valor óptimo para o qual a potência de pico é máxima e o comprimento do impulso é mínimo. Neste caso uma alta transmissão (baixa realimentação) representa altas perdas da cavidade, elevado limiar de acção laser, baixo ganho e, portanto, baixa potência de pico. Diminuindo a transmissão aumenta o ganho e a potência de pico enquanto diminui a largura do impulso. A partir do ponto óptimo a potência acoplada para o exterior começa a diminuir, o tempo de decaimento dos fotões na cavidade aumenta, aumenta a largura do impulso e diminui a potência de pico.

A potência média e energia dos impulso dependem fortemente da taxa de repetição. A potência média do laser aumenta assimptoticamente com a taxa de repetição até ao valor máximo de potência *cw*. Por outro lado a energia diminui devido ao tempo de recuperação finito dos sistemas laser. Para baixas taxas de repetição, a energia do impulso é limitada pela ASE.

Para além das já citadas existem ainda outras considerações a ter em conta no desenho de lasers *Q-switched* em fibra óptica, nomeadamente o grau de sobreposição da bombagem e do sinal, as dimensões do núcleo e a geometria da cavidade. As implicações, no desempenho do laser, destes parâmetros poderão ser simuladas numericamente usando os modelos disponíveis[131 e 134], quando aplicáveis.

3.3 Métodos de *Q-switching*

Como foi atrás referido o processo de *Q-switching* baseia-se na modulação periódica das perdas (ou factor Q) da cavidade laser. É necessário, antes de descrever os diferentes métodos de modulação, examinar alguns dos aspectos a considerar para os dispositivos de modulação das perdas da cavidade.

O primeiro a considerar será o coeficiente de extinção, ou seja, a razão da transmissão do dispositivo entre os estados de altas e baixas perdas introduzidas. Uma insuficiente extinção implica a existência de acção laser no regime *cw* quando a cavidade está na condição de elevadas perdas. Outro aspecto importante é o tempo de abertura e fecho (transição entre altas e baixas perdas e vice versa). Para um dispositivo eficiente o tempo de fecho/abertura deverá ser bastante inferior ao tempo de crescimento do impulso (tempo que medeia entre o instante da abertura da cavidade e o instante para o qual é atingido o valor da potência que

seria emitida pela cavidade numa situação estacionária). Se o tempo de abertura do dispositivo for superior ao tempo de crescimento do impulso observa-se uma diminuição da energia extraída. Se, adicionalmente, o tempo em que o dispositivo está aberto for suficientemente longo poderá observar-se o aparecimento de múltiplos impulsos (que extraem a restante energia). Para evitar estes efeitos são requeridos dispositivos com tempos de abertura/fecho na ordem de algumas dezenas de nanosegundos. Deve-se ainda referir que para os sistemas com ganhos elevados (tais como os sistemas laser em fibra óptica dopada com érbio) um tempo de abertura/fecho extremamente reduzido poderá estimular o aparecimento do efeito conhecido por oscilação de relaxação.

Finalmente, a taxa de repetição da modulação das perdas é também um parâmetro importante. Uma taxa de repetição demasiado elevada impede a recuperação do valor máximo da inversão de população e, consequentemente implica uma diminuição da energia extraída pelos impulsos gerados.

Os diferentes métodos de *Q-switching*, que podem ser basicamente divididos em dois grupos; *Q-switching* activo e *Q-switching* passivo, são descritos nas secções seguintes.

3.3.1 *Q-switching* Activo

O método mais simples de modular periodicamente as perdas da cavidade laser consiste na introdução de uma roda metálica perfurada ou espelho em rotação. A maior vantagem deste método mecânico é a alta extinção, que garante que não ocorrerá acção laser durante o período de maiores perdas da cavidade. A acção laser só pode ocorrer no curto intervalo de tempo em que a realimentação é assegurada (pelas abertura ou alinhamento do espelho). Outra vantagem destes sistemas é o facto de as perdas de inserção serem nulas durante o período de abertura do dispositivo. As desvantagens são o tempo de abertura/fecho (na ordem dos 100 μs para uma roda metálica típica de 5 cm de diâmetro, valores na ordem de alguns μs podem ser alcançados com focagem do feixe óptico na roda), bastante lento quando comparado com outros dispositivos, e o ruído de vibração que ocasionam problemas de estabilidade entre os impulsos gerados. A simplicidade deste método aliado ao seu alto coeficiente de extinção independente do comprimento de onda, fazem com que ainda hoje seja utilizado para demonstração de *Q-switching* em novos lasers em fibra óptica.

A utilização de um modulador acusto-óptico (AOM) para a modulação periódica das perdas da cavidade laser constitui o método mais utilizado para obter acção laser no regime *Q-switched*[25, 26 e 27]. Para maior detalhe da caracterização e princípio de funcionamento destes dispositivos recomenda-se a consulta da referência 136. Estes moduladores, com controle electrónico, são caracterizados pela sua rapidez de abertura/fecho (10-100 ns) e altas taxas de repetição (MHz). Por outro lado, apresentam um limitado coeficiente de extinção,

dependendo da configuração utilizada, devido à sua tipicamente baixa eficiência de difracção. A eficiência de difracção depende de vários parâmetros tais como, potência RF, comprimento de interacção e grau de sobreposição entre a onda acústica e o feixe óptico. Se a focagem do feixe óptico diminui o tempo de abertura/fecho, por outro lado diminui também a eficiência de difracção ou exige maiores potências RF. Uma baixa sobreposição do feixe óptico com onda acústica também diminui a eficiência de difracção. Existe portanto um compromisso entre a eficiência e o tempo de fecho/abertura destes dispositivos.

Os dispositivos acusto-ópticos podem ser utilizados para modulação de perdas da cavidade laser numa configuração de ordem zero ou de primeira ordem, correspondendo à utilização como realimentação do feixe, respectivamente, não difractado e difractado. Na primeira configuração a situação de menores perdas (maior Q) é obtida para o laser na situação de desligado (potência RF aplicada nula) e a realimentação é efectuada pela reflexão, do feixe não difractado, no acoplador de saída. Após a emissão do impulso o AOM é ligado, impedindo a emissão laser e permitindo a recuperação da inversão de população necessária para o próximo impulso. Após atingir o máximo de energia armazenada o AOM pode ser desligado permitindo a emissão de um novo impulso. Nesta configuração, e devido à limitação da eficiência de difracção dos AOM, existe ainda alguma realimentação na condição de baixo Q (elevadas perdas). Devido aos elevados ganhos associados aos sistemas laser em fibra óptica dopada com terras raras esta realimentação pode ser suficiente para permitir a operação laser no regime *cw*. Nestes casos deverá ser imposta uma limitação ao nível de potência da bombagem o que significa uma limitação imposta à energia e potência de pico a extrair pelo impulso.

Outra solução para este problema é a utilização de uma configuração de primeira ordem em que a realimentação é efectuada pelo feixe difractado reflectido pelo acoplador de saída. Com o AOM desligado não existe difracção e portanto não pode haver acção laser. A supressão de acção laser durante o período de baixo Q da cavidade é, neste caso, obtida à custa de uma maior perda de inserção. Na primeira configuração estas perdas devem-se apenas às perdas de transmissão do modulador (tipicamente na ordem de 0.5 dB) enquanto que na segunda são dadas pelo produto das perdas de transmissão do modulador pelo quadrado da eficiência de difracção. Este aumento de perdas de inserção obriga a um aumento da potência de bombagem para que o mesmo nível de energia seja armazenado. Uma outra vantagem desta última configuração tem a ver com o facto de que o AOM precisa de ser ligado apenas por curtos períodos de tempo, reduzindo os problemas de efeitos térmicos.

As células de Pockets, ou moduladores electro-ópticos (EOM), são dispositivos que se baseiam na introdução de uma rotação da polarização do feixe óptico que atravessa um cristal com birrefringência induzida por um campo eléctrico aplicado. Estes dispositivos, em

conjunto com um elemento de polarização, podem ser utilizados para modulação periódica das perdas da cavidade laser. Tal como com os AOM existem duas configurações possíveis para a utilização de um EOM. A primeira consiste na aplicação de um campo eléctrico tal que o dispositivo funciona como uma lâmina de um quarto de onda ($\lambda/4$). Nesta condição, a polarização da radiação na cavidade laser é rodada de 90° para uma volta completa e é extinta pelo elemento de polarização. A condição de alto Q da cavidade é obtida desligando o campo eléctrico aplicado. A segunda consiste na introdução, na cavidade laser, de uma lâmina de um quarto de onda para obter a condição de baixo Q. A aplicação do campo eléctrico ao EOM permite cancelar este efeito e estabelecer uma condição de elevado Q para a cavidade. Esta opção apresenta a vantagem de apenas ser necessário aplicar o campo eléctrico durante o curto espaço de tempo necessário para a emissão do impulso mas obriga à introdução de mais um elemento na cavidade laser.

Os EOM permitem obter tempos de abertura/fecho bastante pequenos (<4 ns), boa estabilidade entre impulsos e altos coeficientes de extinção (95-99%). Por outro lado, as altas tensões eléctricas requeridas para a modulação (0-5 kW), que poderão interferir com outros equipamentos, são a sua grande limitação. O desenvolvimento destes dispositivos em óptica integrada permitiu a redução da tensão eléctrica necessária para valores na ordem de algumas dezenas de volts. No entanto, estes dispositivos apresentam algumas desvantagens tais como as elevadas perdas de acoplamento às fibras ópticas devido à sua diferente estrutura modal e elevadas perdas de propagação. Apesar das elevadas perdas de inserção, cerca de 9 dB, e relativamente baixa modulação das perdas da cavidade (10 dB) foram obtidos, na primeira utilização com sucesso destes dispositivos num laser em fibra dopada com neodímio, impulsos com 100 ns de duração e 1.6 W de potência de pico[137].

3.3.2 *Q-switching* Passivo

A simplicidade inerente aos processos de modulação das perdas por métodos passivos constitui o principal atractivo para a sua utilização em lasers *Q-switched.* Nestes casos o modulador é substituído por um absorvedor saturável, caracterizado por um sistema de dois níveis com uma separação de energias correspondente à da transição laser. Inicialmente, as perdas no absorvedor são elevadas e, à medida que os fotões vão sendo absorvidos pelo material, a população do estado fundamental vai diminuindo e o seu coeficiente de absorção diminui (um processo denominado de branqueamento pelo facto de conduzir à transparência do material). Eventualmente o absorvedor aproxima-se de um estado de baixas ou nulas perdas introduzidas por saturação da absorção e é permitida a emissão laser. Dada a rapidez de recuperação do absorvedor a emissão só pode ser efectuada num curto espaço de tempo após o qual o absorvedor recomeça a absorver os fotões da cavidade laser.

Consequentemente, apenas é permitida a emissão periódica de um curto impulso. A primeira implementação desta técnica foi efectuada introduzindo um corante entre a extremidade da fibra e o acoplador de saída[138]. Na realidade este laser operava no regime de *mode-locking* e *Q-switching* obtendo-se impulsos de 8 ns de duração e 9 W de potência de pico dentro do impulso *Q-switch* envolvente.

A utilização de espelhos semicondutores como absorvedor saturável (SESAM)[139 e 140] em conjunção com um espelho de alta reflectividade para permitir múltiplas reflexões no SESAM e, deste modo, obter impulsos com maiores energias foi recentemente demonstrado numa fibra LMA dopada com érbio. Com esta configuração foram obtidos impulsos com energia até 0.1 mJ e potências de pico até 7 kW[54 e 55].

3.3.3 Modulação em Fibra Óptica

Uma elegante alternativa aos métodos de modulação citados anteriormente são os métodos (activos ou passivos) de modulação baseados em fibras ópticas que evitem a interrupção da cavidade para introdução dos elementos de modulação. Apesar de este objectivo ainda não ter sido totalmente alcançado algumas interessantes propostas têm vindo a ser apresentadas nesse sentido[141 e 131].

Chernikov *et al* demonstraram, recentemente um inovador laser com auto iniciação do regime pulsado de *Q-switching*. O principio de operação explora o mecanismo da reflexão por espalhamento de Brillouin distribuído na fibra óptica (SBS) como um método passivo de *Q-switching*[142]. O SBS provoca uma forte realimentação da cavidade laser sob a forma de um curto impulso de relaxação (alguns nanosegundos) o que é equivalente a um aumento de várias ordens de grandeza do coeficiente Q da cavidade durante esse período de tempo. A geração de impulsos com potências de pico acima dos 10 kW é demonstrada numa fibra monomodo dopada com itérbio. Estas elevadas potências originam, por SRS, um espectro supercontínuo de emissão. Este mecanismo é no entanto caracterizado por alguma instabilidade da taxa de repetição associada a alterações no comprimento de onda de emissão. Os mesmos autores propuseram uma pequena modulação da bombagem à mesma taxa para maior estabilização. Mais tarde, Chen *et al* propuseram a utilização deste mesmo mecanismo numa configuração híbrida, utilizado em conjunto com um AOM, numa fibra de dupla bainha dopada com neodímio. Deste modo, as características de emissão *Q-switch*, típicas desta técnica de modulação activa, são melhoradas e impulsos com potências de 4 kW e duração de 2 ns são obtidos[143].

A utilização de dois elementos selectivos em comprimento de onda na cavidade laser para gerar impulsos Q-switch[144] foi pela primeira vez demonstrada num laser em fibra óptica por Oleg Okhotnikov *et al*[145]. Os autores propuseram e demonstraram a utilização

intra-cavidade de um semicondutor como fonte de bombagem e modulador do coeficiente Q da cavidade. O laser semicondutor funciona como um *etalon* para os comprimentos de onda de emissão laser cujas características são alteradas dependendo da corrente aplicada. Uma pequena modulação da corrente do díodo laser não altera a potência média emitida pelo mesmo e portanto a bombagem não é diminuída, no entanto, as características do *etalon*, formado pelas faces do semicondutor, alteram-se significativamente fazendo variar a periodicidade da função de modulação em comprimento de onda das perdas introduzidas. Esta propriedade é utilizada para o varrimento em comprimento de onda de um dos picos da transmissão do *etalon* sobre a resposta espectral estreita de um outro elemento selectivo em comprimento de onda (*e. g.* rede de Bragg) colocado na cavidade laser e, deste modo, apenas no curto tempo em que ambos estão alinhados existe acção laser sob a forma de um impulso.

3.4 Laser *Q-switched* em Fibra Óptica com Emissão Espectral Multilinha

O largo espectro de fluorescência das terras raras em sílica permite um longo intervalo sintonia do comprimento de onda de emissão de lasers no regime *cw*. A introdução de elementos na cavidade laser para obter *Q-switching* aumenta o limiar de acção laser e, portanto, a necessidade de maiores potências de bombagem para obter o mesmo intervalo de sintonia. Os lasers sintonizáveis (com sintonia continua ou descontinua) são dispositivos importantes em redes e sistemas WDM. O largo espectro de ganho óptico do érbio despertou um considerável interesse que resultou no desenvolvimento de fontes laser sintonizáveis com emissão espectral em frequência única ou emissão multilinha (emissão simultânea em diversos comprimentos de onda). Foram já demonstrados diversos lasers, com longos intervalos de sintonia espectral, recorrendo a diferentes dispositivos de discriminação de comprimento de onda[146, 147 e 148]. A velocidade dos mecanismos de sintonia tem também progredido consideravelmente[149 e 150].

Tal como referido no capítulo anterior, os desenvolvimentos obtidos na fabricação de *etalons* em fibra óptica sintonizáveis, por actuação de filmes piezoeléctricos, permitiu o desenvolvimento de filtros sintonizáveis com baixas perdas de inserção, baixa sensibilidade à polarização, baixa tensão eléctrica de controle e alta taxa de sintonia (10 nm/μs)*. Estes dispositivos apresentam elevado potencial para uma variedade de novas aplicações. Nesta secção é demonstrada a operação no regime pulsado de um laser em fibra óptica com emissão multilinha, explorando a utilização de um filtro Fabry-Perot com controle electrónico para,

* Filtro sintonizável MEM-TUNE, CoreTek, Inc.

simultaneamente, seleccionar o comprimento de onda de emissão e modular o coeficiente Q da cavidade óptica.

3.4.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

O esquema experimental utilizado encontra-se esquematicamente representado na figura 3.1.

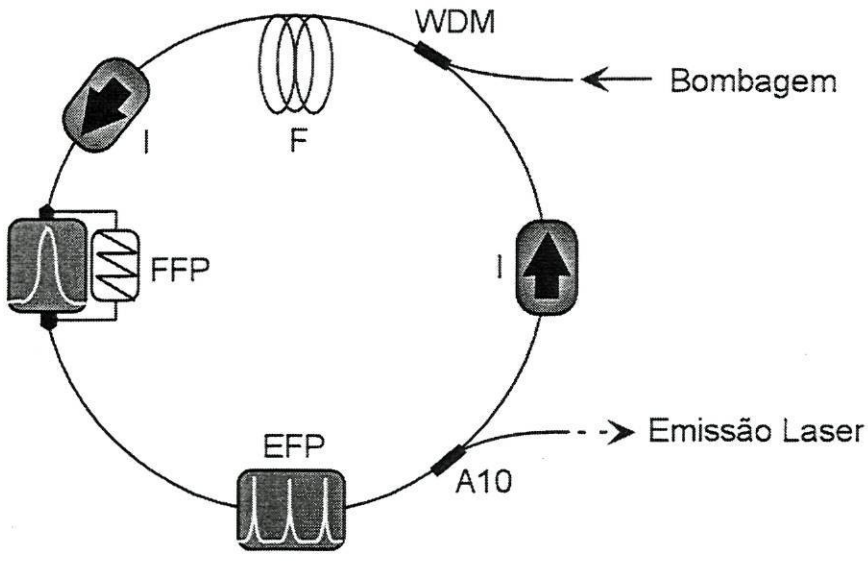


Figura 3.1. Esquema experimental da cavidade em anel para um laser *Q-switched* com emissão espectral multilinha. *F* representa a fibra dopada com terras raras, *I* o isolador óptico, *FFP* o filtro Fabry-Perot em fibra óptica, *EFP* o *etalon*, *A10* o acoplador de saída 90/10 e W*DM* o acoplador WDM.

A cavidade em anel é formada por 4 metros de fibra óptica monomodo dopada com érbio e alumínio (como dopante responsável pela variação do índice de refracção)* um acoplador WDM para acoplamento da radiação de bombagem emitida no comprimento de onda de 980 nm por um díodo laser (100 mW), dois isoladores ópticos com isolamento de 40 dB cada (asseguram a propagação em sentido único), um *etalon* com conexão por fibra óptica, em filtro Fabry-Perot e fibra e um acoplador 90/10 para acoplar para o exterior cerca de 10% da radiação laser, num comprimento total de aproximadamente 16 m.

O *etalon* utilizado como um filtro com transmissão periódica apresenta um FSR de 0.535 nm, *finesse* de 76 e permite a oscilação laser em cerca de 100 comprimentos de onda, cobrindo todo o espectro de ganho do amplificador. O filtro Fabry-Perot (FP) em fibra, com

* Para mais informação sobre as características desta fibra consultar o capítulo 5

uma largura espectral a meia altura de 0.24 nm, permite a sintonia num intervalo de 60 nm à taxa de ~3.6 nm/V e velocidade até 10 nm/μs.

O princípio básico de funcionamento, similar ao descrito nas referências 144 e 145, baseia-se na modulação do comprimento de onda numa cavidade laser incorporando dois elementos com discriminação espectral. A alteração do comprimento de onda de emissão e das perdas da cavidade (factor Q) é obtido por modulação da posição espectral da janela de transmissão de um filtro FP com respeito às janelas de transmissão óptica de um *etalon*. A utilização de um *etalon* FP intra-cavidade tem o efeito de introduzir uma característica periódica, determinada pela *finesse* e comprimento óptico do *etalon*, nas perdas da cavidade. Quando um determinado pico de transmissão (em comprimento de onda) do *etalon* instantaneamente coincide com o pico de transmissão do filtro FP sintonizável o factor Q da cavidade sofre uma mudança de um baixo valor para um elevado valor. Com um ajuste apropriado da amplitude de modulação e *Bias* (componente DC) o filtro FP efectua um varrimento sobre todos os picos de transmissão do *etalon*, localizados na zona espectral de ganho óptico do amplificador. Dada a periodicidade da transmissão do *etalon* (picos igualmente espaçados em comprimento de onda), no limite de um varrimento linear do filtro FP, os impulsos *Q-switched* correspondentes a diferentes comprimentos de onda são também igualmente espaçados no tempo.

3.4.2 Experiência, Resultados e Discussão

Inicialmente, e numa tentativa de obter o máximo de canais em comprimento de onda, foi aplicada uma função de modulação tipo dente de serra ao filtro sintonizável com um componente DC de ~10 V, amplitude de ~13.5 V e frequência de 1 kHz, para obter um varrimento em comprimento de onda de 1525 nm a 1575 nm. A figura 3.2 apresenta o espectro de emissão laser no regime *Q-switched* de ~90 canais com uma separação igual à FSR do *etalon* FP.

A potência média emitida é de 2 mW, limitada pela bombagem acoplada (cerca de 40 mW) e altas perdas da cavidade óptica (2 dB no *etalon*, 4.6 dB no filtro FP em fibra e 0.5 dB em cada união da fibra dopada*, no acoplador de saída e isoladores ópticos num total aproximado de 9 dB de perdas totais).

Em todas as medições efectuadas a largura espectral a meia altura (FWHM) de cada canal é inferior ao limite de resolução do analisador de espectros óptico utilizado† (0.1 nm).

---

* Devido ao facto de ter um núcleo descentrado de ~3 μm

† ANDO AQ-6312B

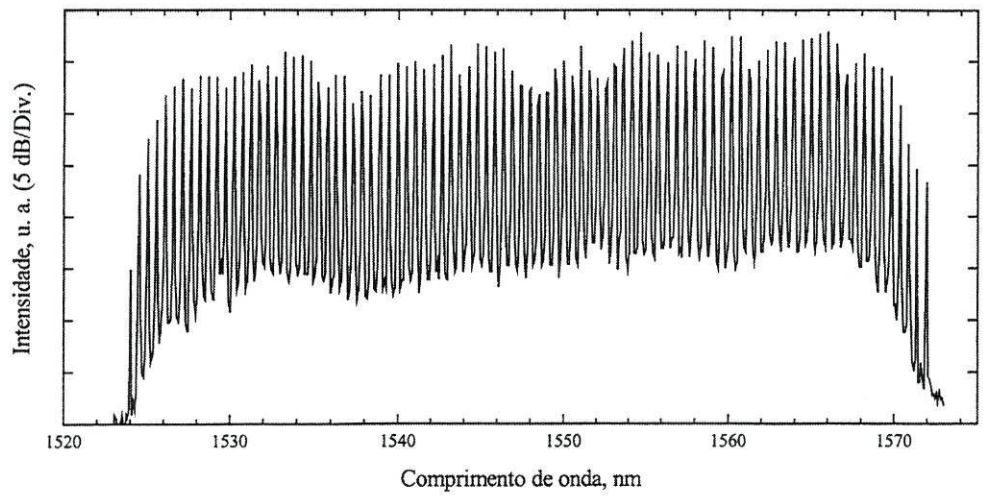


Figura 3.2. Espectro da emissão laser *Q-switched* em ~90 canais.

O número de canais e comprimento de onda central é facilmente controlado através do valor do nível DC e amplitude da modulação aplicada ao filtro FP em fibra. De forma a correlacionar mais facilmente o comportamento do laser nos domínios do comprimento de onda e tempo o número de canais foi diminuído através da redução da amplitude de modulação.

As figuras 3.3 e 3.4 apresentam, respectivamente, o espectro óptico de 28 canais de emissão laser e o correspondente trem de impulsos.

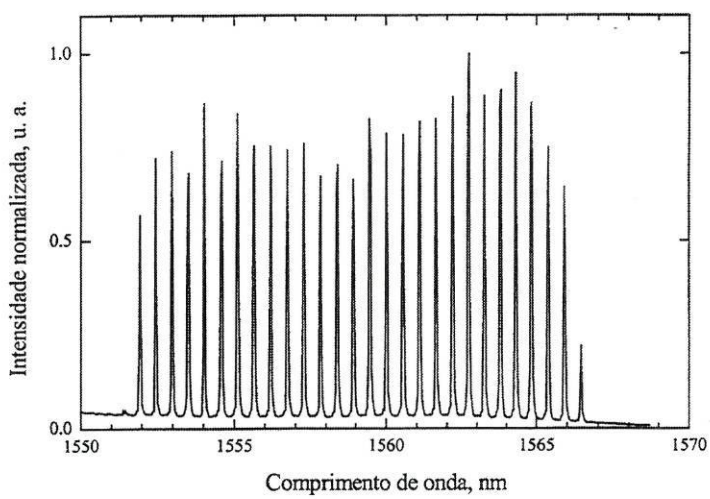


Figura 3.3. Espectro óptico da emissão laser *Q-switched* em 28 canais.

Como é evidente, para a mesma frequência de modulação a taxa de repetição dos impulsos é multiplicada por um factor igual ao número de canais *Q-switched*. Assim, para uma modulação de cerca de 1 kHz a taxa de repetição é de ~30 kHz. Dado que a curva

espectral do ganho não é plana (o comprimento total da fibra dopada foi escolhida para minimizar a excursão do ganho a um máximo de ~7 dB), para cada comprimento de onda o ganho do amplificador é diferente e, consequentemente, resultam diferentes amplitudes dos impulsos correspondentes a cada canal. A análise das figuras 3.3 e 3.4 permite identificar, para cada canal em comprimento de onda, o correspondente impulso no trem gerado.

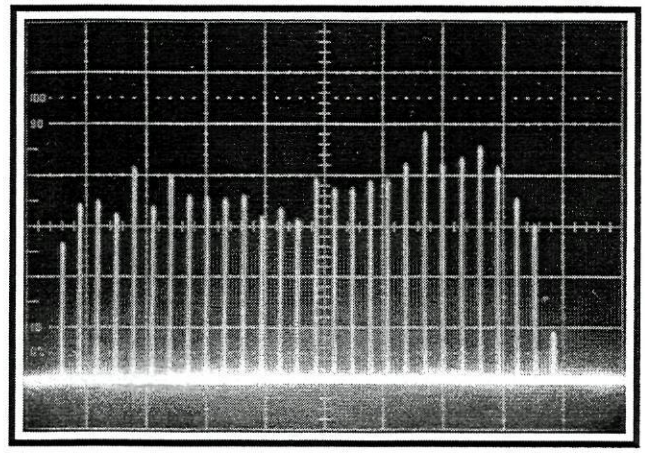


Figura 3.4. Comportamento, no domínio do tempo, da emissão laser *Q-switched* em 28 canais. Foto do trem de impulsos apresentado no osciloscópio.

A frequência da modulação em comprimento de onda aplicada e a *finesse* do filtro FP determinam o tempo de abertura/fecho de cada canal emitido bem como o intervalo de tempo entre a emissão de cada canal. O aumento da frequência de modulação também permite evitar o aparecimento de fenómenos transitórios. Acima de ~1 kHz o intervalo de tempo entre a emissão de cada canal é bastante inferior ao período típico das oscilações de relaxação evitando, deste modo, o aparecimento de impulsos secundários.

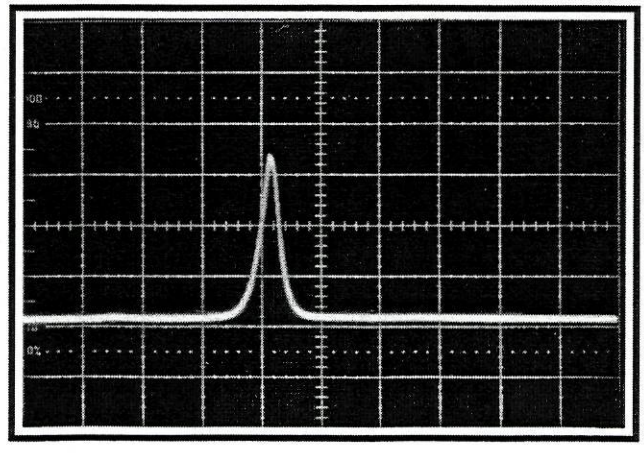
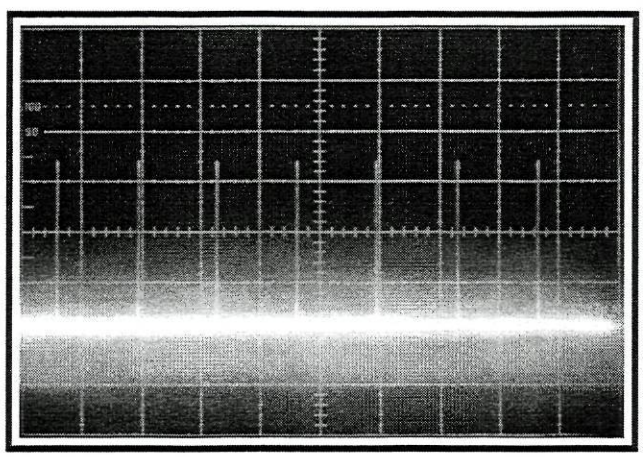


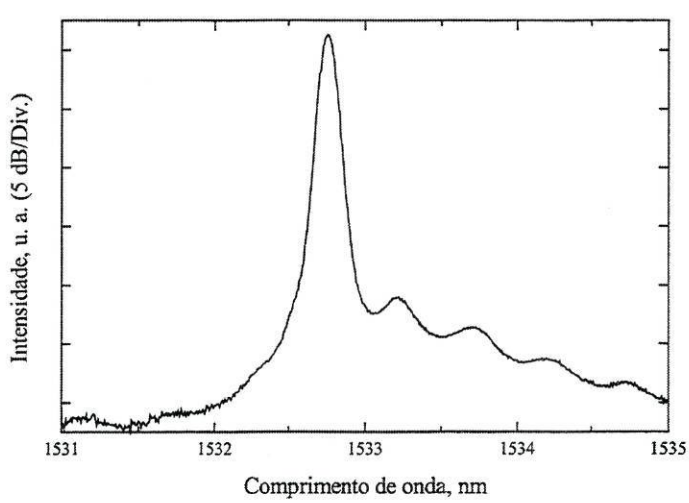
Figura 3.5. Impulso típico do laser *Q-switched* para uma modulação de 2 kHz. A escala é de 500 ns/div.

Deve ainda ser realçado que esta técnica de *Q-switching* apresenta um elevado coeficiente de extinção evitando completamente o aparecimento de acção laser *cw* entre os impulsos.

Uma pequena modulação espectral da transmissão do filtro FP em fibra em torno de um pico de transmissão do *etalon* FP permite obter acção laser *Q-switched* para um único canal e, consequentemente, a emissão de um impulso por período de modulação. Para um período modulação de 2 kHz obteve-se um impulso com duração de 300 ns e potência de pico de ~7 W (figura 3.5). A figura 3.6 apresenta as características de emissão laser no regime *Q-switching* para a emissão num único comprimento de onda nos domínios temporal e espectral.



a)



b)

Figura 3.6. Características da emissão laser *Q-switched* num único canal, **a)** no domínio do tempo, foto do trem de impulsos no osciloscópio (500 μs/div.) e, **b)** no domínio do comprimento de onda, correspondente espectro óptico.

Em suma, é demonstrado um laser *Q-switched* em fibra óptica dopada com érbio capaz de emitir até cerca de 90 canais em comprimento de onda. O laser usa um filtro intra-cavidade sintonizável em comprimento de onda para obter impulsos *Q-switched*, e cujo comprimento de onda de emissão é diferente para cada impulso gerado.

Melhorando o desenho da cavidade óptica (reduzindo as perdas, a excursão do ganho e aumentando o espectro do ganho óptico) prevê-se a possibilidade de se obter um maior número de canais emitidos e maior uniformidade entre impulsos. A utilização de um filtro FP em fibra óptica rápido para modular o factor Q da cavidade oferece a vantagem de baixas perdas de inserção, alto coeficiente de extinção e baixa tensão eléctrica de controlo. O laser utiliza componentes disponíveis comercialmente e espera-se ser ideal para diversas aplicações em sistemas WDM tais como para teste de componentes e referenciação de comprimento de onda[151], bem como fonte pulsada para sistemas de sensores distribuídos[131 e 152] e espectroscopia.

3.5 Lasers *Q-switched* de Alta Potência em Fibra Óptica

Tal como referido anteriormente, as limitações ao máximo de energia que pode ser extraída dos sistemas laser pulsados advêm de efeitos não lineares, ASE e aparecimento de acção laser *cw* entre impulsos devido às limitações do coeficiente de extinção do modulador.

A densidade óptica presente na cavidade de lasers de alta potência pode ser considerável. Por este motivo deverá ser prestada especial atenção aos possíveis danos ópticos e interacções ópticas não lineares. Parece ser improvável que venham a existir problemas com os revestimentos ópticos dieléctricos em espelhos e outros dispositivos utilizados no desenho de lasers pulsados de alta potência em fibra óptica. Os desenvolvimentos obtidos nesta tecnologia permite a sua utilização em sistemas laser baseados nas tecnologias convencionais de estado sólido capazes de gerar impulsos com potências na ordem dos MW. O maior problema poderá advir de danos causados ao material do modulador ou das resinas utilizadas para união dos componentes (microlentes, etc.). No entanto, também nestas tecnologias têm-se assistido a significativos avanços. Os danos ópticos causados na superfície destes dispositivos obviamente são anulados com a utilização de moduladores totalmente em fibra óptica.

O principal efeito não linear que poderá ocorrer na presença de elevadas potências é o SRS. Estabelecendo como condição crítica a situação em que a potência óptica contida na zona espectral do desvio de Stokes de primeira ordem é cerca de 10% da contida no espectro de emissão laser, o parâmetro a considerar deverá ser o produto da potência de pico do impulso com o comprimento da fibra, dado por[120]:

$$\left[PL_{ef}\right]_c = \frac{80 A_{ef}}{g_R} \tag{3.1}$$

onde os diferentes parâmetros têm o mesmo significado dos da equação 2.6. Para valores típicos este produto assume valores na ordem dos 3000 Wm[141].

O outro efeito não linear que poderá limitar a potência dos impulsos emitidos é SBS. Tal como para o SRS o factor crítico é dado por[120]:

$$\left[PL_{ef}\right]_c = \frac{100 A_{ef}}{g_B} \tag{3.2}$$

onde os diferentes parâmetros têm o mesmo significado dos da equação 2.9. Para valores típicos este produto assume valores na ordem dos 20 Wm[141]. À partida parece que este efeito é mais importante que o de SRS dado ser necessário menores comprimentos de fibra ou menores potências de pico para que se atinja o limite crítico. No entanto tal não é verdade pois este produto crítico é aplicado à potência contida na zona espectral de ganho de Brillouin que é bastante mais estreita que a de Raman.

Estes fenómenos poderão ser mais importantes nas aplicações em que são requeridos impulsos de longa duração e portanto longos comprimentos de fibra (radares laser para monitorização atmosférica[132]) ou para os sistemas em que os impulsos são "transportados" em fibra óptica. Por outro lado nas aplicações em sensores distribuídos este fenómeno pode ser, ao contrário das situações anteriores, de grande utilidade.

As técnicas de *Q-switching* permitem obter, em fibras ópticas monomodo, impulsos com duração de alguns nanosegundos a taxas de repetição de alguns kHz e energias tipicamente na ordem dos 10 μJ. A utilização de fibras monomodo de dupla bainha permite o acoplamento de maiores potências de bombagem e a obtenção de impulsos *Q-switched* na ordem de algumas dezenas de microjoules. No entanto, para muitas aplicações são desejáveis impulsos com maior energia e maiores potências de pico. Neste sentido o grande confinamento do modo nas fibras monomodo típicas implica várias restrições aos valores máximos permitidos.

As fibras LMA, baseadas na diminuição da NA, permite o aumento das dimensões do modo da fibra monomodo e, deste modo, a melhoria das características dos impulsos emitidos. No entanto, outros problemas surgem com a utilização destas fibras, tais como o aumento de perdas por micro-curvaturas. No que respeita às dimensões máximas possíveis de obter, para o modo fundamental, esta técnica apresenta limitações impostas pelas tolerâncias de fabricação (NA mínimas de ~0.06). O primeiro laser no regime pulsado *Q-switching* activo

implementado em fibra LMA gerou impulsos com 10 ns de duração e potências de pico superiores a 4 kW para taxas de repetição de 500 Hz[52]. Energias na ordem dos 180 μJ e potências de pico de 3.4 kW foram posteriormente obtidos num laser *Q-switched* em fibra LMA[53]. A utilização destas fibras em lasers pulsados por métodos de *Q-switching* passivo só viria a ser demonstrada em 1999[54 e 55].

As fibras multimodo permitem obter um significativo aumento das dimensões do modo fundamental. Tais fibras, contudo, não são adequadas para aplicações em que se requer boa qualidade do feixe devido à sua emissão multimodo. A utilização destas fibras em dispositivos activos com distribuição transversal de potência monomodo só veio a ser possível graças aos novos desenvolvimentos obtidos no desenho das mesmas.

A utilização de fibras activas multimodo em dispositivos com distribuição espacial transversal monomodo foi demonstrada, pela primeira vez, por Okhotnikov em co-autoria com o autor desta dissertação[67]. A selecção da propagação do modo fundamental nas fibras activas multimodo utilizadas foi obtida através da optimização do nível e da distribuição espacial dos iões activos responsáveis pelo ganho dentro do núcleo altamente multimodo da fibra óptica[68].

A grande capacidade de armazenamento de energia e sua eficiente extracção, neste tipo de fibras, seria comprovada mais tarde pelos mesmos autores, com a amplificação de impulsos *Q-switched*, gerados por um díodo laser, num sistema com vários patamares de amplificação em que o último patamar é constituído pela fibra multimodo referida. De acordo com as previsões teóricas será possível obter energias superiores a 1 mJ com algumas modificações na montagem experimental utilizada[72]. Para além de eliminar a incompatibilidade destas fibras com os sistemas e dispositivos em fibra monomodo a estrutura tipo *flared* em fibra óptica multimodo recentemente demonstrada[74] deverá permitir o desenho de dispositivos laser *Q-switched* de alta potência de pico e alta energia.

As fibras multimodo com reduzido acoplamento modal permitem a propagação única do modo fundamental para comprimentos significativos das mesmas[76]. Os sistemas baseados nestas fibras requerem, no entanto, um controlo apertado do acoplamento da radiação para o modo fundamental e são mais sensíveis a perdas por curvatura. Como o aumento do diâmetro externo da fibra diminui o coeficiente de acoplamento modal esta técnica é particularmente apropriada para fibras baseadas numa estrutura de dupla bainha em que o núcleo apresenta dimensões típicas das fibras multimodo.

Integrando alguns dos conceitos acima referidos investigadores da Universidade de Southampton em Inglaterra demonstraram um laser pulsado no regime de *Q-switching* activo, em fibra LMA multimodo dopada com érbio, capaz de gerar impulsos de energia 0.5 mJ para um valor de M^2=1.2 e 0.8 mJ para M^2=2 [81]. Os mesmos investigadores, demonstraram a

operação multi-watt, multi-milijoule de um laser em fibra óptica de dupla bainha com reduzida abertura numérica e distribuição confinada dos iões de itérbio responsáveis pelo ganho no núcleo multimodo. Este dispositivo integra praticamente todas as técnicas previamente descritas (ainda que não totalmente optimizadas) e permitiu obter impulsos com 2.3 mJ de energia para taxas de repetição de 500 Hz e potência média de 5 W para maiores taxas de repetição com um valor de $M^2=3$ [83].

Uma maior optimização do desenho destas fibras, deverá no futuro permitir obter potências médias na ordem de várias dezenas de watts, energias acima de 10 mJ e potência de pico de várias centenas de MW.

3.6 Conclusão e Perspectivas de Desenvolvimento Futuro

Em conclusão, neste capítulo é apresentada uma revisão dos mais recentes desenvolvimentos e aplicações dos lasers em fibra óptica pulsados no regime *Q-switched.* Os vários métodos convencionais de *Q-switching* e os mais recentes desenvolvimentos nas técnicas de modulação são introduzidos e discutidos. Neste contexto, é apresentado um inovador laser pulsado no regime *Q-switched* e emissão espectral multilinha em fibra óptica monomodo dopada com érbio. A técnica utilizada para a obtenção dos impulsos assenta na utilização de dois elementos Fabry-Perot na cavidade laser para controle simultâneo das perdas da cavidade e do comprimento de onda de emissão. O curto tempo na variação da *finesse* da cavidade, baixas perdas de inserção, altos níveis de extinção do sinal, baixa tensão eléctrica de controle e fácil implementação são algumas das vantagens apresentadas. Por outro lado a experiência pode ser totalmente automatizada permitindo o controle eléctrico do comprimento de onda de emissão, do número de canais emitidos e das características dos impulsos gerados. O laser utiliza componentes disponíveis comercialmente e espera-se ser ideal para diversas aplicações em sistemas WDM tais como para teste de componentes e referenciação de comprimento de onda. Um esquema semelhante, baseado na substituição do *etalon* por um circulador óptico e múltiplas redes de Bragg estabilizadas em temperatura, encontra-se em fase de implementação experimental. Estas fontes apresentam um enorme potencial para aplicação em sistemas de monitorização remota do perfil da distribuição de temperatura. O desenvolvimento de uma fonte com as características adequadas para esta aplicação na monitorização de meios aquáticos (importante por exemplo no estudo e monitorização das condições do habitat marinho, marés e correntes marítimas, etc.) é o objecto de um projecto em desenvolvimento.

De uma forma geral as técnicas de *Q-switching* encontram-se bem desenvolvidas para aplicação em lasers em fibra. As mais recentes evoluções tecnológicas no que respeita ao

desenho de novas fibras tem permitido aumentar a potência de pico e energia extraída por impulsos *Q-switch* em fibra óptica. As várias técnicas apresentadas, nomeadamente: a diminuição da abertura numérica, a utilização de fibras de dupla bainha, diminuição do coeficiente de acoplamento modal, aumento das dimensões do núcleo para valores típicos de fibras multimodo com optimização do nível e distribuição espacial transversal dos iões activos e dos iões responsáveis pela diferença de índice e a aplicação de técnicas de filtragem espacial baseadas em estruturas tipo *taper* e tipo *flared*, têm permitido constantes evoluções neste campo. As experiências efectuadas até ao momento, envolvendo algum nível de integração das técnicas referidas, permitiram já a obtenção de dispositivos em fibra com características de emissão até há bem pouco tempo consideradas impossíveis de alcançar com a tecnologia de fibras ópticas. Para esta evolução contribuiu significativamente o trabalho desenvolvido pelo autor no desenho de fibras ópticas multimodo com perfil de emissão e propagação monomodo, apresentada nos capítulos 5, 6 e 7 desta dissertação. A aplicação desta tecnologia, nomeadamente, numa estrutura tipo *flared*, no desenho de lasers *Q-switched* em fibra óptica de alta potência encontra-se ainda por explorar.

A recente entrada dos dispositivos em fibra óptica pulsados no domínio das energias multi-milijoule e potências multi-watt abre novas perspectivas de aplicação desta tecnologia, nomeadamente em sistemas LIDAR para monitorização atmosférica e no processamento industrial de materiais. O estado, ainda relativamente imberbe, desta tecnologia apresenta grandes perspectivas de evolução e inovação futura. Em especial ainda há muito a fazer na optimização do desenho das fibras e modelização dos dispositivos laser.

4

Lasers Pulsados no Regime *Mode-locked*

4.1 Introdução

Para algumas aplicações, tais como amostragem electro-óptica, detecção remota e telecomunicações, são exigidas fontes laser capazes de gerar impulsos com durações inferiores aos obtidos através de *Q-switching* ou *Gain-switching*. Estes impulsos ultra-curtos podem ser obtidos por uma fonte laser através do processo coerente de *mode-locking*. Este processo corresponde a ligar os diferentes modos longitudinais, dentro do espectro do ganho do laser, forçando-os a manter uma relação de fase constante entre si. Esta relação de fase é obtida através da modulação de um parâmetro da cavidade (tal como o comprimento, as perdas ou a bombagem) à frequência fundamental da cavidade ou um seu harmónico.

A teoria detalhada do fenómeno de *mode-locking* poderá ser encontrada em qualquer livro sobre lasers[23, 24 e 153]. Para compreender o conceito e os princípios físicos fundamentais do *mode-locking* pode-se, no entanto, recorrer a um simples modelo. Considere-se inicialmente que o laser se encontra a funcionar no regime *cw*. Na ausência de elementos selectivos em frequência (comprimento de onda), tais como *etalons*, o laser opera simultaneamente num elevado número de modos longitudinais suportados pela cavidade e amplificados pelo meio de ganho. A separação em frequência entre cada modo é dado por[23]:

$$\Delta\nu = c/L_o \tag{4.1}$$

onde, c representa a velocidade da luz e L_0 o caminho óptico para uma volta completa na cavidade. O funcionamento multimodo dos lasers deve-se ao facto de a largura espectral do ganho exceder a separação intermodal. O campo óptico pode ser descrito então por:

$$E(t) = \sum_{m=-M}^{M} E_m e^{-j(\omega_m t - \phi_m)} \tag{4.2}$$

onde: E_m, ϕ_m e ω_m representam, respectivamente, a amplitude, a fase e a frequência do modo m. O inteiro m representa o número do modo de tal forma que o número total de modos é

dado por 2M+1. Se todos os modos oscilam independentemente uns dos outros então a intensidade (dada pela norma do campo total) é independente do tempo, pois os termos cruzados são nulos. Esta é a situação para os lasers multimodo (longitudinal) no regime *cw*.

O fenómeno de *mode-locking* ocorre quando os diferentes modos são sincronizados de tal modo que a diferença de fase entre eles é fixa num valor ϕ tal que:

$$\phi_m - \phi_{m-1} = \phi \tag{4.3}$$

De notar que o valor de $\phi_m = m\phi + \phi_0$ é solução da equação 4.3. A frequência do modo pode ser escrita da forma $\omega_m = \omega_0 + 2m\pi\Delta\nu$. Substituindo estas expressões na equação 4.2 e assumindo por simplicidade que todos os modos têm a mesma amplitude E_0, o somatório pode ser calculado analiticamente. O valor da intensidade é dado então por:

$$|E(t)|^2 = \frac{\mathrm{Sen}^2[(2M+1)\pi\Delta\nu t + \phi/2]}{\mathrm{Sen}^2[\pi\Delta\nu t + \phi/2]} E_0^2 \tag{4.4}$$

O factor dependente do tempo, da equação anterior, a multiplicar pela intensidade monomodo encontra-se representado na figura 4.1 para onze modos acoplados entre si (M=5). Este factor contribui para um comportamento periódico, com período τ_v=1/$\Delta\nu$, da intensidade do laser. Da equação 4.1 resulta que τ_v não é mais do que o tempo dos fotões para uma volta completa na cavidade. Assim a emissão laser corresponde a um trem de impulsos com uma separação entre si de τ_v.

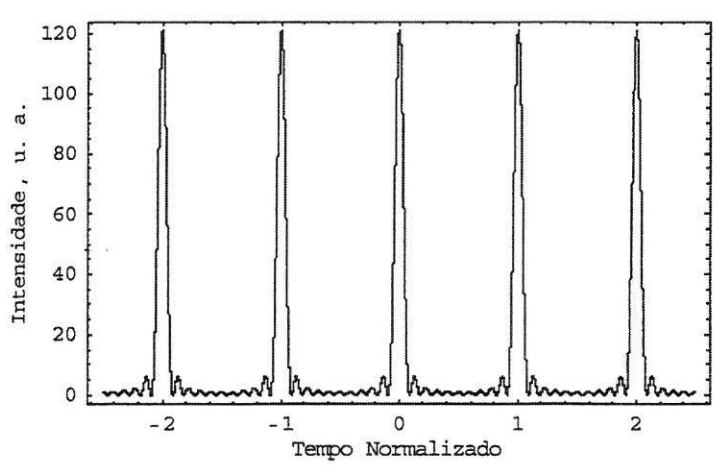


Figura 4.1. Trem de impulsos *mode-locked* calculado para o caso de 11 modos com igual amplitude.

Da equação 4.4 pode-se verificar também que a duração do impulso é dado por $\tau_d=[(2M+1)\Delta\nu]^{-1}$. Dado que $(2M+1)\,\Delta\nu$ representa a largura de banda da totalidade dos modos longitudinais suportados pela cavidade e amplificados pelo meio de ganho, pode-se concluir que a largura dos impulsos é inversamente proporcional à largura de banda do ganho. De facto este cálculo permite obter uma estimativa razoável para a largura de impulsos *mode-locked.* O seu valor exacto depende da forma do espectro do ganho e da natureza do alargamento espectral (homogéneo ou não homogéneo). De uma forma qualitativa, a largura do impulso é inversamente proporcional à largura de banda sobre a qual as fases dos vários modos longitudinais estão sincronizadas.

Os lasers pulsados em fibra óptica obtidos por técnicas de *mode-locking* têm sido alvo de enorme atenção nos últimos anos. Consequentemente, o desempenho destes lasers, em termos de largura mínima dos impulsos gerados, tem-se aproximado dos limites fundamentais impostos pela limitada largura espectral do ganho do meio laser tanto nos sistemas baseados no neodímio como no érbio e itérbio. Para produzir impulsos ainda mais curtos, com maiores potências de pico, tem de ser recorrer a técnicas não lineares de compressão de impulsos externas à cavidade laser onde, o alargamento espectral não é mais limitado pelo meio de ganho. No entanto ainda existem inúmeros aspectos a optimizar nestes lasers, tais como: estabilidade, novas técnicas de auto iniciação e obviamente *mode-locking* de lasers incorporando outros iões activos. De qualquer forma estes lasers provaram já serem óptimos candidatos para a substituição dos díodos laser nas telecomunicações e dos lasers convencionais de estado sólido nas áreas de espectroscopia com resolução temporal.

4.2 Métodos de *Mode-locking*

Tal como nos lasers *Q-switched* os métodos de *mode-locking* podem ser divididos em dois grupos: *mode-locking* activo e *mode-locking* passivo. Nos esquemas de *mode-locking* activo a modulação das perdas ou comprimento da cavidade é efectuada por um modulador intra-cavidade controlado através de um sinal RF gerado por uma fonte externa. Nos esquemas de *mode-locking* passivo a modulação é efectuada por fenómenos ópticos não lineares evitando, deste modo, a utilização de elementos na cavidade tais como moduladores acusto-ópticos e electro-ópticos.

4.2.1 *Mode-locking* Activo

Os métodos de *mode-locking* activo requerem a modulação da amplitude (AM *mode-locking*), a frequência ou a fase (FM *mode-locking*), do campo óptico na cavidade laser, à frequência de modulação f_m igual à (ou um múltiplo da) separação entre os modos $\Delta\nu$.

O funcionamento dos lasers no regime de *mode-locking* activo é bem conhecido[23, 24 e 153] e pode ser qualitativamente descrito da seguinte forma. A modulação AM ou FM cria bandas laterais, à frequência própria do modo, separadas deste de um valor igual à frequência de modulação. Como a frequência de modulação é exactamente igual à (ou um múltiplo da) separação intermodal estas bandas laterais vão sobrepor-se com a frequência própria de cada modo lateral. O resultado desta sobreposição é a sincronização das fases de cada modo, por interacção de uns sobre os outros.

No domínio do tempo, e no caso de AM *mode-locking*, o modulador introduz perdas adicionais na cavidade laser com uma periodicidade igual ao tempo de uma volta completa dos fotões na cavidade. Como o laser gera mais luz no período de menores perdas, a condição mais favorável para o campo óptico é aquela a que corresponde a um curto impulso a circular na cavidade e, passando no modulador na condição de menores perdas. A emissão laser consiste assim num trem de impulsos idênticos parcialmente transmitidos pelo acoplador de saída a uma frequência igual à da modulação.

No caso de FM *mode-locking* o modulador introduz uma modulação da fase periódica, do campo óptico da cavidade laser, à qual está associado um desvio de frequência igual à derivada no tempo da modulação de fase. Apenas a luz que atravessa o modulador em cada extremo de modulação da fase não sofre desvio de frequência por efeito de Doppler e portanto é mais amplificada no meio de ganho. Desta forma é mais favorável a operação deste laser no regime pulsado em que um impulso curto circula na cavidade e atravessa o modulador quando a modulação de fase está num dos extremos. Dado que ambos os extremos da modulação correspondem a um máximo de extracção do ganho no laser, é possível gerar dois impulsos na cavidade dando origem a dois trens emitidos. Ao contrário do AM *mode-locking*, o modulador de fase impõe um *chirp* da frequência dos impulsos, devido à variação crescente da frequência de transporte num dos extremos da modulação e decrescente no outro.

Tanto os moduladores acusto-ópticos como os electro-ópticos têm sido utilizados para a demonstração de *mode-locking* activo em lasers em fibra óptica. No entanto, apesar de comercialmente disponíveis com acoplamento por fibra óptica as suas dimensões, tipicamente grandes, e elevadas perdas de inserção impedem a sua aplicação em sistemas comerciais baseados na tecnologia de fibra óptica. Por outro lado ambos os tipos de moduladores apresentam uma estreita banda de frequência sobre a qual é possível obter forte modulação óptica impondo, por esse motivo, fortes restrições ao comprimento óptico da cavidade laser (sintonizado para a frequência de ressonância do modulador para máxima eficiência de modulação). Outra das grandes desvantagens dos moduladores maciços é o facto de introduzirem várias superfícies de reflexão na cavidade laser que, para além das perdas introduzidas, reduz a largura espectral do ganho devido à formação de *etalons*.

O primeiro laser pulsado em fibra óptica obtido por métodos de *mode-locking* activo foi demonstrado por Alcock *et al* em 1986 para uma fibra dopada com neodímio e modulação de amplitude através de um AOM[154]. Impulsos com a duração de 1 ns, taxa de repetição de 41 MHz e potência de pico de 17 mW foram obtidas pelos autores. Com operação simultânea no regime *Q-switched* obtiveram-se impulsos de 3 ns duração dentro dos impulsos *Q-switch* de 690 ns de largura e um aumento de três ordens de grandeza na potência de pico[154]. A operação laser destas fibras em FM *mode-locking* viria mais tarde a ser demonstrada por Phillips *et al* utilizando um modulador electro-óptico maciço em $LiNbO_3$. Foram obtidos impulsos com uma duração de 20 ps, a uma taxa de repetição de 97.3 MHz com potência de pico de 1 W[155]. O *mode-locking* activo de fibras dopadas com érbio foi inicialmente obtido com moduladores maciços de $LiNbO_3$. Impulsos de 37 ps de duração e 4.5 W de potência de pico foram obtidos para uma taxa de repetição de 48 MHz[156].

Os moduladores electro-ópticos em niobato de lítio ($LiNbO_3$) integrados em guias de onda constituem uma excepção às características associadas aos moduladores anteriores, pois podem ser incluídos na cavidade em fibra com baixas perdas de acoplamento e permitem modulações até 20 GHz[157]. Por estes motivos estes moduladores são invariavelmente utilizados para obter lasers em fibra com *mode-locking* activo. A primeira demonstração de *mode-locking* num laser em fibra óptica utilizando um modulador integrado foi efectuada por Geister e Ulrich em 1988[158]. O sistema utilizado consistia numa cavidade laser tipo Fabry-Perot com uma fibra dopada com neodímio capaz de produzir impulsos com duração inferior a 90 ns à taxa de repetição de 29 MHz. Em 1989 Kafka *et al* obtiveram impulsos de 4 ps de duração num laser em fibra dopada com érbio numa cavidade em anel onde foi introduzida cerca de 2 Km de fibra com elevada dispersão anómala para explorar os efeitos característicos dos lasers de solitões[159].

Um dos aspectos indesejáveis da utilização de moduladores integrados de niobato de lítio no *mode-locking* activo de lasers em fibra óptica consiste no facto de estes não serem baseados nesta tecnologia. Diversas técnicas têm sido desenvolvidas com o objectivo de eliminar este componente das cavidades laser. Foram investigados alguns moduladores em fibra óptica baseados em fibras especiais incorporando tiras de metais para modulação electro-óptica[160] e fibras convencionais com transdutores externos de pressão para modulação acusto-óptica[161]. Comparado com os dispositivos em óptica integrada estes apresentam menores perdas de inserção e insignificantes perdas de acoplamento. No entanto, na maioria dos casos a modulação obtida é demasiado fraca ou lenta para se obter *mode-locking*. Uma notável excepção a estas limitações é o modulador de fase desenvolvido na Universidade de Stanford que é capaz de produzir uma modulação de fase comparável, em velocidade e amplitude, aos moduladores maciços convencionais[162]. Uma outra técnica de *mode-locking*

activo baseia-se na utilização do fenómeno não linear de modulação de fase cruzada (XPM)[11]. Esta técnica baseia-se na modulação de fase da radiação laser induzida por XPM gerado por impulsos de bombagem introduzidos na cavidade. Se a taxa de repetição dos impulsos de bombagem for igual ou múltipla da separação dos modos a XPM obriga o laser a produzir impulsos FM *mode-locked*[163].

Muitas outras técnicas alternativas têm sido utilizadas para obter *mode-locking* activo de lasers em fibra. Por exemplo os lasers semicondutores podem ser utilizados como uma alternativa interessante aos moduladores convencionais[164]. Esta técnica baseia-se na comutação da transparência do meio de ganho quando se injecta corrente no sentido da junção semicondutora. Se a alimentação for efectuada por impulsos eléctricos então o laser semicondutor actua como um modulador de amplitude. A integração de díodos laser na cavidade laser permite assim o acesso às elevadas taxas de modulação características deste tipo de dispositivo, constituindo uma alternativa simples e com reduzido custo. No entanto, o recurso ao mecanismo de comutação da transparência compromete seriamente a eficiência da bombagem, uma vez que a modulação em amplitude exige a interrupção da emissão laser. Uma alternativa a este mecanismo, é a utilização da dependência do índice de refracção no guia semicondutor com a densidade de portadores, proposta por *Dianov et al* em 1992 como mecanismo de modulação da fase na cavidade laser[165].

A inclusão do laser semicondutor de bombagem na cavidade do laser de fibra óptica permite explorar o mesmo dispositivo como elemento intra-cavidade de excitação e modulação da fase. A injecção de corrente é um método muito eficiente de alterar o índice de refracção e logo a fase da luz que se propaga num guia semicondutor[166]. Deste modo não é necessário comutar a transparência do meio semicondutor, sendo possível obter uma modulação da fase efectiva sem comprometer a eficiência da bombagem. Este efeito pode ser obtido sobrepondo impulsos eléctricos de polaridade negativa sobre a corrente contínua de alimentação do laser semicondutor. A utilização de lasers de bombagem com emissão no comprimento de onda de 980 nm compromete, no entanto, a eficácia do mecanismo de modulação da fase, pois a alteração do índice devida à densidade de portadores diminui drasticamente para comprimentos de onda afastados da transição laser[167]. A bombagem por lasers semicondutores de múltiplos poços quânticos com emissão a 1480 nm é uma alternativa atraente, dada a proximidade à banda de ganho das fibras ópticas dopadas com érbio e ao facto de que o coeficiente de confinamento óptico é também superior neste tipo de lasers semicondutores, contribuindo para o aumento da modulação de fase[168].

Outra técnica para obter *mode-locking* baseia-se na introdução de um AOM na cavidade laser para introduzir um desvio de frequência na ordem de algumas dezenas de MHz. A combinação do desvio de frequência, limitada largura espectral de ganho e do efeito de Kerr

levam à formação de impulsos na cavidade. A teoria destes lasers é similar à usada para modelização de sistemas de comunicações de solitões utilizando filtros com desvio de frequência. Estes lasers são normalmente classificados como *mode-locked* por método passivo dado nada modular a amplitude ou fase da radiação à frequência fundamental da cavidade (ou num múltiplo da mesma). Os métodos de *mode-locking* passivo são introduzidos na secção seguinte. Em particular, este último método é estudado separadamente com algum detalhe.

4.2.2 *Mode-locking* Passivo

Os métodos de *mode-locking* passivos são universalmente reconhecidos como o meio de gerar impulsos picosegundo em sistemas laser com elevada largura espectral de fluorescência. Esta técnica envolve a colocação de um elemento absorvedor saturável na cavidade laser, tanto sob a forma de um jacto transversal de um determinado corante ou, mais conveniente, um elemento sólido (em reflexão ou transmissão). A saturação da absorção tem sido utilizada para obter *mode-locking* passivo desde os anos 70 e era o único método disponível para este efeito até ao advento do *mode-locking* aditivo (APM).

A ideia básica por detrás do *mode-locking* passivo com saturação da absorção pode ser facilmente compreendida. Dado que o coeficiente de absorção do elemento introduzido na cavidade diminui com o aumento da intensidade e que, a acção laser ocorre sob a condição de menores perdas então é mais favorável que a acção laser se processe sob a forma de impulsos curtos. É este processo de selecção que é responsável pela sincronização das fases dos modos longitudinais. Como a transmissão do elemento absorvedor é controlada pelo próprio impulso, e a sua resposta é tipicamente rápida, o tempo de abertura/fecho é rápido promovendo a geração de impulsos extremamente curtos. Sendo ainda que os sistemas baseados em fibras ópticas dopadas com terras raras são caracterizados por tempos de vida superiores entre algumas centenas de nanosegundos e alguns milisegundos, bastante maior que o tempo de uma volta completa dos fotões na cavidade (tipicamente entre 10-20 ns), é necessária a utilização de um absorvedor com um tempo de recuperação rápido para que apenas seja emitido um impulso por período. Quando um impulso atravessa um absorvedor saturável os seus extremos são mais absorvidos que a parte central, que é intensa o suficiente para saturar o absorvedor. O resultado é o encurtamento do impulso durante a passagem pelo absorvedor. Estes lasers são também caracterizados por facilmente auto-iniciarem o processo de *Q-switching*, indesejável para muitas aplicações (e por vezes responsável pela danificação de componentes ópticos).

O processo de formação dos impulsos nos lasers *mode-locked* por métodos passivos é bastante complexo[23]. As flutuações na emissão espontânea são incentivadas pelo absorvedor

saturável durante várias voltas da radiação na cavidade até que se forme um impulso intenso o suficiente para saturar o absorvedor. O impulso continua a encurtar até que a sua largura espectral exceda a do ganho óptico. No caso dos lasers em fibra a dispersão da velocidade de grupo (GVD) e a auto-modulação de fase (SPM) são dois processos que afectam a evolução dos impulsos[11]. A teoria de *mode-locking* passivo é pois baseada numa equação de Schrödinger não linear generalizada, para incluir tanto a largura espectral de ganho finito dos dopantes como as perdas, dependentes da potência, do elemento saturável[169 e 170], e cuja solução são solitões *chirped* com amplitude dada por:

$$u_s(t) = N_s[\mathrm{sech}(pt)]^{1+iq} \tag{4.5}$$

onde os parâmetros N_s, p e q estão relacionados com a potência de pico, duração e *chirp* da frequência do solitão[11].

A maioria dos lasers de estado sólido usam corantes como absorvedor saturável. No caso dos lasers em fibra a utilização de um meio absorvedor semicondutor na forma de múltiplos poços quânticos ou super-redes quânticas (formada por secções periódicas de absorção e transparência) é mais apropriada. Numa experiência efectuada em 1991 Nakazawa *et al* obtiveram impulsos com duração de 1.2 ps num laser em fibra dopada com érbio *mode-locked* por uma super-rede quântica com 120 grupos (em que cada grupo é formado por uma secção de absorção de múltiplos poços quânticos com uma espessura 10.2 nm e uma secção transparente de GaAs de 7.4 nm de espessura)[171]. Mais tarde, Loh *et al* obtiveram impulsos com duração subpicosegundo (840 fs) à taxa de 22 MHz, num laser em fibra óptica dopada com érbio em que são utilizados múltiplos poços quânticos integrados numa super-rede reflectora (fabricada com secções alternadas de um quarto de comprimento de onda de InGaAsP e InP) funcionando como um dos reflectores da cavidade Fabry-Perot[172]. A mesma técnica viria a ser aplicada pelo mesmo autor num laser em fibra dopada com neodímio capaz de gerar impulsos com duração de 4 ps[173]. Estas estruturas constituem elementos extremamente caros dado requererem o crescimento de centenas de fatias por MBE. Uma diferente perspectiva é a utilização de uma única fatia de 2 μm de espessura de InGaAsP crescida por MBE sobre um substracto de InP como absorvedor saturável, directamente montado sobre um espelho e servindo como acoplador de saída. O laser em fibra óptica dopada com érbio assim construído por Souza *et al* em 1993 foi capaz de gerar impulsos com duração de 320 fs[174].

Um amplificador laser semicondutor pode também ser usado como absorvedor saturável quando alimentado abaixo do limiar laser. A sua utilização por Abraham *et al* permitiu desenvolver um laser *mode-locked* em fibra dopada com érbio com auto-iniciação. A

operação nos regimes *mode-locked* e *cw* é obtido com uma simples alteração da corrente de alimentação. Numa configuração da cavidade em anel foram obtidos impulsos com uma duração de 1.25 ps e taxa de repetição entre 10 a 50 MHz[175].

Tal como referido anteriormente os métodos de *mode-locking* passivo estavam até à pouco tempo limitados à utilização de absorvedores saturáveis. Entretanto uma outra técnica que recebeu nos últimos anos acentuada atenção é o método passivo de *mode-locking* conhecido por APM também conhecido por *mode-locking* interferométrico. Esta técnica baseia-se na utilização da propriedade não linear de SPM e foi inicialmente utilizada num laser de solitões[176]. Mais tarde, no entanto, veio a verificar-se que os efeitos dos solitões não eram importantes e que a técnica funciona tanto na condição de GVD normal ou anómala. A ideia básica pode ser compreendida com a ajuda do desenho esquemático de duas cavidades para APM representado na figura 4.2.

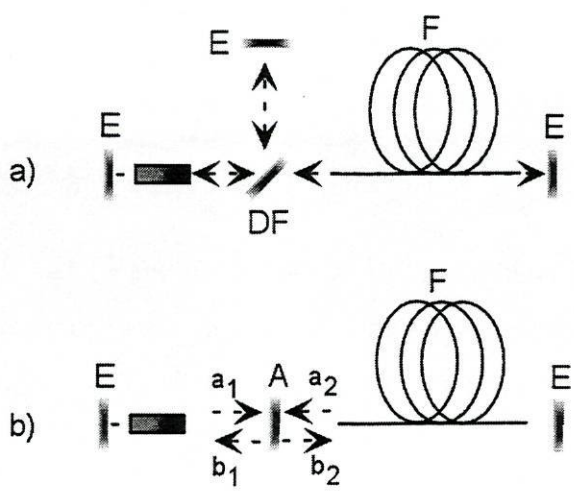


Figura 4.2. Desenho esquemático de duas cavidades para *mode-locking* aditivo ou interferométrico. **a)** Esquema baseado num interferómetro de Michelson[177] e **b)** cavidades acopladas[178].

No primeiro esquema[177] um dos espelhos da cavidade é substituído por um interferómetro de Michelson e num dos braços é introduzido um meio com propriedades não lineares (por exemplo um pedaço de fibra óptica). Um impulso óptico a circular na cavidade é separado em duas partes no divisor de feixe, cada parte sofre um desvio de fase e são novamente acoplados interferometricamente no divisor de feixe após uma volta completa. Devido ao desvio de fase não linear induzido por SPM no braço contendo a fibra óptica o impulso pode voltar à cavidade mais curto do que quando entrou no interferómetro. Este encurtamento pode ser entendido da seguinte forma: quando as fases lineares relativas são apropriadamente estabelecidas o desvio não linear de fase pode levar a interferência

construtiva perto do pico do impulso enquanto os extremos do mesmo sofrem interferência destrutiva.

O mesmo efeito pode ser verificado numa cavidade semelhante à esquematicamente representada na figura 4.2 b)[178]. Nesta configuração a cavidade principal é acoplada (através de um dos espelhos) a uma cavidade exterior. Neste caso a própria cavidade laser serve como um dos braços do interferómetro. É claro que os caminhos ópticos das duas cavidades deverão ser idênticos. Neste esquema os dois impulsos interferem após uma volta completa no espelho intermédio de tal modo que o impulso reflectido para a cavidade laser é mais curto. Com efeito a cavidade exterior tem um papel muito semelhante a um absorvedor saturável e por este motivo estes métodos são comparáveis. Para uma análise mais detalhada do processo de encurtamento do impulso considere-se a figura 4.2 b), em que a_1, b_1 e a_2, b_2 representam o campo incidente e reflectido no espelho intermédio respectivamente na cavidade laser e na cavidade externa e estão relacionados entre si por[179]:

$$\begin{aligned} b_1 &= ra_1 + \sqrt{1-r^2}\,a_2 \\ b_2 &= -ra_2 + \sqrt{1-r^2}\,a_1 \end{aligned} \tag{4.6}$$

onde r representa o coeficiente de reflexão do espelho intermédio responsável pelo acoplamento entre as duas cavidades. Após uma volta completa na cavidade externa a_2 relaciona-se com b_2 da seguinte forma:

$$a_2 = b_2 f_p e^{i(\Delta\phi + \delta_{NL})} \tag{4.7}$$

onde δ_{NL} representa o desvio de fase induzido por SPM[11], $\Delta\phi$ representa o desvio de fase linear que resulta da diferença do caminho óptico entre as duas cavidades e f_p representa a redução na amplitude devido às perdas da fibra, entre outras, da cavidade. No limite para o qual a primeira parcela do lado direito da igualdade da segunda equação em 4.6 é insignificante, a reflectividade do espelho intermédio é dado por:

$$R = \left|\frac{b_1}{a_a}\right|^2 = r^2\left[1 + p^2 + 2p\cos(\Delta\phi + \delta_{NL})\right] \tag{4.8}$$

onde $p=(f_p/r)(1-r^2)$ determina a profundidade da modulação da reflectividade induzida por SPM. Dado que $\delta_{NL}=\gamma\,(1-r)\,P_0(2L)$ (onde γ representa o coeficiente não linear e $(1-r)P_0$ a fracção da potência incidente que se propaga no braço não linear) é dependente da

intensidade, a diferença de fase relativa pode ser ajustada de tal forma que R é máximo no centro do impulso e será mínima nos extremos do impulso. Como resultado o impulso reflectido é ligeiramente mais curto que o incidente no espelho intermédio. Nesta simples análise o efeito da GVD é desprezado mas o resultado mantém-se, mesmo tomando-o em consideração[170]. A descoberta do *mode-locking* aditivo ou interferométrico levou a uma autêntica revolução no campo dos lasers em fibra óptica pulsados no regime de *mode-locking* permitindo obter dispositivos capazes de emitir impulsos com largura de algumas dezenas de fentosegundos.

No caso dos lasers em fibra uma elegante forma de obter este tipo de cavidade consiste na utilização do denominado espelho não linear de fibra em anel (NFLM). A reflectividade de um espelho de fibra em anel depende da razão de divisão do feixe no acoplador. Considere-se então a figura 4.3.

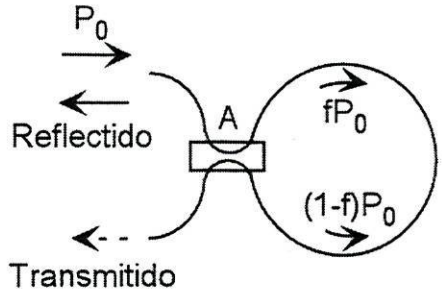


Figura 4.3. Desenho esquemático de um espelho de fibra óptica em anel. f representa a fracção de potência acoplada no sentido dos ponteiros do relógio, A o acoplador em fibra e P_0 a potência óptica à entrada do espelho.

Se uma fracção f da potência P_0 na entrada é introduzida numa direcção de propagação, a transmissão do anel de comprimento L é obtida, de forma semelhante ao calculado anteriormente para as cavidades representadas na figura 4.2, calculando os desvios de fase adquiridos durante a propagação no anel pelas ondas contra-propagantes e combinando-as interferometricamente no acoplador. O resultado é dado por[180]:

$$T = 1 - 2f(1-f)\{1 + \cos[(1-2f)\gamma P_0 L]\} \tag{4.9}$$

onde o factor de desvio de fase linear é omitido pois este é cancelado nesta configuração.

Para um factor f=0.5 (acoplador de 50%), a reflectividade do anel é de 100% para todas as potências (daí o nome de espelho de fibra em anel). Fisicamente, se a potência é igualmente dividida entre as ondas contra-propagantes o desvio de fase induzido por SPM é igual para ambas e cancela-se no acoplador de uma forma semelhante ao do desvio linear de

fase. No entanto se o factor f for diferente de 0.5 o anel em fibra pode actuar como um interruptor. A figura 4.4 mostra a potência transmitida em função da potência P_0 para alguns valores de f.

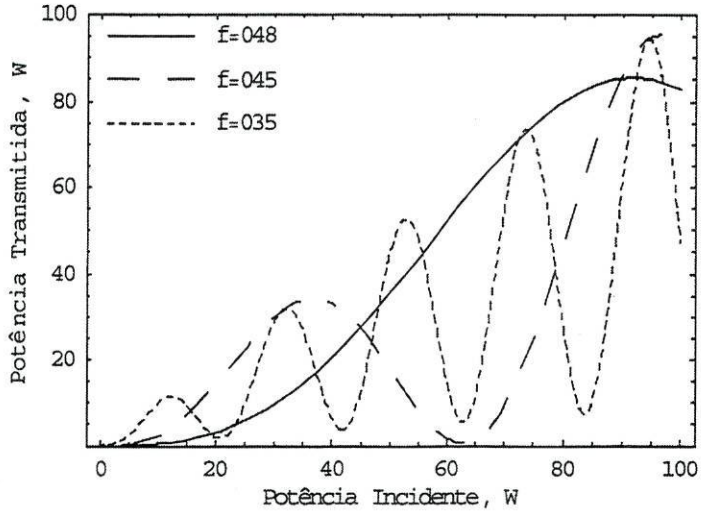


Figura 4.4. Potência transmitida em função da potência incidente para o NFLM com $\gamma L=1\ W^{-1}$ e diferentes coeficientes f do acoplador.

Para baixas potências, se f=0.5 a transmissão é reduzida dado que $T \cong 1-4f(1-f)$. Para altas potências o desvio de fase não linear impõe uma transmissão completa sempre que:

$$|1-2f|\gamma P_0 L=(2m-1)\pi \qquad \textbf{(4.10)}$$

A dependência da transmissão do NFLM com a potência implica o aparecimento de uma distorção considerável dos impulsos acoplados, excepto no caso dos solitões[181 e 182].

Os lasers em fibra que utilizam o NFLM para obter *mode-locking* passivo são usualmente denominados de lasers de figura-8 devido à aparência da sua cavidade (figura 4.5).

A operação destes lasers poderá ser facilmente compreendida do seguinte modo. O acoplador central divide a radiação em duas ondas contra-propagantes idênticas. A fibra dopada, responsável pelo ganho, é colocada junto ao acoplador central de tal forma que uma das ondas é amplificada à entrada do anel e a outra antes de sair do anel numa configuração também denominada de anel amplificador não linear (NALM). Deste modo as duas ondas contra-propagantes adquirem diferentes desvios de fase não linear (devido a SPM).

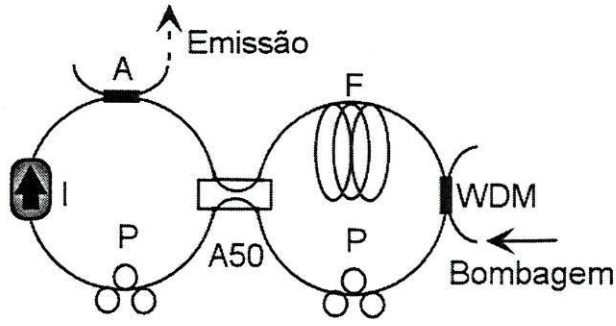


Figura 4.5. Desenho esquemático de um laser figura-8 em fibra óptica. *F* representa a fibra dopada com terras raras, *I* o isolador óptico, *A50* o acoplador 50%/50%, *P* o polarizador em fibra, *A* o acoplador de saída e W*DM* o acoplador WDM.

A equação 4.9 deverá pois agora incluir o efeito do ganho G introduzido pelo amplificador e tomar a forma:

$$T = 1 - 2f(1-f)\{1 + \cos[(1-f-Gf)\gamma P_0 L]\} \tag{4.11}$$

Para este caso a condição para transmissão completa é dada por:

$$P_0 = \frac{2\pi}{(G-1)\gamma L} \tag{4.12}$$

Devido ao processo não linear intrínseco de desvio de fase, a diferença de fase varia ao longo do impulso. Na condição imposta pela equação 4.12, a parte central do impulso é transmitida enquanto que as partes laterais são reflectidas (a sua energia é absorvida pelo isolador), resultando na emissão de um impulso mais estreito. O NALM funciona como um rápido absorvedor saturável capaz de responder numa escala de tempo de alguns fentosegundos.

Este tipo de laser em fibra foi inicialmente demonstrado teoricamente por Bulushev *et al*[183], e posteriormente implementado experimentalmente por Richardson *et al* e Duling III[184 e 185]. Impulsos com duração de 314 fs foram obtidos logo nas primeiras experiências nas quais o laser em fibra é bombeado por um laser de Ti:Safira[185]. Numa experiência realizada mais tarde com bombagem por díodos laser no comprimento de onda de 1480 nm foram obtidos impulsos com duração de 290 fs[171]. Em geral é difícil obter impulsos com duração abaixo dos 100 fs com os lasers figura-8, no entanto utilizando técnicas de compressão não linear externas é possível obter impulsos com duração de algumas dezenas de fentosegundos.

Os lasers em fibra óptica podem ser operados no regime de *mode-locking* por um outro método passivo baseado nas alterações, dependentes da intensidade, do estado de polarização (induzidas por SPM e XPM) de um impulso com polarização ortogonal propagando-se numa fibra. Considere-se a cavidade em anel representada na figura 4.6 na qual um isolador de polarização é introduzido entre dois controladores de polarização[186]. O isolador de polarização tem o papel duplo de isolador e polarizador de tal forma que a radiação que o atravessa sai linearmente polarizada. O controlador de polarização transforma a radiação transmitida pelo isolador em polarização elíptica. O estado de polarização do impulso é posteriormente alterado de forma não linear ao longo da fibra por acção da SPM e XPM sobre as componentes de polarização ortogonais. O segundo controlador de polarização é ajustado de forma que o isolador deixa passar a parte central do impulso mas absorve as partes laterais (de menor intensidade). O resultado é uma redução da duração do impulso após uma volta completa na cavidade de forma similar ao obtido por um rápido absorvedor saturável. Esta técnica pode ser considerada como uma variante da APM na qual as componentes ortogonais de polarização têm o mesmo papel que os dois braços de um interferómetro.

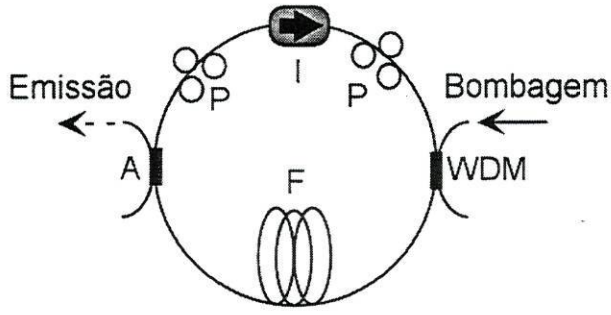


Figura 4.6. Desenho esquemático de um laser *mode-locked* em fibra óptica com rotação não linear da polarização. *F* representa a fibra dopada com terras raras, *I* o isolador e polarizador óptico, *P* o controlador de polarização em fibra, *A* o acoplador de saída e W*DM* o acoplador WDM.

O estudo detalhado deste método pode ser encontrado na referência 185, capítulo 5. O primeiro laser em fibra no regime *mode-locking* passivo de rotação não linear da polarização foi desenvolvido por Hofer *et al* para uma fibra dopada com neodímio com baixa birrefringência linear, numa cavidade Fabry-Perot[187]. Desde então tem sido desenvolvida uma considerável investigação sobre lasers que utilizam a rotação não linear da polarização para *mode-locking*, com o intuito de uma obter uma melhor compreensão do fenómeno, uma maior optimização do desenho da cavidade e melhor desempenho dos mesmos.

Em contraste com os métodos activos de *mode-locking*, nos métodos passivos, nada na cavidade controla a taxa de repetição do impulsos. Dado que tanto a largura e potência de

pico dos solitões são limitados pelos parâmetros do laser, a energia é quantificada[188]. Como a potência média da cavidade depende apenas da bombagem e saturação do ganho, quando esta for superior à potência média para um impulso por volta na cavidade laser, são gerados múltiplos impulsos. Estes impulsos não são no entanto uniformemente distribuídos na cavidade. A maioria dos lasers emite trens de impulsos à frequência fundamental da cavidade com uma separação aleatória entre os mesmos em cada período. Algumas técnicas foram no entanto implementadas para controlar a separação dos impulsos, recorrendo a cavidade externas acopladas tais como as aplicadas por Yoshida *et al* e Dennis *et al* para o laser figura-8[189 e 190].

4.3 Considerações Práticas no Desenho de Lasers *Mode-locked*

Para os métodos de *mode-locking* activo a estabilização do comprimento da cavidade laser, de forma a que a frequência fundamental da mesma coincida com a frequência de modulação, é um dos mais importantes requisitos a assegurar. Na prática, a frequência central é de algumas centenas de MHz, e portanto, requer-se uma estabilidade em frequência tipicamente de uma parte num milhão. Tal corresponde a uma variação no comprimento da cavidade de alguns micrometros. Esta sensibilidade não constitui um problema para muitos sistemas laser em que o comprimento da cavidade é reduzida e, portanto, para os quais existem moduladores comercias com a estabilidade exigida. Nos lasers em fibra, para além de lhes estar normalmente associada uma cavidade longa existem ainda factores externos como perturbações ambientais (*e. g.* temperatura) que alteram a frequência fundamental da cavidade. Por exemplo, e em comparação com os meios de ganho maciços, as fibras possuem uma muito menor massa térmica e mesmo uma pequena alteração da temperatura ambiente ou corrente de ar altera o caminho óptico efectivo perturbando, consequentemente, a operação no regime de *mode-locking*. Uma forma de controlo activo consiste na adição de piezoeléctricos acoplados à cavidade para, em circuito fechado, compensar as perturbações induzidas. Uma elevada profundidade de modulação, por outro lado, permite a obtenção de impulsos mode-locking após um menor número de voltas na cavidade. Assim, estes sistemas são relativamente tolerantes a desvios no sincronismo entre a frequência fundamental da cavidade e do modulador.

Outra das preocupações a ter em conta nos laser *mode-locked* são os *etalons* formados por reflexões indesejáveis em várias superfícies. Estes *etalons* podem modificar drasticamente a largura de banda efectiva do ganho apenas permitindo, muitas vezes, a oscilação de alguns modos longitudinais e provocando, deste modo, o alargamento dos impulsos gerados. Por este motivo deve ser prestada especial atenção aos componentes a introduzir na cavidade que

deverão possuir revestimentos anti-reflexão. Nos lasers em fibra as reflexões de Fresnel nas extremidades das fibras podem levar ao aparecimento de efeitos de *etalon*. Estas reflexões são normalmente eliminadas com a utilização de líquidos de adaptação de índice ou através do polimento (ou clivagem) em ângulo.

Para os casos em que a largura de banda da emissão é superior à largura de banda sobre a qual o modulador é eficiente é aconselhável a limitação da mesma através da introdução de filtros. Doutro modo, algumas componentes espectrais não são moduladas aumentando o ruído por oscilação no regime *cw*. A introdução de controladores de polarização é, na maioria dos casos, necessária para optimização da operação laser. Tal deve-se à existência de elementos com dependência da polarização na cavidade laser ou, a fenómenos não lineares a esta associados.

Na geração de impulsos ultra-curtos é por vezes benéfico a operação laser a altas taxas de repetição. Para o caso de uma modulação sinusoidal, isto pode ser compreendido em termos de uma rápida alteração da função de transmissão do modulador, com uma maior discriminação em favor de impulsos mais curtos. O mesmo é verificado para uma modulação por impulsos a baixa frequência. Para a maioria dos lasers *mode-locked* em que a taxa de repetição é estabelecida pelo tempo de uma volta completa na cavidade, tal implica uma redução do comprimento da cavidade, e um necessário aumento do nível de dopagem. Alternativamente, a modulação num harmónico da frequência fundamental permite obter operação no regime de *mode-locked*. Neste caso a taxa de repetição dos impulsos gerados pode ser superior à frequência fundamental da cavidade. Este facto elimina a necessidade de uma maior dopagem mas pode em princípio introduzir algumas flutuações entre os impulsos emitidos como resultado da existência de múltiplos impulsos a circular na cavidade.

Tanto a dispersão como a não linearidade têm um papel fundamental em muitos lasers pulsados. Alguns dos métodos de *mode-locking* são extremamente dependentes e sensíveis ao valor destes parâmetros implicando que os mesmos deverão ser controlados se se pretende obter impulsos ultra-curtos. Para os lasers em fibra pode-se actuar actualmente, por exemplo, no valor da dispersão sem alterar o da não linearidade. Por fim, as perdas intra-cavidade são essenciais para determinação da eficiência e limiar da acção laser e, por tal motivo, deverão também ser apreciadas no desenvolvimento de lasers de impulsos ultra-curtos. Em particular, os lasers que recorrem a efeitos não lineares podem sofrer degradação ou até inibição da operação no regime de *mode-locking*.

4.4 Técnica de Desvio de Frequência para Lasers *Mode-locked*

A técnica de *mode-locking* baseada na introdução de um AOM na cavidade laser, para induzir um desvio de frequência na ordem de algumas dezenas de MHz, é conhecida como técnica de realimentação com desvio de frequência (FSF). A combinação do desvio de frequência, limitada largura espectral de ganho e efeito de Kerr levam à formação de impulsos na cavidade[191, 192, 193 e 194]. A teoria destes lasers é similar à usada para a modelização de sistemas de comunicações de solitões utilizando filtros com desvio de frequência[195 e 196]. Esta técnica é normalmente classificada no grupo das técnicas de *mode-locking* passivo dado nada modular a amplitude ou fase da radiação à frequência fundamental da cavidade (ou num múltiplo da mesma). Nesta secção estes lasers são analisados com algum detalhe.

4.4.1 Introdução

As características espectrais e temporais da radiação laser são determinadas pela realimentação da cavidade óptica e pelo meio de ganho. O processo usual de obter acção laser consiste na utilização de uma cavidade ressonante tipo Fabry-Perot. Para estes lasers convencionais o espectro de emissão é constituído por um conjunto discreto de linhas espectrais estreitas de alta pureza espectral. A formação deste espectro modal deve-se à amplificação regenerativa do campo óptico na cavidade laser. A interferência construtiva ocorre para comprimentos de onda determinados pelos parâmetros da cavidade, tais como o seu comprimento. Após várias voltas na cavidade, este efeito conduz à oscilação laser em frequências bem definidas. Na ausência de acoplamento entre estes modos, os mesmos oscilam independentemente e com fases aleatórias, resultando numa emissão que se assemelha a ruído (emissão contínua).

Tal como referido anteriormente, o acoplamento entre os modos pode ser obtido por não linearidades (*e.g.* absorção saturável) ou por modulação da amplitude ou frequência do campo à frequência critica igual ou múltipla da separação intermodal obtendo-se, neste caso, emissão pulsada. Estas características da emissão laser encontram-se detalhadamente tratadas em vários livros sobre lasers[23 e 24]. Características espectrais de emissão completamente diferentes são obtidas, no entanto, deslocando o espectro da radiação laser consecutivamente, e no mesmo sentido, em cada volta na cavidade. Tal pode ser obtido através da realimentação da cavidade com a radiação difractada na primeira ordem por um AOM introduzido na cavidade como um deslocador de frequência. Este é o conceito básico dos lasers com realimentação com desvio da frequência (FSF). Tais lasers permitem amplificação regenerativa mas no entanto não permitem a interferência construtiva nas sucessivas voltas na cavidade e, portanto, não possuem um espectro com a estrutura modal convencional. O resultado é uma

fonte com emissão num espectro largo determinado mais pela dependência do ganho com a frequência do que pela interferência construtiva em comprimentos de onda particulares.

Sobre determinadas condições estes lasers, sem aparente estrutura modal, podem de qualquer modo produzir impulsos curtos, exibindo um comportamento similar ao *mode-locking*. Neste caso, a operação no regime pulsado é obtida com a introdução de não linearidade do tipo Kerr e filtragem espectral na cavidade laser. Os lasers FSF permitem a geração estável de impulsos mesmo com valores nulos ou positivos da GVD, devido às interacções resultantes dos efeitos de amplificação numa limitada largura de banda, deslocamento da frequência, SPM e rápida absorção saturável devida a, por exemplo, rotação não linear da polarização e perdas dependentes da polarização.

Desde a sua primeira menção na literatura que os lasers FSF têm gerado enorme interesse como potenciais fontes ópticas para um largo espectro de aplicações tais como: giroscópios em fibra, reflectrometria óptica, caracterização de dispositivos, determinação de frequências ópticas, monitorização de redes de sensores, eficiente excitação ou bombagem óptica, arrefecimento por feixes laser "brancos"*, deslocamentos induzidos por radiação "branca"†, espectroscopia e metrologia de alta resolução, obtenção de imagens e diagnóstico médico, telecomunicações e estudo de fenómenos transitórios. Os diversos tipos de operação destes lasers FSF vêm desde então sendo demonstrados para os diferentes sistemas laser de gases, corantes, estado sólido e fibras ópticas. Tais relatos estão dispersos pela literatura e nunca foram coleccionados em qualquer artigo de revisão. Por esse motivo, e para uma melhor compreensão da sua evolução técnica e cientifica obtida ao longo das últimas três décadas, é apresentada na subsecção seguinte uma breve revisão dos lasers FSF.

Devido às suas propriedades únicas, os lasers FSF em fibra óptica têm sido, nestes últimos anos, alvo de um acrescido interesse por parte da comunidade científica internacional. Em especial, os lasers FSF de solitões em fibra óptica dopada com iões de érbio são importantes para aplicações nas telecomunicações.

Nas secções seguintes, para além dos resultados obtidos durante o período de estágio no ORC em Inglaterra com um laser FSF sintonizável em fibra óptica dopada com itérbio, são também apresentadas novas características do funcionamento de lasers FSF em fibra óptica dopada com érbio. Nomeadamente, usando componentes disponíveis comercialmente é demonstrada a comutação de comprimento de onda de emissão de um laser FSF em fibra no regime de *Q-switching* e *mode-locking*, explorando a banda de ganho do amplificador para o aprisionamento dos impulsos e modulando a potência RF aplicada ao AOM.

---

* Em inglês *"white light laser cooling"*

† Em inglês *"white light induced drift"*

O controle da taxa de repetição dos impulsos emitidos através de um interferómetro de Michelson introduzido na cavidade laser é também apresentado. Finalmente, é demonstrada a obtenção de impulsos ultra-curtos com largura a meia altura (FWHM) de 620 fs, através da exploração do efeito não linear de rotação da polarização num laser FSF em fibra dopada com érbio, bombeada por um laser de Ti:Safira, numa cavidade em anel contendo um polarizador. Tanto quanto é conhecimento do autor os resultados produzidos correspondem aos impulsos mais curtos alguma vez publicados para um laser FSF em fibra óptica.

4.4.2 Breve Revisão Sobre os Lasers FSF

Existe alguma "controvérsia" na literatura no que respeita ao autor que primeiro introduziu o conceito de realimentação com desvio de frequência em sistemas laser. Tal "controvérsia" resulta sobretudo das diferentes definições dadas para um laser FSF. Tal como o conhecimento e compreensão dos fenómenos associados com estes lasers sofreu uma constante evolução ao longo das últimas três décadas, este conceito evoluiu para a definição actual. Nesta subsecção procura-se apresentar, tão precisa quanto possível, a evolução dos lasers FSF.

A primeira menção na literatura de um sistema laser com realimentação com desvio de frequência aparece em 1965[197]. Neste trabalho, Foster *et al* demonstram a operação no regime de *mode-locking* de um laser comercial de He-Ne com emissão no comprimento de onda de 632.8 nm acoplado a uma cavidade linear externa contendo um AOM ao qual é aplicada uma potência RF com uma frequência igual a metade da separação intermodal (114 MHz). A radiação desviada em frequência é acoplada ao laser e interage dentro da cavidade produzindo uma ligação entre todos os modos longitudinais suportados pelo meio de ganho. As características espectrais e temporais dos impulsos gerados não são apresentadas pelos autores.

É só em 1970 que Streifer *et al* sugere a utilização da célula acusto-óptica numa configuração intra-cavidade, introduzindo pela primeira vez o conceito de um laser FSF tal como é conhecido actualmente[198]. Neste pioneiro trabalho os autores apresentam um modelo para um laser de corantes sintonizado electronicamente por um filtro acusto-óptico. Este tratamento produziu a primeira indicação sobre a forma do espectro emitido por estes lasers e discute o papel do desvio de frequência intra-cavidade em termos de modos *chirped*. Na análise apresentada considera-se a amplitude mas não as fases dos modos. No entanto, os autores sugerem que interacções não lineares podem levar ao acoplamento entre os modos e à obtenção de operação no regime de *mode-locked* relativamente ao estado estacionário apresentado.

No seguimento deste trabalho, Taylor *et al* viriam a demonstrar experimentalmente a sintonia electrónica do comprimento de onda de emissão, sobre uma banda total de 78 nm, de um laser de um corante orgânico com bombagem por um laser de Nd:YAG *Q-switched*, com duplicação da frequência intra-cavidade[199]. Para tal foi inserido um filtro acusto-óptico com largura FWHM de 0.68 nm na cavidade laser produzindo uma largura de linha da emissão de 0.135 nm. De acordo com as previsões referidas em 198 os autores relatam a obtenção de uma estrutura modal chirped devido ao repetido desvio do espectro óptico. Em 1972(73), Saltz e Streifer apresentaram uma análise numérica do espectro de emissão do laser e a sua largura de banda foi determinada[200 e 201].

A sintonia electrónica, sobre um largo intervalo de comprimentos de onda, da emissão laser de semicondutores com realimentação com desvio de frequência, numa cavidade externa acoplada, foi demonstrada pela primeira vez em 1987 por Gurov *et al* para um laser de AlGaAs no regime *cw* e emissão na banda dos 840 nm[202] seguido, um ano depois, por um trabalho similar apresentado por Coquin *et al* com um laser semicondutor emitindo na banda de 1.3 μm[203]. Mais recentemente, Zorabedian demonstrou a sintonia de um laser semicondutor de InGaAsP/InP tanto numa cavidade linear como em anel, com compensação do *chirp* intra-cavidade obtida por um par de filtros acusto-ópticos[204]. A precisão da sintonia foi caracterizada pelo autor para estas configurações apresentando as mesmas melhores desempenhos do que o obtido em experiências anteriores. A aplicação deste lasers para a caracterização de componentes ópticos é também demonstrada pelo autor.

A primeira demonstração da aplicação deste método de sintonia para transições laser em fibras ópticas dopadas com terras raras foi executada por Wysocki *et al* em 1990[101]. A sintonia do comprimento de onda de emissão nos intervalos de 1529 nm a 1533 nm e de 1543 nm a 1563 nm foi obtida, para um laser em fibra óptica dopada com érbio numa cavidade linear, por alteração da frequência do sinal RF aplicado ao AOM introduzido na cavidade. Numa extensão deste trabalho o mesmo autor descreve um laser em fibra dopada com érbio, emitindo na banda de 1.55 μm e incorporando um AOM, com modulação a baixa frequência do sinal RF aplicado, para obter repetida e contínua sintonia do espectro de emissão[205]. Foram medidas larguras espectrais de emissão deste laser com varrimento do comprimento de onda (WSFL) na ordem dos 20 nm. No entanto deverá ser notado que estes resultados foram obtidos para medições efectuadas numa escala de tempo superior ao tempo de varrimento.

O conceito de lasers FSF viria a ser redescoberto no fim dos anos oitenta. Com o objectivo de gerar um trem estável de impulsos curtos, Kowalski *et al*[206] and Bourdet *et al*[207] injectaram a radiação monocromática, gerada por uma fonte externa, numa cavidade passiva unidireccional em anel com realimentação com desvio de frequência (FSFC). O AOM é

utilizado na cavidade para introduzir um desvio de frequência na radiação relativamente ao seu valor na entrada. A cavidade foi alinhada de forma a que apenas a radiação que é desviada em frequência é utilizada na realimentação e a radiação externa é injectada através da porta correspondente à de ordem zero da difracção do AOM. Ambos os autores relatam a obtenção de impulsos curtos quando o comprimento da cavidade, e consequentemente a separação entre os modos longitudinais, é sintonizada para a frequência do AOM. Kowalski *et al* observaram ainda um espectro composto por cerca de 18 componentes significando que o sinal injectado efectuou o mesmo número de voltas na cavidade[206]. Por este motivo os impulsos gerados apresentam uma largura de apenas 1.5 ns. A utilização da FSFC para compressão de impulsos é ainda demonstrada por Bourdet *et al*[207].

Os método de FSF foi ainda investigado para obtenção de fontes laser com larga emissão espectral. Kowalski *et al* demonstrou operação no regime *cw* de uma FSFC, na condição de não sintonia entre a separação modal e a frequência do sinal RF aplicado ao AOM, incorporando um corante como meio de ganho[208]. O largo espectro de emissão observado pelos autores foi interpretado pelos mesmos em termos de campos exibindo fases com um comportamento estocástico semelhante ao ruído. Tal foi atribuído ao facto do desvio de frequência eliminar a condição de interferência construtiva para comprimentos de onda particulares. A conjectura era de que o sistema, sujeito à emissão espontânea de ruído, geraria um espectro de emissão sem a estrutura modal do tipo Fabry-Perot. Apesar dos resultados obtidos pelos autores com o analisador de espectros ópticos ou por técnicas heterodinas para desvios de frequência, por volta na cavidade, entre 8 MHz e 110 MHz, parecerem suportar estas conclusões, deverá ser notado que os mesmos foram obtidos através de medições efectuadas em intervalos temporais τ na ordem dos 100 ns ou superiores implicando um processo inerente de medida média. Assim, qualquer estrutura modal seria camuflada se o *chirp*, imposto a essa estrutura, for suficientemente rápido para cobrir um intervalo entre os modos (FSR) no tempo de medida τ.

Expandindo estas ideias, Littler *et al* descreve em 1991 o desenvolvimento de um laser semelhante, no regime *cw* e demonstra inequivocamente que o espectro de emissão do mesmo não é composto por um conjunto discreto de frequências mas, pelo contrário, é contínuo sobre um largo intervalo de frequência[209]. A aplicação deste laser para o abrandamento da distribuição longitudinal de velocidade de um feixe de átomos de néon meta-estável viria a ser demonstrada pelo mesmo autor[210]. As investigação teóricas, baseadas num modelo de equações de balanço atómico para a inversão e número de fotões[198, 200 e 201] efectuadas por Littler *et al* demonstraram serem úteis para a determinação da largura e posição do perfil espectral estacionário bem como a descrição do processo transitório de iniciação da oscilação laser[211 e 212]. Em 1993, Mugglin *et al* demonstraram a aplicação do laser de Kowalski[208] para a

monitorização da separação dos isótopos de rubídio por indução de deslocamento através de radiação laser "branca"[213].

O alargamento espectral da emissão de díodos laser acoplados a uma cavidade externa com FSF foi estudado em 1991, para níveis elevados de realimentação, por Richter *et al*[214]. O alargamento, até 5GHz, do espectro de emissão de um díodo laser infravermelho (850 nm) com largura de banda no regime de oscilação livre de 30 MHz, bem como a sintonia sobre um intervalo de 3.1 THz de um laser com emissão multimodo no visível (660 nm) e largura de banda de 1 MHz, são demonstradas. Os efeitos causados, para baixos níveis de realimentação, nos díodos laser acoplados a cavidades externas com FSF viriam a ser estudados por Martin *et al* em 1994[215] e, um ano mais tarde, Willis *et al* demonstram a operação de um díodo laser semelhante no regime *cw* com emissão espectral sem uma estrutura modal tipo Fabry-Perot[216].

A transição entre a operação de um laser FSF de corantes sem estrutura modal, quando apenas iniciada pela emissão espontânea, e a operação em que é gerado um pente de frequências iniciado por um sinal monocromático injectado, foi demonstrado pela primeira vez por Littler *et al* em 1992[217]. Os lasers de corantes com desvio intra-cavidade da frequência foram ainda utilizados para a amplificação de sinais fracos injectados na cavidade[218]. Um ano mais tarde, Phillips *et al* demonstraram a geração de um pente de frequências com uma largura de banda de 140 GHz e, separação sintonizável entre as componentes espectrais, num laser FSF de Nd:YLF com injecção de radiação monocromática externa[219].

Usando este laser, Barr *et al* demonstraram uma nova técnica para medição precisa da separação entre duas frequências ópticas[220]. O laser foi utilizado para produzir um pente de 875 frequências discretas com largura de banda de 140 GHz e separação de 160 MHz. A separação da frequência entre os dois modos de um laser foi medida pelos autores, utilizando esta técnica, com uma precisão de ± 5 kHz em 3 733 440 kHz. A geração de pentes de frequências *chirped* sem recurso à injecção de um sinal externo monocromático foi demonstrada por Balle *et al* para um laser de corantes com um pequeno desvio intra-cavidade da frequência[221]. Os autores descobriram também que a taxa de *chirp* depende do desvio de frequência induzido e comprimento da cavidade laser. A formação deste tipo de espectro foi teoricamente explicado usando as características espectrais de uma cavidade passiva com um desvio de frequência inferior ao FSR da cavidade.

A geração de pentes de frequência com a injecção externa de um sinal monocromático, para um laser em fibra dopada com érbio, foi demonstrada por Perry *et al* em 1994[222] enquanto que estudos interferométricos de um laser de estado sólido de ND:YVO_4 com FSF, bombeado por díodos laser, efectuados por Nakamura *et al* sustentam a existência de

componentes espectrais continuamente *chirped* para desvios de frequência inferiores à FSR da cavidade[223 e 224]. A geração de pentes de frequência em díodos laser acoplados a uma cavidade externa com FSF foi recentemente demonstrada por Yoshizawa *et al*[225]. Em contraste com trabalhos anteriores em que a razão entre o desvio de frequência e a FSR da cavidade é muito inferior à unidade, nesta experiência, foram utilizadas razões no intervalo de 0.21 a 1.4.

A operação de lasers FSF de corantes no regime pulsado, foi demonstrada em 1988 por Kowalski *et al*[226]. Usando a cavidade utilizada para a operação do mesmo laser no regime contínuo[208], mas na condição de ressonância, os autores demonstram a obtenção de impulsos curtos por introdução de *etalons* estreitos. Foi observada a geração de impulsos com larguras da autocorrelação entre 29 e 9.6 ps para taxas de repetição entre 220 e 1760 MHz em múltiplos de 220 MHz. Mais tarde, em 1990, Hale *et al* apresentaram um modelo teórico baseado numa cavidade passiva com FSF para o cálculo da emissão, nos domínios do tempo e frequência, para ambos os regimes de funcionamento laser (*cw* e pulsado)[227]. Alguns aspectos relevantes da formação dos impulsos foram considerados por Cutler[228]. O autor, utilizando um modelo computacional[229], especificou um sinal de ruído sobre um determinado intervalo de tempo τ e, numericamente, determinou a sua evolução enquanto sofria um deslocamento de frequência e se propagava através dos vários elementos da cavidade laser. A análise efectuada baseava-se num, de algum modo idealizado, oscilador com desvio de fase, assumindo uma forma Gaussiana para o sinal e resposta característica do filtro, alteração de fase linear e não linearidade dependente da potência, incluindo dispersão da frequência mas desprezando o ruído. A forma do impulso evolui ao longo das muitas voltas na cavidade e foi verificado pelo autor que a dinâmica da saturação do ganho é responsável pela sincronização do impulso com a taxa de desvio da realimentação.

A operação no regime auto-iniciado de *mode-locking* num laser *Q-switched* em fibra dopada com érbio e FSF foi demonstrada pela primeira vez por Myslinski *et al* em 1993[230]. Perry *et al*, demonstraram também, um ano mais tarde, a operação no regime pulsado de um laser FSF em fibra dopada com érbio para uma cavidade linear na condição de ressonância[222]. Mais recentemente, Balle *et al* provam que tanto é possível obter acção laser no regime *cw* como no regime pulsado neste tipo de lasers dependendo apenas do nível de bombagem[231]. Das simulações efectuadas, incluindo a dinâmica não linear da resposta do meio de ganho à intensidade do campo intra-cavidade e da filtragem da envolvente complexa do campo, verificou-se que uma determinada forma de impulso com a característica variação da frequência instantânea representa uma solução estável de oscilação.

Uma alternativa à deslocação da frequência introduzida por um AOM é obtida com a deslocação de um dos espelhos da cavidade. É interessante, nesta altura, comparar uma FSFC com tal interferómetro Fabry-Perot, onde um contínuo desvio de frequência é introduzido

pelo espelho em deslocação. Neste caso, o desvio no comprimento de onda associado à onda reflectida é compensado pela alteração do comprimento do caminho óptico e a condição para interferência construtiva é mantida[23] para um pente de modos com variação da sua separação. No entanto, para a FSFC o comprimento total da cavidade não é alterado e o desvio de frequência ocorre discretamente por passos e localizado na cavidade.

A auto-sincronização dos modos longitudinais de um laser de He-Ne, com desvio de frequência introduzida pelo movimento uniforme de um dos espelhos da cavidade, foi demonstrada por Smith em 1967[232] e posteriormente em 1993 aplicada por Wu *et al* para obtenção de operação no regime *mode-locked* de um laser de estado sólido de Nd:YAG[233]. O último autor usou um cristal de KTP como meio com propriedades não lineares do tipo Kerr baixando, deste modo, o limiar de acção laser no regime pulsado. O mecanismo responsável pela ligação entre os modos foi, neste trabalho, identificado como sendo resultante do alargamento espectral associado com o processo não linear de SPM. A filtragem espectral neste laser é providenciada pelo perfil da curva de ganho. É de realçar que a operação do laser no regime de *mode-locking* foi também verificado na ausência do cristal não linear, apenas necessitando de uma maior bombagem e, dependendo da densidade de potência e qualidade do feixe laser no meio de ganho.

Um extenso estudo dos efeitos de SPM nos lasers FSF foi desenvolvido por Sabert *et al*[191 e 192]. O modelo numérico e experiências efectuadas demonstram que para além de um único impulso por volta na cavidade, existem outras soluções, tipo solitões, de ordem elevada. Os resultados apresentados sugerem ainda que a não linearidade tipo Kerr das fibras ópticas é responsável pela iniciação espontânea da formação de impulsos curtos em lasers com desvio intra-cavidade da frequência. As experiências desenvolvidas foram implementadas tanto em cavidades com configuração linear como em anel, com a fibra de neodímio actuando como meio de ganho e meio não linear. É ainda demonstrada a operação destes lasers no regime pulsado mesmo para desvios da frequência na ordem dos 0.05 MHz. A operação no regime auto iniciado de *Q-switching* foi também verificada por estes autores e por Perry *et al*[222] para este tipo de lasers.

Kodama *et al* demonstraram em 1994 que a contínua deslocação da frequência óptica por AOM melhorava substancialmente a estabilidade dos sistemas com amplificação periódica de solitões com filtragem[193]. Este método, análogo a um anterior baseado na técnica de varrimento do filtro[195 e 196], foi também aplicada pelos autores para a modelização de uma cavidade laser FSF em fibra em anel, demonstrando a geração de um trem de solitões de igual amplitude e separação temporal fixa. A confirmação experimental destes resultados seriam apresentada por Fontana *et al* para um laser FSF em fibra dopada com érbio, com bombagem por díodos laser[194]. Os autores obtiveram impulsos tipo solitões com larguras de 16 ps e taxas

de repetição de 20 GHz. Em experiências realizadas posteriormente por Romagnoli *et al* com um laser FSF em fibra óptica codopada com érbio e itérbio sintonizável, numa cavidade incorporando um polarizador, foi demonstrado que os efeitos não lineares de polarização eram responsáveis pela diminuição da largura dos impulsos[234]. Com a taxa de repetição fixa pelo baixo nível de realimentação da cavidade, foram obtidos impulsos com duração na ordem dos 7 ps.

O papel da GVD no processo de formação dos impulsos nos lasers FSF em fibra foi teoricamente e experimentalmente estudada pelo mesmo autor[235]. Em particular, de acordo com os resultados obtidos por Sabert *et al*[191 e 192], verificou-se que são suportados impulsos estáveis em lasers FSF mesmo para valores da GVD nulos ou positivos, devido às interacções resultantes dos efeitos de amplificação numa largura de banda limitada, deslocamento da frequência, SPM e de rápida absorção saturável devida a, por exemplo, rotação não linear da polarização e perdas dependentes da polarização. Foram obtidos, pelos autores, impulsos estáveis com larguras FWHM de 12.4 ps para um laser FSF em fibra dopada com érbio, numa cavidade em anel, bombagem por díodos laser e um valor positivo da GVD. Baseado no trabalho desenvolvido por Sabert *et al*[191 e 192], Sterke *et al* desenvolveram um simples modelo, complementar ao de Kodama *et al*[193], no qual os efeitos da dispersão são ignorados e é considerada uma cavidade laser com os quatro elementos responsáveis pela formação de impulsos: um filtro passabanda, um meio de ganho, um elemento não linear e um deslocador de frequência[236].

Uma das principais desvantagens da técnica de FSF é o facto de ser exigida a utilização na cavidade laser de elementos maciços ou em óptica integrada como deslocadores de frequência, filtros e polarizadores. Tais componentes são usualmente dispendiosos e responsáveis pelo aumento das perdas da cavidade, bem como podem levar ao aparecimento de efeitos tipo *etalon* e, consequentemente, à inibição ou deterioração da operação *mode-locked*. Os problemas agravam-se com a sua utilização em sistemas laser em fibra óptica. Baseado numa nova tecnologia recentemente desenvolvida para um deslocador de frequência acusto-óptico em fibra óptica num acoplador de quatro portas controlado pela frequência acústica[237], Culverhouse *et al* demonstraram pela primeira vez em 1995 um laser FSF de solitões totalmente em fibra óptica (em que o meio de ganho é constituído por uma fibra codopada com érbio e itérbio)[238]. O deslocador de frequência é, nesta configuração, também responsável pela filtragem espectral essencial para a operação no regime pulsado. Os autores observaram também a estabilização da taxa de repetição, sintonia em comprimento de onda e operação bidireccional do laser no regime pulsado. Um filtro acusto-óptico em fibra, baseado no acoplamento de dois modos espaciais, foi também demonstrado por Yun *et al* em

1996 para a sintonia, de um laser em fibra dopada com neodímio no regime *cw*, num intervalo superior a 20 nm com uma largura de linha de 0.2 nm[239].

Apesar de algum trabalho efectuado, tanto teoricamente como experimentalmente, com lasers FSF de estado sólido maciços, tais como Ti:Safira[240] e Nd:YVO_4[241], nos anos mais recentes tem sido prestada uma especial atenção no estudo de lasers FSF em fibra óptica. Tal deve-se não só às propriedades já conhecidas deste tipo de lasers mas também às vantagens inerentes aos sistemas baseados em fibras ópticas. Com os mais recentes desenvolvimentos obtidos para os filtros sintonizáveis e deslocadores de frequência, tornou-se possível criar cavidades laser em fibra para as quais a taxa de varrimento do filtro e o deslocamento da frequência por volta na cavidade deixam de ser quantidades fixas mas passam a ser dependentes do tempo. Em particular, a possibilidade de rápida e suavemente alterar a frequência central da transmissão do filtro por processos electrónicos, permite um rápido e contínuo varrimento do comprimento de onda de emissão de um laser em fibra (WSFL)[205].

Yun *et al* investigaram, tanto numericamente como experimentalmente, o desempenho e os factores mais importantes que governam a operação de um WSFL incorporando FSF[242]. Os autores estudaram as propriedades do espectro de emissão laser para diferentes condições impostas à taxa de varrimento do filtro e desvio de frequência. Em particular, verificaram que é obtido um significativo estreitamento da largura de linha da emissão instantânea quando o pico da transmissão em comprimento de onda do filtro é deslocado em sincronismo com o deslocamento imposto por passagem no AOM. Larguras de linha na ordem dos 9 GHz para intervalos de varrimento 38 nm com potência emitida de 100 mW são reportadas para um WSFL em fibra óptica codopada com érbio e itérbio, incorporando um AOM maciço.

Mais recentemente, o mesmo autor demonstrou a aplicação de um WSFL em fibra dopada com érbio na interrogação de uma rede de sensores de Bragg[243]. Foi aplicada, ao filtro tipo Fabry-Perot, uma função de modulação triangular com frequência de 250 Hz produzindo-se um varrimento do comprimento de onda sobre cerca de 28 nm desde 1538 a 1566 nm. O laser emite uma potência de 3.3 mW com uma largura de linha instantânea inferior a 0.1 nm. Foram obtidas resoluções de 0.47 με* rms para a tensão à taxa de amostragem ($42\,n\varepsilon/\sqrt{Hz}$). Neste trabalho os autores relatam ainda a operação do laser no regime de *mode-locking* para um nível de bombagem superior a 26 mW, com um impulso por volta na cavidade à frequência fundamental de 12.14 MHz. As interessantes características de emissão deste laser, no que respeita à polarização, são analisadas posteriormente pelo mesmo autor[244]. Dependendo da birrefringência da cavidade foram observados impulsos com estado

* Unidade de medida de tensão mecânica (*strain*)

de polarização fixa ou em rotação. Os autores sugerem ainda que este comportamento resulta da competição entre os dois, simultaneamente *mode-locked*, modos próprios de polarização.

Porta *et al* demonstraram um laser FSF em fibra óptica dopada com itérbio com emissão sintonizável sobre um largo intervalo de comprimentos de onda (1012 to 1064 nm) capaz de gerar impulsos com FWHM de 5-8 ps à taxa de repetição de 80 MHz e potência média de 90 mW[245]. Quando simultaneamente operado nos regimes de *mode-locking* e *Q-switching* o laser emite impulsos com potência de pico superior a 1.2 kW. A geração de impulsos com duração de 2 ps foi também demonstrada por Okhotnikov para um laser FSF em fibra óptica dopada com érbio[246]. O autor propôs e implementou pela primeira vez a geração de impulsos estáveis com o aprisionamento causado pelo extremo do perfil da curva de ganho. Deste modo, é evitado o recurso a um filtro passabanda responsável pela limitação imposta à largura mínima dos impulsos gerados. Usando o mesmo laser o autor demonstrou ainda a operação simultânea no regime de *mode-locking* em vários comprimentos de onda[247]. O forte mecanismo de equalização do ganho, providenciada pelo FSF, permite a obtenção de impulsos com características semelhantes apesar das consideráveis diferenças no ganho do amplificador, para o trem de impulsos, nos diferentes comprimentos de onda.

Tradicionalmente, o máximo de potência emitida que pode ser obtida por lasers FSF em fibra é limitado por efeitos não lineares intrínsecos às fibras que obstruem a simples geração de impulsos curtos de alta potência de pico. Broderick *et al* demonstraram que aumentando as dimensões do modo na fibra se obtém um aumento da energia e potência extraída de um laser FSF em fibra[82]. Os autores obtiveram impulsos subpicosegundo com energias na ordem dos nanojoules utilizando como meio de ganho uma fibra LMA dopada com érbio. As dimensões máximas para o modo fundamental que pode ser obtido para estas fibras são no entanto limitadas por restrições de fabricação da mesma. Alternativamente, fibras multimodo, com optimização do nível e distribuição espacial transversal dos iões responsáveis pelo ganho, permitem um significativo aumento do volume do modo, mantendo a propagação única do modo fundamental[67 e 248]. Recentemente, foi demonstrado pela primeira vez um amplificador em fibra dopada com érbio tipo *flared* em que as fibras utilizadas apresentam as características referidas[75]. Neste trabalho é também demonstrada a amplificação de um laser FSF em fibra monomodo dopada com érbio numa configuração tipo MOPA.

4.4.3 Laser *Mode-locked* Sintonizável em Fibra Óptica Dopada com Itérbio

Os lasers em fibra óptica dopada com itérbio, a operar na região espectral de 1 μm, apresentam algumas propriedades interessantes, tais como: altas potências de emissão, excelente eficiência de conversão e largo espectro de ganho. Estas características fazem com que estes sistemas sejam considerados como fontes atractivas de impulsos curtos de alta

energia apropriadas para algumas aplicações e, em particular, como fontes de bombagem para osciladores paramétricos[19 e 249].

Durante os últimos anos tem sido prestada especial atenção ao desenvolvimento de fontes estáveis de impulsos picosegundo em sistemas em fibra óptica. Verifica-se, no entanto, que o maior problema não é a geração de impulsos curtos, dado que as não linearidades intrínsecas das fibras favorecem na realidade a geração de impulsos picosegundo, mas sim fazer com que o laser seja estável, imune às condições ambientais e insensível à polarização[250].

Recentemente, Porta *et al* afirmaram ter desenvolvido um laser FSF em fibra dopada com itérbio, com bombagem por um Ti:Safira a operar no comprimento de onde de 915 nm, capaz de gerar impulsos picosegundo à taxa de 80 MHz, sintonizável no intervalo de 1012 nm a 1064 nm e insensível à polarização[245]. Nesta subsecção, e como resultado do estágio efectuado no ORC em Inglaterra, é apresentado um laser idêntico ao descrito na referência anterior mas com bombagem por díodos laser. Verifica-se, contrariamente ao afirmado pelos autores do trabalho referido, que este laser não é insensível à polarização. Mais, verifica-se que a bombagem por díodos laser aumenta a estabilidade do laser permitindo a medição do *jitter* no tempo dos impulsos gerados.

4.4.3.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

O esquema experimental utilizado encontra-se representado na figura 4.7.

A fibra dopada com itérbio utilizada, com um comprimento aproximado de 60 cm tem uma concentração elevada (de aproximadamente 20000 ppm) do dopante no núcleo, codopado também com fosfato de alumínio para aumentar a solubilidade dos iões de itérbio. A fibra tem uma abertura numérica de NA=0.22, diâmetro do núcleo de 3.1 μm e apresenta um comprimento de onda de corte de 900 nm. Um dos seus extremos é unido por fusão a um curto acoplador WDM para injecção de até 350 mW de potência de bombagem emitida por um laser semicondutor tipo MOPA a operar no comprimento de onda de 975 nm. A outra porta do acoplador é clivada na perpendicular e encostada a um espelho de alta reflectividade. A outra extremidade da fibra dopada é inserida num tubo capilar e polido em ângulo para suprimir a reflexão de Fresnel no interface com o ar. A cavidade é completada com um AOM a funcionar como deslocador de frequência e uma rede de difracção maciça, providenciando a realimentação do feixe difractado pelo AOM. A eficiência de difracção do AOM é de 40% na banda de 1030 nm e a frequência do sinal RF aplicado é de 80 MHz. A ordem zero da difracção do AOM é utilizada como porta de saída da emissão laser. Lâminas de $\lambda/2$ e $\lambda/4$ são introduzidas na cavidade para estudar o efeito da polarização.

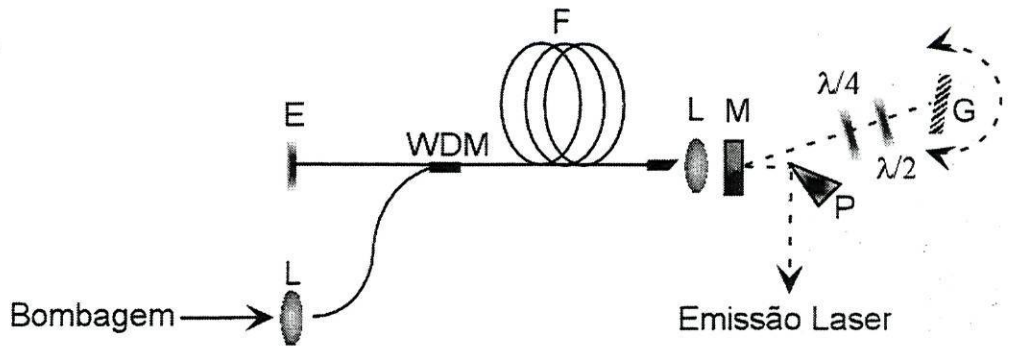


Figura 4.7. Desenho esquemático do laser FSF em fibra óptica dopada com itérbio. *F* representa a fibra dopada com terras raras, *E* o espelho de alta reflectividade, *L* a lente, *M* o modulador acusto-óptico, *G* a rede maciça de difracção, *P* um prisma de alta reflectividade, W*DM* o acoplador WDM e lâminas de λ/2 e λ/4 para controlo da polarização.

4.4.3.2 Experiência, Resultados e Discussão

Com o AOM desligado (e portanto sem realimentação por parte da rede de difracção) mediu-se a curva da fluorescência representada na figura 4.8.

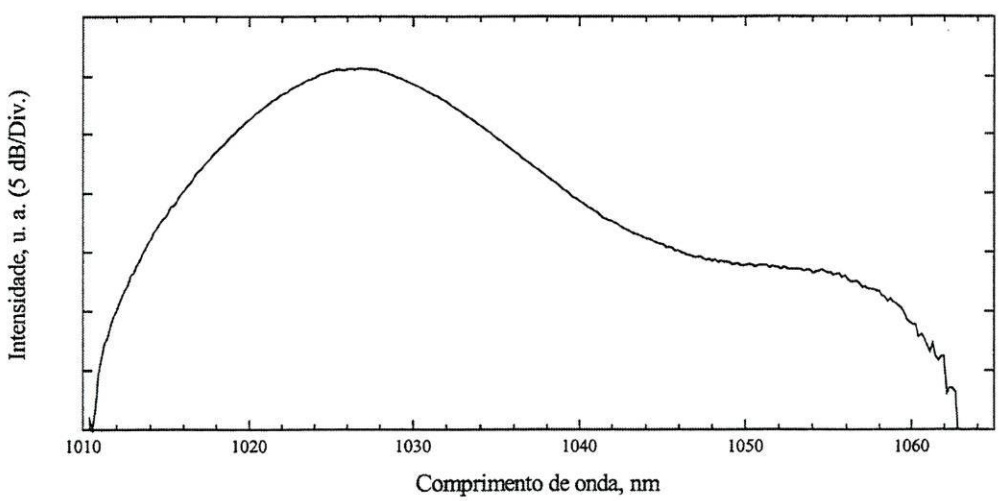
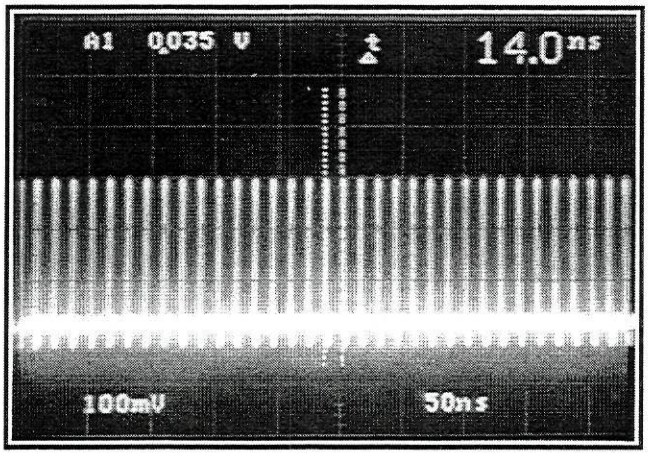


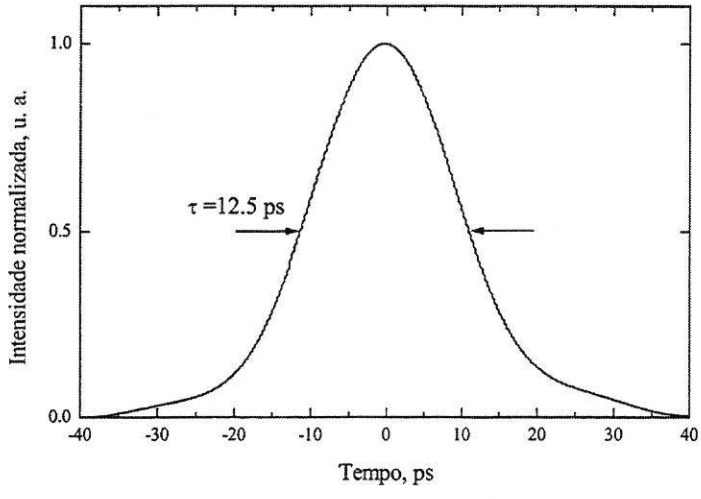
Figura 4.8. Curva de ASE emitida para dupla passagem no amplificador, sob o máximo de bombagem e com o AOM desligado.

Quando o AOM é ligado e a cavidade é alinhada com a primeira ordem de difracção e o laser automaticamente inicia a operação no regime de *mode-locking*. Sem a inserção de elementos de controle da polarização na cavidade os impulsos gerados apresentam larguras na ordem dos 20 a 25 ps. Contrariamente ao afirmado por Porta *et al*[245], introduzindo um pequeno anel na fibra verifica-se que as características dos impulsos emitidos são afectados devido à alteração da polarização. Com a introdução de lâminas de λ/2 e λ/4 na cavidade a

operação laser é optimizada obtendo-se impulsos com larguras na ordem dos 8-12 ps. O trem de impulsos e a autocorrelação de um dos impulsos gerados pelo laser com controle de polarização encontra-se representado na figura 4.9.



a)



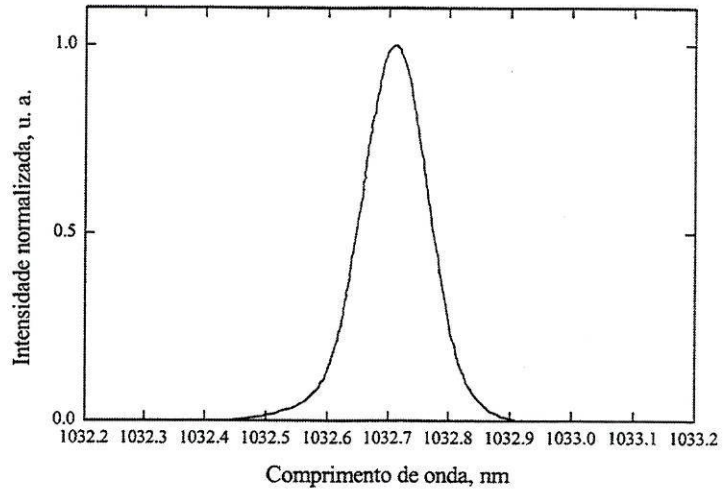
b)

Figura 4.9. Característica temporal da emissão laser. **a)** Trem de impulsos e **b)** autocorrelação dos impulsos gerados.

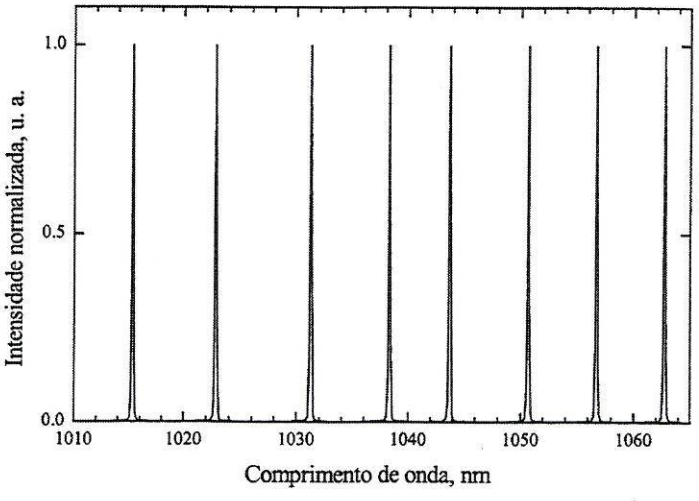
Tal como se pode observar na figura o laser emite impulsos com duração de alguns picosegundos, com um período de 14 ns e excelente estabilidade em amplitude. Os impulsos apresentam também uma elevada qualidade como pode ser auferido da figura 4.9 b) onde se verifica não existir qualquer pedestal.

O espectro dos impulsos gerados, representado na figura 4.10 a) não apresenta, aparentemente, qualquer banda lateral. A largura a meia altura é inferior a 0.1 nm (limitada pela resolução do analisador de espectros utilizado). Nesta configuração a rede de difracção é

a principal responsável pela forma do espectro do impulso. Rodando a rede de difracção é possível efectuar a sintonia da emissão laser sobre ~50 nm desde 1015 nm a 1062 nm, como é demonstrado na figura 4.10 b) para alguns dos comprimentos de onda neste intervalo.



a)



b)

Figura 4.10. Características espectrais da emissão laser. **a)** espectro dos impulsos e **b)** intervalo de sintonia.

Em todo o intervalo de sintonia os impulsos mantêm as mesmas características com uma potência de pico de ~90 W. A taxa de repetição é de ~72 MHz determinada pelo tempo de uma volta na cavidade.

Com o intuito de obter impulsos mais curtos foi adicionada à cavidade cerca de 10 m de fibra monomodo. Aumentando a interacção dos impulsos com o meio não linear esperava-se obter um alargamento espectral por SPM e correspondentemente um encurtamento dos

impulsos. No entanto tal não se verificou, mantendo os impulsos as mesmas características. Conclui-se, por outro lado que a operação laser não depende da frequência do sinal RF aplicado ao AOM sendo a taxa de repetição estabelecida pelo comprimento da cavidade. A substituição da rede de difracção por um espelho de alta reflectividade também não afectou a largura dos impulsos sendo portanto de concluir que outros elementos ou factores, tais como *etalons* originados na ligação do extremo da fibra com o espelho ou entre as faces do AOM, poderão ser responsáveis pela limitação imposta à largura espectral de emissão.

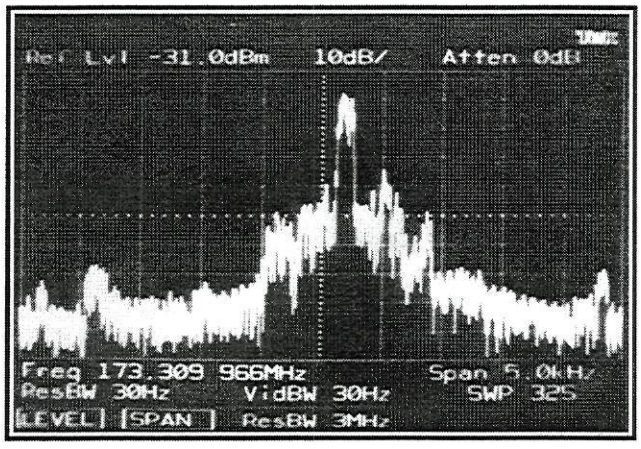


Figura 4.11. Espectro eléctrico do sinal emitido pelo laser. Na figura encontra-se representada em detalhe a componente espectral de ordem 1.

A estabilidade em frequência dos impulsos gerados pelo laser foi analisada com a medida do *jitter* no tempo.

Para uma análise no domínio das frequências, o *jitter* no tempo dos impulsos gerados é dado pela expressão[153]:

$$T_J = \frac{T_c}{2\pi n}\left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)\frac{\Delta f_r}{\Delta f_{res}}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (4.13)$$

onde, n representa a ordem da componente espectral em análise, Tc o período dos impulsos, P_1 a potência de pico da componente, P_2 a potência do nível da banda de ruído em frequência, Δf_r a largura de banda de ruído e Δf_{res} a resolução do analisador de espectros eléctrico.

Para uma resolução de 30 Hz e largura de banda do ruído de 98 Hz medida para a componente de ordem 1 correspondente à frequência de 173.3 MHz, o *jitter* é de 7.96 ps. De realçar que, devido às alterações nas condições da cavidade laser (principalmente na parte exposta ao ar) verificou-se existir um constante deslize da frequência fundamental dos

impulsos gerados. Por este motivo a largura espectral da banda de ruído real deverá ser inferior à medida o que significa um menor *jitter*. Uma configuração totalmente em fibra e/ou hermeticamente condicionada deverá permitir obter tempos de *jitter* inferiores a um picosegundo.

4.4.4 Laser *Mode-locked* em Fibra Óptica Dopada com Érbio e Comutação do Comprimento de Onda de Emissão

Tal como mencionado na introdução desta secção, usando cavidades laser com FSF podem ser obtidos impulsos com larguras na ordem de alguns picosegundo[191 e 192]. O balanço entre o desvio da frequência, introduzido pela realimentação do laser com a primeira ordem difractada pelo AOM, o alargamento espectral induzido pelos efeitos não lineares e subsequente filtragem constitui o mecanismo responsável pela geração de impulsos em lasers com FSF. Recentemente, foi demonstrado que a utilização de um filtro espectral, responsável pela limitação da largura dos impulsos, pode ser evitada[246]. Explorando a limitada banda espectral de ganho do amplificador em fibra dopada com érbio para aprisionar os impulsos (numa função semelhante a desempenhada pelo filtro) foi obtida uma redução significativa da largura dos impulsos para valores na ordem dos 2 ps. Este método, caracterizado por não impor a necessidade de elementos de filtragem espectral adicionais, é particularmente atractivo para o desenho de fontes de impulsos curtos sintonizável ou com comutação do comprimento de onda de emissão.

Foi também verificado que com um aumento do nível de FSF (ou equivalentemente diminuição da percentagem da radiação da cavidade acoplada para o exterior) a emissão desliza na direcção dos comprimentos de onda superiores da curva de ganho[247]. O espectro dos impulsos correspondente à situação estacionária representa o equilíbrio entre o desvio da frequência e a força oposta, na direcção do pico do ganho, dependente do valor do declive da curva de ganho $dG/d\lambda$. Com o aumento do nível de FSF são sucessivamente gerados impulsos em comprimentos de onda superiores. O autor demonstra ainda que tanto as variações do espectro do ganho, intrínsecas do amplificador ou de um filtro com baixa taxa de extinção da transmissão, podem ser utilizadas para um eficiente aprisionamento dos impulsos em lasers com FSF. Mais, introduzindo determinada variação espectral da curva de ganho, podem ser gerados impulsos estáveis simultaneamente em vários comprimentos de onda.

Utilizando um filtro periódico com baixo coeficiente de extinção, o mesmo autor demonstra um laser com FSF em fibra dopada com érbio com sintonia espectral e operação em múltiplos comprimentos de onda[246 e 247]. É ainda importante referir que com a optimização do nível de FSF são obtidos impulsos com aproximadamente as mesmas características apesar das consideráveis diferenças do ganho do amplificador para os diferentes comprimentos de

onda. Tal é atribuído ao processo de equalização do ganho induzido pelo FSF[247]. Deste modo, a exclusão do filtro passabanda, permite não só a obtenção de impulsos mais curtos mas também a possibilidade de um maior controlo do comprimento de onda de emissão. Nesta subsecção demonstra-se a possibilidade de comutação do comprimento de onda de emissão em lasers com FSF através da modulação do sinal RF aplicado ao AOM.

4.4.4.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

A cavidade em anel utilizada neste trabalho experimental encontra-se representada na figura 4.12.

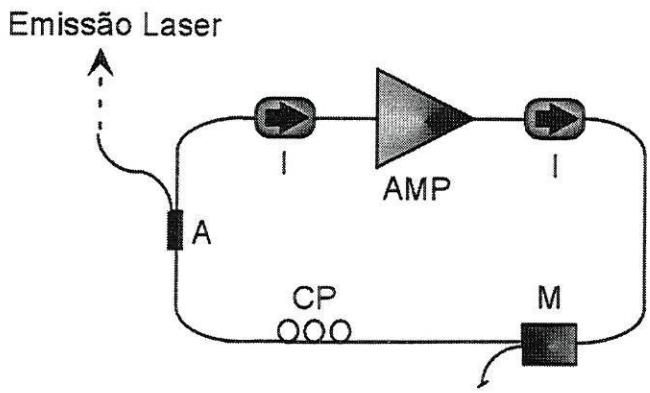


Figura 4.12. Representação esquemática da cavidade em anel do laser em fibra com FSF, utilizada para comutação do comprimento de onda de emissão. *A* representa o acoplador 3 dB de saída, *M* o modulador acusto-óptico, *CP* o controlador de polarização, *I* o isolador óptico e *AMP* o amplificador em fibra óptica dopada com érbio e bombagem por díodos laser.

Um amplificador comercial com 10 m de fibra dopada com érbio bombeada por díodos laser e com um ganho para pequenos sinais de 40 dB foi utilizado como meio de ganho. Ambas as portas de entrada e saída do amplificador têm incorporados isoladores ópticos garantindo o funcionamento unidireccional do mesmo. Um acoplador 3-dB é utilizado como porta de saída do laser. A cavidade é completada pela primeira ordem de difracção de um AOM, com conectorização por fibra óptica, funcionando como um deslocador de frequência com Δf=100 MHz. O sistema laser é totalmente construído com fibra padrão de telecomunicações com uma dispersão da velocidade de grupo de D=16.5 ps/nm/km para 1.55 μm. O comprimento total do laser é de aproximadamente 22 m. A eficiência de difracção do AOM pode ser alterada, por variação da potência RF aplicada, até um máximo de 70%.

4.4.4.2 Experiência, Resultados e Discussão

A comutação do comprimento de onda de emissão foi obtida para os dois regimes pulsados suportados pelos laser com FSF, *i. e.* para *Q-switching* e *mode-locking*. Para tal foi aplicada uma modulação do sinal RF do AOM sob a forma de uma onda quadrada. O nível de modulação do FSF foi ajustada de tal forma que o estado correspondente à menor eficiência de difracção corresponde ao funcionamento num comprimento de onda (λ_1), enquanto o outro estado de maior eficiência corresponde ao funcionamento num comprimento de onda superior (λ_2). O espectro da emissão laser correspondente ao funcionamento do mesmo no primeiro ou segundo estado é apresentado na figura 4.13 a) e c), respectivamente. Com a modulação da potência RF aplicada ao AOM e, após ajuste do controlador de polarização, o laser opera com emissão alternada num e noutro comprimento de onda.

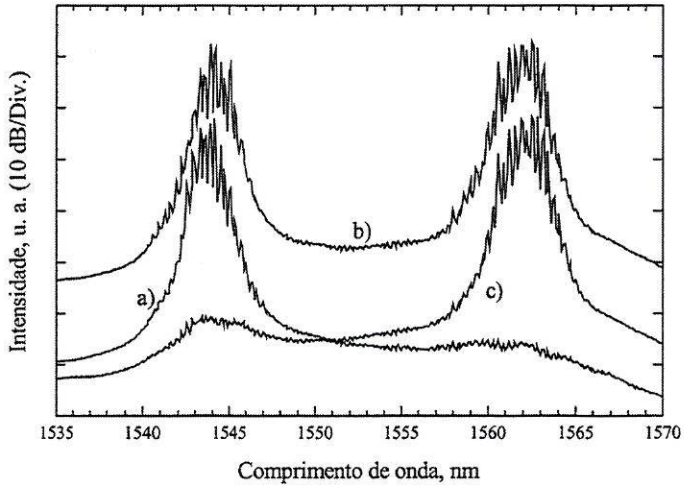


Figura 4.13. Espectro dos trens de impulsos, emitidos pelo laser FSF em fibra dopada com érbio, correspondentes ao primeiro estado **a)**, segundo estado **c)** e operação alternada entre os dois estados **b)**, quando é aplicado o sinal de modulação da potência RF do modulador. As curvas estão desviadas em intensidade para maior clareza.

Os dois espectros, localizados nos comprimentos de onda λ_1= 1544 nm e λ_2= 1563 nm, apresentados na figura 4.13 b), correspondem à operação do laser no regime *mode-locking* com comutação do comprimento de onda. Foi obtida a confirmação do funcionamento do laser neste regime fazendo passar o feixe emitido pelo laser por um filtro sintonizável, com largura de 3 nm, para seleccionar o trem de impulsos correspondente a cada comprimento de onda. A figura 4.14 ilustra o comportamento temporal da comutação em comprimento de onda de emissão dos impulsos quando é aplicada uma função de modulação em forma de onda quadrada à potência RF que alimenta o AOM.

Deverá ser notado que o tempo que medeia os dois estados de funcionamento (tempo necessário para a alteração da potência aplicada ao AOM entre os dois estados) foi propositadamente estabelecida em ~100 μs para evitar a formação de impulsos de relaxação de elevada amplitude que aumentam excessivamente o tempo de transição através de saturação do ganho. De qualquer modo, a operação neste regime, demonstrada na figura 4.14, revela ainda a existência de alguma oscilação de relaxação. Verificou-se que a operação no regime de impulsos curtos apresenta uma dinâmica transitória inferior à da operação no regime de *Q-switching* e portanto necessita de maior tempo (~200 μs) para atingir a situação estacionária em que os impulsos apresentam a mesma amplitude.

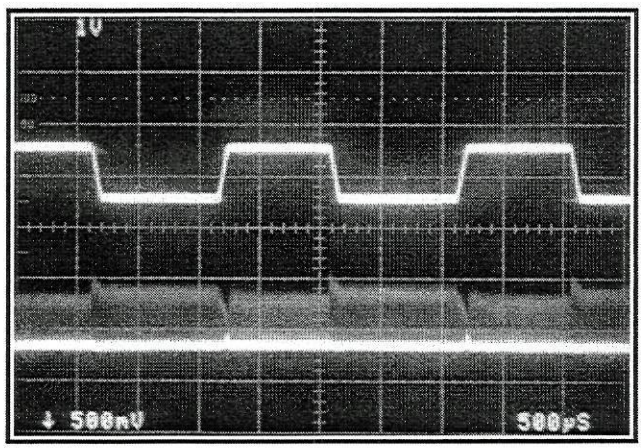


Figura 4.14. Característica temporal da emissão do laser FSF no regime de *mode-locking* com comutação do comprimento de onda de emissão (traço inferior) e modulação sob a forma de uma onda quadrada da potência RF aplicada ao AOM (traço superior).

Os dois espectros correspondentes aos dois estados de modulação do AOM são praticamente idênticos sugerindo que os impulsos apresentam características semelhantes. Dado que a utilização do filtro na saída do laser implica um alargamento dos impulsos, os dois estados de funcionamento correspondentes aos dois comprimentos de onda de emissão foram analisados separadamente. Sem modulação, cada comprimento de onda é seleccionado através da escolha de uma apropriada potência RF aplicada ao AOM. A figura 4.15 apresenta a autocorrelação do impulso curto obtido para os dois estados.

A duração do impulso típica para ambos os estados é de ~2 ps com um produto largura de banda/tempo no intervalo de 0.32 a 0.33, assumindo uma forma do impulso tipo $sech^2$. A operação do laser no regime pulsado, ao qual correspondem impulsos com maior duração é obtida através de um realinhamento do controlador de polarização e, alterando os parâmetros de modulação. Este regime de operação do laser FSF, usando uma modulação em forma de

onda quadrada, corresponde mais a um regime de sincronização de oscilações de relaxação de baixa amplitude do que a operação num regime estável de *Q-switching*[192].

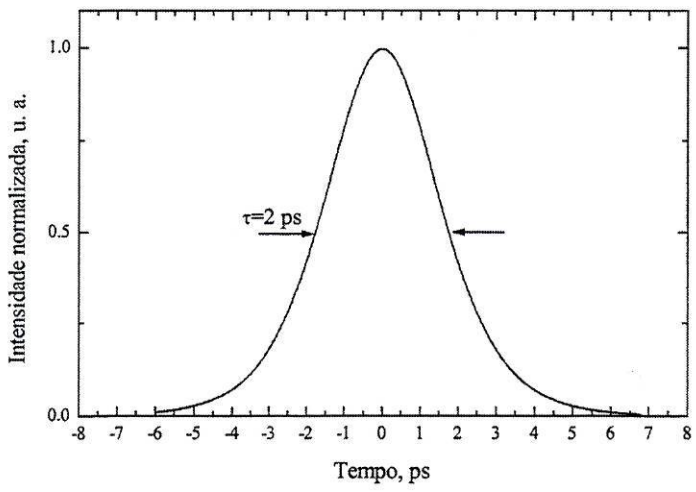


Figura 4.15. Autocorrelação de um impulso típico do laser FSF no regime de *mode-locking* e comutação do comprimento de onda de emissão.

A figura 4.16 apresenta o comportamento temporal do laser neste regime com comutação do comprimento de onda. Através da observação desta figura verifica-se que a comutação do comprimento de onda de emissão é acompanhada por uma alteração da taxa de repetição. Tal deve-se à modulação do coeficiente de acoplamento da porta de saída do laser (ordem zero da difracção), induzida pelo modulador.

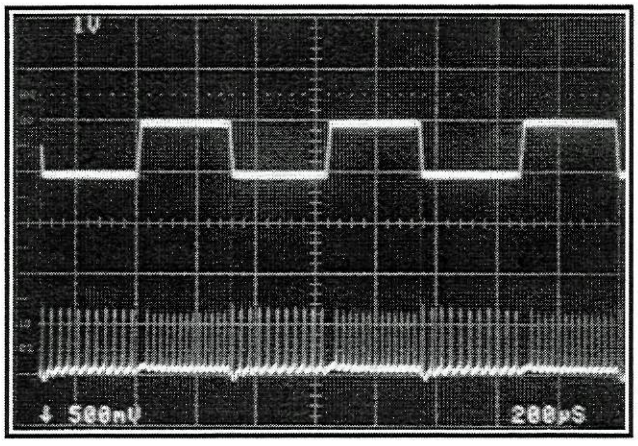


Figura 4.16. Característica temporal da emissão do laser FSF no regime de oscilações de relaxação sincronizadas com comutação do comprimento de onda de emissão (traço inferior) e modulação sob a forma de uma onda quadrada da potência RF aplicada ao AOM (traço superior).

A operação do laser FSF no regime de *Q-switching*, com impulsos de alta potência de pico e comutação do comprimento de onda de emissão, é obtida com outra técnica de modulação. Esta técnica consiste na aplicação de uma onda bipolar de curtos impulsos (~300 ns) sobre uma componente DC, à potência RF do modulador. Este tipo de modulação permite reduzir o tempo de ligação de cada comprimento de onda de emissão e, portanto, evitar a geração de múltiplos impulsos *Q-switched* do laser.

A amplitude de modulação e nível DC foram ajustadas para obter uma comutação completa entre os comprimentos de onda correspondentes aos dois estados. Assim, é possível gerar trens de impulsos *Q-switched* de amplitude similar correspondentes aos dois comprimentos de onda, tal como é demonstrado na figura 4.17.

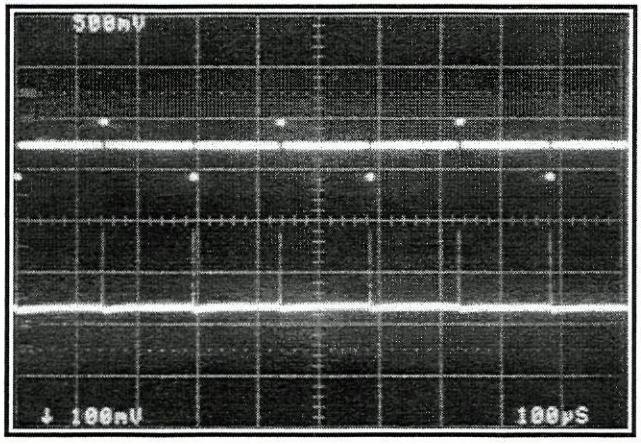


Figura 4.17. Característica temporal da emissão do laser FSF no regime de *Q-switching* e com comutação do comprimento de onda de emissão (traço inferior) e modulação bipolar da potência RF aplicada ao AOM (traço superior).

Deverá ser ainda notado que, apesar do nível DC da potência RF aplicada ao AOM, a operação no regime *Q-switched* impede o aparecimento de acção laser entre os impulsos devido à eficiente extracção da energia armazenada e consequente redução da inversão de população do amplificador.

4.4.5 Laser *Mode-locked* em Fibra Óptica Dopada com Érbio e Controle da Taxa de Repetição dos Impulsos

Apesar das suas cavidades, relativamente longas, os lasers em fibra óptica podem produzir impulsos a taxas na ordem dos GHz quando operando no regime de *mode-locking* harmónico (em que a modulação de amplitude ou fase é efectuada com uma frequência correspondente a um múltiplo da frequência fundamental da cavidade laser). Estes lasers

tendem no entanto a exibir um nível de instabilidade maior, provocado pela competição entre supermodos. Foram entretanto desenvolvidas e aplicadas algumas técnicas para controlar a taxa de repetição em lasers *mode-locked*, passivos ou activos, em fibra óptica dopada com terras raras[251, 252, 253 e 254]. Recentemente, foi demonstrado um novo método para geração de impulsos em cavidades com FSF, para as quais o balanço entre o progressivo desvio de frequência e o alargamento espectral da radiação intensa por efeitos não lineares na fibra é responsável pela definição da forma do impulso.

Nos lasers FSF convencionais[191, 194 e 234], é utilizado um filtro passabanda na cavidade para aprisionamento dos impulsos de determinadas frequências, no entanto, tal implica um inevitável alargamento dos mesmos. Recentemente, foi demonstrada a geração de um trem estável de impulsos com larguras de 2 ps, num laser com FSF em fibra óptica, explorando o perfil do espectro de ganho do amplificador para aprisionamento dos impulsos[246]. Deste modo, a utilização do filtro pode ser evitada. Nesta subsecção é demonstrado pela primeira vez que o conceito de controle do espaçamento entre impulsos usado nos lasers *mode-locked* convencionais pode ser aplicado aos lasers com FSF.

Dependendo da potência de bombagem aplicada ao laser FSF em fibra, os impulsos gerados à frequência fundamental da cavidade, representam um conjunto de solitões igualmente espaçados entre si, com uma curta separação, típica dos lasers *mode-locked* em fibra[191, 246, 255 e 256]. Este comportamento é atribuído ao processo de auto-organização de grupos de solitões[255]. É ainda demonstrado que a taxa de repetição desta sequência de impulsos gerada nos lasers com FSF pode ser estabilizada com a utilização de um filtro com resposta espectral periódica. Mais, a taxa de repetição dos impulsos pode ser uniformemente sintonizada por alteração do período da resposta do filtro. Em geral a separação entre os impulsos da sequência é assíncrona com o tempo de uma volta completa na cavidade significando, por esse motivo, não ser necessário um ajuste preciso da periodicidade do filtro. O número total de impulsos na sequência pode ser aumentado com a injecção de uma maior potência de bombagem. Adicionalmente, verifica-se que as características dos impulsos gerados são melhoradas com a implementação do controle da taxa de repetição.

4.4.5.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

A configuração em anel do laser com FSF em fibra dopada com érbio e controle da taxa de repetição encontra-se esquematicamente representada na figura 4.18.

Esta cavidade é idêntica à descrita na subsecção anterior, à excepção da substituição do acoplador 3-dB por um filtro espectral sinusoidal usado para controlar a taxa de repetição dos impulsos. Nesta configuração, a porta de saída do laser é formada pela ordem zero da

difracção do AOM. Os anéis em fibra são usados para controle do estado de polarização na fibra e para optimização das características dos impulsos.

O interferómetro de Michelson, que constitui o filtro espectral sinusoidal sintonizável, é inserido na cavidade para controlar a taxa de repetição dos impulsos emitidos. O seu tamanho é reduzido (~3 cm) para minimizar os desvios relativos entre os comprimentos dos dois braços. O interferómetro permanece estável sem necessidade de um processo activo e constante de estabilização. O período da resposta espectral sinusoidal do interferómetro é alterado por variação da diferença do caminho óptico entre os dois braços, introduzido por deslocamento de um dos espelhos.

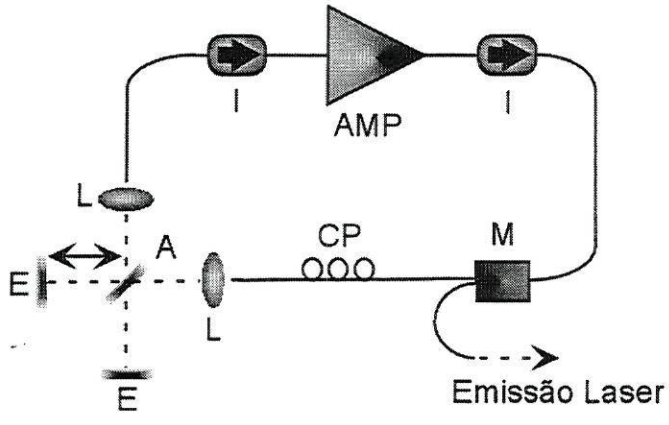
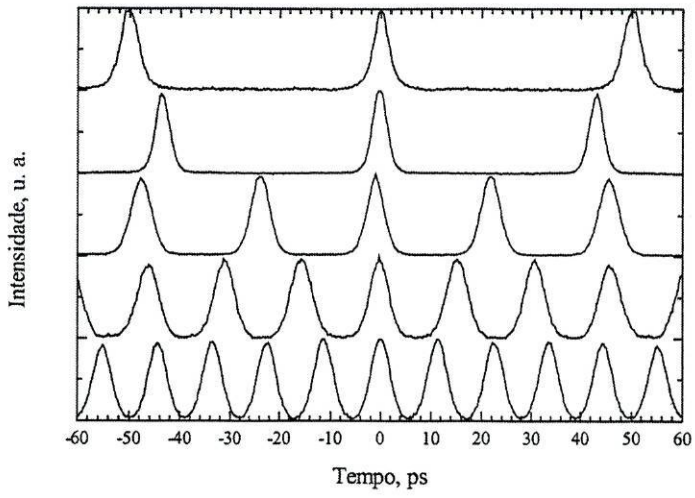


Figura 4.18. Representação esquemática da cavidade em anel com FSF utilizada com controlo da taxa de repetição do impulsos. *A* representa o acoplador 3 dB, E um espelho de alta reflectividade, *L* uma lente, *M* o modulador acusto-óptico, *CP* o controlador de polarização, *I* o isolador óptico e *AMP* o amplificador em fibra óptica dopada com érbio e bombagem por díodos laser.

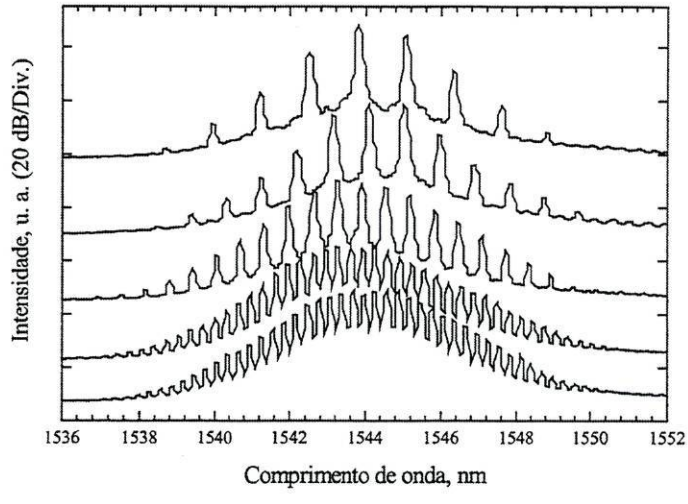
4.4.5.2 Experiência, Resultados e Discussão

Providenciando para que o tempo de atraso diferencial do interferómetro seja próximo do tempo de separação entre os impulsos obtém-se o controlo do período dos mesmos. No domínio espectral, o ajuste da diferença de caminhos ópticos no interferómetro de Michelson permite que as componentes espectrais do impulso correspondentes à taxa de repetição sejam sincronizadas com os picos de transmissão espectral do interferómetro. Deste modo, inserindo um filtro periódico na cavidade laser obtém-se o controlo da taxa de repetição dos impulsos sem diminuição da potência total emitida pelo laser.

A autocorrelação dos impulsos gerados e espectros correspondentes são apresentados, respectivamente na figura 4.19 a) e b).



a)



b)

Figura 4.19. Autocorrelação dos impulsos **a)** e espectro correspondente **b)** obtido através da alteração da diferença de caminho óptico entre os dois braços do interferómetro de Michelson. As curvas estão deslocadas em intensidade para maior clareza.

A geração estável de impulsos é obtida para taxas de repetição até 150 GHz. A alteração da taxa de repetição não altera, contudo, o número total de impulsos da sequência. Este número pode ser aumentado apenas com o aumento gradual da potência de bombagem. Ajustando simultaneamente a diferença de caminho óptico nos dois braços do interferómetro e a potência de bombagem, pode ser obtido um maior intervalo de sintonia da taxa de repetição dos impulsos. Deverá ser ainda referido que sem o interferómetro de controle, o espaçamento entre os impulsos na sequência é de 30 ps e assim permanece mesmo alterando a potência de bombagem, responsável apenas pelo aumento do número total de impulsos da sequência. A condição óptima de máximo alargamento espectral e maior estabilidade dos

impulsos gerados é obtida através do ajuste do nível de FSF. Os resultados experimentais confirmam que pequenas variações do ganho produzem um estável aprisionamento dos impulsos sem a necessidade de uma filtragem espectral estreita, característica dos filtros passa banda. Adicionalmente, verifica-se que o controle e estabilização da taxa de repetição dos impulsos é responsável pela melhoria das características dos mesmos.

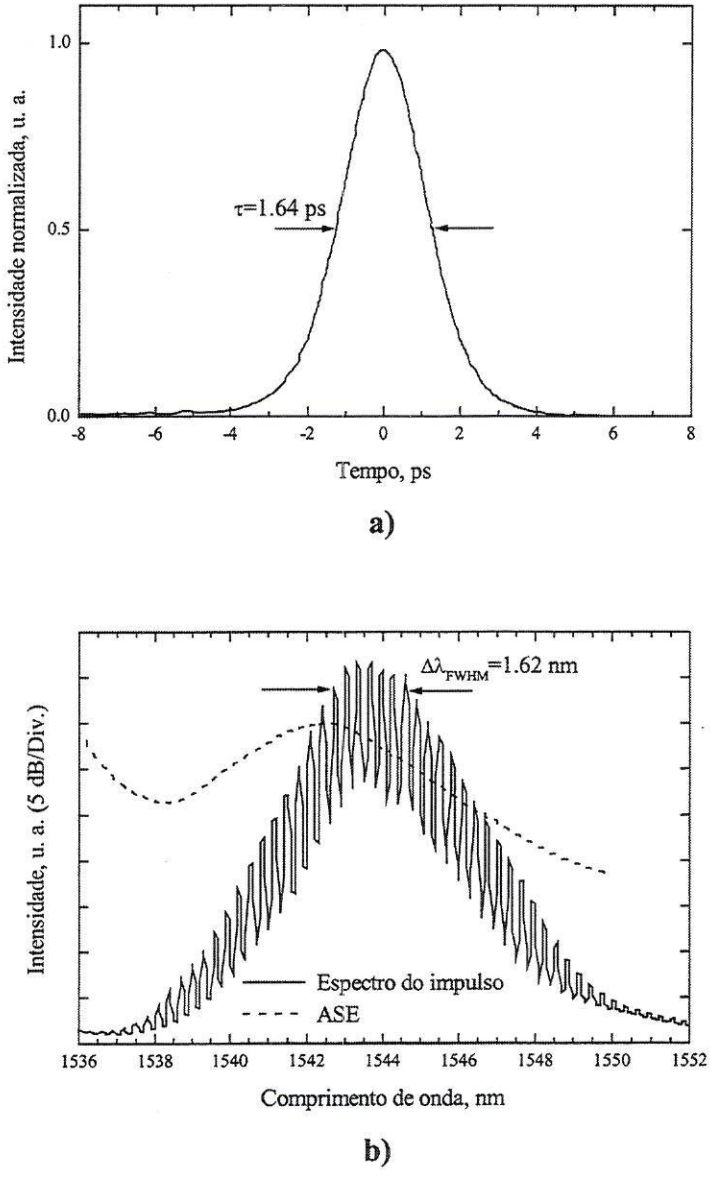


Figura 4.20. Autocorrelação de um dos impulsos **a)** e espectro correspondente, em conjunto com um fragmento da ASE emitida pelo amplificador sem acção laser, demonstrando a dependência do comprimento de onda de emissão com a curva de ganho do meio **b)**.

Os impulsos gerados apresentam uma duração de 1.64 ps e uma largura espectral de 1.62 nm (FWHM), tal como pode ser verificado da análise da figura 4.20, resultando num produto tempo/largura de banda de 0.33, assumindo uma forma do impulso tipo sech^2. Sem a

introdução do controlo da taxa de repetição o laser emite impulsos com duração de 2 ps[246]. Da observação da figura 4.20 verifica-se ainda que o espectro correspondente à situação estacionária dos impulsos encontra-se, tal como era esperado para a situação em que o desvio da frequência introduzido pelo AOM é efectuado no sentido descendente, desviado, relativamente ao pico de máximo ganho do amplificador, no sentido dos comprimentos de onda superiores[194].

4.4.6 Laser *Mode-locked* em Fibra Óptica Dopada com Érbio. Geração de Impulsos Ultra-Curtos (fs)

As fibras monomodo contêm tipicamente dois modos próprios com a mesma distribuição espacial da radiação mas com estados de polarização ortogonais. Em fibras perfeitamente isotrópicas, este modos são degenerados e têm a mesma constante de propagação. Assim, as fibras isotrópicas mantêm os estado de polarização. Esta afirmação não é geralmente válida na presença de não linearidades. Apesar das fibras isotrópicas continuarem a manter a polarização da radiação linearmente ou circularmente polarizada, um estado de polarização elíptica rodará em função da potência.

O fenómeno da rotação da elipse era já bem conhecido nos anos sessenta[257] e foi utilizado, pela primeira vez, como um absorvedor saturável rápido para operação de um laser no regime de *mode-locking* em 1972[258]. Para um conhecimento mais detalhado deste fenómeno aconselha-se a consulta das referências 11 e 153. O primeiro laser *mode-locked* em fibra óptica baseado na rotação não linear da polarização foi descrito por Hofer *et al* em 1991 onde, impulsos com duração de 70 fs são obtidos de uma fibra dopada com neodímio[259]. Nesta experiência os autores usam um AOM intra-cavidade para iniciação da operação do laser no regime pulsado. Apesar de, desde de cedo demonstrado por Romagnoli *et al*, para um laser sintonizável com FSF em fibra óptica codopada com érbio e itérbio incorporando um polarizador, que os efeitos não lineares de polarização eram responsáveis pelo encurtamento da duração dos impulsos neste lasers[234 e 235] e, desde então utilizados por muitos autores para melhoramento das características dos impulsos gerados[246, 247 e 82], o mesmo nunca foi até hoje utilizado numa cavidade em anel de um laser com FSF em fibra dopada com érbio. Nesta subsecção é demonstrada a geração de impulsos subpicosegundo num laser com FSF em fibra dopada com érbio, explorando o efeito não linear de polarização numa cavidade em anel incorporando um elemento polarizador.

4.4.6.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

O desenho esquemático da cavidade em anel utilizada é apresentada na figura 4.21.

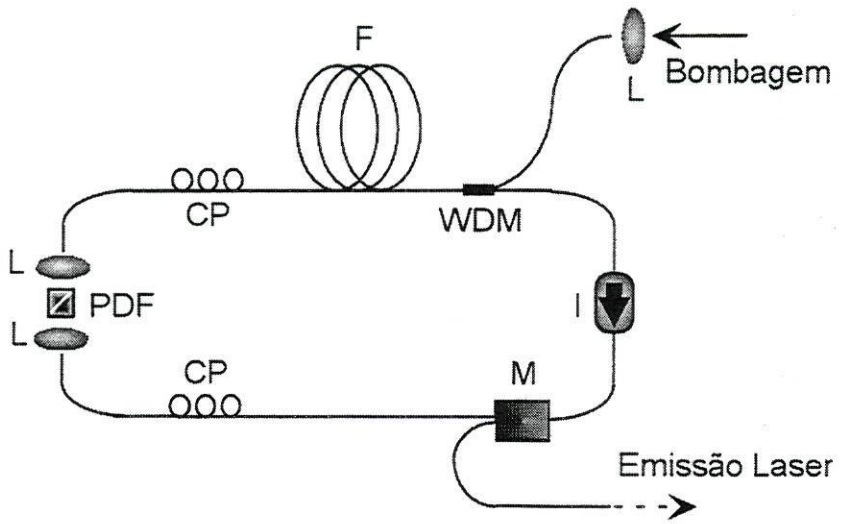


Figura 4.21. Representação esquemática da cavidade em anel com FSF utilizada para exploração do efeito não linear de rotação da polarização. *PDF* representa o polarizador/divisor de feixe, *F* a fibra dopada com terras raras, *L* uma lente, *M* o modulador acusto-óptico, *CP* o controlador de polarização, *I* o isolador óptico e *WDM o acoplador WDM.*

Como meio de ganho foi utilizado cerca de 5 m de fibra dopada com érbio, com uma concentração de 1000 ppm, diâmetro do núcleo de 5 μm e abertura numérica de NA=0.17. O amplificador é bombeado por um laser de Ti:Safira emitindo no comprimento de onda de 980 nm, com potência acoplada até 1 W. A cavidade é completada pela primeira ordem de difracção do modulador acusto-óptico (a actuar como deslocador de frequência com Δf=100 MHz) e utilizando a ordem zero como porta de saída da emissão laser. A eficiência de difracção do AOM (e complementarmente o coeficiente de acoplamento da radiação laser para o exterior) pode ser aumentada até 70% alterando a potência RF aplicada. É ainda inserido, numa secção aberta da cavidade laser, um polarizador com separação de feixe com todas as faces revestidas com um dieléctrico anti-reflector. Todas as extremidades das fibras são clivadas em ângulo para evitar reflexões indesejáveis que podem inibir ou afectar a operação do laser no regime de *mode-locking*. Pequenos anéis em fibra são empregues tanto antes como depois do polarizador para controlar o estado de polarização na fibra.

4.4.6.2 Experiência, Resultados e Discussão

Com um apropriado alinhamento dos controladores de polarização o laser auto inicia-se no regime de *mode-locking* gerando impulsos com duração de 620 fs (FWHM), à taxa de repetição fundamental da cavidade de 100 MHz, com um produto tempo/largura de banda de 0.32, assumindo uma forma do impulso tipo sech^2. Na figura 4.22 encontra-se representada a autocorrelação dos impulsos gerados (a) e correspondente espectro (b). Tanto quanto é do

nosso conhecimento estes resultados correspondem aos impulsos, de alta taxa de repetição, mais curtos alguma vez obtidos com um laser em fibra com FSF. Devido às elevadas perdas da cavidade e bombagem disponível foram obtidas energias relativamente baixas pelos impulsos gerados.

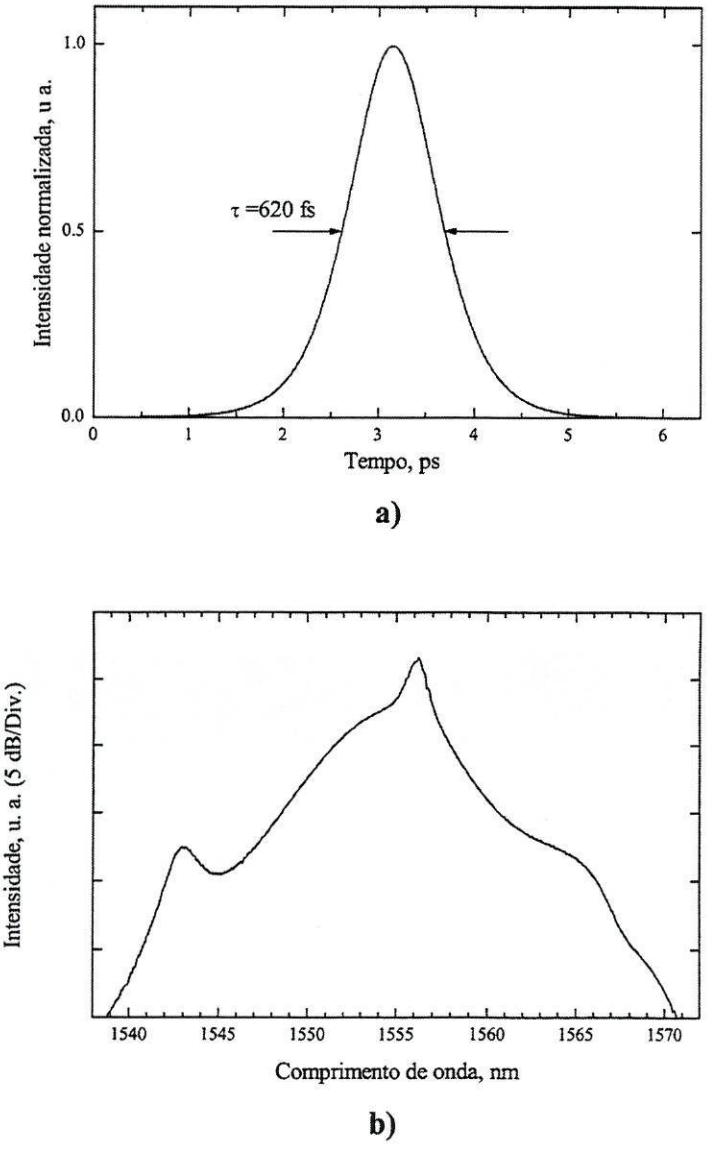


Figura 4.22. Autocorrelação dos impulsos gerados **a)** e espectro correspondente **b)**.

A geração de impulsos com energias na ordem dos nanojoules foi recentemente demonstrado por Broderick *et al* para um laser FSF em fibra dopada com érbio, baseado numa fibra LMA[82]. A utilização de fibras multimodo com nível e perfil de dopagem optimizado, permite o aumento significativo do volume do modo mantendo no entanto a propagação estável monomodo[67 e 248], representa uma outra opção.

Alternativamente, o laser FSF pode ser amplificado num sistema tipo MOPA. Recentemente foi demonstrada a amplificação estável do laser FSF aqui apresentado numa configuração deste tipo utilizando um amplificador tipo *flared* em fibra óptica dopada com érbio com distribuição optimizada do nível e distribuição espacial transversal dos iões responsáveis pelo ganho[75]. Os impulsos amplificados apresentam uma duração de 840 fs e um produto tempo/largura de banda de 0.37 assumindo uma forma do impulso tipo $sech^2$. A potência média máxima de 70 mW foi obtida para uma bombagem de 400 mW. Tal como esperado comprovou-se que o feixe emitido apresenta uma distribuição espacial monomodo estável após propagação no amplificador, com uma elevada tolerância a curvaturas induzidas no mesmo. A utilização de um sistema de amplificação de impulsos *chirped* e maiores potências de bombagem permitirão obter um aumento da potência média e da energia extraída pelos impulsos.

4.5 Conclusão e Perspectivas de Desenvolvimento Futuro

Em conclusão, neste capítulo os princípios físicos envolvidos no funcionamento dos lasers em fibra óptica no regime pulsado de *mode-locking* são abordados de uma forma simples e compreensível. Os vários métodos de modulação e as suas mais recentes evoluções são apresentados e analisados com algum detalhe. Especial ênfase é dado ao método passivo de desvio de frequência. É apresentada uma breve revisão sobre lasers FSF, esperado-se, deste modo, contribuir para uma melhor perspectiva da evolução histórica deste tipo de lasers. Neste contexto são ainda apresentados quatro trabalhos experimentais, um com fibra óptica dopada com itérbio e três com fibras dopadas com érbio, explorando as propriedades únicas destes lasers e demonstrando novas e melhores características de funcionamento dos mesmos. Assim, demonstra-se que a eliminação do filtro passabanda tradicionalmente utilizado neste tipo de lasers, permite a comutação do comprimento de onda de emissão nos vários regimes de operação pulsada. Ao evitar a limitação espectral imposta pelo filtro verifica-se a possibilidade de não só se obter impulsos mais curtos mas também obter um maior controle dinâmico do comprimento de onda de emissão. A técnica de desvio da frequência, no processo de realimentação do laser, é bastante atractiva para a obtenção de lasers pulsados em fibra óptica dada a eficiente inibição de operação dos mesmos no regime *cw*.

É demonstrada pela primeira vez a comutação do comprimento de onda de emissão em lasers FSF operando nos regimes de *mode-locking* e *Q-switching*, através da modulação do sinal RF aplicado ao modulador acusto-óptico. O controle da taxa de repetição dos impulsos gerados, introduzindo na cavidade um interferómetro de Michelson sintonizável, é também demonstrado pela primeira vez para este tipo de lasers. Os impulsos gerados permanecem

estavelmente aprisionados pela modulação espectral imposta pelo ganho do amplificador e transmissão periódica do filtro. Tal resulta do facto do ajuste do desvio da frequência permitir obter um equilíbrio entre este e o alargamento espectral. Mais, verificou-se que a estabilização e controle da taxa de repetição é benéfica para o processo de encurtamento dos impulsos gerados. Verificou-se também, e de acordo com a maioria dos autores de outros trabalhos, que os efeitos não lineares de rotação da polarização afectam drasticamente as características dos impulsos gerados. Em particular demonstra-se que os mesmos são, num laser em fibra dopada com itérbio, responsáveis por uma variação de um factor de 2 na largura dos impulsos gerados. Explorando estes efeitos é também demonstrada a geração de impulsos subpicosegundo num laser FSF em fibra óptica dopada com érbio. Os resultados obtidos com esta última configuração representam, tanto quanto é do conhecimento do autor, os impulsos mais curtos obtidos até ao momento em lasers FSF.

De uma forma geral, os lasers pulsados em fibra óptica obtidos por técnicas de *mode-locking* têm sido alvo de enorme atenção nos últimos anos. Consequentemente, o seu desempenho, no que respeita à largura mínima dos impulsos gerados, tem-se aproximado dos limites fundamentais impostos pela limitada largura espectral do ganho do meio laser. Para produzir impulsos ainda mais curtos e com maiores potências de pico, recorre-se a técnicas não lineares de compressão de impulsos externas à cavidade laser onde o alargamento espectral não é mais limitado pelo meio de ganho. Noutros aspectos, como seja a potência de pico e energia dos impulsos, as recentes evoluções no desenho de novas fibras ópticas (ver capítulo seguinte), permitiu já ultrapassar os limites físicos impostos pela tecnologia convencional e abriu novas perspectivas de desenvolvimento. Desde já propõe-se a realização experimental, da última montagem referida neste capítulo, de um laser FSF incorporando como meio de ganho a fibra multimodo optimizada baseada numa estrutura tipo *flared* (referida no capítulo 7). Aliam-se, deste modo, as elevadas dimensões do modo fundamental e sua única propagação, características destas fibras especiais, à filtragem espacial adicional e compatibilidade com a restante tecnologia monomodo convencional fornecida por este tipo de estrutura. Tal montagem permitirá obter impulsos *mode-locking* com maior energia.

Existem, portanto, inúmeros aspectos a optimizar nos lasers em fibra óptica pulsados no regime de *mode*-locking, podendo ser ainda adicionados aos já referidos: maior estabilidade, novas e mais eficientes técnicas de auto iniciação e, obviamente, a obtenção de *mode-locking* em lasers incorporando outros iões activos ou novos hospedeiros. De qualquer forma estes lasers provaram já serem óptimos candidatos para a substituição dos díodos laser nas telecomunicações e dos lasers convencionais de estado sólido nas áreas de espectroscopia com resolução temporal.

5

Desenho e Caracterização de Fibras Ópticas Multimodo para Fontes de Alta Potência e Distribuição Espacial Transversal Monomodo

5.1 Introdução

Nestes últimos anos, tem-se verificado um elevado desenvolvimento dos lasers de alta potência em fibra óptica. Longe vão os tempos em que os mesmos eram encarados como pura curiosidade, oferecendo interessantes características de funcionamento mas, emitindo potências demasiado baixas para a maioria das aplicações de interesse. O desenvolvimento obtido pela tecnologia de díodos laser de alta potência conjugado com o aparecimento das fibras de dupla bainha vieram alterar esta situação.

Os lasers em fibra libertaram-se finalmente do rótulo de dispositivos de baixa potência e as suas propriedades de dissipação de calor juntamente com a sua alta eficiência (tipicamente acima dos 80%) são agora muito apreciadas, colocando-os em competição directa com outras tecnologias convencionais para as aplicações em que são requeridas elevadas potências ópticas. O interesse comercial nesta área é, consequentemente, forte e existem já algumas empresas tais como a SDL (San Jose, CA, EUA) e IRE Polus (Rússia) a comercializar produtos de alta potência em fibra óptica. Outras empresas, tradicionalmente dedicadas aos sistemas convencionais, estão também a preparar-se para entrar neste mercado.

As fontes de alta potência em fibra óptica são potencialmente interessantes para aplicações de processamento industrial, impressão, marcação, militares, médicas e telecomunicações. Os lasers em fibra dopada com itérbio, operando nos comprimentos de onda na zona dos 1080 nm, são actualmente mais eficientes e mais potentes, competindo com os lasers de estado sólido convencionais de Nd:YAG para as aplicações de processamento de materiais. Na área das telecomunicações, os rápidos avanços obtidos com a tecnologia WDM elevou a capacidade dos sistemas em fibra óptica acima dos THz. Os amplificadores de alta potência em fibra óptica são cruciais para estes desenvolvimentos, no entanto, os amplificadores em fibra dopada com érbio utilizados são excitados opticamente por díodos laser de bombagem monomodo com potências de apenas algumas dezenas de mW. Pelo contrário, as fibras de dupla bainha em que a bainha exterior é utilizada para confinamento da

bombagem, permite a concentração da alta potência óptica emitida pelos díodos laser multimodo.

As fibras co-dopadas com érbio e itérbio permitem a amplificação directa de sinais na terceira janela das telecomunicações e a bombagem com díodos laser de alta potência baratos. Por outro lado, os lasers em fibra dopada com itérbio podem ser utilizados como fontes intermédias de bombagem de amplificadores em fibra dopada com érbio ou de amplificadores de Raman a operar em qualquer comprimento de onda dentro das janela de transmissão óptica das fibras[260] (um ponto importante dada a rapidez com que se está actualmente a explorar a banda de 80 nm do érbio). As aplicações médicas requerem emissão noutros comprimentos de onda. Na micro-cirurgia é utilizada radiação nos 2 μm. A recente demonstração de um laser de alta potência em fibra óptica dopada com túlio[261] demonstra que mesmo aqui a tecnologia das fontes em fibra pode ter um papel importante. Outras aplicações, como a remoção de tatuagens ou tratamento de cancro da pele, requerem fontes com emissão no visível, que pode ser obtida por duplicação de frequência da emissão de lasers em fibra com estruturas periódicas em niobato de lítio (PPLN) e fosfato de titanado de potássio (KTP). Usando estes materiais, foram obtidas eficiências de conversão de 80 % (pulsado) e 60 % (CW)[262 e 263]. Por outro lado, usando os processos não lineares de desvio de Raman e conversão paramétrica pode-se converter eficientemente a radiação emitida por lasers em fibra de alta potência para, praticamente qualquer comprimento de onda entre o infravermelho próximo e o ultravioleta.

Estes e outros exemplos demonstram o impacto actual dos lasers de alta potência em fibra óptica. No entanto, existe ainda um enorme espaço para maiores desenvolvimentos destas fontes. Em particular as tecnologias de fabricação, tal como a de MCVD, oferecem a possibilidade de, com um elevado controle e flexibilidade, alterar a distribuição radial e o nível de dopagem dos iões responsáveis pelo ganho e pela alteração do índice[264]. O perfil longitudinal pode ser manipulado quer durante a fabricação da fibra ou posteriormente por técnicas de fusão e estiramento[98].

Até à data, a maioria do trabalho desenvolvido sobre fontes de alta potência baseadas na tecnologia de fibra de dupla bainha tem sido devotada ao aumento da potência média e da eficiência. Os lasers pulsados, necessários para muitas outras aplicações, têm recebido relativamente pouca atenção. A maioria das fibras não são apropriadas para fontes laser pulsadas, muito por causa das suas características atractivas para as aplicações de alta potência média como: o seu elevado confinamento modal (que é responsável pelas altas eficiência e qualidade de feixe) e longo comprimento (que permite um óptimo comportamento térmico). Para um laser pulsado o confinamento modal limita o armazenamento de energia a valores na ordem dos 10 μJ (para as fibras monomodo convencionais). O elevado confinamento e comprimento da fibra originam o aparecimento de efeitos não lineares que

limitam a potência de pico a valores na ordem dos 100 W (para as fibras monomodo de dupla bainha). A optimização do desenho das fibras permite obter melhorias radicais nas características de emissão de lasers pulsados. O aumento das dimensões do modo é a chave fundamental para a obtenção de impulsos de alta energia. Este permite um maior aumento do armazenamento da energia, limitado apenas pelas perdas por ASE ou acção laser residual. A energia armazenada é mais ou menos proporcional à área do modo. Numa perspectiva de potência de pico, um modo maior é também desejável pois implica uma redução da densidade óptica no núcleo da fibra e das consequentes não linearidades.

O aumento das dimensões do modo da fibra monomodo, pode ser obtido através de uma diminuição da NA. Esta técnica apresenta, no entanto, algumas limitações no que respeita às dimensões máximas possíveis de obter para o modo fundamental, impostas pelas tolerâncias de fabricação (NA mínimas de ~0.06). A utilização deste tipo de fibras para uma maior extracção de energia foi inicialmente sugerida e comprovada por modelização teórica por Nilsson[50]. Experimentalmente, impulsos com energias de ~0.2 mJ para taxas de repetição de 1 kHz foram rapidamente obtidos com estas fibras[56].

A utilização de uma fibra multimodo permite obter um aumento significativo das dimensões do modo fundamental. Estas fibras não são, no entanto, adequadas para aplicações em que se requer boa qualidade do feixe devido à sua emissão multimodo. A utilização de fibras activas multimodo em dispositivos com distribuição espacial transversal monomodo foi demonstrada pela primeira vez por Okhotnikov em co-autoria com o autor desta dissertação[67]. A selecção da propagação do modo fundamental nestas fibras, obtida através da optimização do nível e da distribuição espacial dos iões activos responsáveis pelo ganho dentro do núcleo altamente multimodo[68, 69, 70 e 71], é analisada em detalhe neste capítulo.

Outras propostas para obter propagação única do modo fundamental em fibras ópticas multimodo foram entretanto apresentadas por outros investigadores. A fabricação de fibras multimodo com reduzido acoplamento modal permitiu obter propagação única do modo fundamental para comprimentos significativos das mesmas[76]. No entanto, estes sistemas requerem um controlo apertado do acoplamento da radiação para o modo fundamental e são mais sensíveis a perdas por curvatura. Como o aumento do diâmetro externo da fibra diminui o coeficiente de acoplamento modal, esta técnica é particularmente apropriada para fibras baseadas numa estrutura de dupla bainha em que o núcleo apresenta dimensões típicas das fibras multimodo. A amplificação de impulsos ultra-curtos nestas fibras foi demonstrada por Hofer e co-autores[77].

Utilizando troços de fibra óptica monomodo ou *taper* directamente fabricado na fibra óptica multimodo como elementos de filtragem espacial intra-cavidade, foi recentemente

demonstrada a operação laser, respectivamente, no regime pulsado de *mode-locking* passivo[78] e no regime *cw*[79].

Tal como referido anteriormente, a forma mais elegante de obter a selecção da propagação do modo fundamental em fibras activas multimodo é optimizando o nível e a distribuição espacial dos iões activos responsáveis pelo ganho dentro do núcleo altamente multimodo da fibra óptica. Neste capítulo é apresentado um simples modelo que permite estudar e determinar as condições óptimas para o perfil de dopagem das fibras activas multimodo com propagação e amplificação preferencial monomodo. As fibras fabricadas com base nos resultados obtidos por simulação computacional são posteriormente caracterizadas no que respeita às suas propriedades físicas, espectroscópicas, de confinamento e amplificação.

5.2 Modelização do Ganho Relativo dos Modos da Fibra Multimodo para Diferentes Distribuições dos Iões Activos

A cada modo guiado no núcleo de uma fibra multimodo corresponde uma distribuição espacial transversal diferente. O ganho efectivo de cada modo guiado depende assim do grau de sobreposição da sua distribuição espacial com a distribuição espacial do meio de ganho no núcleo da fibra. A distribuição espacial do meio de ganho é determinada pela distribuição espacial da dopagem com iões activos de terras raras.

Quanto maior for o grau de sobreposição maior é o ganho efectivo do modo. Nesta subsecção demonstra-se que com um apropriado desenho para a distribuição do meio de ganho no núcleo, efectuado através da distribuição dos iões activos, em fibras ópticas multimodo, obtém-se um ganho optimizado para o modo fundamental mantendo, simultaneamente, o ganho para os modos superiores abaixo dos níveis exigidos para amplificação significativa. O modelo matemático desenvolvido é similar ao modelo desenvolvido por Armitage para os estudo de fibras monomodo para os comprimentos de onda do sinal e multimodo para a bombagem[265].

5.2.1 Modelo Teórico

Considere-se a figura 5.1 onde se encontra esquematicamente representado um sistema típico de três níveis.

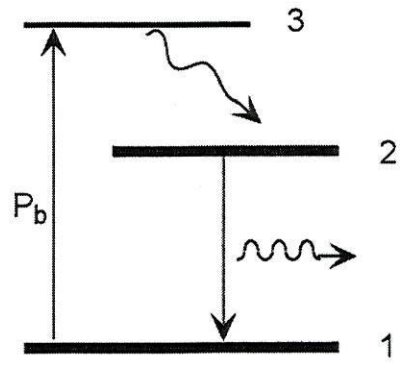


Figura 5.1. Esquema dos níveis de energia para um sistema laser de três-níveis.

Os perfis dos feixes de bombagem e de sinal, bem como a distribuição dos iões na fibra óptica, em coordenadas cilíndricas, são assumidos como tendo a forma:

$$\begin{cases} I_b(r,\phi,z) = I_b(z) \\ I_s(r,\phi,z) = I_s(z)\, f(r,\phi) \\ N_t(r,\phi,z) = N_0 n(r) \end{cases} \tag{5.1}$$

onde, I_b representa a distribuição da intensidade de bombagem transversalmente uniforme e N_t a densidade da dopagem assumida como tendo apenas dependência radial.

Assumindo que o meio satura homogeneamente, a densidade da população do estado fundamental e estado excitado para a posição (r,ϕ,z) é dada por:

$$N_1(r,\phi,z) = \frac{N_t(r,\phi,z)}{1+\dfrac{I_b(r,\phi,z)}{I_{sat}}} \tag{5.2}$$

$$N_2(r,\phi,z) = \frac{N_t(r,\phi,z)}{1+\dfrac{I_{sat}}{I_b(r,\phi,z)}} \tag{5.3}$$

onde, I_{sat} representa a intensidade de saturação do meio.

Ignorando os efeitos de absorção do estado excitado (ESA), a diferença da potência de bombagem e do sinal entre os planos localizados em z e δz é:

$$P_b(z+\delta z)-P_b(z)=\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}[I_b(r,\phi,z+\delta z)-I_b(r,\phi,z)]\,rdrd\phi$$
$$=\pm\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}\frac{N_0 n(r)\sigma_a I_b(z)}{1+\frac{I_b(z)}{I_{sat}}}\delta z\cdot rdrd\phi \qquad (5.4)$$

$$P_s(z+\delta z)-P_s(z)=\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}[I_s(r,\phi,z+\delta z)-I_s(r,\phi,z)]\,rdrd\phi$$
$$=\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}N_0 n(r)\sigma_e\left[\frac{\frac{I_b(z)}{I_{sat}}-1}{1+\frac{I_b(z)}{I_{sat}}}\right]I_s(z)\,f(r,\phi)\,\delta z\cdot rdrd\phi \qquad (5.5)$$

onde σ_a e σ_e representam a secção eficaz cruzada, respectivamente, da absorção e emissão. É ainda assumido que o sinal se propaga na direcção positiva de z e portanto a escolha do sinal – ou + na equação 5.4 depende se a bombagem se propaga na mesma direcção ou na direcção oposta à do sinal. O ganho efectivo α_{ef} para o sinal e o coeficiente de absorção $(\alpha_a)_{ef}$ para a bombagem, são dados por:

$$P_b(z+\delta z)-P_b(z)=\pm(\alpha_a)_{ef}P_b(z)\delta z \qquad (5.6)$$

$$P_s(z+\delta z)-P_s(z)=\alpha_{ef}P_s(z)\delta z \qquad (5.7)$$

Para uma fibra com um perfil de dopagem tipo degrau, dos iões responsáveis pela alteração do índice, a intensidade modal do sinal é dado por[266]:

$$f(r,\phi)=\begin{cases}J_l^2\left(\frac{ur}{a}\right)\cos^2(l\phi) & r<a\\ \left[\frac{J_l(u)}{K_l(w)}\right]^2\cdot K_l^2\left(\frac{wr}{a}\right)\cos^2(l\phi) & r\geq a\end{cases} \qquad (5.8)$$

onde J_l e K_l representam, respectivamente, a função de Bessel e a função de Bessel modificada de ordem l, a o raio do núcleo e, u e w são as constantes normalizadas de propagação transversal:

$$u^2 + w^2 = v^2 \tag{5.9}$$

onde v é a frequência normalizada da fibra. u e v são determinados univocamente resolvendo numericamente, para cada modo m (modos LP_{lm}), a igualdade:

$$u\frac{J_{l-1}(u)}{J_l(u)} = w\frac{K_{l-1}(w)}{K_l(w)} \tag{5.10}$$

I_s está relacionada com a potência total através de:

$$I_s = t_s(v)\frac{P_s}{\pi a^2} \tag{5.11}$$

e, portanto:

$$t_s(v) = \frac{\pi a^2}{\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} F(r)\cos^2(l\phi)\, d\phi r dr} \tag{5.12}$$

Substituindo, na equação 5.5 obtém-se então:

$$P_s(z+\delta z) - P_s(z) = N_0\sigma_e\frac{t_s(v)}{\pi a^2}\left[\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} n(r)F(r)\cos^2(l\phi) r dr d\phi\right]\cdot P_s(z)\delta z \tag{5.13}$$

e, portanto:

$$\alpha_{ef}^{lm} \Rightarrow \alpha_{ef} = N_0\sigma_e\frac{t_s(v)}{\pi a^2}\left[\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} n(r)F(r)\cos^2(l\phi) r dr d\phi\right] \tag{5.14}$$

O parâmetro a utilizar na caracterização da melhor distribuição dos iões activos é o ganho relativo de cada modo *lm* definido como a razão do ganho efectivo desse modo com o ganho efectivo do modo fundamental para a mesma distribuição:

$$G_{lm} = \frac{\alpha_{ef}^{lm}}{\alpha_{ef}^{01}} = \frac{\int_0^\infty F_{01}(r)rdr}{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} F_{lm}(r)\cos^2(l\phi)rdrd\phi} \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} n(r)F_{lm}(r)\cos^2(l\phi)rdrd\phi}{\int_0^\infty n(r)F_{01}(r)rdr} \quad (5.15)$$

O modelo é facilmente estendido ao caso em que são considerados os modos de propagação da bombagem no cálculo do grau de sobreposição e, consequentemente, do ganho relativo. Poderão ainda ser incluídos os efeitos de ESA e saturação. Contudo, tal é obtido à custa de um aumento significativo da complexidade dos cálculos envolvidos.

5.2.2 Implementação Computacional

O modelo matemático para a determinação da variação do ganho relativo dos modos superiores nas fibras multimodo com o tipo de perfil espacial de dopagem dos iões activos, descrito na secção anterior, foi implementado computacionalmente utilizando um programa desenvolvido no *Mathematica*. Nos cálculos efectuados o raio da fibra é normalizado. Deste modo os resultados obtidos podem ser adaptados para qualquer fibra óptica. O algoritmo deste programa encontra-se representado no diagrama de blocos da figura 5.2.

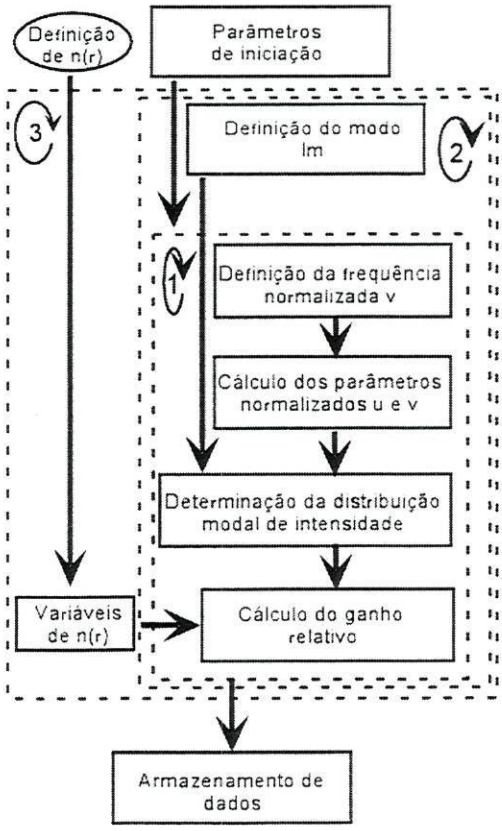


Figura 5.2. Esquema do algoritmo computacional.

Este algoritmo encontra-se dividido em três blocos: o primeiro para introdução de dados, o segundo (composto por três ciclos) para o cálculo do ganho relativo dos modos para o perfil de dopagem definido e o terceiro para armazenamento de dados e posterior processamento. Assim, inicialmente é definida a função que descreve o perfil dos iões activos, parâmetros da mesma a variar, intervalo de variação e condições da simulação, nomeadamente: a precisão do cálculo, dimensão dos passos, condições iniciais, etc.. No primeiro ciclo, variando o parâmetro V da fibra no intervalo definido nas condições de simulação, são determinados os parâmetros que definem o guia, a distribuição modal para o modo LP_{lm}, a distribuição modal para modo fundamental (LP_{01}) e o ganho relativo. O resultado é registado para processamento. O segundo ciclo altera o modo a calcular e repete o primeiro ciclo. O terceiro ciclo altera os parâmetros da distribuição espacial dos iões activos e repete os ciclos um e dois.

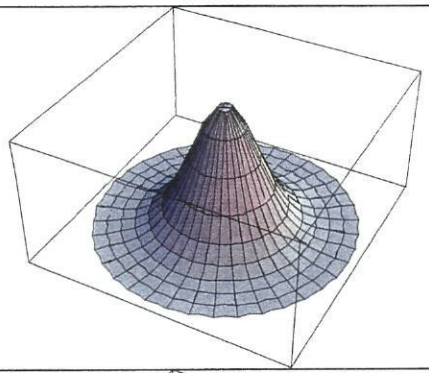
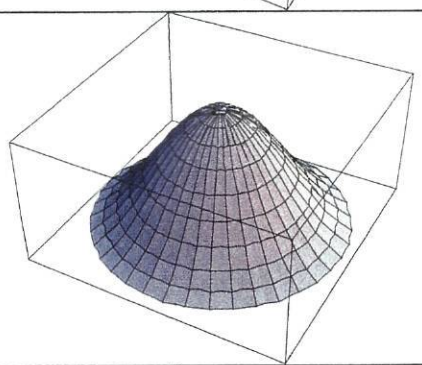
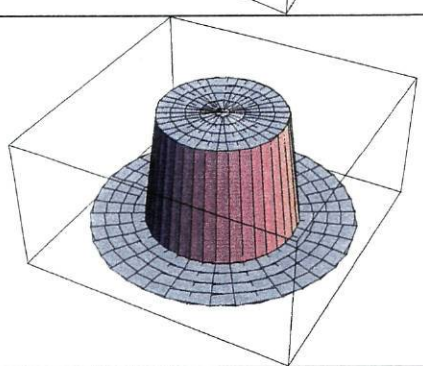
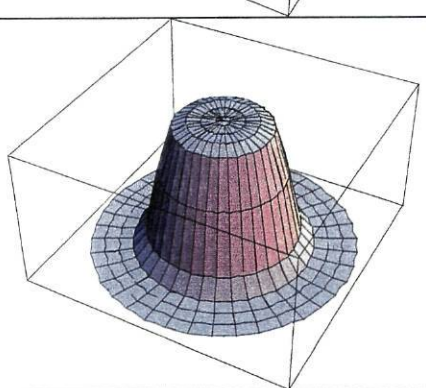
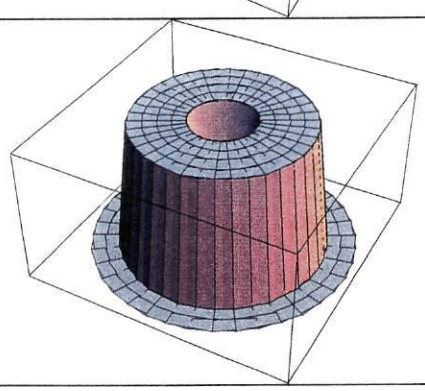
Dada a morosidade do cálculo associado apenas é determinado o ganho relativo para os modos mais importantes (primeiros modos simétricos e antissimétricos). A selecção de quais os modos a calcular é determinada pela evolução dos resultados da simulação. Por exemplo, verifica-se, em praticamente todos os perfis assumidos, que com a diminuição das dimensões do mesmo (radialmente) o ganho relativo dos modos antissimétricos diminui continuamente mantendo-se a relação de ganho entre eles. O mesmo não sucede com os modos simétricos que apresentam um comportamento parabólico do ganho relativo, sendo o ponto de inflecção diferente para cada modo. Desta forma, por vezes o ganho relativo de um modo simétrico é maior que o do modo simétrico imediatamente inferior. Assim é suficiente estudar o comportamento do ganho relativo para os primeiros modos antissimétricos (já que o ganho para os de ordem superior nunca será maior) e alargar o estudo para um maior número de modos simétricos. Nestas simulações, o ganho relativo do modo fundamental é unitário e independente da frequência normalizada, dado que as suas dimensões são recalculadas em cada ciclo para cada valor de V.

5.2.3 Análise dos Resultados da Simulação Computacional

Os diferentes perfis estudados nesta simulação, respectivos parâmetros e intervalos de variação são resumidamente apresentados na tabela 5.1.

Para uma mais fácil identificação de cada perfil simulado são apresentadas, na mesma tabela, uma sua representação esquemática e as equações matemáticas que o definem. O algoritmo definido na secção anterior permite a simulação de outros perfis. No entanto, pela sua simplicidade e numa primeira aproximação, são aqui apenas considerados estes. A extensão do estudo a outros perfis mais complicados deverá ser efectuada no futuro.

Tabela 5.1. Perfis de dopagem dos iões activos simulados.

Perfil	Equação	Parâmetros
	$n(r,\varphi) = ae^{2\frac{r^2}{r_0^2}}$	$r \to [0,1]$ $\varphi \to [0,2\pi]$ $a \to [0,1]$ $r_0 \to]0,1]$
	$n(r,\varphi) = \begin{cases} \frac{J_0(Ur)}{J_0(r)} \to r \le 1 \\ \frac{K_0(Wr)}{K_0(r)} \to r > 1 \end{cases}$ $V^2 = U^2 + W^2$ $[U,W] \to \frac{J_1(U)}{J_0(U)} = \frac{K_1(W)}{K_0(W)}$	$r \to [0,1]$ $\varphi \to [0,2\pi]$ $V =\to [0,12]$
	$n(r,\varphi) = \begin{cases} a \to r \le r_0 \\ b \to r > r_0 \end{cases}$	$r_0 \to]0,1[$ $\varphi \to [0,2\pi]$ $a \to [0,1]$ $b \to]0,1]$
	$n(r,\varphi) = e^{\left(-(n+1)\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right)}$ $\times \sum_{i=0}^{n} \frac{(n+1)^i}{i!} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2i}$	$r \to [0,1]$ $\varphi \to [0,2\pi]$ $n \to [1,\infty[$ $r_0 \to]0,1]$
	$n(r,\varphi) = \begin{cases} a \to r_{out} < r \le 1 \\ b \to r_{in} < r \le r_{out} \\ c \to 0 < r \le r_{in} \end{cases}$	$\varphi \to [0,2\pi]$ $r_{out} \to]r_{in},1]$ $r_{in} \to]0,r_{out}[$ $a \to [0,1]$ $b \to [0,1]$ $c \to [0,1]$

Para uma fibra padrão o perfil de dopagem dos iões activos é idêntico ao perfil tipo degrau dos iões responsáveis pela definição do guia ocupando uniformemente todo o núcleo da fibra. Para este caso o ganho relativo de cada modo tem o comportamento apresentado na figura 5.3.

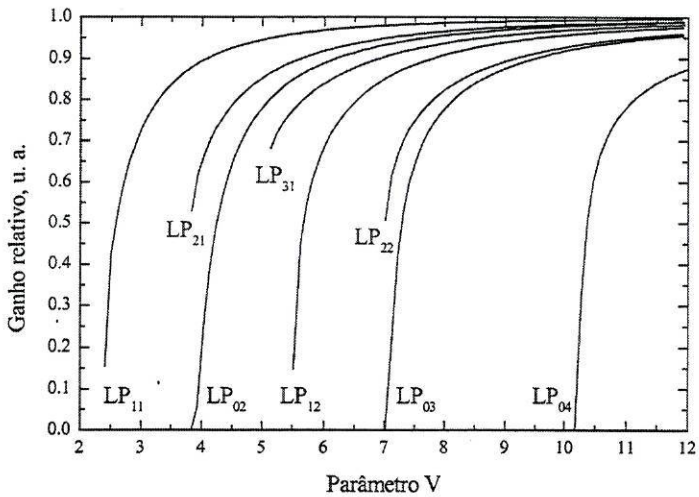


Figura 5.3. Ganho relativo dos modos superiores de uma fibra padrão.

Tal como pode ser observado da análise desta figura, apenas para valores de V inferiores a 3 é que o ganho relativo do único modo superior guiado é inferior a 80% do modo fundamental (na figura o ganho do modo fundamental é unitário e independente de V). Para valores de V superiores, o número de modos guiados aumenta e o ganho relativo de cada um destes aumenta rapidamente para valores próximos da unidade (ganho do modo superior aproxima-se do ganho do modo fundamental).

Para maior simplicidade e facilidade de compreensão dos resultados obtidos pela simulação apenas se apresenta o comportamento do ganho relativo de cada modo guiado para o perfil (de entre todos os simulados) com maior discriminação do ganho relativamente ao do modo fundamental (correspondendo ao último perfil representado na tabela referida). Assim, o perfil optimizado que apresenta os melhores resultados encontra-se representado na figura 5.4.

Os parâmetros óptimos deste perfil são: r_{in} = 5% e r_{out} = 35% do raio do núcleo (a). Para este perfil o ganho relativo dos modos superiores encontra-se representado na figura 5.5. Para esta fibra, e para valores de V até 12 o ganho relativo de qualquer modo superior é sempre inferior a 80 %.

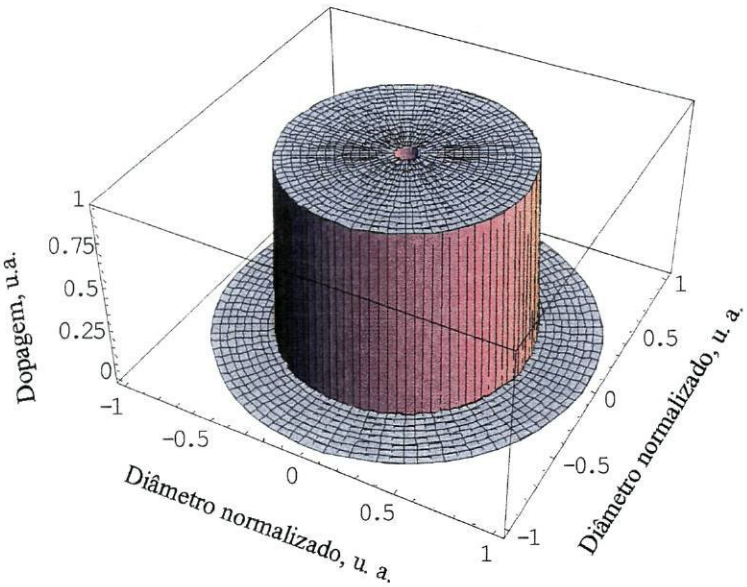


Figura 5.4. Perfil de dopagem óptimo.

De referir que para definições de V inferiores a, por exemplo, 7 é ainda possível obter uma maior discriminação do ganho do modo fundamental (neste caso os parâmetros óptimos do perfil serão outros). Na prática, para valores de V relativamente pequenos (poucos modos guiados), é possível obter uma forte discriminação do ganho do modo fundamental com qualquer tipo de perfil, desde que confinando ao centro a dopagem dos iões activos.

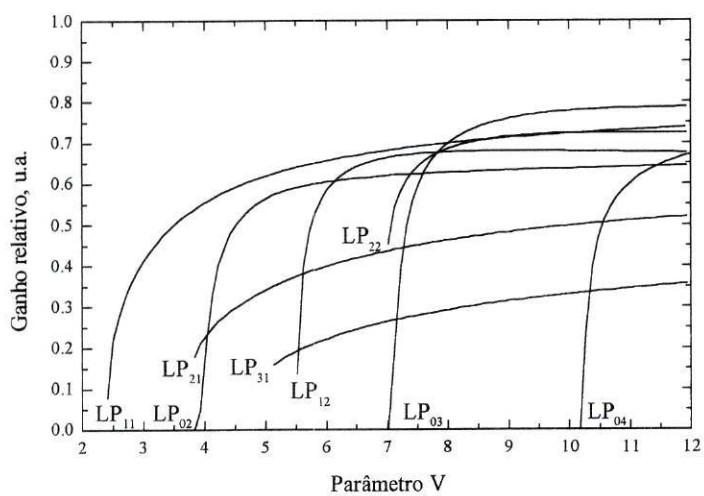


Figura 5.5 Ganho relativo dos modos superiores de uma fibra com distribuição dos iões activos optimizada.

É obvio que o ganho absoluto, para o modo fundamental, deste perfil não é o maior (o máximo de ganho é obtido para um perfil idêntico à distribuição modal do modo,

correspondendo a um máximo do grau de sobreposição). No entanto não é o ganho absoluto que é o parâmetro mais importante. Verifica-se inclusive, que uma diminuição do ganho é na maioria dos casos vantajosa pois implica uma diminuição da ASE responsável pela limitação da energia armazenada no amplificador. Mais importante é evitar a oscilação ou amplificação dos modos superiores, assim, quanto maior for a discriminação obtida melhores propriedades terá o amplificador (no que respeita à qualidade do feixe). Poderão ainda existir outros perfis para os quais esta discriminação do ganho seja superior à obtida nesta simulação. No entanto, estes resultados são suficientes para um primeiro teste experimental.

5.3 Caracterização das Fibras Ópticas Multimodo com Distribuição Espacial dos Iões Activos Optimizada

Baseado nos resultados obtidos pela simulação computacional foram encomendadas três fibras, fabricadas a partir da mesma pré-forma, com abertura numérica de 0.2, diâmetro externo de 125 μm e núcleos de 5 (monomodo), 10 e 20 μm, dopadas com érbio numa concentração de 1000 ppm e distribuição espacial de acordo com os valores optimizados descritos anteriormente. De acordo com as informações fornecidas pelo fabricante as fibra fornecidas correspondiam ao especificado com ligeiras variações no que respeita às dimensões dos núcleos sendo os mesmos de 4.5, 9.5 e 19 μm.

5.3.1 Caracterização Física

Após as primeiras experiências efectuadas verificou-se imediatamente que os valores das parâmetros das fibras, fornecidos pelo fabricante, não eram correctos. Por esse motivo procedeu-se à caracterização física das fibras recorrendo aos métodos disponíveis.

Utilizando um microscópio com ampliação até X1000 e resolução de 0.5 μm verificou-se que as dimensões dos núcleos das fibras apresentam as dimensões de 5, 12 e 23 μm. Muito recentemente, foi possível efectuar algumas medidas das características destas fibras no Instituto Electrotécnico Português (IEP). Assim, para a fibra monomodo o diâmetro do modo determinado é de 4.8 μm com uma não circularidade de 4.68, e diâmetro externo de 128.7 μm com uma não circularidade de 1.09. A fibra de dimensões intermédias apresenta as dimensões de 10.8 μm e 128.8 μm, para o diâmetro do núcleo e da bainha, correspondendo uma não circularidade de, respectivamente, 4.9 e 0.2. A fibra de maiores dimensões apresenta um valor de 19.3 μm com não circularidade de 5 e 125.3 μm com não circularidade de 1.6 para, respectivamente, os diâmetros do núcleo e da bainha. Relativamente à concentricidade do núcleo na fibra verifica-se que o mesmo se encontra deslocado, relativamente ao centro da

fibra de 3.4, 1.2 e 0.2 μm, respectivamente para as fibras de menor, intermédia e maior dimensão do núcleo. De referir que experimentalmente, durante o processo de fusão, se estimou sempre e para todas as fibras uma não concentricidade de aproximadamente 3 μm.

Estes resultados sugerem que não só a concentricidade varia de fibra para fibra mas também para a mesma fibra ao longo do seu comprimento. O mesmo se aplica às dimensões do núcleo e da bainha. Até ao momento, e por indisponibilidade do laboratório referido, não foi possível proceder a mais medições para a obtenção de um valor médio para as fibras em estudo. Nos cálculos e experiências apresentados nas secções e capítulos seguintes são assumidos os valores das dimensões dos núcleos de 5, 12 e 23 μm e diâmetro externo igual para todas com o valor de 130 μm.

Para a determinação experimental da abertura numérica da fibra monomodo procedeu-se à medição da distribuição espacial transversal de potência no *far-field* de acordo com os métodos padrão definidos pelo Serviço Nacional de Padrões do Departamento Americano do Comércio[267 e 268]. O valor obtido é de 0.17 contrariamente ao valor especificado pelo fabricante (NA=0.2). Assim, para as fibras com núcleos de 5, 12 e 23 μm corresponde o valor de V de 1.75, 4.20 e 8.03 resultando num diâmetro do modo fundamental de 4.74, 7.09 e 11.27 μm, respectivamente. O comprimento de onda de corte da fibra monomodo é de 1140 nm, tal como pode ser auferido da observação da figura 5.6[269].

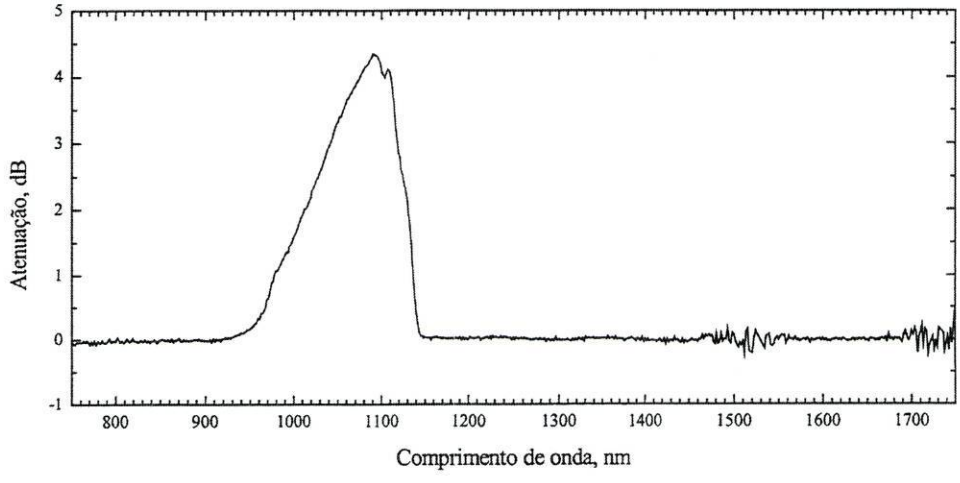


Figura 5.6 Resultado intermédio da medida, segundo métodos convencionais[269], do comprimento de onda de corte para a fibra monomodo (λ_c=1140 nm).

O perfil da dopagem dos iões activos e dos iões responsáveis pela alteração do índice fornecida pelo fabricante encontra-se representado na figura 5.7. De notar que, de acordo com as informações fornecidas pelo fabricante o perfil representado foi medido na pré-forma, antes portanto do colapso da mesma na fabricação da fibra, não correspondendo portanto com

exactidão ao perfil dos iões na fibra. De acordo com a literatura observa-se, no processo de fabricação da fibra, uma alteração do perfil de dopagem com uma forte diminuição na parte central aparecendo por vezes um poço profundo sem ou com valores reduzidos de dopantes[264].

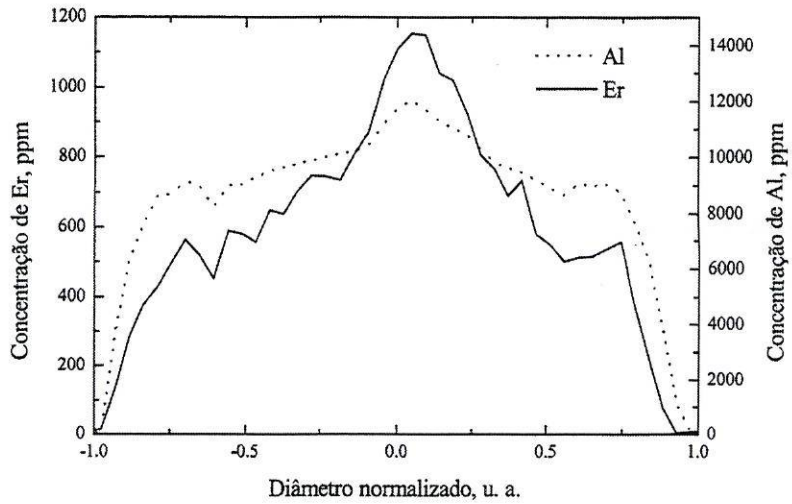


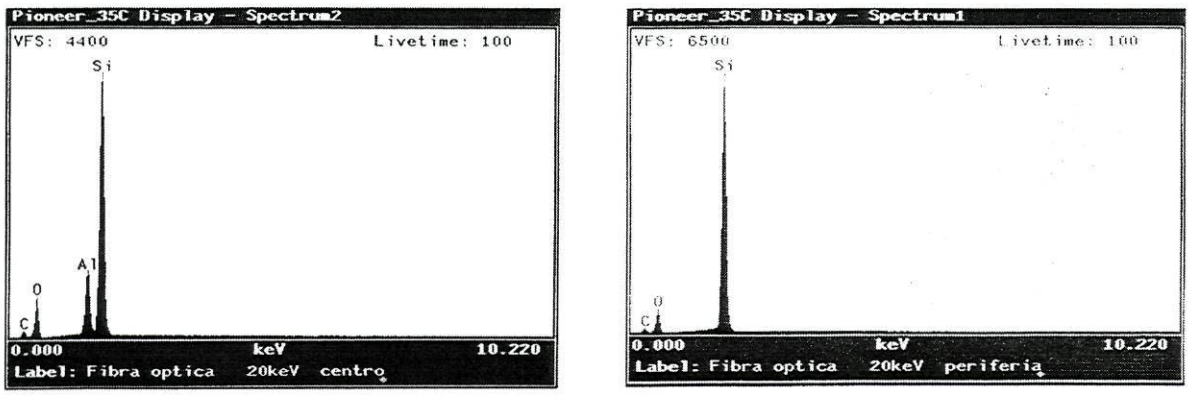
Figura 5.7 Perfil da dopagem dos iões de érbio e alumínio na pré-forma (dados fornecidos pelo fabricante).

Tal como pode ser observado na figura 5.7 o perfil de dopagem dos iões de alumínio tem praticamente a forma em degrau mas o da dopagem com érbio não corresponde às especificações. Apesar de o perfil de dopagem com érbio apresentar dimensões radiais inferiores a forma do mesmo é completamente diferente da especificada.

Na tentativa de determinar a composição do núcleo das fibras em estudo foram contactados o Centro de Materiais da Universidade do Porto (CEMUP) e o Instituto de Geologia e Materiais (IGM) para medições de microscopia electrónica de varrimento e micro-análise por raios X. Para a determinação do perfil o CEMUP tem equipamento com resolução espacial de 3 μm mas baixa sensibilidade (e portanto, tem dificuldade em detectar concentrações de dopantes inferiores e 2000 ppm) por outro lado o IGM tem equipamento com maior sensibilidade mas necessita de amostras com dimensões na ordem dos centímetros para poder traçar o perfil (baixa resolução espacial). Como as únicas amostras existentes são as fibras, apenas o CEMUP foi capaz de efectuar alguma caracterização. Os constituintes da fibra foram assim determinados no núcleo da fibra de maiores dimensões e na sua periferia (bainha).

Os resultados obtidos estão representados na figura 5.8. Tal como pode ser observado nesta figura o único dopante detectado no núcleo da fibra é o alumínio dada a sua elevada concentração. O érbio e outros que potencialmente poderão fazer parte da composição do

núcleo não são detectados devido à sua relativamente baixa concentração e limitações do equipamento de análise.



a) b)

Figura 5.8 Composição da fibra em estudo no núcleo **a)** e na periferia **b)**.

O perfil medido para a dopagem do alumínio é apresentado na figura 5.9.

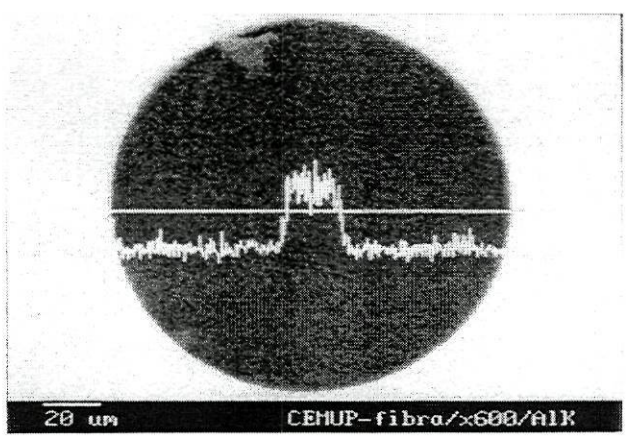


Figura 5.9 Perfil dos iões de alumínio no núcleo da fibra em estudo.

Recentemente recebemos uma amostra da pré-forma utilizada na fabricação das fibras em estudo. Logo que possível será procedida à sua caracterização. Nos cálculos e experiências das secções e capítulos seguintes é assumido o perfil dos iões fornecido pelo fabricante. Foram entretanto encomendadas novas fibras com restrições mais apertadas dos parâmetros especificados. O fabricante das fibras em análise manifestou, no entanto, a indisponibilidade para satisfazer essa encomenda não se tendo encontrado até ao momento outra alternativa.

5.3.2 Caracterização Espectroscópica. Determinação do Coeficiente "Integral de Sobreposição"

Os iões activos de terras raras têm uma longa história em aplicações ópticas e magnéticas. As terras raras possuem algumas características importantes que as distinguem de outros iões opticamente activos, tais como: emissão e absorção em intervalos de comprimentos de onda estreitos, a relativa insensibilidade dos comprimentos de onda de emissão e absorção à composição do hospedeiro, a baixa intensidade destas transições, longos tempos de vida do nível superior e a alta eficiência quântica. Todas estas propriedades resultam da natureza dos estados envolvidos nestes processos e conduzem aos excelentes desempenhos dos iões de terras raras nas suas muitas aplicações ópticas. As características da emissão dos dispositivos luminescentes derivam das propriedades ópticas da combinação dos iões dopantes e do hospedeiro utilizada. Na posse da informação mais relevante pode-se prever com precisão o desempenho do laser, amplificador ou fonte superluminescente. A ferramenta mais poderosa para obter esta informação é a espectroscopia óptica, que inclui os processos de emissão e absorção, mas não necessariamente reduzida às transições nas quais o dispositivo opera. Nesta subsecção são analisadas as propriedades espectroscópicas das fibras em análise para os intervalos de comprimento de onda de interesse.

Assim, para analisar a absorção do modo fundamental das fibras em análise utilizou-se um filtro modal na injecção da radiação nas fibras e determinou-se os espectros de absorção através da técnica de cortes sucessivos. Os resultados obtidos são apresentados na figura 5.10.

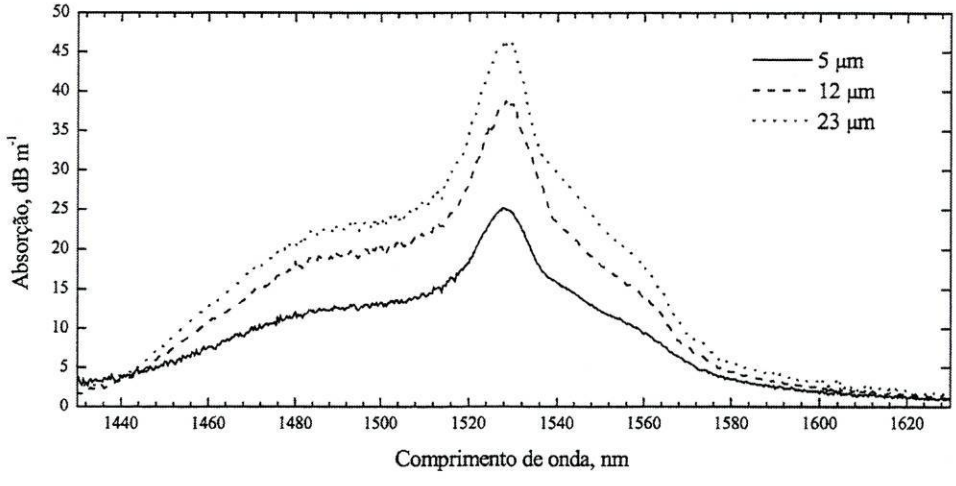


Figura 5.10 Absorção do modo fundamental das fibras dopadas com érbio, e diferentes diâmetros do núcleo, na zona de 1.5 μm.

A absorção do modo fundamental no comprimento de onda de 1.53 μm é de 25, 37.5 e 47 dB/m, respectivamente para as fibras com diâmetros do núcleo de 5, 12 e 23 μm. Estes

resultados provam o significativo aumento da área do modo fundamental nas fibras multimodo e corresponde ao esperado aumento do integral de sobreposição[270].

A absorção diferencial, dependente do conteúdo modal de ordens superiores, foi determinada excitando uniformemente todos os modos guiados e medindo as curvas espectrais da absorção através da técnica de corte sucessivo da fibra. Em contraste com a absorção do modo fundamental, na configuração multimodo o espectro de absorção depende fortemente do comprimento da fibra, tal como é demonstrado na figura 5.11 para a fibra com maior dimensão do núcleo.

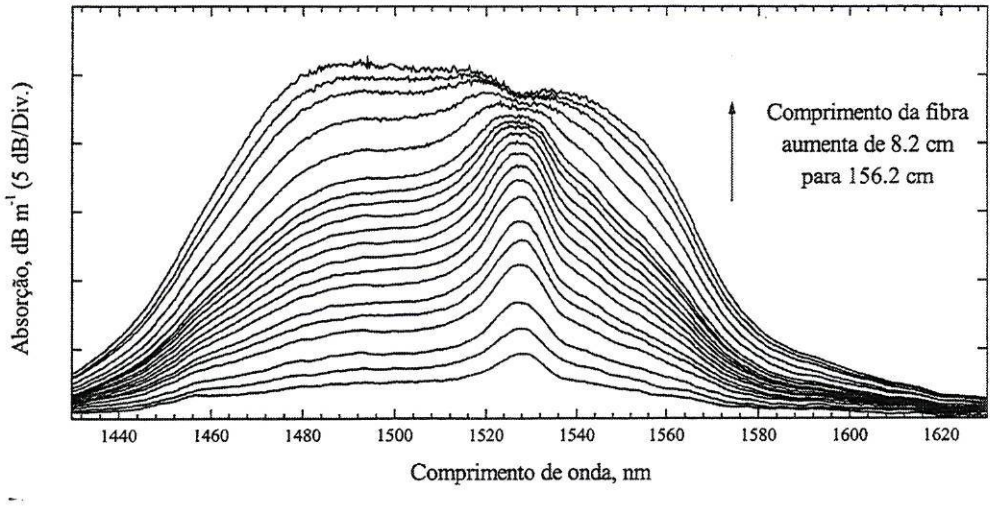


Figura 5.11 Evolução, com o comprimento da fibra, do espectro de absorção diferencial para a configuração de excitação uniforme de todos os modos guiados na fibra de maior dimensão do núcleo.

A cada modo guiado corresponde um diferente integral de sobreposição entre a distribuição do érbio e a distribuição espacial do modo. Assim, o conteúdo modal da fibra varia fortemente ao longo do seu comprimento. Os resultados obtidos para o estudo do conteúdo modal destas fibras é apresentado na subsecção seguinte. A absorção das fibras em estudo na zona espectral dos 980 nm é apresentada na figura 5.12. O pico de absorção no comprimento de onda de 976 nm apresenta os valores de 9.2, 14.1 e 17 dB/m, respectivamente para as fibras com diâmetro do núcleo de 5, 12 e 23 μm.

A possibilidade de fabricar redes de Bragg directamente no núcleo das fibras ópticas por processos fotolíticos, sem afectar a integridade física e as características ópticas das fibras, veio a revelar-se, na última década, um dos mais férteis campos da investigação científica na área da optoelectrónica. As redes de Bragg em fibra óptica podem reflectir, filtrar ou dispersar luz sem necessidade de desacoplamento do núcleo da fibra, evitando deste modo a utilização de dispositivos ópticos externos. Os mecanismos de fotossensibilidade,

ainda não totalmente compreendidos, permitem a fabricação destes dispositivos directamente na fibra óptica por exposição ultravioleta. Dada a sua importância é relevante o estudo das propriedades espectroscópicas das fibras em estudo para verificar se nas mesma se podem fabricar este tipo de dispositivos.

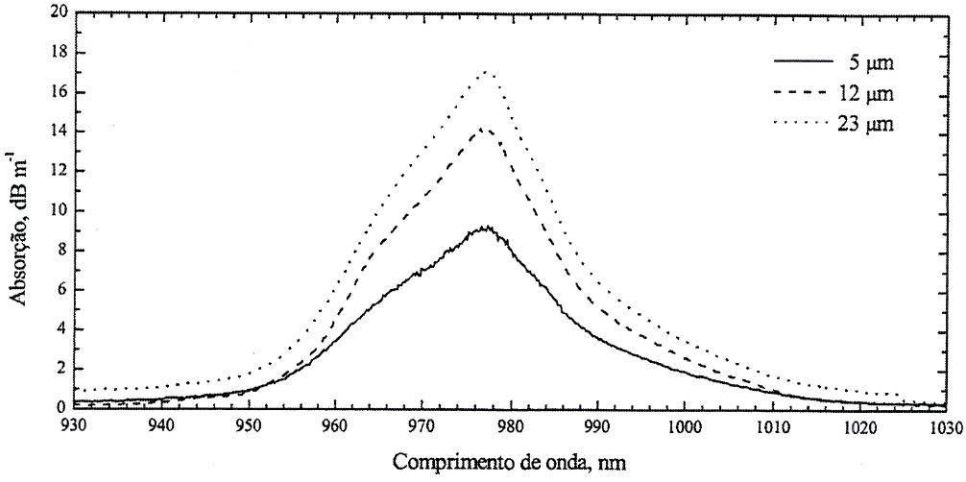


Figura 5.12 Espectro de absorção das fibras em estudo para os comprimentos de onda na zona dos 980 nm.

A figura 5.13 apresenta a absorvância da amostra, recentemente enviada pelo fabricante, da pré-forma das fibras em análise.

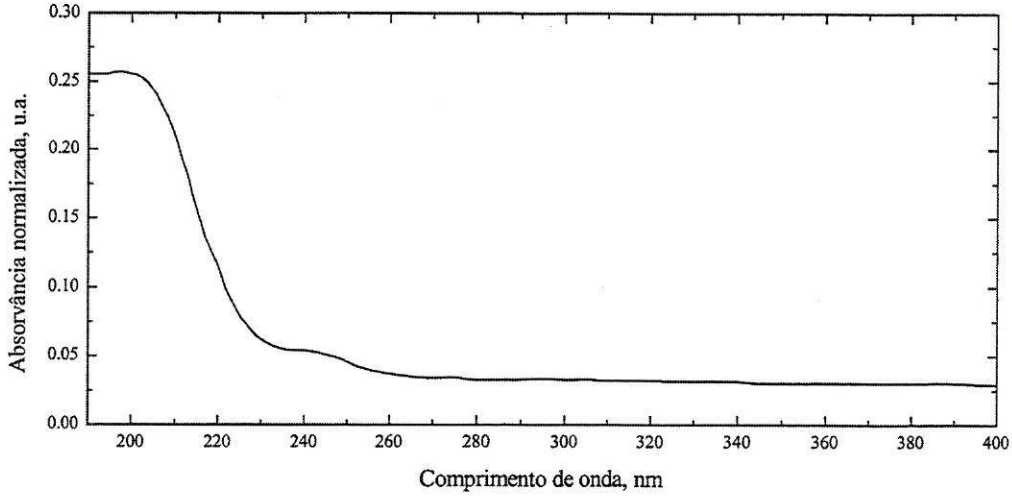


Figura 5.13 Absorvância da amostra da pré-forma das fibras em análise, medida num espectrofotómetro.

Tal como se pode observar da análise desta figura a absorvância da pré-forma para o comprimento de onda de 240 nm, de grande interesse para a fabricação de redes de Bragg, é

extremamente reduzida. A possível inexistência de dopantes de germânio (utilizado para o controle da alteração do índice e que mesmo em concentrações reduzidas aumenta significativamente a fotossensibilidade das fibras) poderá estar por detrás destes resultados.

Existem técnicas alternativas à co-dopagem para o aumento da fotossensibilidade das fibras, nomeadamente, a hidrogenização. As fibras em estudo foram introduzidas numa câmara de hidrogenização (projectada pelo Dr. Francisco Araújo) durante uma semana, à temperatura ambiente e pressão de 200 atmosferas. Mesmo assim não foi possível aumentar a fotossensibilidade das fibras. Processos alternativos, explorando outros comprimentos de onda estão neste momento a ser estudados. Para uma melhor compreensão do processo de fotossensibilidade das fibras, das técnicas de fabricação de redes de Bragg e suas aplicações aconselha-se a referência 98.

A figura 5.14 apresenta a dependência do integral de sobreposição[270] com o parâmetro V da fibra para o modo fundamental LP_{01} e modos de ordem superior.

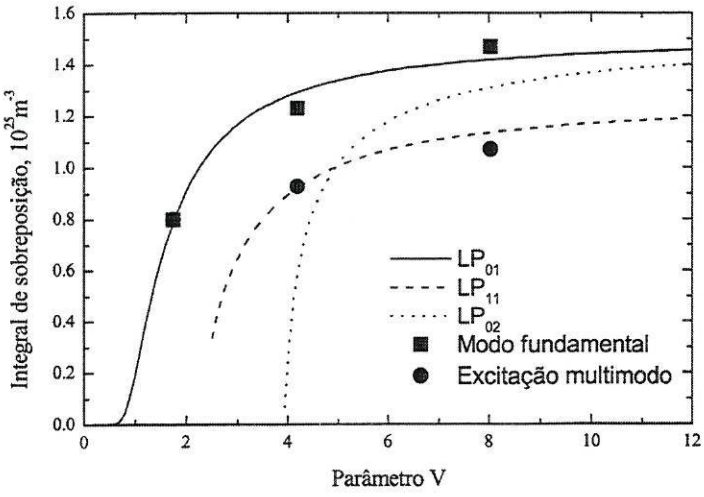


Figura 5.14 Dependência do integral de sobreposição com o parâmetro V da fibra, para o modo fundamental e modos superiores.

As curvas representam o integral de sobreposição determinado numericamente usando as distribuições dos iões de alumínio e érbio reais (representadas na figura 5.7). Os pontos experimentais correspondem ao integral de sobreposição determinado directamente dos espectros de absorção das fibras em análise. O integral de sobreposição e, consequentemente, o ganho é maior para o modo fundamental (mesmo com a distribuição espacial dos iões não sendo a óptima). Tal como era esperado, aumentando o nível de dopagem aumenta a diferença do coeficiente de absorção/ganho e, portanto, aumenta a discriminação do modo fundamental. De realçar que os pontos experimentais, para o caso multimodo, também incluem alguma contribuição do modo fundamental (nas medidas da absorção todos os modos são

uniformemente excitados) sendo portanto de esperar que a discriminação do ganho seja, na realidade, superior.

5.3.3 Caracterização do Conteúdo Modal. Determinação do coeficiente "Qualidade de Emissão", M^2

Tal como referido anteriormente, e de acordo com as observações das medidas espectroscópicas efectuadas, usando a técnica de corte sucessivo da fibra e medindo, com uma câmara de infravermelhos e um sistema de ampliação de imagem, o *near-field* na extremidade da fibra observa-se directamente que o número "efectivo" de modos aumenta ao longo da fibra, indicando que a absorção é inferior para os modos de ordem superior. Para iluminação uniforme da fibra foi utilizado um LED com emissão a 1550 nm, um *mode scrambler* e cerca de 2 km de fibra multimodo (núcleo com 50 μm de diâmetro). Os resultados obtidos, para vários comprimentos da fibra, encontram-se representados na figura 5.15. A reduzida banda dinâmica da câmara utilizada não permite obter a totalidade do perfil de potência, no entanto, mantendo as condições de aquisição, pode-se verificar que o conteúdo modal varia com o comprimento da fibra.

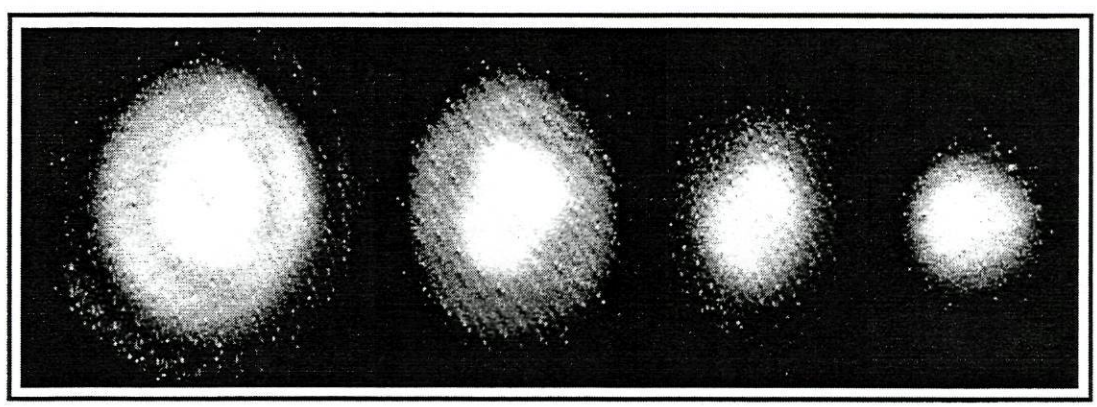


Figura 5.15 Evolução do conteúdo modal, com o comprimento da fibra. Da esquerda para a direita o comprimento diminui.

Para analisar a qualidade do feixe foi construída uma fonte superluminescente baseada na geometria de dupla passagem, e representada esquematicamente na figura 5.16. Ambos os extremos da fibra são clivados em ângulo para eliminar as reflexões de Fresnel no interface com o ar. O comprimento total de cada fibra em análise foi optimizado para a potência óptica de bombagem disponível (3.8 W). A fluorescência emitida pela extremidade da fibra do lado da bombagem é colimada para um espelho com uma reflectividade de 99% no intervalo de comprimentos de onda de 1520 a 1580 nm. A fluorescência emitida pelo outro extremo é monitorada por um analisador de espectros óptico, um detector de potência e um sistema de

varrimento do *near-field* para análise do perfil da intensidade através da técnica de aquisição da distribuição de potência modal (MPD)[271]. A fonte em fibra óptica é excitada opticamente através de um espelho dicróico por um laser de Ti:Safira a operar no comprimento de onda de 976 nm.

O sistema de medição de *near-field* é composto por um módulo de ampliação, constituído por uma lente colocada à distancia focal f_1 do extremo da fibra e uma outra focando o feixe num plano situado à distância f_2 (de modo que a ampliação M é dada pela razão das duas distâncias focais das lentes f_2/f_1), e uma fibra monomodo padrão, clivada em ângulo para evitar reflexões, montada sob o plano focal da segunda lente numa carruagem com movimento transversal com precisão de 0.1 μm e ligada a um analisador de espectros óptico (resolução de 0.1 nm). O sistema de aquisição do MPD foi calibrado com um perfil periódico padrão.

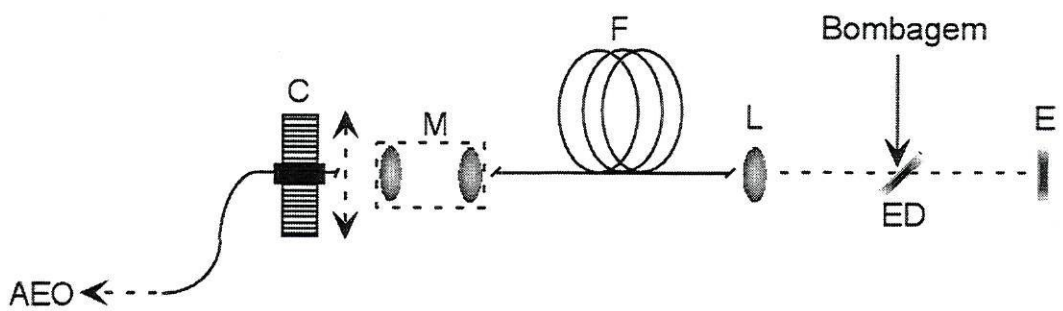


Figura 5.16 Esquema experimental da fonte superluminescente com geometria de dupla passagem para estudo da amplificação e das propriedades do feixe emitido. *E* representa um espelho de alta reflectividade, *ED* um espelho dicróico, *L* uma lente, *F* a fibra em estudo, *C* a carruagem de translação, *M* o módulo de amplificação e, *AEO* o analisador de espectros ópticos.

Não foram efectuados quaisquer procedimentos especiais para controlar a distribuição modal da potência de bombagem dentro do núcleo da fibra. Verificou-se que com o aumento da eficiência de bombagem a potência do sinal emitido no modo fundamental aumenta sem qualquer evidencia de propagação de modos superiores. As curvaturas induzidas na fibra (anéis de diâmetro até cerca de 3 cm) não alteram significativamente a distribuição modal do feixe emitido.

Na figura 5.17 encontra-se representada a distribuição de intensidade medida no *near-field* para a fibra multimodo com o núcleo de 23 μm. O resultado experimental é apresentado conjuntamente com uma curva Gaussiana demonstrando bom ajuste para valores até 25 dB do pico (limite da técnica de medida).

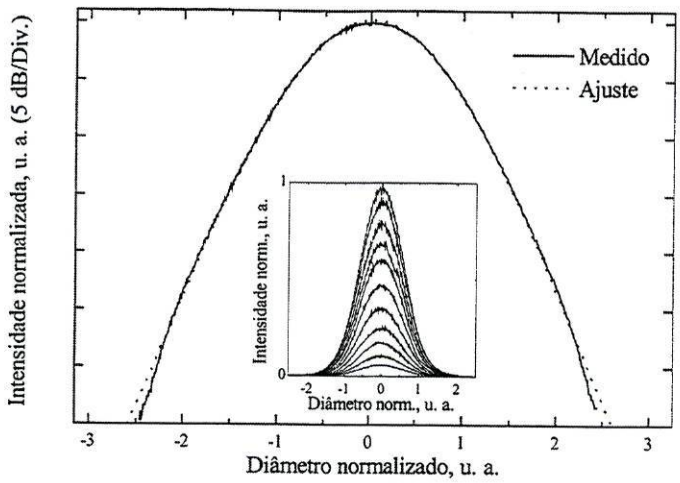


Figura 5.17 Perfil da intensidade da radiação emitida pela fonte superluminescente para a fibra com núcleo de 23 μm para o comprimento de onda de 1.53 μm e máxima potência de bombagem. Inserido encontram-se representados os perfis da distribuição da intensidade no *near-field* para diferentes potências de bombagem.

De seguida, e utilizando estes resultados, procura-se determinar o coeficiente M^2 que define a qualidade do feixe emitido.

O feixe emitido por uma cavidade laser estável oscilando em muitos modos transversais pode ser descrito pela sobreposição incoerente de modos de Hermite-Gauss (HG)[272]. Desta sobreposição resultam feixes parcialmente coerentes. O problema consiste em determinar o peso de cada modo para a distribuição final, partindo de uma medida experimental da sua distribuição[271]. Na realidade, este problema pode ser resolvido de uma forma simples utilizando as medidas da distribuição da intensidade e fazendo uso de algumas técnicas das transformadas de Fourier[273]. Sabendo estes pesos pode-se então facilmente determinar o coeficiente M^2 que define a qualidade do feixe emitido[272]. Assim demonstra-se que a partir da medida, no *near-field*, do perfil do feixe emitido por uma fibra óptica é possível determinar a qualidade do mesmo.

Considere-se a sobreposição independente de modos HG. Na análise seguinte reduzimos o caso a uma dimensão (a extensão ao caso rectangular é imediata). O perfil do modo HG de ordem n na cintura (saída da fibra ou plano z=0) é dado por[23]:

$$G_n(x, w_0) = \left(\frac{2}{\pi w_0^2}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} H_n\left(\frac{x\sqrt{2}}{w_0}\right) e^{\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right)} \qquad \textbf{(5.16)}$$

onde, H_n representa o polinómio de Hermite de ordem n e w_0 é o diâmetro do feixe. O perfil da intensidade do modo é dado então por $G_n^2(x, w_0)$. Partindo da definição da transformada de Fourier:

$$\mathrm{F}(\alpha)=\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\,e^{-i2\pi\alpha x}dx=\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\cos(2\pi\alpha x)\,dx-\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\,\mathrm{sen}(2\pi\alpha x)\,dx \tag{5.17}$$

então, aplicando à distribuição da potência modal resulta:

$$\mathrm{F}\left\{G_n^2(x, w_0)\right\}(p)=\int_{-\infty}^{+\infty} G_n^2(x, w_0)\,e^{-i2\pi px}dx \tag{5.18}$$

Como $G_n^2(x, w_0)$ é uma função par, então o integral anterior resume-se a:

$$\begin{aligned}\mathrm{F}\left\{G_n^2(x, w_0)\right\}(p)&=2\int_0^{+\infty} G_n^2(x, w_0)\cos(2\pi px)\,dx\\&=2\left(\frac{2}{\pi w_0^2}\right)^{1/2}\frac{1}{\sqrt{2^n n!}}\int_0^{+\infty}\left[H_n\left(\frac{x\sqrt{2}}{w_0}\right)\right]^2 \mathrm{e}^{-\frac{2x^2}{w_0^2}}\cos(2\pi px)\,dx\end{aligned} \tag{5.19}$$

Efectuando a seguinte substituição de variável,

$$\frac{x\sqrt{2}}{w_0}=t \tag{5.20}$$

resulta,

$$\mathrm{F(p)}=2\left(\frac{2}{\pi w_0^2}\right)^{1/2}\frac{1}{\sqrt{2^n n!}}\int_0^{+\infty}\left[H_n(t)\right]^2\mathrm{e}^{-t^2}\cos\left(\frac{2\pi w_0}{\sqrt{2}}pt\right)\frac{w_0}{\sqrt{2}}dt \tag{5.21}$$

Definindo $k=\dfrac{2\pi w_0 p}{\sqrt{2}}$, e sabendo que[274]:

$$\int_0^{+\infty}\left[H_n(t)\right]^2\mathrm{e}^{-t^2}\cos(kt)\,dt=\sqrt{\pi}\,2^{n-1}n!\,e^{-\frac{k^2}{4}}L_n\left(\frac{k^2}{2}\right) \tag{5.22}$$

onde L_n é o polinómio de Laguerre de ordem n, resulta:

$$\mathrm{F(p)} = e^{\frac{-\pi^2 w_0^2 p^2}{2}} L_n\left(\pi^2 w_0^2 p^2\right) = \varphi_n(u) \tag{5.23}$$

onde, $u = \pi^2 w_0^2 p^2$ e, $\varphi_n(u) = L_n(u) e^{-\frac{u}{2}}$.

Uma propriedade desta função φ_n é que:

$$\int_0^{\infty} \varphi_n(u)\varphi_m(u)\,du = \delta_{n,m}, \text{ para } n \in [0,+\infty] \Leftrightarrow p \geq 0 \tag{5.24}$$

A função da distribuição de intensidade de um feixe descrito por funções HG é dado por:

$$I(x) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n G_n^2(x, w_0) \tag{5.25}$$

em que, $\int_{-\infty}^{+\infty} G_n^2(x, w_0)\,dx = 1$ e c_n representa o coeficiente de peso da contribuição de cada modo. No plano das transformadas de Fourier,

$$\begin{aligned} F\{I(x)\}(p) = \tilde{I}(p) &= \sum_{n=0}^{\infty} c_n F\left\{G_n^2(x, w_0)\right\} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} c_n \varphi_n\left(\pi^2 w_0^2 p^2\right) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \varphi_n(u) \end{aligned} \tag{5.26}$$

De acordo com as séries de Fourier generalizadas, sendo ϕ_n, $n \in [0,+\infty]$, um conjunto de funções ortogonais no intervalo $[a,b]$:

$$\int_a^b \phi_n(x)\phi_m(x)\,dx = \begin{cases} 1 \rightarrow n = m \\ 0 \rightarrow n \neq m \end{cases} \tag{5.27}$$

e, sendo $f(x)$ uma função integrável no intervalo $[a,b]$, em que:

$$f(x) \cong \sum_{n=0}^{\infty} c_n \phi_n(x) \tag{5.28}$$

então os coeficientes c_n são dados por:

$$c_n = \int_a^b f(x)\phi_n(x)\,dx \tag{5.29}$$

e portanto aplicando este resultado, vem que os coeficientes c_n são dados pela expressão:

$$c_n = 2\pi^2 w_0^2 \int_0^{\infty} \tilde{I}(p)\varphi_n\left(\pi^2 w_0^2 p^2\right) p\,dp \tag{5.30}$$

Por outro lado o coeficiente que define a qualidade do feixe é dado por[272]:

$$M^2 = \sum_n c_n(2n+1) \tag{5.31}$$

O valor desta soma depende obviamente da forma como a potência total se encontra distribuída pelos modos individuais.

Na prática estes resultados podem ser explorados da seguinte forma. Suponhamos que a distribuição da intensidade do feixe emitido *I(x)* é medida na face da fibra. Usando métodos numéricos pode-se determinar a transformada de Fourier desta distribuição, $\tilde{I}(x)$. Os coeficientes c_n podem então ser determinados através da equação 5.30 e o coeficiente de qualidade do feixe através da equação 5.31.

Seguindo este procedimento, utilizando um programa desenvolvido no *Mathematica*, o valor de M^2 para as fibras em estudo pôde ser determinado a partir das medidas do MPD. Para a condição de não saturação do amplificador obtiveram-se os valores, para este parâmetro, de ~1.2 e ~1.1, respectivamente para as fibras com diâmetro do núcleo de 23 e 12 μm. A distribuição da potência pelos diferentes modos para a fibra de maiores dimensões, representada pelo valor dos coeficientes c_n, é apresentada na figura 5.18 para 100 modos HG.

Rapidamente se conclui que praticamente toda a potência emitida se encontra no modo fundamental. Do detalhe inserido na figura 5.18 pode-se ver que o valor dos coeficientes para os modos superiores (até n=10), é inferior a 1%, rapidamente convergindo para zero para os modos superiores.

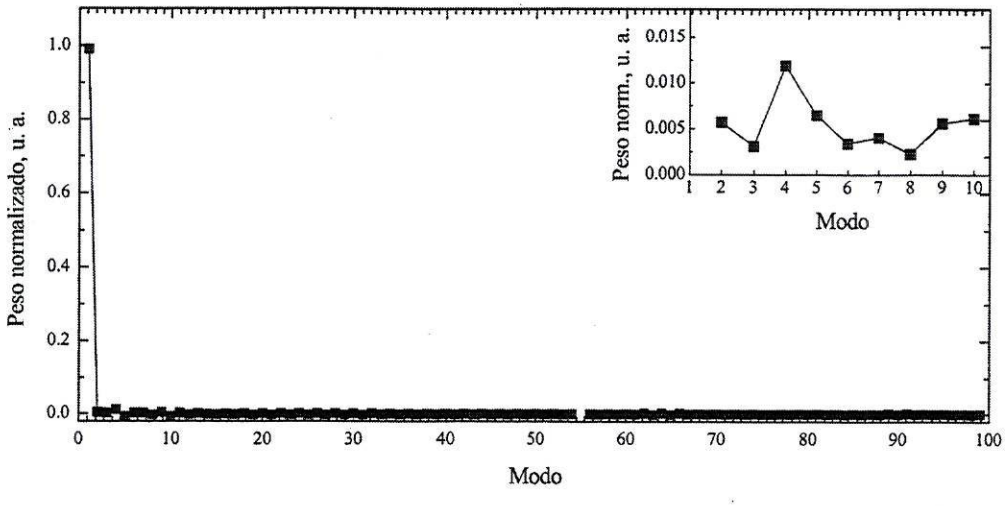


Figura 5.18 Valor dos coeficientes c_n (ou peso) para 100 modos HG, do perfil de intensidade medido no *near-field* para a fibra de maiores dimensões.

Sendo o ganho diferencial provocado pela distribuição espacial dos iões activos no núcleo o mecanismo principal na selecção da propagação no modo fundamental, verifica-se no entanto, que para níveis de potência óptica elevados, os efeitos de guiagem assistida pela bombagem também contribuem para a propagação única do modo fundamental em fibras ópticas multimodo. Mais, verifica-se que as dimensões do modo guiado na fibra multimodo dopada com érbio diferem das dimensões determinadas para a fibra passiva. Apesar da sua propagação estável na fibra multimodo observa-se que, dependendo da potência de bombagem, existe alguma deformação do modo fundamental. Deverá ser referido que não são detectadas, no entanto, quaisquer alterações no modo da fibra monomodo dopada com érbio.

As medições da distribuição de intensidade no *near-field*, com resolução espectral, demonstram uma notável dependência com o comprimento de onda. A diminuição do diâmetro do modo guiado com a potência de bombagem (apresentada na figura 5.19) demonstra que o modo, predominantemente guiado pela diferença de índice entre o núcleo e a bainha, é afectado por efeitos de guiagem assistida pelo ganho e por efeitos térmicos[275]. No entanto, e de acordo com Davis *et al*[276], os efeitos térmicos, para a geometria da fibras em análise, deverão ser reduzidos e portanto a dependência da guiagem assistida pela bombagem deverá ser atribuída essencialmente aos efeitos de guiagem por ganho.

É importante ainda referir que para elevadas potências de bombagem as dimensões da distribuição no *near-field* aproximam-se das do modo da fibra. Logo que seja atingida a saturação do ganho o efeito de guiagem assistida pelo ganho é eliminado. A propagação dominante do modo fundamental para altas potências significa que as características de confinamento e guiagem da fibra são melhoradas com o aumento da potência de bombagem.

Tal como era esperado a selecção de propagação no modo fundamental é mais forte para o pico do ganho a 1.53 μm, onde a diferença do ganho modal é máxima.

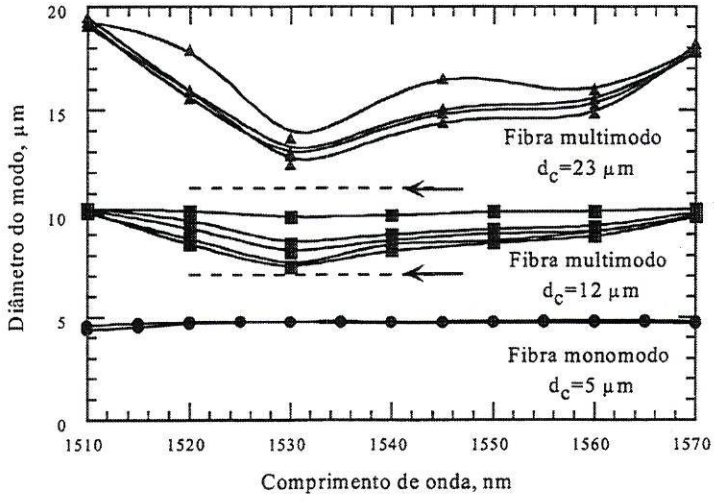


Figura 5.19 Dependência das dimensões do modo no *near-field* com o aumento da potência emitida para as diferentes fibras em análise. As setas indicam as dimensões do modo calculado para a fibra multimodo passiva.

Comparado com o caso de uma fibra não dopada, a distribuição espacial optimizada do ganho na fibra permite a selecção da propagação única do modo fundamental. De realçar que medidas experimentais realizadas recentemente confirmam que a precisa e única excitação do modo fundamental num amplificador multimodo permite a sua amplificação sem que ocorra a excitação dos outros modos superiores[277]. No entanto, a característica própria do amplificador multimodo com optimização da distribuição espacial do ganho de propagação preferencial do modo fundamental, elimina a necessidade de controlar as condições de injecção do sinal, aumenta a eficiência global do amplificador e aumenta a estabilidade e imunidade ambiental.

Usando as fibras ópticas multimodo dopadas com érbio descritas anteriormente foi demonstrada a operação monomodo de uma fonte superluminescente de alta potência[67]. Adicionalmente, foi também demonstrado um amplificador em fibra óptica multimodo que permite a extracção de impulso de alta energia e a emissão de elevada potência média[72], bem como um amplificador tipo *flared* baseado nestas fibras permitindo o fácil acoplamento destes dispositivos com outros baseados na tecnologia monomodo[75].

As experiências e os resultados obtidos por estes dispositivos são descritos em detalhe nos capítulos seguintes.

5.4 Conclusão e Perspectivas de Desenvolvimento Futuro

As fibras dopadas com terras raras podem, actualmente, ser fabricadas por diferentes métodos. Dependendo da necessidade, podem-se obter fibras com concentrações elevadas de dopantes ou dopagens inferiores a 1 ppm, nos mais diversos hospedeiros, sem alteração significativa das perdas intrínsecas destas, quando comparadas com as das fibras convencionais de telecomunicações. Todos os métodos utilizados na fabricação destas últimas foram adaptados com sucesso para a fabricação de fibras dopadas com terras raras. A rápida evolução e a facilidade de fabricação destas fibras permitiu e estimulou o desenvolvimento de dispositivos activos em fibra óptica tais como lasers e amplificadores. Ultimamente tem sido dada especial atenção ao controle estrutural dos dopantes e da sua posição relativamente ao perfil do índice de refracção da fibra.

As restrições impostas pela tecnologia monomodo convencional à obtenção de fontes de alta potência, nomeadamente no escalonamento da energia extraída para valores superiores, tem motivado a investigação de novas configurações e novos desenhos de fibras ópticas dopadas com terras raras. Neste contexto, é apresentada neste capítulo uma técnica inovadora, baseada na optimização do nível e do perfil de distribuição espacial dos iões no núcleo de fibras multimodo, para fontes de alta potência e distribuição espacial transversal monomodo. É descrito o modelo teórico utilizado para a simulação computacional do ganho dos modos superiores guiados pelo núcleo multimodo relativamente ao ganho do modo fundamental para fibras multimodo com diferentes distribuições espaciais dos iões activos responsáveis pelo ganho. Este modelo baseia-se no facto do ganho de cada modo ser directamente proporcional ao grau de sobreposição espacial entre as distribuições dos iões activos e a distribuição do espacial do modo. Os resultados da simulação apresentados demonstram que se pode desenhar uma distribuição espacial dos iões activos de forma a que a sobreposição entre a distribuição espacial do modo fundamental e a distribuição espacial do meio de ganho é tal que o ganho para este modo é máximo, mantendo-se para os outros modos abaixo do nível necessário para amplificação.

As três fibras fabricadas de acordo com os resultados da análise prévia, foram experimentalmente caracterizadas no que respeita às suas propriedades físicas (dimensões, comprimento de onda de corte e, a distribuição espacial dos iões responsáveis pelo ganho e pelo índice de refracção no núcleo da fibra) e espectroscópicas (para caracterização experimental do grau de sobreposição para os modos guiados pelas mesmas). Comparando com os resultados da simulação computacional, onde são introduzidas as distribuições reais medidas experimentalmente, demonstra-se que existe acordo entre os dois resultados validando-se deste modo o modelo utilizado.

Este inovador desenho permite pela primeira vez a utilização de fibras multimodo para o desenho de fontes de alta potência em fibra óptica com distribuição espacial transversal monomodo da potência. A implementação da técnica de medida do *near-field* permitiu determinar o conteúdo modal e, indirectamente, determinar o coeficiente M^2 que descreve a qualidade do feixe emitido para estas fibras. Os resultados obtidos demonstram a operação monomodo nestas fibras, a sua elevada tolerância a curvaturas induzidas e consequentemente elevada imunidade a perturbações ambientais

O interesse de algumas empresas de renome mundial, o acesso restrito a algumas das mais recentes tecnologias de fibra óptica (nomeadamente das fibras de dupla bainha) e os resultados obtidos até ao momento demonstram o impacto actual dos lasers de alta potência em fibra óptica. No entanto, existe ainda espaço para maiores desenvolvimentos destas fontes. Por exemplo, no caso das fontes *cw* baseadas na tecnologia de fibra de dupla bainha, ainda não foram atingidos os limites físicos do material, havendo possibilidades de melhorar as características de emissão, especialmente através de novas configurações e maiores níveis de bombagem. Por outro lado, as tecnologias de fabricação, tal como a de MCVD, oferecem a possibilidade de, com um elevado controle e flexibilidade, alterar a distribuição radial e o nível de dopagem dos iões responsáveis pelo ganho e pela alteração do índice. O perfil longitudinal pode ser manipulado quer durante a fabricação da fibra ou posteriormente por técnicas de fusão e estiramento. O desenvolvimento de modelos mais completos permitirá a evolução e optimização do desenho das fibras com vista à sua aplicação em fontes pulsadas em fibra óptica de alta energia e elevadas potências de pico.

No entanto, no que respeita aos métodos de fabricação, terá ainda de ser efectuado um esforço especial na reprodutibilidade e controle dos factores que determinam a fiabilidade das fibras.

6

Fontes Superluminescentes em Fibra Óptica

6.1 Introdução

Para muitas aplicações, tais como sensores (*e. g.* giroscópios) e diagnóstico médico (*e. g.* análise de tecidos), são necessárias fontes ópticas com emissão espectral larga. O quão larga deverá ser a emissão destas fontes depende da aplicação. O critério de 5 nm é considerado neste capítulo como o limite mínimo para uma fonte denominada de emissão espectral larga (critério normalmente estabelecido para aplicações em giroscópios em fibra óptica). Se bem que as fontes térmicas de radiação, LED e díodos superluminescentes, apresentam larguras da emissão espectral nesta ordem de grandeza ou superiores, a sua densidade espectral de potência e coerência espacial são, no entanto, reduzidas. Estas desvantagens são agudizadas quando se pretende injectar tal radiação nas fibra ópticas monomodo.

As fibras ópticas monomodo dopadas com terras raras permitem, em contrapartida, obter elevada coerência espacial, elevados ganhos e, portanto, alta densidade espectral de potência. Outra característica importante destas fontes de espectro largo em fibra é a sua maior imunidade ambiental (*e. g.* à temperatura). Em particular as fontes superluminescentes em fibra óptica monomodo dopadas com terras raras apresentam-se como fontes ideais para as aplicações mencionadas[278 e 279]. Estas fontes assemelham-se aos lasers em fibra mas, para as quais, pelo menos uma das reflexões responsáveis pela realimentação é suprimida (quer por clivagem ou polimento em ângulo, quer utilizando um líquido ou gel de adaptação de índice), eliminando a formação de modos discretos longitudinais. A ASE emitida por estas fontes possui deste modo um espectro contínuo. Estas fontes são normalmente caracterizadas por potências de emissão na ordem de alguns mW e larguras espectrais entre 2 e 20 nm. No estudo, por exemplo, de tecidos difusos onde o comprimento de absorção óptica é curto, são necessárias maiores potências. O escalonamento da potência óptica das fontes superluminescentes, para valores superiores aos referidos, pode ser problemático devido à dificuldade de uma completa supressão das reflexões residuais estipuladas, no limite, pelo espalhamento de Rayleigh. Quando o produto destas reflexões com o ganho do amplificador excede a unidade o limiar de acção laser é atingido e, consequentemente, é desenvolvida uma

estrutura indesejada do espectro de emissão. As reduzidas dimensões da área do núcleo das fibras monomodo implicam que o ganho necessário para que as reflexões residuais sejam responsáveis pela iniciação da acção laser pode ser alcançado para níveis moderados da potência de bombagem. Os efeitos das reflexões residuais no desempenho das fontes superluminescentes em fibra óptica foram extensivamente estudados por Duling III *et al* que aponta o limite de 80 mW para a potência máxima emitida para uma fonte bombeada por díodos laser[280].

Devido à sua disponibilidade logo no início do desenvolvimento de fontes em fibra óptica, as primeiras fontes de espectro largo foram demonstradas em fibras dopadas com neodímio[278 e 279]. Os rápidos desenvolvimentos na tecnologia de fabricação das fibras e a sua crescente importância para aplicações em telecomunicações permitiu a extensão do desenvolvimento destas fontes para fibras dopadas com érbio[281] e praseodímio[282].

As principais características destas fontes são a sua largura de banda e potência de emissão. O aumento da potência emitida é normalmente acompanhada por uma diminuição da largura de banda. Porém, para a maioria das aplicações requerem-se espectros de emissão o mais largos possível em conjunção com o máximo de potência. O alargamento do espectro de emissão pode ser obtido por filtragem espectral e realimentação espectralmente alterada. Chernikov *et al* demonstraram esta técnica para uma fonte superluminescente em fibra óptica monomodo dopada com itérbio[47]. Com uma configuração em que um troço de fibra, não bombeada opticamente, é colocada entre dois outros sob bombagem por díodos laser a 980 nm, foi obtida emissão centrada a 1.06 μm, com larguras espectrais de 75 nm e 30 mW de potência. Paschotta *et al* obtiveram mais de 100 mW de potência para um espectro de 65 nm de largura com uma fonte superluminescente em fibra óptica dopada com itérbio em que é adicionado um troço de fibra dopada com neodímio sob bombagem por díodos laser e é efectuada filtragem espectral da realimentação[48]. Esta técnica foi ainda aplicada por Dyer *et al* para uma fonte superluminescente em fibra óptica monomodo dopada com érbio numa configuração de dupla passagem em que o espelho tradicional é substituído por uma combinação de redes de Bragg, obtendo um espectro de emissão de 27 nm e potência de 25 mW[283].

A incompatibilidade entre as fibras monomodo convencionais e os díodos de alta potência é a principal limitação ao escalonamento da potência emitida pelas fontes baseadas nesta tecnologia. Apesar do desenvolvimento dos sistemas semicondutores tipo MOPA terem aliviado esta limitação, não a eliminaram por completo. Tal apenas viria a ser possível com a utilização de fibras especiais de dupla bainha. Nestas, a bombagem não é lançada no núcleo monomodo, mas sim no guia de onda multimodo circundante, dimensionado para o máximo acoplamento e guiagem da radiação de bombagem. Esta tecnologia tem sido particularmente

utilizada para a obtenção de lasers de alta potência no regime contínuo com resultados deveras impressionantes[40]. Minelly *et al* viria a demonstrar que esta tecnologia permite ultrapassar o limite estipulado por Duling III, para as fontes superluminescentes[280], com uma fibra de dupla bainha dopada com neodímio[45]. Tal limite é ultrapassado graças a uma nova configuração utilizada, baseada na distribuição do ganho entre uma fonte superluminescente primária, com uma moderada potência de emissão, e um amplificador em fibra de dupla bainha, com bombagem por díodos laser, a operar no regime de saturação, ao qual a fonte primária é acoplada. Utilizando este conceito, Gray *et al* demonstraram a emissão recorde de 1 W de potência para uma fibra monomodo convencional dopada com érbio e itérbio[284].

Sem recurso a esta técnica, Sousa *et al*[46] obtiveram cerca de 250 mW de potência emitida num espectro de 20 nm (FWHM) para uma fonte superluminescente em fibra óptica de dupla bainha, dopada com itérbio e bombeada por díodos laser, numa configuração de uma única passagem. O aumento da potência emitida por estas fontes com emissão espacial transversal monomodo pode ainda ser obtida através do aumento das dimensões do modo. Esta técnica foi recentemente demonstrada num amplificador em fibra LMA dopada com érbio[56]. O modo fundamental é preservado nestas fibras com maiores dimensões do núcleo através da diminuição da abertura numérica. Por este motivo, esta técnica é limitada pela necessidade de manter um baixo nível de curvaturas induzidas. As fibras multimodo permitem obter um aumento significativo das dimensões do modo fundamental à custa, no entanto, de uma diminuição da coerência espacial (emissão multimodo). Utilizando as fibras multimodo especiais[68, 69, 70, 71 e 248] descritas no capítulo anterior foram demonstradas três fontes superluminescentes com perfil de emissão espacial transversal monomodo[67]. A completa descrição desta experiência é apresentada neste capítulo.

6.2 Configurações e Conceitos Básicos

No desenho de fontes superluminescentes em fibra óptica dopada com terras raras deverá, inicialmente, ter-se em linha de conta as características do meio, nomeadamente, o tipo de transição laser envolvida. Em especial, se esta transição está associada a um sistema de três ou de quatro níveis. Os diferentes níveis de energia intervenientes no processo radiactivo de absorção e emissão de fotões são normalmente constituídos por vários sub-níveis de energia criados por efeito de Stark e fonões entre outros. Para melhor análise dos processos envolvendo estes níveis e sub-níveis de energia considere-se a figura 6.1 onde é representado o diagrama dos níveis de energia para uma transição de quatro níveis e outra de três níveis.

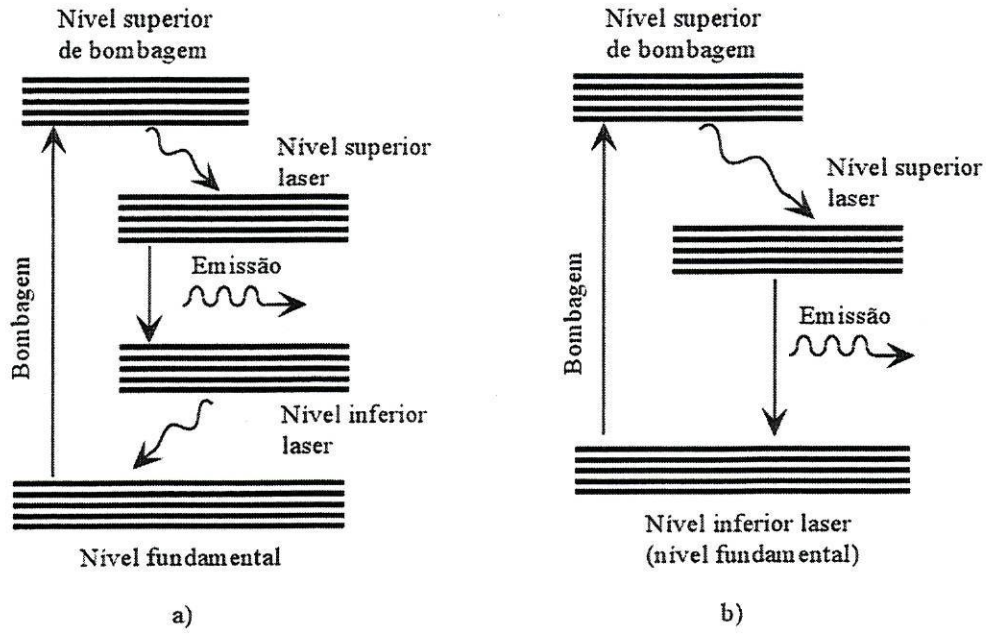


Figura 6.1. Diagrama dos níveis de energia para **a)** um sistema de quatro níveis e **b)** um sistema de três níveis.

Tal como ilustrado na figura 6.1 a), para um sistema simplificado de 4 níveis, a transição laser é caracterizada pelo rápido decaimento do nível inferior para o estado fundamental. A separação de energia entre estes níveis é suficiente para que a ocupação do nível inferior em equilíbrio térmico seja insignificante. Um fotão de bombagem é absorvido provocando a transição do estado de energia fundamental para um nível superior de bombagem ou directamente para o nível superior da transição laser. O nível superior de bombagem é caracterizado por um tempo de vida extremamente reduzido. Assim, o ião excitado decai rapidamente, e preferencialmente não radiactivamente, para o nível superior laser. Na ausência de ESA e GSA, todos os fotões de bombagem absorvidos são utilizados para colocar iões no nível superior laser. Este nível é caracterizado por um elevado tempo de vida, permitindo que seja totalmente preenchido mesmo com baixo nível de bombagem. Dado que este sistema ideal não tem população no nível inferior laser, não absorve a radiação emitida e apresenta ganho mesmo para potências de bombagem insignificantes.

Diferente é o caso do sistema de três níveis simplificado, representado na figura 6. 1 b). O processo de bombagem é em tudo semelhante ao descrito anteriormente para o sistema de quatro níveis. Contudo, para este sistema o nível inferior laser é também o nível fundamental e, portanto, em equilíbrio encontra-se parcialmente ocupado. Por este motivo este sistema pode provocar ganho ou absorção dependendo do nível de bombagem. Se cada nível fosse constituído por apenas um sub-nível (reduzida largura da linha espectral) seria necessário que pelo menos metade dos iões fossem excitados para o nível superior para que houvesse inversão de população. Na realidade esta condição não é exigida devido ao alargamento dos

níveis de energia em vários sub-níveis por efeitos de Stark (entre outros mecanismos de alargamento espectral).

A distribuição da população entre os sub-níveis de energia é dada pela distribuição de Boltzmann[135]. Assim, para que exista ganho entre dois sub-níveis particulares dos níveis superior e inferior é apenas necessário que entre eles exista inversão de população. Os comprimentos de onda de emissão são pesados pela distribuição de Boltzmann dos níveis superior e inferior e a probabilidade de transição entre cada par de sub-níveis envolvido. Para o sistema de três níveis a inversão de população é mais facilmente alcançada entre os sub-níveis inferiores do nível superior laser mais populados e os sub-níveis superiores do nível inferior laser menos populados. Por isso, o limiar de acção laser é inferior para comprimentos de onda mais elevados. Assim, o espectro de absorção encontra-se mais deslocado para os comprimentos de onda mais reduzidos contrariamente ao espectro de emissão, mais deslocado para os comprimentos de onda superiores. Dado que a inversão de população depende da potência do sinal e da bombagem o espectro de emissão varia de uma forma complexa com o comprimento da fibra, potência e comprimento de onda de bombagem.

Outra distinção entre os diferentes meios laser a ter em conta no desenho de fontes superluminescentes é a natureza homogénea ou não homogénea do alargamento espectral. A teoria do lasers em cavidades ressonantes sugere que, quando o meio de ganho utilizado é caracterizado por um alargamento homogéneo a emissão espectral é estreita em oposição à larga emissão espectral obtida com a utilização de um meio com alargamento não homogéneo[23]. A operação destes dois meios como amplificadores, para níveis de potência elevados, é também diferente. Para uma transição de quatro níveis, e na ausência de saturação, o sinal de espectro largo (*e. g.* a fluorescência) é preferencialmente amplificada no pico da curva de ganho causando o encurtamento do espectro de emissão à medida que o ganho aumenta. Após atingir a saturação, para um meio caracterizado por alargamento homogéneo, o espectro continua a encurtar pois os comprimentos de onda do pico consomem todo o ganho. Por outro lado, com um meio caracterizado por um alargamento não homogéneo, o espectro de emissão alarga pois a saturação no pico do ganho apenas reduz o ganho para os comprimento de onda do pico, enquanto que para os outros o ganho não é afectado. Este facto nem sempre acontece para os sistemas de três níveis dados os diferentes espectros de absorção e emissão e o facto do efeito da saturação não só provocar uma redução do ganho mas também um deslocamento do seu espectro. A largura de banda de emissão depende, neste caso, do nível de saturação.

Na realidade a maioria das transições laser não podem ser caracterizadas como puramente homogéneas ou não homogéneas, exibindo simultaneamente os dois mecanismos de alargamento. O principal mecanismo de alargamento espectral nas terras raras é o efeito de

Stark provocado pelo campo eléctrico local. Este campo eléctrico pode variar de ião para ião resultando em diferentes sub-níveis de energia. Este mecanismo é não homogéneo e é praticamente independente da temperatura. O principal mecanismo de alargamento homogéneo é causado por fonões (vibrações da rede). Dada que a energia dos fonões é determinada pela temperatura do material, reduzindo-a reduz-se a contribuição deste mecanismo. Como a distribuição da população entre os diferentes sub-níveis segue a distribuição de Boltzmann (dependente da temperatura) esta constitui, deste modo, a principal fonte da variação da emissão com a temperatura nas fibras dopadas com terras raras. As transições mais fortes entre os dois níveis laser dominam e, combinadas com os dois principais mecanismos de alargamento espectral, definem a largura e comportamento do espectro de emissão.

Evidentemente, os métodos e fontes de bombagem são outras das considerações a ter em conta no desenho das fontes de espectro largo. Dada a existência de várias bandas de absorção, para as terras raras mais comuns, podem ser utilizadas uma miriade de fontes de bombagem, desde lasers de árgon, Ti:Safira, Nd:YAG, Cr:YAG e uma variedade de díodos laser. Os díodos laser apresentam-se como os mais práticos dada a sua reduzida dimensão e a alta eficiência na conversão de corrente eléctrica em potência óptica. Estes sofrem no entanto de algumas desvantagens, tais como a qualidade do feixe emitido, diminuindo a eficiência de acoplamento às fibras ópticas monomodo convencionais. O desenvolvimento de fibras de dupla bainha veio permitir um melhor acoplamento da potência óptica de bombagem e a construção de dispositivos em fibra compactos e estáveis.

Na escolha da fonte de bombagem, para além da potência acoplada, custo e facilidade de operação deverá, antes de mais, ter-se em consideração que quanto mais próximos forem os comprimentos de onda de bombagem e do sinal mais eficiente é o processo de emissão laser. Por outro lado, estatisticamente, qualquer que seja a sua energia, um fotão de bombagem pode produzir no máximo um fotão de sinal emitido. As características de absorção da fibra determinam o comprimento da mesma para uma determinada potência de bombagem disponível bem como determinam quantos fotões de bombagem contribuem para a emissão. A presença de efeitos não radiactivos como ESA ou GSA diminuem a eficiência da emissão e, nos casos em que existe reabsorção do sinal, a sobreposição espacial entre a bombagem e o sinal é também relevante.

A forma como a radiação de bombagem é acoplada à fibra afecta também as propriedades espectrais de emissão. Assim, se esta é injectada num dos extremos da fibra (através de ópticas com revestimentos dicróicos ou acopladores WDM em fibra), naquela que é a configuração mais usual, é criada uma distribuição não uniforme ao longo da mesma (dado que a potência é absorvida ao longo do seu comprimento). Deste modo, a potência e

inversão de população são funções da potência de bombagem acoplada e da posição ao longo da fibra. Para um sistema de quatro níveis tal distribuição tem reduzida influência no espectro de emissão. Todos os comprimentos de onda são amplificados na proporção da potência de bombagem absorvida. Para estes sistemas a ASE deverá apresentar a mesma potência e espectro em ambas as extremidades da fibra. No entanto, para os sistemas de três níveis os diferentes comprimentos de onda ora sofrem ganho ou absorção (perdas) dependendo do nível de inversão. Mais, os dois espectros (ganho e absorção) podem diferir consideravelmente, resultando num espectro de ganho com variação ao longo da fibra. Como consequência desta dependência, as características do espectro de emissão são dependentes da potência de bombagem e comprimento da fibra. Um laser pode emitir em comprimentos de onda diferentes, à medida que o comprimento aumenta, enquanto que uma fonte superluminescente emite diferentes espectros. A potência e espectro de emissão são também diferentes para os dois extremos da fibra.

As principais configurações utilizadas no desenho de fontes superluminescentes em fibra óptica encontram-se esquematicamente representadas na figura 6.2.

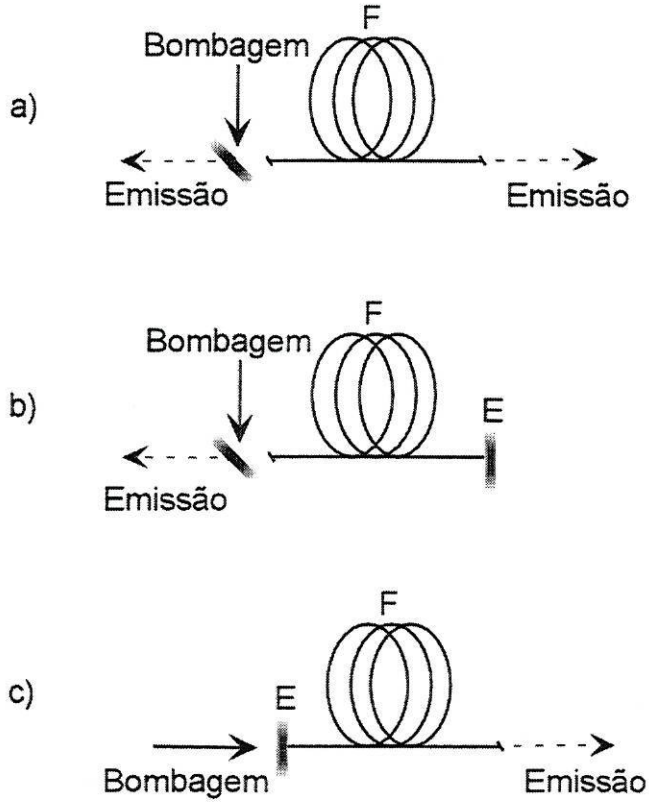


Figura 6.2. Representação esquemática das configurações básicas de fontes superluminescentes em fibra óptica dopada com terras raras. Configuração de **a)** passagem única, **b)** dupla passagem contra-propagante e **c)** dupla passagem co-propagante.

Na primeira configuração é eliminada a reflexão de ambas as extremidades criando a denominada fonte superluminescente de passagem única. A supressão de ambas as reflexões evita a formação de uma cavidade ressonante que, usualmente, reduz a largura de banda da emissão e é responsável pela formação de uma estrutura modal. A emissão espontânea, emitida próximo das extremidades, é guiada pelo núcleo da fibra e amplificada ao longo da sua propagação. Assim, a potência emitida em cada extremidade pode ser elevada. Nesta configuração qualquer das extremidades pode ser utilizada como saída da fonte superluminescente.

Na mesma figura, as duas restantes configurações são denominadas de dupla passagem pois a emissão espontânea produzida numa das extremidades propaga-se até à outra extremidade onde é reflectida por um espelho sendo amplificada na dupla passagem pelo meio de ganho. A fonte em cuja configuração o sinal se propaga em sentido contrário ao da bombagem é denominada de fonte superluminescente contra-propagante, enquanto que a outra em que o sinal se propaga na mesma direcção é denominada de co-propagante. Ambas as configurações de dupla passagem produzem maior potência que a de passagem única, pois o comprimento efectivo do meio de ganho é duplicado. No entanto, tais configurações requerem maiores cuidados dado que mesmo pequenas reflexões da potência emitida podem criar uma cavidade ressonante.

A modelização teórica destas fontes, bem como o estudo das suas várias configurações e da estabilidade das mesmas, importante para algumas das aplicações citadas, foi efectuada por muitos autores e encontra-se descrita com algum detalhe, por exemplo, nas referências 285, 286, 287, 288 e 289.

6.3 Fonte Superluminescente Monomodo em Fibra Óptica Multimodo

Ao contrário do neodímio, o érbio quando numa cavidade ressonante emite radiação numa reduzida linha espectral, especialmente quando comparada com a largura espectral típica da sua fluorescência. Tal sugere que para este dopante o processo de alargamento espectral dominante é homogéneo. Desta forma, é inútil a operação laser com este meio de ganho, numa cavidade ressonante convencional, para a obtenção de uma fonte de espectro largo. No entanto, e tal como referido no capítulo 4, a inclusão de um AOM numa cavidade laser convencional permite obter emissão com características espectrais diferentes. Tais lasers permitem amplificação regenerativa mas no entanto não permitem a interferência construtiva nas sucessivas voltas na cavidade e, portanto, não possuem um espectro com a estrutura modal convencional. O resultado é uma fonte com emissão num espectro largo determinado

mais pela dependência do ganho com a frequência do que da interferência construtiva em comprimentos de onda particulares.

A existência de absorção do estado fundamental da radiação do sinal, nos meios de ganho dopados com iões de érbio, implica um diferente espectro da ASE contra e co-propagante, bem como a sua dependência com o comprimento da fibra, potência e comprimento de onda de bombagem. Existem muitas bandas de absorção para os iões de érbio em sílica, tais como a 520, 650, 810, 980 e 1480 nm. Os comprimentos de onda de bombagem mais curtos estão mais distantes do comprimento de onda de emissão e portanto implicam uma menor eficiência. Por outro lado, para os três primeiros, existe ainda o efeito de ESA. Este facto é particularmente infeliz para o comprimento de onda próximo dos 810 nm dada a existência de díodos laser de alta potência baratos para esta banda de absorção. Nestes aspectos a bombagem a 980 e 1480 nm é mais interessante. Nesta secção é apresentada a operação eficiente de uma fonte superluminescente em fibra óptica multimodo dopada com érbio e perfil de emissão espacial transversal monomodo.

As três fibras dopadas com érbio com uma concentração de 1000 ppm, utilizadas neste trabalho, têm um diâmetro externo de 130 μm e diâmetros de núcleo respectivamente de 5 (monomodo a 1.55 μm), 12 e 23 μm. Tal como referido no capítulo anterior todas as fibras foram fabricadas a partir da mesma pré-forma. A fibra monomodo apresenta um comprimento de onda de corte de 1140 nm (abertura numérica de 0.17). Cálculos simples indicam que o número de modos guiados pelas fibras de 12 e 23 μm é de, respectivamente, 8 e 32.

6.3.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

O desenho da fonte superluminescente, representado na figura 6.3, é baseado numa configuração de dupla passagem co-propagante.

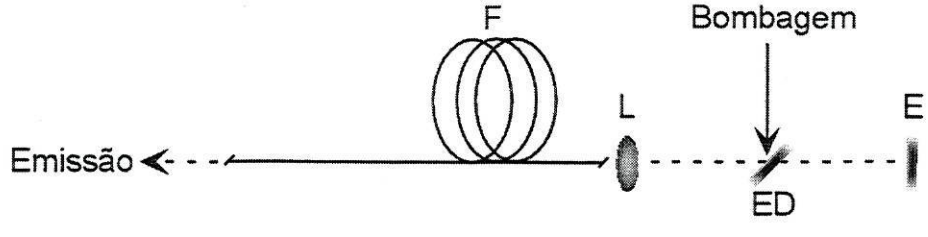


Figura 6.3. Representação esquemática das configuração experimental utilizada para as três fibras e análise. *F* representa a fibra dopada com terras raras, *L* uma lente, *ED* um espelho dicróico e *E* um espelho de alta reflectividade.

Ambas as extremidades das fibra são clivadas em ângulo para suprimir eventuais reflexões residuais que deteriorariam o funcionamento da fonte. A fluorescência emitida por

um dos extremos da fibra é colimada e reflectida por um espelho com reflectividade de 99% no intervalo de comprimentos de onda de 1520 a 1580 nm. A fluorescência emitida pela outra extremidade é analisada por um analisador de espectros óptico, um detector de potência e uma câmara de infravermelhos para medição do *near-field*, num sistema óptico de ampliação de imagem. As fibras são excitadas opticamente com a radiação laser a 980 nm produzida por um laser de Ti:Safira, por sua vez bombeado por um laser de árgon, através de um espelho dicróico. Não foram efectuadas quaisquer tentativas para controlar a distribuição de potência de bombagem no núcleo das fibras.

6.3.2 Experiência, Resultados e Discussão

A figura 6.4 apresenta a dependência da potência emitida para as três fontes superluminescentes com a potência de bombagem acoplada. Para o máximo de potência acoplada as fontes, que compreendem as fibras com núcleos de 12 e 23 μm de diâmetro, apresentam uma potência máxima emitida numa distribuição espacial transversal monomodo de 770 mW, correspondendo a uma eficiência de conversão óptica (com respeito à potência óptica acoplada) de, respectivamente, 58 e 44.6%.

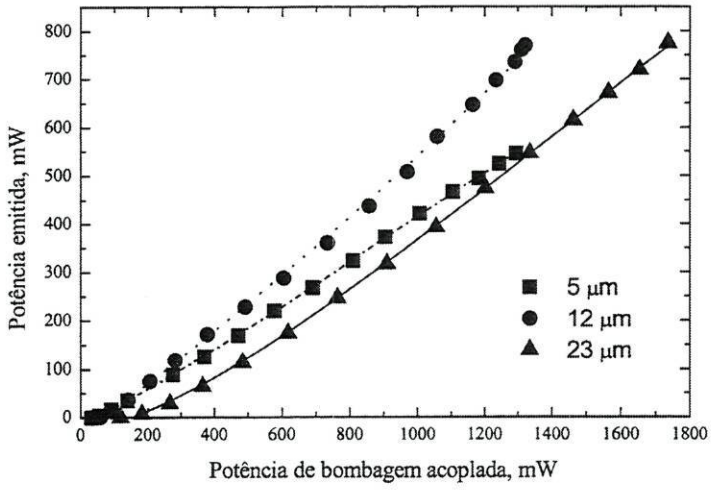


Figura 6.4. Potência emitida pelas três fontes superluminescentes em fibra óptica dopada com érbio em função da potência de bombagem acoplada.

O limiar da ASE é de 50, 80 e 170 mW, respectivamente para as fibras de 5, 12 e 23 μm. A elevada eficiência óptica das fibras multimodo permite-lhes rapidamente ultrapassar a potência óptica emitida pela fibra monomodo nas mesmas condições de bombagem. A limitada potência de bombagem disponível não permite no entanto atingir o ponto a partir do qual é esperado que a potência óptica emitida pela fibra de maiores dimensões exceda a emitida pela de menores dimensões.

A percentagem de potência não absorvida pelas fibras para o máximo de potência de bombagem acoplada é de aproximadamente 25 % havendo, portanto a hipótese de aumentar a eficiência de conversão óptica optimizando o comprimento da fibra. A alta eficiência obtida é também uma indicação conclusiva do baixo acoplamento modal nestas fibras optimizadas. Aumentando a potência de bombagem a eficiência aumenta demonstrando que o sistema opera longe do regime de saturação[282]. Ao contrário das fibras multimodo, o aumento da potência emitida com a potência de bombagem acoplada, apresenta efeitos de saturação para a fibra monomodo quando a operar nos níveis elevados de potência. Este comportamento confirma a esperada diminuição do efeito de saturação do ganho com o aumento das dimensões do modo[56]. O espectro emitido pelas fontes superluminescentes, representado na figura 6.5, apresenta uma largura de banda de 36 nm (envolvente).

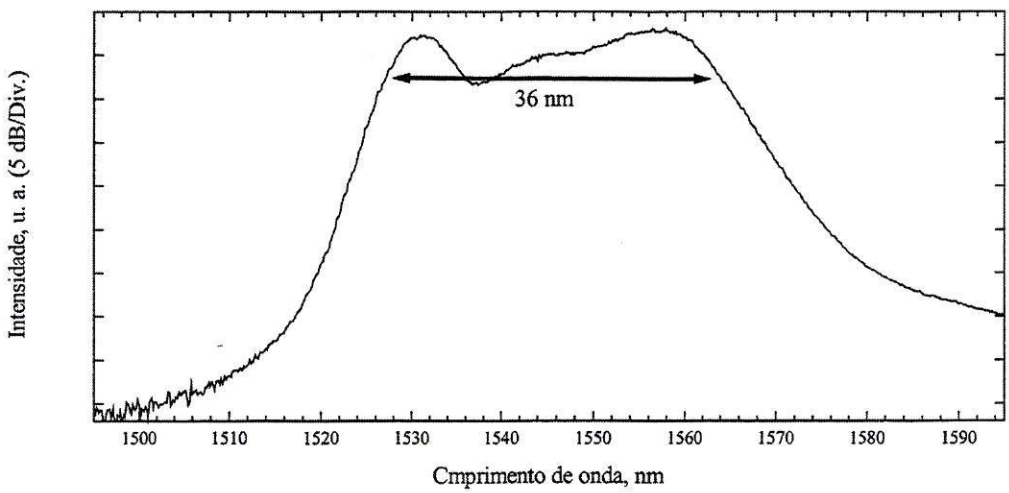


Figura 6.5. Espectro da fluorescência emitido pelas fontes superluminescentes descritas.

O perfil da distribuição de potência à saída da fibra foi medido por um sistema de aquisição de imagem controlado por computador desenvolvido pelo Dr. João Carvalho, conjuntamente com um sistema de ampliação de imagem. O resultado destas medições é apresentado na figura 6.6. Tal como pode ser verificado da análise da mesma, ambas as fibras multimodo amplificam e propagam unicamente o modo fundamental. O perfil da distribuição de potência emitida, no máximo de potência de bombagem acoplada, corresponde a um modo fundamental com as dimensões de 4.7, 7 e 11.2 μm, medido a $1/e^2$ do pico respectivamente para as fibras com diâmetros de 5, 12 e 23 μm. Para além da óbvia redução da potência emitida, não foram verificadas alterações significativas do perfil emitido para as fibras em análise com curvaturas induzidas até 3 cm de diâmetro e desalinhamento do espelho de alta reflectividade. Também não se verificam quaisquer alterações do perfil bloqueando completamente o espelho de alta reflectividade (*i. e* numa configuração de passagem única).

Estes resultados demonstram que a selecção da propagação do modo fundamental não é devida a factores externos da cavidade, tal como excitação única do modo fundamental, mas sim que resulta das propriedades inerentes das fibras. Estabelecendo alguma realimentação da radiação emitida obtém-se de imediato acção laser. Alterando o alinhamento dos espelhos é possível provocar operação multimodo, nunca possível de obter com a fonte superluminescente.

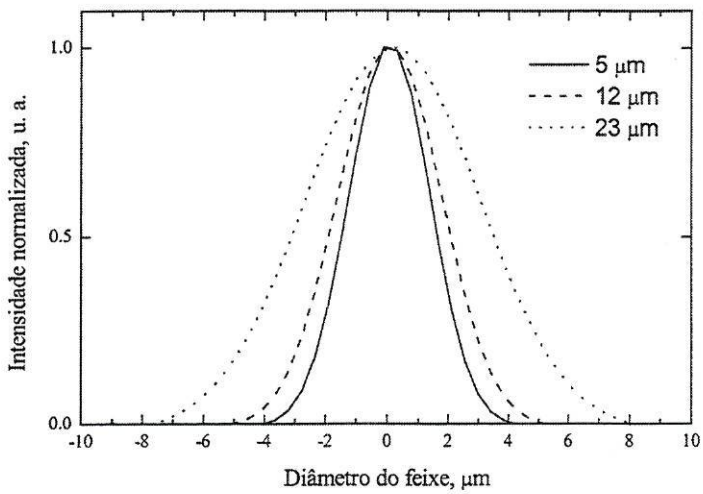


Figura 6.6. Distribuição espacial transversal de potência, medida no *near-field*, para as três fontes superluminescentes em estudo.

Tal como demonstrado no capítulo anterior a supressão da propagação e eficiente amplificação dos modos superiores nas fibras multimodo deve-se à distribuição espacial optimizada dos iões activos no núcleo das mesmas. Assim verifica-se que, apesar do modo ser predominantemente guiado pela variação de índice entre o núcleo e a bainha, o perfil da potência óptica emitida é afectado pela distribuição do ganho e das perdas (absorção) no núcleo multimodo. Por outro lado, o aumento da potência de bombagem não provoca significativas alterações na distribuição de potência. Tal facto demonstra que, mesmo para elevadas potências de bombagem, a diferença de ganho entre o modo fundamental e os modos superiores é ainda suficientemente elevado para preservar a sua única amplificação e propagação.

6.4 Conclusão e Perspectivas de Desenvolvimento Futuro

Neste capítulo, dedicado ao estudo de fontes superluminescentes em fibra óptica, apresenta-se uma revisão do estado actual da técnica e das suas aplicações. Os conceitos e configurações básicas de fontes superluminescentes em fibra são também resumidamente

apresentados. Neste contexto é apresentada pela primeira vez a aplicação da inovadora tecnologia de fibras multimodo optimizadas, descrita no capítulo anterior, no desenvolvimento de uma fonte de alta potência em fibra óptica com distribuição espacial transversal monomodo. Assim, utilizando estas fibras especiais (uma monomodo e duas multimodo) são implementadas, numa mesma configuração de dupla passagem, três fontes superluminescentes. Os resultados obtidos permitem a verificação da emissão monomodo das fibras especiais multimodo, a sua elevada imunidade ambiental e alta eficiência óptica. O estudo comparativo das três fontes permite concluir das inequívocas vantagens da utilização deste tipo de fibra multimodo no que respeita à eficiência e potência máxima extraída. De realçar ainda que a potência máxima obtida para as duas fibras multimodo, de ~800 mW para um espectro de 36 nm, corresponde ao recorde para este tipo de fontes dopadas com érbio.

As fontes superluminescentes baseadas na tecnologia convencional de fibras ópticas monomodo permitem obter potências ópticas na ordem de algumas dezenas de miliwatts e espectros de emissão tão largos quanto a curva de fluorescência característica dos iões activos. O escalonamento da potência destas fontes para níveis superiores ao watt apenas foi possível de obter, utilizando a tecnologia de fibras de dupla bainha, à custa de uma diminuição da largura espectral emitida. A nova tecnologia de fibras multimodo com perfil transversal da distribuição espacial dos iões activos optimizado veio abrir uma nova porta de desenvolvimento para estas fontes. Em particular a utilização destas fibras, aliadas à vantagens características da fibras de dupla bainha, permitirá sem dúvida ultrapassar a barreira do watt para espectros de emissão de algumas dezenas de nanometros. Especial atenção se coloca no que respeita à eliminação das reflexões residuais, dados os elevados ganhos ópticos envolvidos e consequente facilidade com que é iniciada a acção laser. Por outro lado o controle espectral da realimentação (nas configurações de dupla passagem) deverá permitir a obtenção de perfis planos de emissão (à semelhança do que acontece com os amplificadores ópticos). A utilização de redes de Bragg deverá permitir obter tais fontes numa configuração totalmente em fibra óptica. A bombagem por díodos laser de alta potência, através de acopladores multimodo, permitirá o desenvolvimento de fontes estáveis e compactas apropriadas para as mais diversas aplicações comerciais.

7

Amplificadores de Alta Potência em Fibra Óptica

7.1 Introdução

Tal como em qualquer outro material, a radiação óptica é atenuada ao longo da sua propagação nas fibras ópticas. No caso das fibras em sílica o valor desta atenuação é bastante pequeno, especialmente na banda de comprimentos de onda de 1.0 a 1.6 μm onde assume valores inferiores a 1 dB/Km, apresentando um mínimo de ~0.2 dB/Km para o comprimento de onda de 1.55 μm. O aumento destas perdas por inserção de terras raras, mesmo em concentrações elevadas (20000 ppm), não é significativo. Assim, para a maioria dos dispositivos activos em fibra óptica as perdas da fibra podem ser simplesmente ignoradas devido ao reduzido comprimento envolvido na sua concepção. Contudo, o mesmo não acontece quando da sua utilização em sistemas de comunicações, normalmente caracterizados por distâncias de propagação superiores a 100 Km. Nestes casos, e na prática, as perdas induzidas apenas são ultrapassadas através da regeneração periódica do sinal.

Os regeneradores baseados na conversão óptica/eléctrica, filtragem, amplificação electrónica e novamente conversão eléctrica/óptica do sinal, são bastante dispendiosos (especialmente para sistemas de vários canais em comprimento de onda, DWDM). A substituição destes regeneradores electrónicos por amplificadores ópticos, mais simples e menos dispendiosos veio impulsionar as telecomunicações, bem como a sua própria investigação. Os primeiros regeneradores ópticos, baseados na tecnologia de semicondutores, foram rapidamente substituídos por amplificadores em fibra devido a algumas considerações práticas tais como, perdas de acoplamento, sensibilidade à polarização e interferência entre canais. Os amplificadores baseados em fibras ópticas dopadas com terras raras foram desenvolvidos no final dos anos oitenta e rapidamente se veio a verificar constituírem a melhor opção para as aplicações ópticas referidas. Em particular, o advento dos amplificadores em fibra óptica dopada com érbio (EDFA) possibilitou uma autêntica revolução no campo das telecomunicações.

A importância deste tipo de amplificadores é reconhecida pelo número de publicações em revistas internacionais, instituições de investigação a eles dedicadas bem como conferências anuais realizadas. Os EDFA apareceram comercialmente em 1990 e já em 1992

eram aplicados na distribuição de sinais de vídeo pelas empresas de televisão por cabo. Actualmente, os EDFA são aplicados de forma genérica em todos os sistemas de telecomunicações a operar na terceira janela.

Este capítulo é dedicado ao estudo de amplificadores em fibra óptica. Mais propriamente, ao estudo e desenvolvimento de amplificadores com perfil de emissão espacial transversal monomodo de alta potência. As duas tecnologias, baseadas em fibras de dupla bainha e fibras multimodo especiais (descritas no capítulo 5), são exploradas. Não escapando ao especial interesse dedicado pela comunidade internacional aos EDFA é sobretudo sobre este tipo de amplificadores que recai a maior parte do trabalho experimental realizado. Não obstante este facto é também apresentado um trabalho experimental com um amplificador em fibra de dupla bainha dopada com itérbio (YDFA).

7.2 Conceitos Básicos e Considerações Gerais

A relativamente recente tecnologia que permite incorporar elementos de terras raras em fibras de sílica tem permitido o desenvolvimento de inúmeros lasers e amplificadores. As características destes dispositivos, tais como o comprimento de onda de emissão e largura de banda do ganho são determinados sobretudo pelos dopantes, tendo a fibra o papel de hospedeiro e guia de onda. Muitos iões de terras raras tais como, érbio, hólmio, neodímio, samário, túlio e itérbio, podem ser usados para o desenvolvimento de diferentes amplificadores, cobrindo um largo espectro de comprimentos de onda desde o visível ao infravermelho. Entre todos estes amplificadores, os EDFA atraíram a maioria das atenções sobretudo por operarem na importante região dos comprimentos de onda para os quais as fibras apresentam um mínimo de perdas e portanto ideais para sistemas de telecomunicações.

Tal como nos lasers, os amplificadores ópticos amplificam a radiação incidente através da emissão estimulada[23 e 24]. Na realidade, um amplificador óptico não é mais do que um laser sem realimentação. A sua principal característica é o ganho óptico armazenado, quando bombeado para obter inversão de população. Dependendo dos níveis de energia do dopante envolvidos no processo de emissão de radiação, estes sistemas poderão ser classificados de três ou quatro níveis*. Em ambos os casos os dopantes, sob bombagem óptica, são excitados para estados energia mais elevados decaindo rapidamente para o nível superior laser caracterizado por um tempo de vida elevado. A energia assim armazenada é utilizada para amplificar um sinal óptico através de emissão estimulada. A principal diferença entre os dois sistemas referidos é precisamente o nível inferior laser para o qual os dopantes decaem após

* Ver capítulos anteriores

emissão da radiação. No caso do sistema de três níveis este corresponde ao estado fundamental, contrariamente ao que acontece com o de quatro níveis. Esta característica implica diferenças significativas entre os amplificadores ópticos baseados num e noutro sistema. Os EDFA são caracterizados por um sistema de três níveis (quando bombeados por radiação no comprimento de onda de 980 nm)*.

Para compreender os mecanismos físicos por detrás do processo de amplificação óptica não é necessário considerar a bombagem em detalhe. A bombagem óptica providencia a necessária inversão de população entre os dois níveis laser envolvidos, definidos pelas energias E_1 e E_2, respectivamente para o nível inferior e superior. Esta, por sua vez providencia o ganho óptico definido como $g = \sigma(N_2 - N_1)$, onde σ representa a secção eficaz da transição e N_1 e N_2 a densidade atómica dos dois estados. O parâmetro g é usualmente definido como o coeficiente de ganho e pode ser determinado para os sistemas de três e quatro níveis através das equações de balanço atómico apropriadas[23 e 24].

O coeficiente de ganho depende não só do comprimento de onda do sinal mas também da intensidade local do mesmo em qualquer ponto do amplificador. Para ilustrar os conceitos gerais considere-se que o meio de ganho é caracterizado por um alargamento espectral homogéneo. O coeficiente de ganho pode então ser descrito por[23]:

$$g(\nu) = \frac{g_0}{1 + 4\pi^2 (\nu - \nu_a)^2 T_1^2 + \frac{P}{P_s}} \tag{7.1}$$

onde, g_0 representa o valor do coeficiente no pico do ganho do amplificador (determinado pelo nível de bombagem), ν a frequência óptica do sinal incidente, ν_a a frequência da transição atómica, P a potência do sinal incidente, P_s a potência de saturação (dependente do tempo de vida do nível superior, T_2 e da secção eficaz, σ) e T_1 o tempo de relaxação (tipicamente na ordem de 0.1 ps para amplificadores em fibra). Esta equação permite abordar as características mais importantes dos amplificadores tais como a largura de banda do ganho, o factor de amplificação (ou ganho do amplificador) e a potência de saturação.

Considere-se a situação de não saturação em que $P/P_s << 1$, então este termo pode ser desprezado, na equação 7.1. Desta forma a equação demonstra que o valor máximo é atingido quando a frequência do sinal coincide com a da transição atómica. A redução do ganho para valores diferentes é então governada por um perfil Loretziano, característico dos sistemas homogéneos[23 e 24]. A largura de banda do ganho é dada a meia altura (FWHM) por:

---

* Para mais detalhes sobre esquemas e fontes de bombagem ver apêndice A

$$\Delta \nu_g = \frac{1}{\pi T_1} \tag{7.2}$$

O ganho do amplificador, G, definido como a razão entre a potência emitida e a potência incidente está relacionada com o coeficiente de ganho, para um amplificador de comprimento L, por:

$$G = \exp\left[\int_0^L g(z)\,dz\right] \tag{7.3}$$

A largura de banda do ganho do amplificador, $\Delta\nu_A$, é então relacionada com a largura de banda do ganho por:

$$\Delta \nu_A = \Delta \nu_g \left[\frac{\ln 2}{\ln G_0 - \ln 2}\right]^{1/2} \tag{7.4}$$

onde, G_0 representa o valor do pico do ganho do amplificador.

A saturação do ganho provém da dependência do coeficiente de ganho com a potência (equação 7.1). Para valores de $P<<P_s$, $g(\nu)$ representa o ganho para pequenos sinais. Dado que g diminui para valores de P próximos de P_s o ganho do amplificador, G, também diminui. Uma quantidade de interesse prático é a potência emitida de saturação, P_e^s, definida como a potência emitida para a qual o ganho do amplificador é reduzido de um factor de 2 do seu valor não saturado. Este parâmetro é dado por[11]:

$$P_e^s = \frac{G_0 \ln 2}{G_0 - 2} P_s \tag{7.5}$$

Outro parâmetro importante na caracterização de um amplificador é o seu ruído. Todos os amplificadores ópticos diminuem a razão sinal ruído (SNR) do sinal amplificado devido à emissão espontânea adicionada ao sinal durante a sua amplificação. A degradação do SNR é quantificada pelo parâmetro F_r, denominado de figura de ruído, em analogia com os amplificadores electrónicos, e dada por:

$$F_r = \frac{SNR_i}{SNR_e} \tag{7.6}$$

onde o índice *i* e *e* representam incidente e emitido, respectivamente, e SNR é a potência eléctrica gerada quando o sinal óptico é convertido em corrente eléctrica usando um fotodetector. Para um detector ideal, cujo desempenho é apenas limitado pelo ruído impulsional para a radiação incidente, e incluindo o ruído gerado pela emissão espontânea à radiação amplificada, a SNR é dada por[11]:

$$\begin{cases} SNR_i = \dfrac{P}{2h\nu\Delta f} \\ SNR_e \approx \dfrac{GP}{4(G-1)n_{esp}h\nu\Delta f} \end{cases} \tag{7.7}$$

onde Δf representa a largura de banda do detector e n_{esp} é o factor de emissão espontânea, definido por:

$$n_{esp} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \tag{7.8}$$

Assim, a figura de ruído é dada por:

$$F_r = \frac{2n_{esp}(G-1)}{G} \approx 2n_{esp} \tag{7.9}$$

Para sistemas de quatro níveis o valor de n_{esp} é aproximadamente igual à unidade mas excede esse valor para os sistemas de três níveis. O efeito da emissão espontânea é o de adicionar flutuações à potência amplificada, convertida para flutuações eléctricas durante o processo de detecção. Assim, demonstra-se que a relação sinal ruído é degradada de um factor de 2 (3 dB) mesmo para um amplificador ideal em que n_{esp}=1. Na prática este valor excede os 3 dB e pode assumir valores entre 6 a 8 dB.

O ênfase dado às aplicações, dos amplificadores em fibra óptica dopada com terras raras, na área das telecomunicações, quer no que respeita à investigação fundamental e investigação aplicada quer na rápida industrialização dos sistemas desenvolvidos, bem representado pelo número de publicações efectuadas, conferências dedicadas, empresas envolvidas e volume de negócios efectuado anualmente, deve-se sobretudo às exigências da nossa sociedade moderna nesta era denominada de *Era da Comunicação.*

As principais aplicações de amplificadores em fibra óptica em sistemas de telecomunicações são representados esquematicamente na figura 7.1.

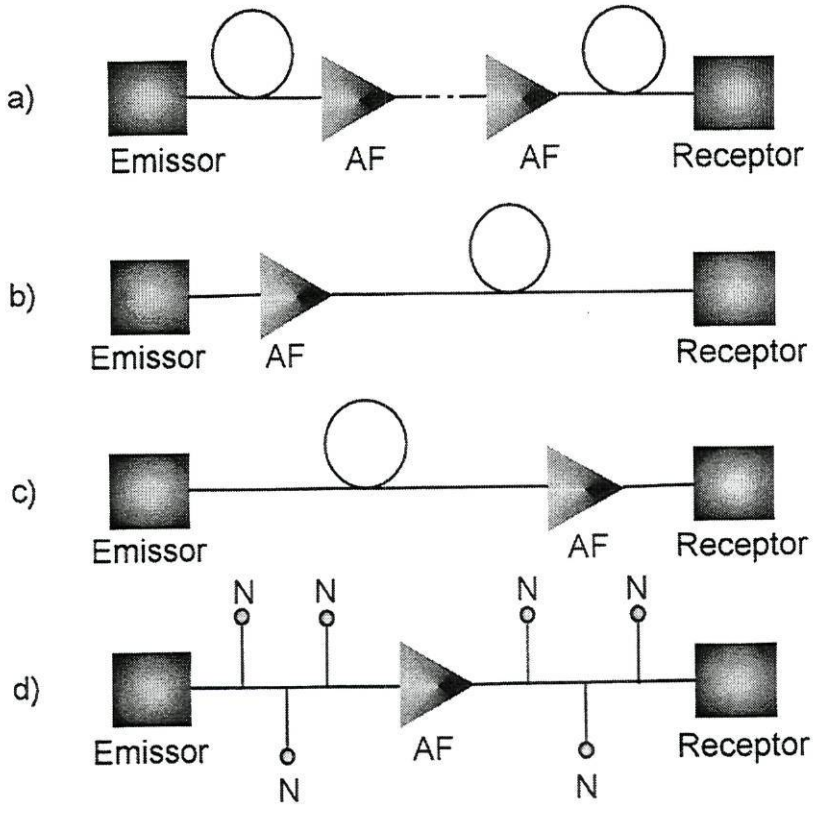


Figura 7.1. Desenho esquemático de quatro possíveis aplicações de amplificadores em fibra óptica em sistemas de telecomunicações. **a)** Amplificação em linha, **b)** amplificação de potência, **c)** pré-amplificação e **d)** compensação de perdas em redes locais (LAN). *AF* representa o amplificador em fibra dopada com terras raras e *N* um ponto de ligação da rede local.

Entre as representadas, a mais importante é a aplicação para amplificação periódica de sinais em sistemas de comunicação para grandes distâncias (superiores a 100 km), representada na figura 7. 1 a). Nesta os principais problemas poderão ser os efeitos cumulativos de dispersão e emissão espontânea. A sua principal vantagem sobre os amplificadores electrónicos é a amplificação simultânea de diferentes canais em comprimentos de onda diferentes. Os amplificadores podem ainda ser utilizados para aumentar a potência do sinal transmitido. Tal como representado na figura 7.1 b), colocando o amplificador imediatamente após o gerador de sinais pode-se aumentar a distância de transmissão para valores entre 10 a 100 Km, dependendo das perdas da fibra e ganho do amplificador. A distância de transmissão óptica de sinais pode também ser aumentada colocando um amplificador imediatamente antes do receptor (esquematicamente representado pela figura 7.1 c)). A última aplicação, representada na figura 7.1 d), é a de compensação de perdas em redes locais de telecomunicações (LAN).

Nenhum outro tipo de amplificador em fibra óptica recebeu tanta atenção como os em fibra dopada com érbio[12 e 28]. Este amplificador, que opera na importante 3ª janela das

telecomunicações, exibe um elevado ganho, requer baixos níveis ópticos de bombagem, apresenta um elevado valor para a potência de saturação, baixo nível de ruído e baixo *crosstalk* entre canais. Estas propriedades fazem com que o amplificador em fibra óptica dopada com érbio seja o mais apropriado para aplicações *in-line* em sistemas de telecomunicações. Apenas alguns anos após a sua invenção estes amplificadores foram utilizados em sistemas de telecomunicações e desde então têm alterado significativamente a evolução deste campo.

Estudos mais recentes estabeleceram também o potencial desenvolvimento de amplificadores em fibras ópticas dopadas com praseodímio para a importante 2ª janela das comunicações ópticas[28, 29, 30 e 31]. Apesar da transição no neodímio nestes comprimentos de onda ser a mais conhecida, os amplificadores em fibra óptica com base neste dopante não viram grande desenvolvimento essencialmente devido às suas fracas prestações[28]. Outro tipo de amplificadores, baseados nas propriedades não lineares das fibras ópticas, foram também desenvolvidos. Entre estes salientam-se os amplificadores baseados no SRS devido ao facto de permitirem amplificação em praticamente qualquer comprimento de onde desde que se disponha de fonte de bombagem apropriada. Esta característica revela-se de extrema importância atendendo ao facto de rapidamente se poder esgotar, nas comunicações DWDM, a largura de banda do érbio a 1.55 μm. A elevada potência de bombagem requerida por estes é a sua principal desvantagem. Já os amplificadores de Brillouin operam a baixas potências mas apresentam uma largura de banda demasiado reduzida para serem utilizados *in-line* em sistemas de comunicações ópticas[11].

Os progressos recentes na área dos dispositivos optoelectrónicos e electrónicos tornaram possível a demonstração de transmissões ópticas a 10 Gb/s e 20 Gb/s[290, 291 e 292], abrindo a perspectiva de comunicações a 40 Gb/s. O gráfico da figura 7.2 descreve o crescimento, numa perspectiva a dez anos, da capacidade dos sistemas de telecomunicações, tal como previsto por Niall Robinson na última Conferência Internacional OFC'99*. Assim, dentro de dez anos será possível transmitir sinais ópticos a taxas na ordem do Tbps e num número de canais em comprimento de onda dependendo apenas da procura.

Para atingir tais números alguns desafios têm de ser ultrapassados. Atenção especial deverá ser prestada aos parâmetros das perdas e do ganho sendo que as primeiras estão mais relacionadas com o desenho e fabricação das fibras e o segundo com o dos amplificadores. No caso dos sistemas WDM levantam-se mais algumas considerações no que respeita, por exemplo, ao controle da forma da curva de ganho de modo a que todos os canais sejam amplificados nas mesma condições. Para este caso existem alguma técnicas passivas ou

* *Optical Fiber Communications Conference*, San Diego, CA, EUA (1999)

activas de controlo baseadas essencialmente em técnicas de filtragem espectral. A dispersão cromática, a razão sinal ruído, os efeitos provocados pelas não linearidades ópticas e os efeitos de polarização são outros dos parâmetros a considerar no desenho de futuros sistemas para que as projecções apresentadas sejam realizadas. Adicionalmente deverá em simultâneo observar-se uma evolução dos protocolos de comunicações e dos dispositivos ópticos em fibra tais como conversores de comprimento de onda, interruptores ópticos e dispositivos *Add/Drop*.

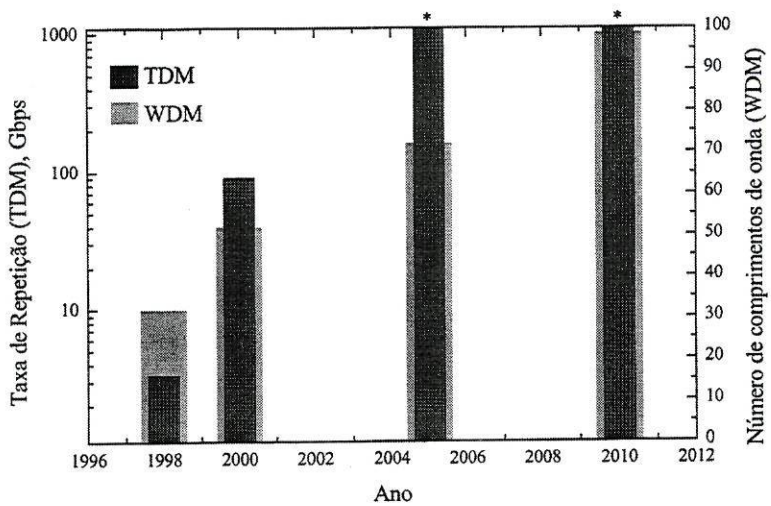


Figura 7.2. Representação das perspectivas de crescimento das telecomunicações para os próximos dez anos em termos de taxa de repetição (TDM) e número de canais (WDM). Os asteriscos significam que o número de canais será apenas determinado, a partir dos anos assinalados, pela procura.

Uma completa revisão da evolução recente dos sistemas de comunicação óptica e dos amplificadores ópticos em fibra dopada com terras raras para telecomunicações é, dada a vasta e pródiga literatura existente quer em livros quer em artigos, impossível de realizar no âmbito de uma dissertação como esta. Contudo, e para os interessados, existe uma boa síntese destas aplicações e desenvolvimentos apresentada nas sessões especiais da última conferência internacional de comunicações em fibra óptica (OFC'99) em Baltimore, Estados Unidos da América, por: Chang-Hasnain (sobre amplificadores ópticos em redes locais, LAN)[293], Desurvire e Desthieux (sobre as limitações dos EDFA em sistemas de transmissão)[294], Stentz (sobre amplificadores de dupla bainha e amplificadores de Raman)[295] e, finalmente, por Robinson, já anteriormente referida (sobre as perspectivas da evolução dos sistemas de transmissão óptica)[296].

Obviamente as aplicações dos amplificadores em fibra óptica não se resumem aos sistemas de telecomunicações. Esta é sem dúvida a sua mais importante aplicação mas, de

uma forma genérica poderão ser empregues em todas as aplicações para as quais é necessário aumentar a potência média de um determinado sinal.

7.3 Amplificadores em Fibra Óptica para Extracção de Impulsos de Alta Energia

Os lasers e amplificadores em fibra óptica apresentam um enorme potencial para aplicações tecnológicas muito diversas. No primeiro estágio do seu desenvolvimento as fibras ópticas eram utilizadas como meio de ganho em geometrias convencionais, baseadas nos conceitos desenvolvidos para lasers e amplificadores de estado sólido maciços. Porém, tornou-se evidente que as suas propriedades únicas associadas ao facto de ser um dispositivo guia de onda, bem como elevado ganho para uma única passagem, entre outras, potenciavam o desenvolvimento de novas configurações de fontes ópticas em fibra.

Os ganhos elevados obtidos em amplificadores em fibra óptica monomodo são sempre acompanhados por uma considerável amplificação da emissão espontânea. A ASE satura eficientemente o ganho, reduzindo assim a inversão de população e limitando a energia armazenada no amplificador. Para se obter um aumento significativo da energia armazenada é, assim, necessário reduzir a ASE. Por outro lado a geração de impulsos de elevada potência de pico é limitada por efeitos não lineares, como o de SRS.

Adicionalmente, para muitas das aplicações, tais como LIDAR, é desejável ou até imperativo que o dispositivo óptico tenha uma distribuição espacial transversal monomodo[132]. Os amplificadores em fibra óptica monomodo convencionais, optimizados no que respeita ao ganho para pequenos sinais e à alta eficiência de bombagem, restringem a extracção de energia dos impulsos ópticos para níveis na ordem de algumas dezenas de micro-Joule e potência de pico abaixo dos 10 kW[297]. Os melhoramentos no escalonamento destes dispositivos para maiores níveis de energia podem ser obtidos através do aumento da área do modo. A redução do ganho de pequenos sinais e, portanto, redução da deplecção dos estados excitados pela saturação do ganho provocado pela ASE pode ser obtida com um perfil de dopagem de iões activos em anel[57] ou aumentando a área do modo[56 e 52]. Assim, deste modo, pode-se armazenar maior energia no amplificador. O funcionamento com distribuição espacial transversal monomodo em fibras com uma maior área do modo fundamental é obtido reduzindo a abertura numérica da mesma. No entanto esta técnica é limitada pelo facto de impor fortes restrições para as perdas por curvatura, devido ao fraco confinamento do modo guiado.

Uma fibra óptica multimodo permite obter maiores áreas do modo fundamental. Desthieux *et al* demonstraram a obtenção de impulsos de 0.5 mJ de energia e potência de pico

superior a 100 kW num sistema de três EDFA em cascata em que o último amplificador é constituído por uma fibra multimodo[298]. No entanto, os amplificadores em fibra óptica multimodo, que guiam e amplificam muitos modos, apresentam uma fraca qualidade do feixe emitido. A discriminação dos modos amplificados em amplificadores em fibra óptica multimodo pode ser obtida por excitação selectiva de alguns modos através da bombagem[299]. O número de modos excitados numa fibra óptica multimodo depende da abertura numérica do sistema óptico de bombagem. Minimizando a abertura numérica do sistema óptico de bombagem minimiza-se o número de modos excitados. No entanto, esta técnica impede a utilização de fontes ópticas de bombagem com altas aberturas numéricas, tais como díodos laser multimodo, pois a eficiência de acoplamento da luz de bombagem com a fibra é reduzida.

É também reconhecido que as condições de injecção apenas reduzem o número de modos excitados. Isto significa que com esta técnica é difícil assegurar o funcionamento do amplificador com uma distribuição espacial transversal monomodo estável. Por outro lado, esta técnica é extremamente complicada e dispendiosa.

Tendo em vista o largo espectro de aplicações possíveis dos amplificadores em fibra óptica, será altamente desejável dispor de amplificadores que possam fornecer simultaneamente alta eficiência de extracção de impulsos de alta energia, elevada potência de pico e distribuição espacial transversal monomodo estável. A tecnologia baseada em fibras multimodo com optimização do nível e da distribuição espacial transversal dos iões activos, apresentada no capítulo 5, veio decisivamente contribuir para esse objectivo. Sistemas baseados nesse princípio foram já demonstradas[68, 69, 70, 71, 72, 73 e 248] e é actualmente utilizada por outros grupos de elevado prestigio internacional. Nomeadamente, são de salientar os resultados obtidos por investigadores da Universidade de Southampton com uma fibra de dupla bainha multimodo[83]. Neste trabalho os autores introduzem as várias tecnologias já referidas, como a diminuição da abertura numérica, controle do perfil de dopagem no núcleo multimodo, redução do coeficiente de acoplamento modal através de dimensões externas da fibra apropriadas e controle do perfil dos iões responsáveis pela alteração do índice de refracção (criando um anel externo ao núcleo) para aumento da insensibilidade a curvaturas induzidas. Ainda que o desenho desta fibra não se encontre ainda totalmente optimizado, foi possível, pela primeira vez, ultrapassar a barreira do mJ com feixes emitidos de qualidade razoável. O escalonamento da potência de pico para valores na ordem de algumas centenas de quilowatts foi já obtido, utilizando esta mesma tecnologia, em conjunção com a técnica de CPA[300 e 301].

7.3.1 Amplificador em Fibra Óptica de Dupla Baínha

As fontes de alta potência, alto brilho e em alguns casos com emissão sintonizável na banda do infravermelho são requeridas para muitas aplicações em áreas tão diversas como espectroscopia, bombagem de lasers e amplificadores, conversão de frequência[302] e medicina[303 e 304]. A tecnologia dos lasers semicondutores permitiu consideráveis avanços nestes campos. Apesar das suas evidentes vantagens sobre os sistemas convencionais como os lasers de corantes e lasers de estado sólido maciços a potência emitida é bastante limitada especialmente quando são requeridos feixes de boa qualidade e elevada pureza espectral. Recentemente, Morgott *et al* apresentaram um laser semicondutor com emissão sintonizável na região do comprimento de onda de 1055 nm e potência acima do 1 W[305]. A sintonia espectral do laser de 55 nm, entre 1030 nm e 1085 nm, é efectuada por uma rede de difracção externa acoplada à cavidade. A elevada potência de emissão e boa qualidade de feixe emitido deve-se à geometria tipo *flared* do amplificador semicondutor. O aumento da potência de emissão destes dispositivos para valores ainda maiores mantendo a qualidade de feixe apresenta-se difícil, bem como permanece por demonstrar a fiabilidade do mesmo.

A tecnologia dos lasers em fibra, em particular a baseada na geometria de dupla bainha com bombagem por díodos laser, oferece uma combinação única de elevada eficiência, alta compactalidade, simples operação, reduzida manutenção e elevada fiabilidade. Na região dos comprimentos de onda entre 1 μm e 1.1 μm os lasers e amplificadores em fibra dopada com itérbio apresentam-se como a melhor opção e têm, consequentemente, visto um rápido desenvolvimento comercial*. Apesar disto, os resultados de trabalhos experimentais publicados na literatura sobre estes amplificadores são esparsos e apenas para potências na ordem do watt[304].

Nesta secção são apresentados os resultados experimentais e discutidas importantes características do funcionamento de um amplificador de alta potência e espectro largo em fibra de dupla bainha, dopada com itérbio (YDFA) e bombagem por díodos laser, com uma potência máxima de 34 dBm (2.8 W). É ainda estudada a largura de banda e potência emitida pelo mesmo quando utilizado na amplificação de um laser sintonizável em fibra óptica dopada com itérbio a operar no regime de *mode-locking* e de um outro laser em fibra óptica dopada com neodímio a operar no regime *Q-switched*. Verifica-se que os efeitos de amplificação da emissão espontânea, *Q-switching* auto-induzido e incompleta absorção da bombagem são responsáveis pela limitação do desempenho do amplificador nos diferentes modos de operação.

---

* Catálogo de produtos da Polaroid Inc. e IRE-Polus Group, 1999

7.3.1.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

A configuração experimental utilizada encontra-se esquematicamente representada na figura 7.3.

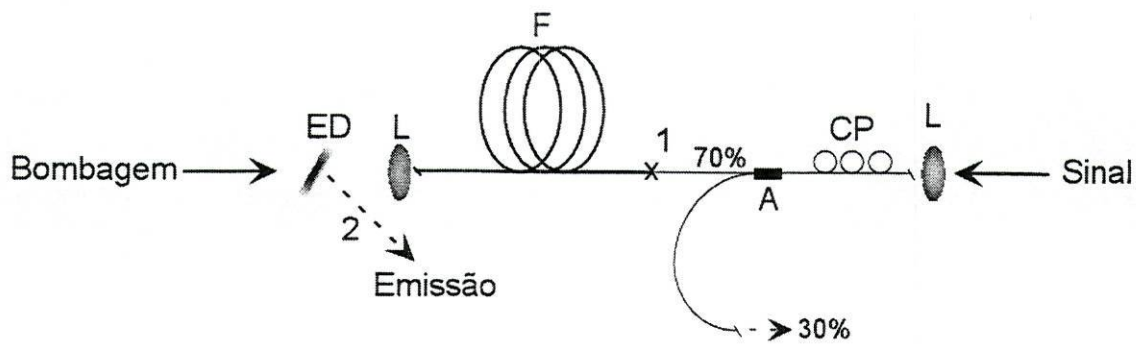


Figura 7.3. Esquema experimental do amplificador de alta potência em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio e bombagem por díodos laser. *F* representa a fibra de dupla bainha dopada com itérbio, *CP* o controlador de polarização, *ED* espelho dicróico, *L* a lente dicróica de bombagem, *X* o ponto de fusão e *A* o acoplador em fibra monomodo 70/30. Os pontos numerados de 1 e 2 representam os pontos entre os quais o ganho foi medido.

Um concentrador de díodos laser*, com emissão centrada no comprimento de onda de 979 nm e largura espectral de 5 nm é utilizada como fonte de bombagem. Aproximadamente 6 W de potência de bombagem é acoplada à fibra de dupla bainha através de um espelho e uma lente dicróicos. A fibra de dupla bainha apresenta um diâmetro da bainha interna de 220 μm, sendo a bainha externa formada por um revestimento em borracha de silicone apresentando desta forma uma abertura numérica para a bombagem de 0.4. O núcleo de 7.6 μm de diâmetro descentrado de cerca de 30%, em sílica dopada com alumínio (responsável pela alteração do índice de refracção) apresenta uma abertura numérica de 0.11 para o comprimento de onda de 1064 nm e comprimento de onda de corte de 1.0 μm. A concentração dos iões de itérbio no núcleo da fibra é de 0.9% por peso. O comprimento total da fibra, de 14 m, foi estabelecido tendo em consideração a absorção de 90% (10 dB) da bombagem no pico da curva de absorção (976 nm), de acordo com o estudo prévio das características da mesma†. Contudo, como acima referido, a fonte de bombagem utilizada emite num espectro de largura de 5 nm centrado no comprimento de onda de 979 nm. Assim, como se pode auferir da análise da figura 7.4, apenas 70% da bombagem acoplada é absorvida na fibra para este comprimento. A utilização de um comprimento maior permitiria

* Diomed, Ltd.
† Ver figura 2.8, capítulo 2

aumentar a eficiência mas com um, neste caso, indesejável desvio da curva de ganho para comprimentos de onda superiores.

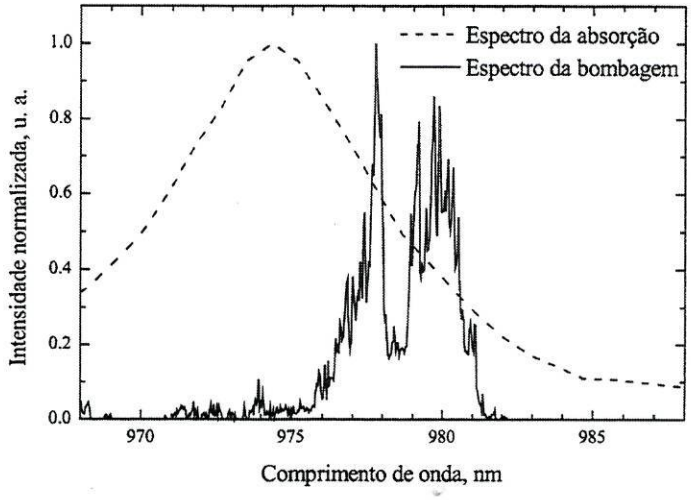


Figura 7.4. Espectro de absorção (tracejado) da fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio e espectro de emissão (contínuo) da fonte de bombagem utilizada.

O sinal é injectado no amplificador através de um acoplador monomodo de 70/30 em que a porta de 30% é utilizada para monitorização do mesmo. A união por fusão entre o acoplador monomodo e a fibra de dupla bainha apresenta perdas estimadas em cerca de 1 dB. Os pontos 1 e 2 representados na figura correspondem, respectivamente, às portas de entrada e saída do amplificador utilizadas na determinação do ganho, potência de sinal injectada e potência emitida. Todas as extremidades da fibra foram clivadas em ângulo para supressão das reflexões.

7.3.1.2 Experiência, Resultados e Discussão

Inicialmente considera-se a largura de banda e potência emitida pelo amplificador. A fonte de sinal é um laser em fibra óptica dopada com itérbio e bombagem por díodos laser a operar no regime de *mode-locking**. O laser é sintonizável entre 1020 nm e 1065 nm e emite impulsos com larguras entre 10 e 20 ps à frequência de 80 MHz. Um isolador óptico maciço com 5 dB de perdas de inserção é introduzido entre a fonte e o amplificador óptico. Dado que a taxa de repetição dos impulsos é muito superior aos tempos característicos da transição laser nos sistemas dopados com itérbio, o trem de impulsos é, em termos de potência média, equivalente a um sinal *cw* com a mesma potência. A curva característica do comportamento da potência de emissão do amplificador em função da potência do sinal na entrada é

* Fonte descrita em detalhe no capítulo 4

apresentada na figura 7.5 para o comprimento de onda de 1064 nm. A figura mostra um ganho para pequenos sinais de aproximadamente 40 dB e uma potência máxima saturada de 2.4 W para cerca de 2 mW de potência de sinal à entrada.

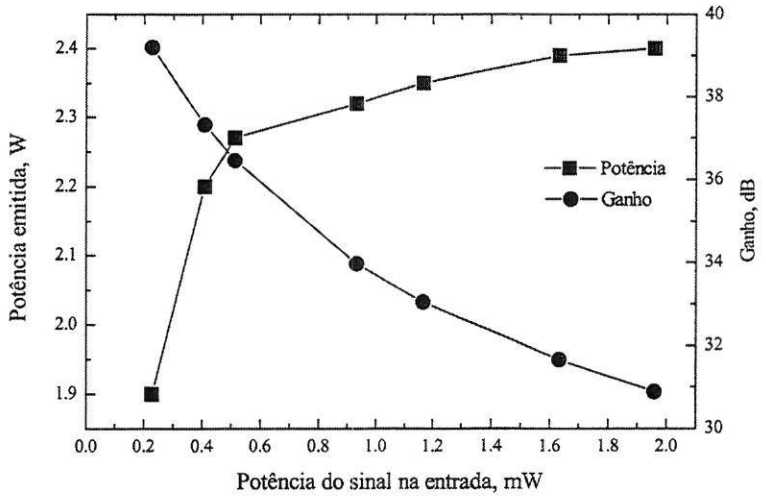
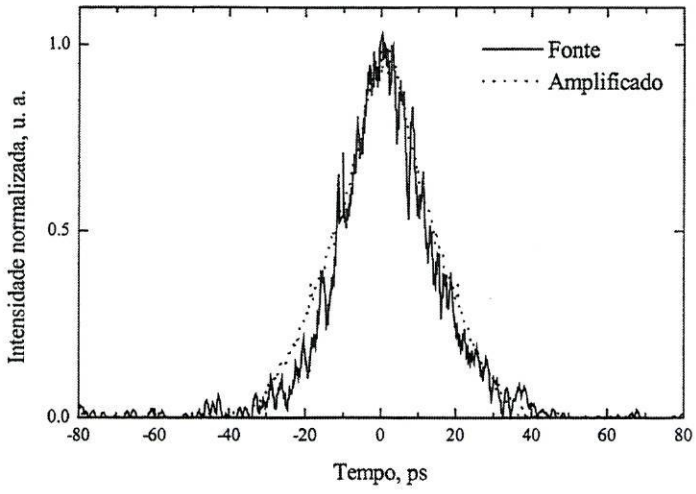


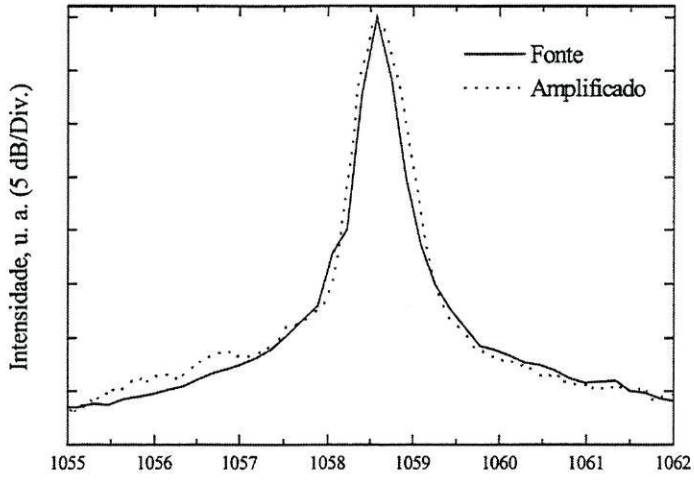
Figura 7.5. Potência emitida (quadrados) e ganho (círculos) do amplificador em função potência de sinal à entrada, para o comprimento de onda de 1064 nm.

A figura 7.6 descreve as propriedades dos impulsos de sinal injectado e amplificado no domínio dos tempos, bem como os espectros correspondentes. Na amplificação de impulsos curtos a principal causa da sua distorção é SPM.

A potência de pico do impulso amplificado é de cerca de 1 kW. Comparado com o espectro dos impulsos na entrada do amplificador, parece haver um alargamento por SPM do espectro dos impulsos amplificados. A partir deste é estimado um desvio de fase não linear de $0.7\,\pi$[11], o que corresponde à propagação destes impulsos, com esta potência de pico, sobre um comprimento não linear efectivo de aproximadamente 1 m de fibra. Assumindo que o ganho se encontra distribuído de forma homogénea ao longo da fibra, este comprimento pode também ser determinado, para efeitos ópticos de Kerr como o SPM, como o inverso do ganho por unidade de comprimento[11]. Assim, $L_{ef} = 4.343 \times L/G = 1.5\,\mathrm{m}$, e portanto as duas formas de determinar L_{ef} estão em razoável acordo.



a)



b)

Figura 7.6. Características dos impulsos emitidos pela fonte (contínuo) e amplificados (tracejado), **a)** no domínio do tempo e **b)** espectros correspondentes.

Para muitas das suas potenciais aplicações, o parâmetro mais importante é o valor da energia dos impulsos amplificados. A sua dependência, com a energia dos impulsos injectados à entrada, é apresentada na figura 7.7. O máximo de energia possível de extrair do amplificador pelos impulsos *mode-locked* é de 42 nJ para impulsos com 27 pJ na entrada do mesmo.

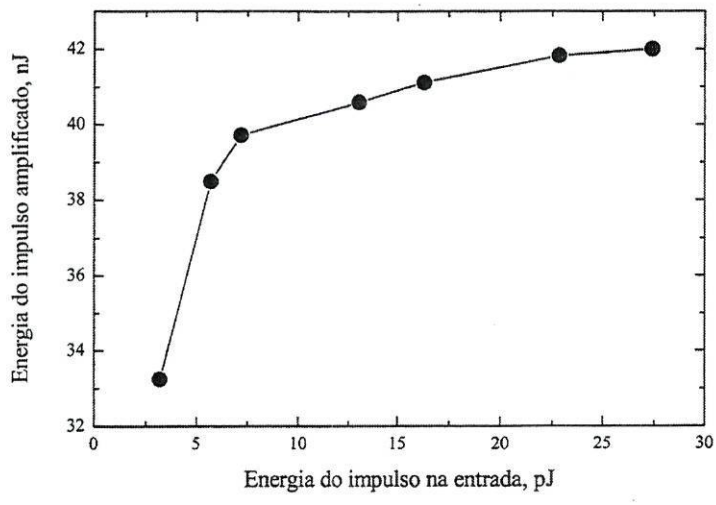


Figura 7.7. Energia dos impulsos amplificados em função da energia dos impulsos a entrada, para uma taxa de repetição de 80 MHz, largura de impulsos de 12 ps e para o comprimento de onda de 1064 nm.

Tal como pode ser observado da análise dos espectros de fluorescência da fonte *mode-locked* e do amplificador, representadas na figura 7.8, o intervalo de sintonia, em comprimento de onda, do laser *mode-locked* não cobre toda a largura de banda do amplificador. Assim, para explorar a parte superior da banda de amplificação foi utilizado um laser *Q-switched* em fibra de dupla bainha dopada com neodímio e bombagem por díodos laser.

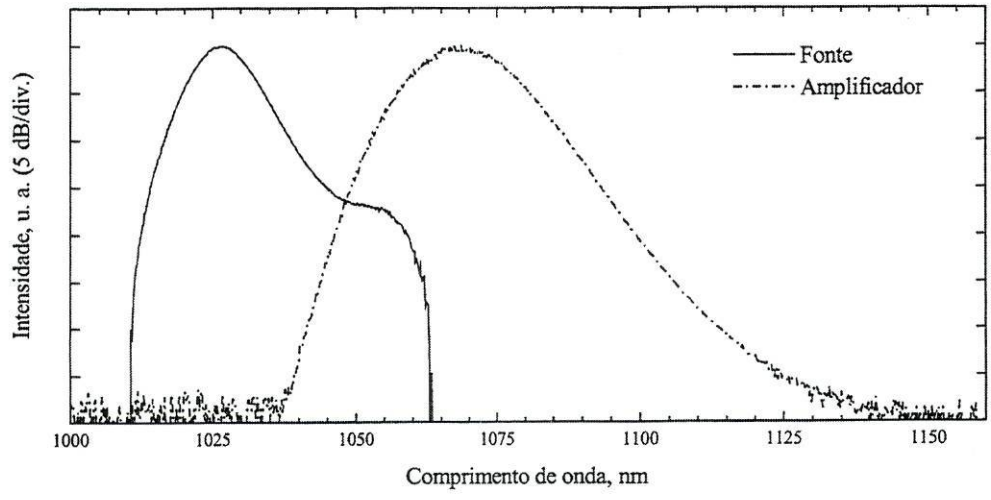


Figura 7.8. Espectro de fluorescência da fonte *mode-locked* (traço contínuo) e do amplificador (traço descontínuo).

A potência emitida pelo amplificador em função do comprimento de onda de emissão do laser pulsado é apresentada na figura 7.9. O valor máximo de 2.8 W, superior ao obtido

com o laser *mode-locked* deve-se sobretudo a uma maior eficiência de bombagem. O sinal injectado é suficientemente elevado para saturar o amplificador mesmo no extremo da sua banda de amplificação. Esta potência pode, portanto, ser extraída para qualquer comprimento de onda dentro da banda de amplificação desde que injectado um sinal com um apropriado nível de potência.

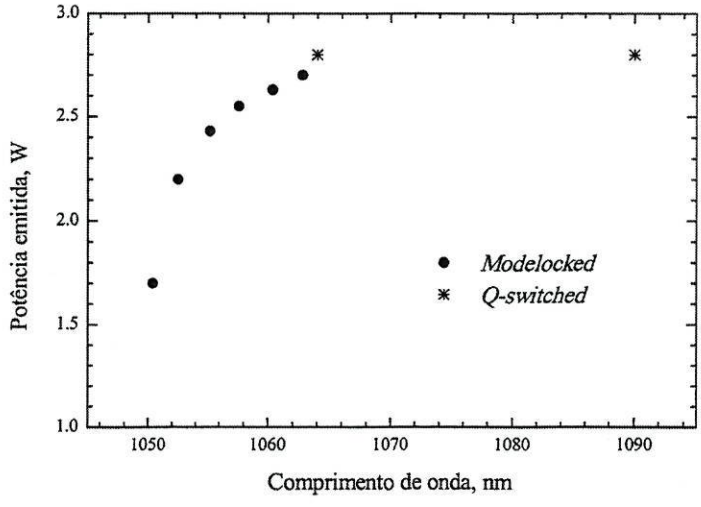
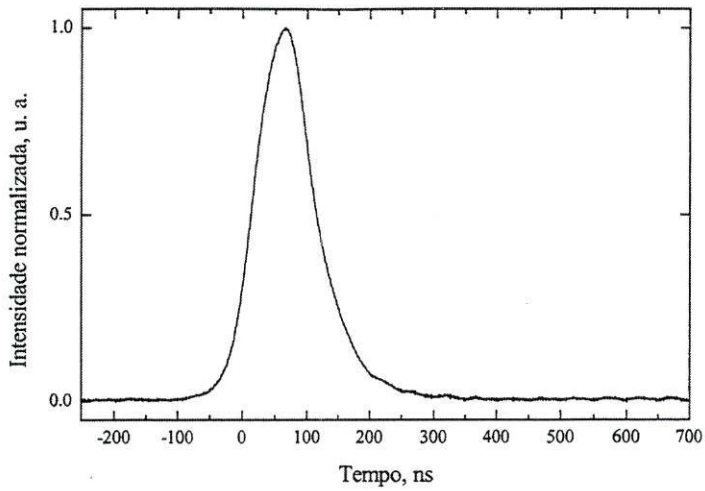


Figura 7.9. Potência emitida pelo amplificador em função do comprimento de onda para uma fonte *mode-locked* (círculos) e *Q-switched* (asteriscos).

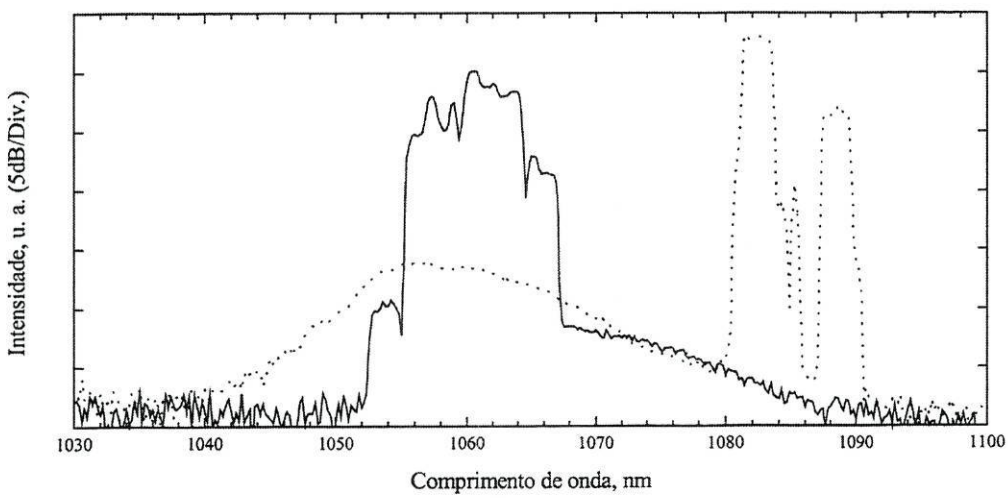
Considere-se agora a amplificação dos impulsos *Q-switched*. A fonte de sinal é, tal como referido anteriormente, um laser em fibra de dupla bainha dopada com neodímio[306]. Esta fonte gera impulsos com largura de 130 ns à taxa de repetição de 30 kHz, para o comprimento de onda de 1064 nm.

Não foi observada qualquer distorção dos impulsos após amplificação. Devido à predominância dos mecanismos de alargamento espectral não homogéneo, característicos do neodímio, o espectro de emissão da fonte é bastante largo para os dois comprimentos de onda de operação (figura 7.10).

Cerca de 10 mW de potência média, em que cerca de 20% corresponde a ASE, são lançados no amplificador através de um isolador óptico maciço. A taxa de repetição é suficientemente longa para permitir a completa recuperação do ganho entre impulsos, mas o mesmo continua reduzido a um máximo de 28 dB devido à ASE. A potência emitida é de 2.8 W dividida equitativamente entre os impulsos e a ASE. Assim, a energia dos impulsos amplificados é de aproximadamente 50 μJ, perto do máximo obtido para um amplificador em fibra dopada com itérbio[57], mas agora para uma taxa de repetição muito maior.



a)



b)

Figura 7.10. Característica do impulso emitido pela fonte **(a)** e correspondente espectro **(b)** para os dois comprimentos de onda representados na figura 7.9 (asteriscos).

De notar que a energia intrínseca de saturação, E_{int}, é de 33 μJ para o comprimento de onda de 1064 nm. Dado que o ganho está relacionado com o máximo de energia possível de extrair do amplificador pela relação[57]:

$$G = 4.343 \times \frac{E_{ext}}{E_{\text{int}}} \tag{7.10}$$

O ganho de pequenos sinais de 40 dB implica uma energia máxima possível de extrair da fibra de 300 μJ. Sob melhores condições, como por exemplo utilizando uma fonte com impulsos de maior energia e sem ASE, este amplificador apresenta um potencial para

amplificar impulsos para energias significativamente maiores do que as aqui apresentadas. No entanto, na prática, poderá ser difícil de obter o valor acima referido.

Uma das características mais interessantes dos amplificadores de alta potência em fibra dopada com itérbio é o seu comportamento na ausência de sinal injectado. Considere-se agora a análise do comportamento deste amplificador nestas condições.

Para valores da potência de bombagem acoplada inferiores a 2.5 W o amplificador produz, tal como é esperado, ASE com uma potência numa das suas extremidades de 250 mW e uma largura espectral (FWHM) de 20 nm. A figura 7.11 ilustra o espectro da ASE medida na extremidade do amplificador correspondente à entrada do sinal.

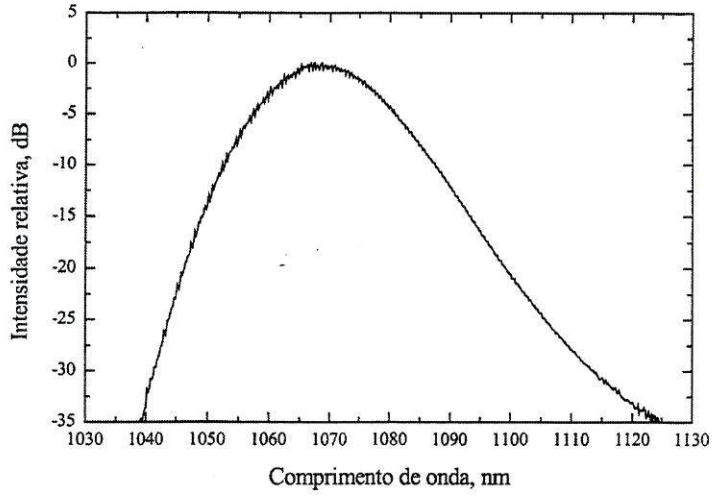


Figura 7.11. Espectro da ASE para uma única passagem, medida na extremidade do amplificador correspondente à entrada do sinal, para cerca de 2.5 W de potência de bombagem acoplada.

O espectro da ASE permite obter uma boa indicação do espectro do ganho para pequenos sinais (tipicamente, a dependência espectral do factor de emissão espontânea, n_{esp}, para intervalos de comprimento de onda moderados é pequeno).

Para potências de bombagem acoplada à fibra acima de 2.5 W, o amplificador começa espontaneamente a funcionar no regime pulsado emitindo impulsos com duração de ~2 ns e potências de pico de 4-5 kW. Para o máximo de potência de bombagem acoplada os impulsos de 2 ns de largura são gerados à taxa de repetição de 8 kHz, com uma flutuação média do intervalo entre impulsos até 5%. O trem de impulsos assim gerado pelo amplificador encontra-se representado na figura 7.12.

Este comportamento instável sugere que a operação do amplificador no regime pulsado deve-se sobretudo ao fenómeno de espalhamento distribuído de Brilloiun[306 e 142]. A fibra

monomodo que constitui o acoplador favorece o processo de funcionamento pulsado pois aumenta o fenómeno de espalhamento distribuído.

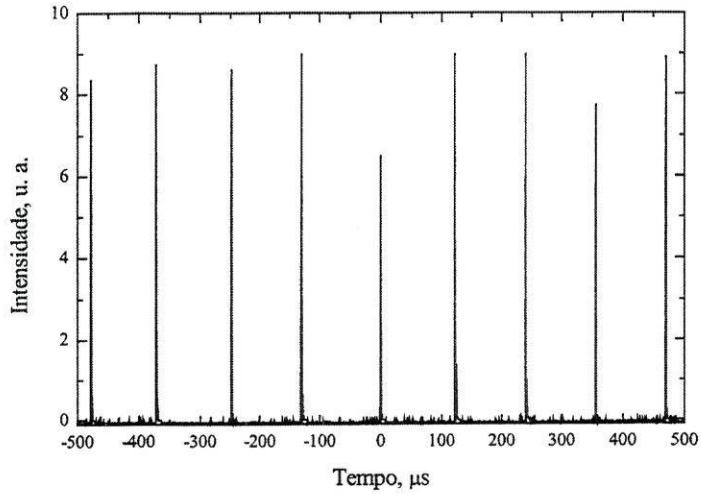


Figura 7.12. Trem de impulsos de 2 ns de largura e taxa de repetição de 8 kHz gerado no amplificador, para o máximo de potência de bombagem acoplada, por fenómenos de espalhamento distribuído.

Com a aplicação de algumas medidas especiais é possível estabilizar o processo de geração de impulsos permitindo obter uma fonte de impulsos de elevada potência de pico[142]. O espectro dos impulsos assim criados, medido no extremo do amplificador correspondente à entrada do sinal, encontra-se representado na figura 7.13.

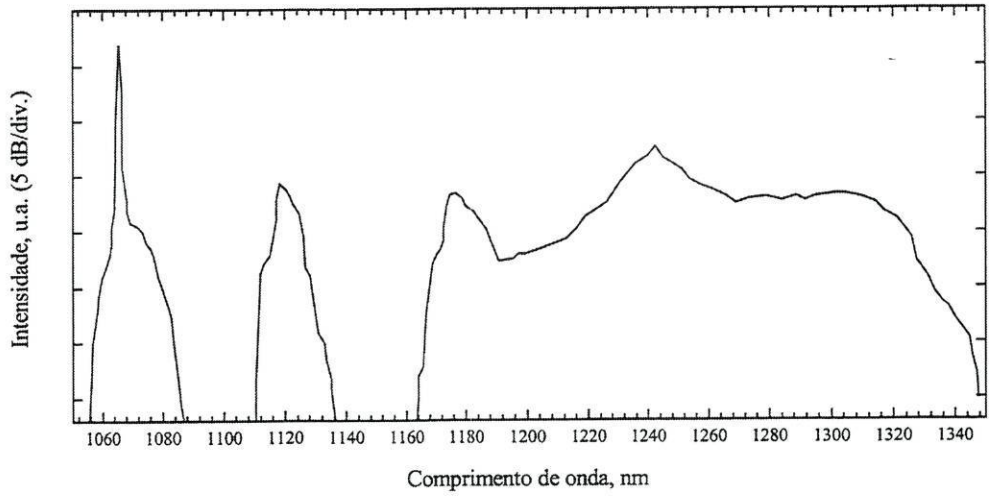


Figura 7.13. Espectro de emissão do amplificador no regime de *Q-switch* estimulado.

A densidade de potência no núcleo monomodo é suficientemente elevado para gerar um espectro de Raman supercontínuo. O comprimento de onda fundamental de acção laser é a

1064 nm, no entanto, a maior parte da energia é convertida para o espectro supercontínuo. As primeiras quatro ordens de Stokes no processo de Raman em cascata são claramente visíveis no espectro apresentado.

No contexto da aplicação deste dispositivo como amplificador, este fenómeno limita o ganho para pequenos sinais que pode ser alcançado no mesmo a 40 dB. Para aplicações em que são requeridas elevadas energias, este fenómeno também limita o máximo de energia que pode ser armazenada no meio, dado que um maior ganho implica maior energia armazenada. Mais, para a extracção de elevadas potências médias, um maior ganho para pequenos sinais significaria que seria necessário um menor sinal na entrada para alcançar a saturação do amplificador. A largura de banda do amplificador também aumentaria.

Para além do espalhamento distribuído, poderá haver ainda a contribuição das reflexões residuais nas faces da fibra e lentes no processo de realimentação laser. Tais reflexões podem limitar o ganho por estimulação da ASE e redução do limiar de acção laser. A utilização de isoladores ópticos (com conectorização por fibra óptica) poderá evitar estas reflexões, no entanto estes não se encontram ainda disponíveis para os comprimentos de onda em questão e para as potências ópticas envolvidas. De qualquer modo são também incompatíveis com a fibra de dupla bainha utilizada. De notar que, recentemente, Goldberg *et al* demonstraram um amplificador óptico em fibra de dupla bainha dopada com itérbio e bombagem lateral por díodos laser com ganho para pequenos sinais na ordem dos 48 dB sem recurso a qualquer isolador[49]. É ainda pouco claro o porquê de, com o amplificador aqui apresentado, não ter sido possível obter o mesmo ganho.

Em suma, nesta secção foi apresentado o estudo de um amplificador de alta potência em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio, com bombagem por díodos laser, capaz de emitir uma potência média até 34 dBm sobre um espectro de 45 nm, desde 1050-1095 nm. É também demonstrada a amplificação de impulsos *Q-switched* com energias de aproximadamente 50 μJ. Sem qualquer sinal aplicado, o amplificador inicia a operação no regime pulsado, sendo provavelmente o fenómeno não linear de espalhamento distribuído o responsável pela realimentação. Apesar deste fenómeno provar da capacidade de extracção de impulsos de alta energia, alta potência de pico, neste amplificador limita, por outro lado, o ganho para pequenos sinais e largura de banda do mesmo. Dado que, mesmo as pequenas reflexões residuais nas lentes ou faces da fibra podem estimular o funcionamento do amplificador no regime pulsado, especial atenção deverá ser prestada à sua completa eliminação.

7.3.2 Amplificador em Fibra Óptica Multimodo e Distribuição Espacial Transversal de Potência Monomodo

Tal como referido anteriormente, a eficiência de extracção de energia de sistemas em fibra óptica é um parâmetro importante na amplificação de impulsos de alta energia. Nos sistemas em fibra monomodo convencional, esta encontra-se limitada, pela ASE, a valores na ordem de uma dezena de microjoules. A redução do ganho para pequenos sinais diminui este efeito e, portanto, permite obter um maior armazenamento de energia no amplificador. Baseado neste conceito foram propostas algumas configurações, nomeadamente aumentando a área do modo[56] ou efectuando a dopagem num anel externo[57].

Por outro lado a utilização de fibras multimodo permite igualmente obter um aumento significativo da área do modo fundamental. Uma forma elegante de obter o funcionamento monomodo numa fibra multimodo é, como demonstrado no capítulo 5, manipulando a distribuição espacial transversal dos iões responsáveis pelo ganho, no núcleo da fibra, de modo a que o ganho seja máximo para o modo fundamental e suficientemente pequeno para os modos superiores de forma a evitar a sua eficiente amplificação. Nesta secção é apresentada a primeira aplicação deste conceito no desenvolvimento de amplificadores em fibra multimodo dopada com érbio e emissão com distribuição espacial transversal de potência monomodo.

7.3.2.1 Análise da Configuração Experimental Utilizada

A montagem experimental utilizada para a caracterização das propriedades de amplificação e da eficiência da extracção de energia de um amplificador em fibra multimodo especial descrita anteriormente encontra-se representada esquematicamente na figura 7.14.

Um díodo laser DFB (1 mW) com saída em fibra óptica e emissão no comprimento de onda de 1534 nm, é modulado electricamente para gerar impulsos quadrados de largura entre 10 a 300 ns e energias entre 10 e 150 pJ, lançados através de um isolador óptico num pré-amplificador de dois níveis em fibra óptica dopada com érbio. O primeiro amplificador é constituído por cerca de 30 m de fibra monomodo dopada com érbio numa concentração de 60 ppm e bombeada por um díodo laser de 100 mW a 980 nm. O segundo amplificador é constituído por 10 m de fibra de dupla bainha dopada com érbio e bombeada a 980 nm por dois díodos laser de 1 W cada*. Os dois níveis de amplificação estão separados por um isolador óptico. Um filtro sintonizável com largura espectral a meia altura de 3 nm é instalado na saída do sistema de pré-amplificação para evitar a deplecção da população do estado

* Amplificador EAU-100 da IRE-POLUS Group GmbH

excitado, do último nível de amplificação, através da saturação do ganho pela ASE gerada fora do comprimento de onda de interesse.

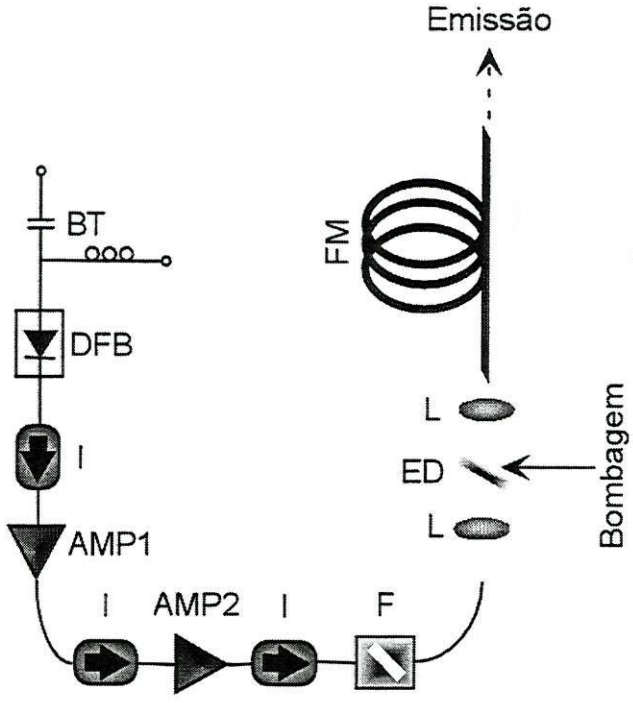


Figura 7.14. Representação esquemática da montagem experimental utilizada. *BT* representa um *Bias-T*(dispositivo passivo para mistura de sinais DC e AC de alta frequência), *DFB* um díodo laser DFB a 1534 nm, *I* um isolador óptico, *AMP1* o primeiro patamar de amplificação (EDFA), *AMP2* o segundo patamar de amplificação (EDFA), *F* um filtro sintonizável, *L* uma lente, *ED* espelho dicróico e *FM* a fibra multimodo.

As fibras testadas no último nível de amplificação são as três fibras descritas no capítulo 5, com diâmetros de núcleo de 5, 12 e 23 μm, diâmetro externo de 130 μm, abertura numérica de 0.17, concentração de érbio de 1000 ppm e comprimento de onda de corte de 1140 nm. Ambas as extremidades das fibras são clivadas em ângulo para supressão da reflexões. Este último nível é bombeado opticamente, através de um espelho dicróico, com cerca de 4 W emitidos por um laser sintonizável de Ti:Safira a emitir no comprimento de onda de 980 nm. Este é, por sua vez bombeado opticamente com 20 W de potência gerada por um laser de árgon multilinha no visível.

7.3.2.2 Experiência, Resultados e Discussão

O espectro característico da ASE gerada pelo último nível, para o máximo de potência de bombagem acoplada e na ausência de sinal injectado, medida na extremidade de saída do amplificador encontra-se representado na figura 7.15.

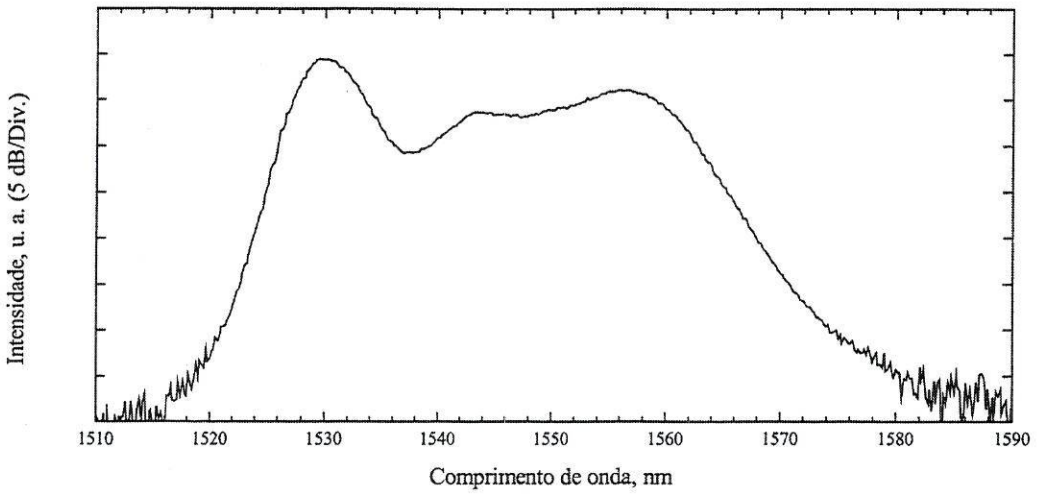


Figura 7.15. Espectro da ASE gerada pelo último nível de amplificação, na ausência de sinal injectado e para o máximo de potência de bombagem acoplada.

A variação da energia dos impulsos emitidos à saída do último nível de amplificação com a taxa de repetição dos impulsos, para a fibra intermédia de 12 μm de diâmetro do núcleo, é apresentada na figura 7.16, para várias potências médias de emissão e comprimento da fibra.

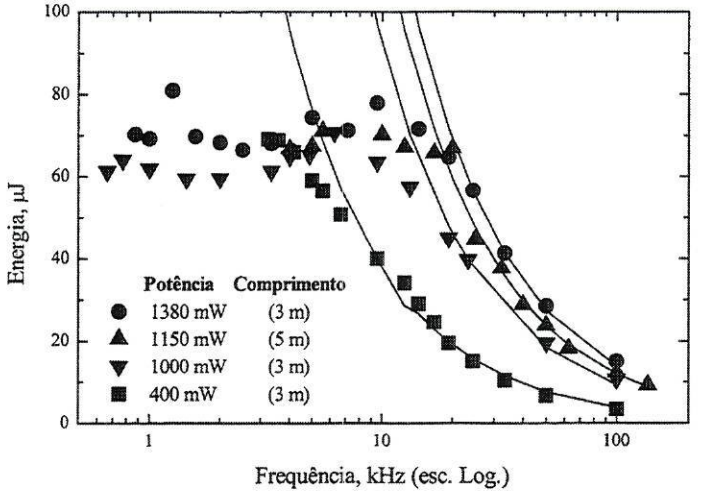


Figura 7.16. Variação da energia dos impulsos amplificados em função da taxa de repetição, para várias potências médias de emissão e comprimento da fibra de núcleo de 12 μm.

Nesta figura as linhas contínuas representam a energia máxima possível de extrair do amplificador na ausência de saturação do ganho induzida pela ASE. Tal como é verificado da análise da figura 7.16, a energia máxima dos impulsos emitidos (cerca de 70 μJ) não depende da potência média emitida nem do comprimento da fibra, desde que exista bombagem

suficiente para uma inversão de população entre os dois níveis laser envolvidos. Por outro lado, abaixo do ponto de corte da taxa de repetição*, que depende da potência média emitida, a ASE satura o ganho evitando um contínuo aumento da energia extraída tal como previsto pela teoria e representado pelas linhas contínuas.

Para demonstrar que as fibras com maiores áreas do modo fundamental permitem extrair maior energia, antes que o efeito da ASE comece a fazer-se sentir, foi medida a energia extraída em função da taxa de repetição e da largura dos impulsos para as duas fibra multimodo em estudo (figuras 7.17 e 7.18). A título de exemplo da limitação típica das fibras monomodo, a variação da energia em função da taxa de repetição para esta fibra é apresentada conjuntamente com a das fibras multimodo na figura 7.17.

Com impulsos de largura de 100 ns e taxas de repetição de 12 kHz a maior energia de impulso extraída foi, tal como esperado, obtida pela fibra com área do modo fundamental superior, correspondente à fibra com diâmetro de 23 μm, com um valor de 100 μJ e potência média de 1.7 W. Estes resultados correspondem à maior energia, à taxa de repetição de 12 kHz, bem como à maior potência média alguma vez obtidas por um sistema em fibra óptica dopada com érbio. Tal como referido anteriormente a energia máxima possível de extrair de uma fibra monomodo convencional é de cerca de 10 μJ.

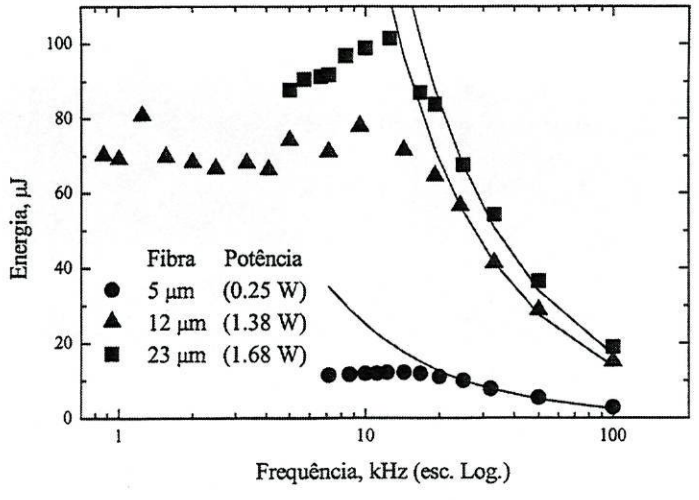


Figura 7.17. Variação da energia dos impulsos amplificados em função da taxa de repetição para as duas fibras multimodo em estudo. A título de exemplo a limitação da energia, característica das fibras monomodo, é também apresentada.

O aumento da largura do impulso acima dos 100 ns não afecta significativamente o máximo de energia possível de extrair das fibras ópticas em estudo. As razões para este facto

* Definido como o ponto a partir do qual a energia pára de aumentar

tornam-se claros a partir da observação da forma temporal do impulso amplificado e representado na figura 7.19.

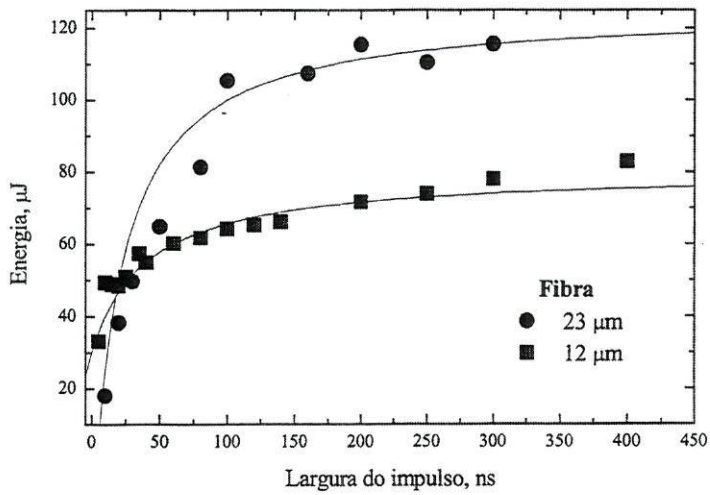


Figura 7.18. Variação da energia dos impulsos amplificados em função da largura dos impulsos, para as duas fibras multimodo em estudo.

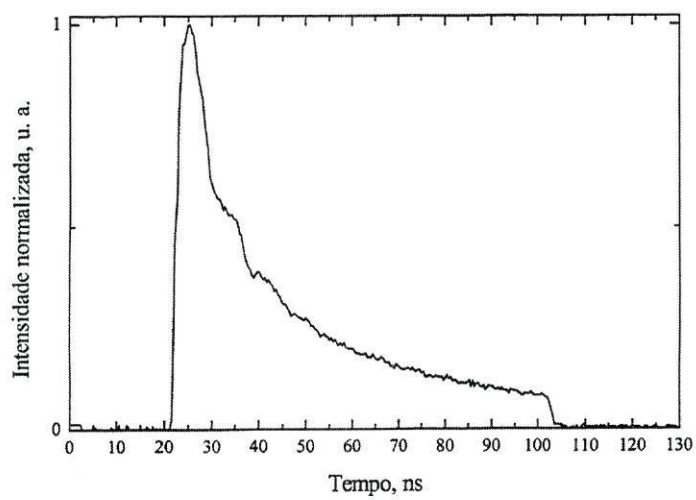


Figura 7.19. Forma do impulso de 100 ns após amplificação nos três patamares.

As significativas alterações da forma do impulso, quando comparado com a sua forma perfeitamente rectangular à saída do díodo laser DFB, resulta sobretudo de um efeito cumulativo causado em cada andar de amplificação. À medida que o impulso atravessa o meio de ganho a energia armazenada é totalmente extraída pela parte inicial do mesmo não tendo o meio tempo de recuperar a inversão de população necessária para a amplificação, nas mesmas condições, da parte posterior. Por outro lado, deste modo é garantido que toda a energia armazenada é eficientemente extraída pelo impulso. O espectro característico destes impulsos é apresentado na figura 7.20, para uma taxa de repetição de 12 kHz.

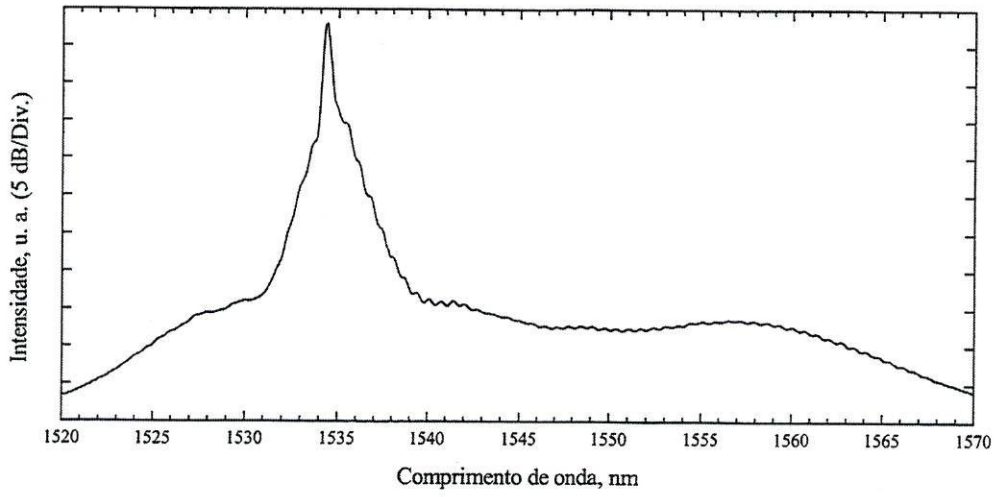


Figura 7.20. Espectro dos impulsos amplificados com duração de 100 ns e taxa de repetição de 12 kHz.

Os resultados obtidos não correspondem, no entanto, ao máximo possível de obter com estas fibras. A limitação na extracção da energia que se observa nas figuras 7.16, 7.17e 7.18 não é devida à saturação do último nível de amplificação, constituído pelas fibras em estudo, pela ASE gerada no mesmo, mas sim devido às limitações impostas pelo sistema de pré-amplificação usado, tal como pode ser facilmente deduzido da análise da figura 7.21.

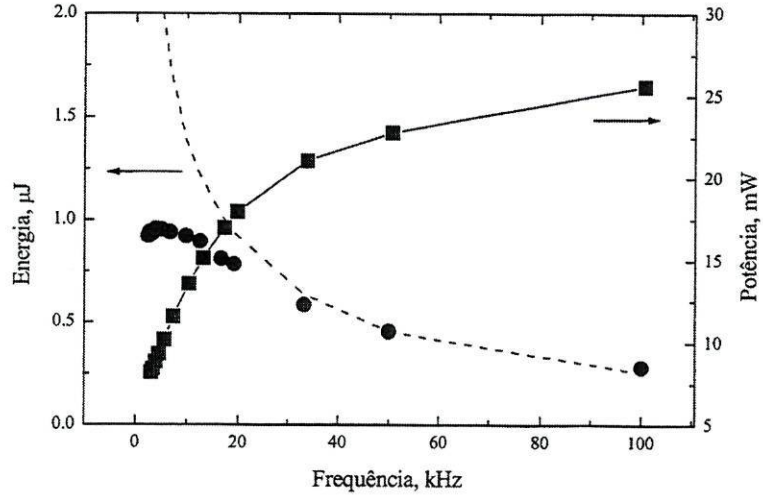


Figura 7.21. Caracterização do sistema de pré-amplificação. Variação da energia (círculos) e potência média (quadrados) emitida em função da taxa de repetição. A linha a tracejado representa a energia máxima possível de extrair do sistema de pré-amplificação na ausência de saturação do ganho pela ASE.

Na realidade verificou-se que, para taxas de repetição abaixo dos 20 kHz, a potência emitida pelo díodo laser DFB não é suficiente para saturar eficientemente o primeiro estágio

de amplificação e, por sua vez, a potência emitida por este também não é suficiente para saturar eficientemente o segundo estágio de amplificação.

Com um novo desenho do sistema, representado esquematicamente na figura 7.22, onde é incluído: um díodo laser DFB mais potente (10-15 mW), um filtro sintonizável com largura a meia altura de 1 nm entre os diferentes estágios de pré-amplificação para evitar a saturação do ganho do amplificador seguinte pela ASE gerada fora do comprimento de onda do sinal, bem como, a instalação de moduladores acusto-ópticos entre os diferentes níveis de amplificação para evitar a saturação dos mesmos pela ASE gerada no intervalo entre os impulsos, será possível o funcionamento até taxas de repetição na ordem do kHz ou inferior, para as quais, e de acordo com as curvas teóricas, será possível obter energias superiores a 2 mJ.

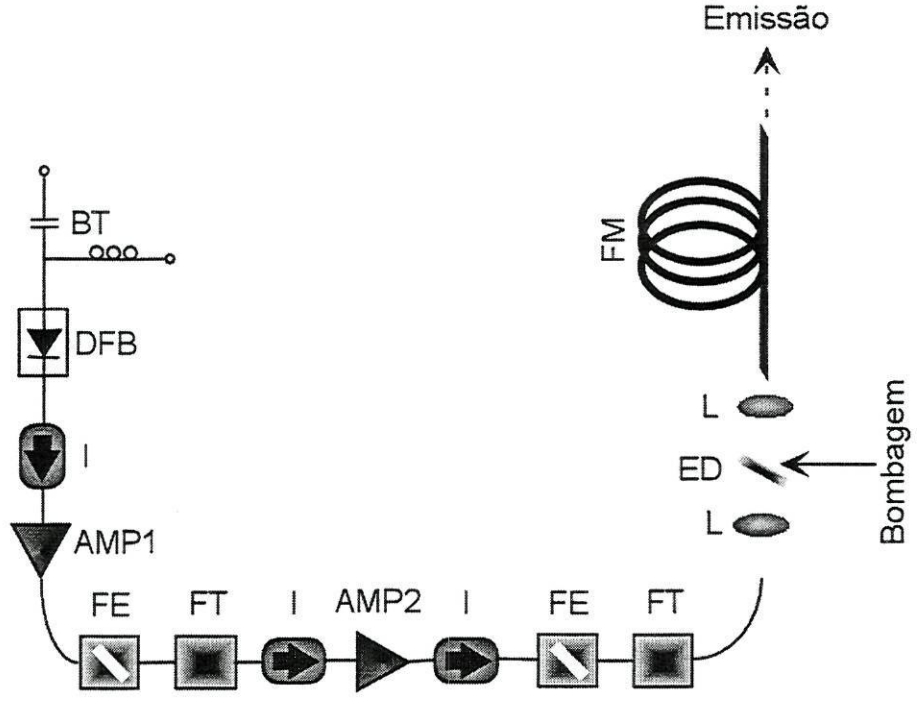


Figura 7.22. Representação esquemática da montagem experimental óptima para a eficiente extracção de energia. *BT* representa um *Bias-T*, *DFB* um díodo laser DFB a 1534 nm, *I* um isolador óptico, *AMP1* o primeiro patamar de amplificação (EDFA), *AMP2* o segundo patamar de amplificação (EDFA), *FE* um filtro espectral sintonizável, *FT* um filtro temporal (AOM), *L* uma lente, *ED* espelho dicróico e *FM* a fibra multimodo.

Na tentativa de pelo menos proceder a alguma filtragem temporal foram implementadas duas técnicas baseadas, num anel em fibra não linear e num absorvedor saturável utilizado normalmente em sistemas laser de estado sólido de Cr:YAG. Apesar de ter sido possível desenhar um anel capaz de eficientemente transmitir os impulsos e reflectir a ASE entre os mesmos verificou-se que, devido ao longo comprimento da cavidade (cerca de 300 m), o

espectro do impulso à saída apresentava um significativo espalhamento de Raman. Por outro lado não foi possível operar o absorvedor saturável* para os comprimentos de onda em questão, não deixando, no entanto de se apresentar ainda como uma possível, barata e elegante forma de filtragem temporal, em contraste com os convencionais AOM. Para tal será necessário a fabricação de um absorvedor saturável para o comprimento de onda e impulsos em questão.

Deverá ainda ser enfatizado que os resultados apresentados apenas foram possíveis de obter devido ao significativo aumento do diâmetro do modo fundamental obtido com a utilização de fibras multimodo especialmente desenhadas para funcionar no regime monomodo.

7.3.3 Amplificador em Fibra Óptica do tipo *Flared* e Distribuição Espacial Transversal de Potência Monomodo

A principal desvantagem dos amplificadores multimodo descritos na secção anterior reside na sua intrínseca incompatibilidade com a tecnologia monomodo. Deste modo não só a utilização de um número significativo de dispositivos ópticos disponíveis nesta tecnologia lhes está vedada como o leque de aplicações disponíveis é reduzida (por exemplo não é possível utilizar esta nova tecnologia nos sistemas de comunicação em linha actuais). Para resolver esta incompatibilidade é proposta e demonstrada pela primeira vez a fabricação de um amplificador em fibra óptica com geometria tipo *flared* com propagação única do modo fundamental. A excitação do modo fundamental da secção multimodo do amplificador é intrinsecamente preservada pela estrutura tipo *flared* que introduz transformação das dimensões do modo com perdas negligenciáveis. O feixe emitido à saída do amplificador apresenta perfil transversal monomodo estável após propagação no amplificador com grandes tolerâncias relativamente ao raio de curvatura da fibra. Este novo desenho de amplificador em fibra óptica é compatível com fontes em fibra óptica monomodo e pode ser utilizado para escalonamento da potência das mesmas para valores superiores.

7.3.3.1 Introdução

Actualmente é possível fabricar dispositivos em fibra óptica com geometria tipicamente monomodo num dos seus extremos e, com aumento gradual e adiabático da secção transversal de tal forma que, no outro extremo, as dimensões do núcleo são comparáveis ou superiores às do núcleo de uma fibra tipicamente multimodo. Estes dispositivos cónicos em fibra são

* Baseado num material semicondutor de múltiplos poços quânticos

normalmente denominados de *taper* em fibra e permitem o aumento gradual das dimensões do modo fundamental preservando no entanto a sua propagação única [307].

Os *taper* em fibra foram utilizados em amplificadores para, ao permitir a eficiente transferência de energia entre dois troços de fibra monomodo, aumentar a densidade óptica no troço de menores dimensões e criar o efeito óptico conhecido por espalhamento estimulado de Raman (SRS)[308]. O sinal óptico amplificado pelo desvio de Raman da bombagem por SRS é depois extraído eficientemente da fibra monomodo de menores dimensões para a fibra monomodo inicial através de um outro *taper* óptico.

Recentemente, Welch et al propuseram um novo desenho para um amplificador óptico semicondutor com bombagem distribuída diferencialmente bem como um sistema MOPA utilizando o amplificador referido, numa geometria cónica de amplificação[309]. O amplificador, que permite a propagação divergente da radiação ao longo de pelo menos parte do seu comprimento, pode ser um amplificador denominado tipo *flared* e, corresponde a um amplificador com uma geometria em que a região de ganho aumenta em largura, no sentido da saída, a uma taxa igual ou superior à divergência óptica. Este conceito é agora proposto e desenvolvido para amplificadores em fibra óptica dopada com terras raras.

7.3.3.2 Fabricação e Caracterização

O grau de conversão modal para uma determinada fibra depende do comprimento e coeficiente de acoplamento da mesma. De acordo com Martin E. Fermann, longe do comprimento de onda de corte da fibra o coeficiente de acoplamento modal entre o modo fundamental LP_{01} e o primeiro modo superior LP_{11} é dado pela expressão[76]:

$$D \propto \frac{d^8}{b^6 \lambda^4} \tag{7.11}$$

onde D é o coeficiente de acoplamento modal, d é o diâmetro do núcleo, λ é o comprimento de onda do sinal e b é o diâmetro externo da fibra.

Da equação 7.11 pode-se observar que o coeficiente de acoplamento aumenta rapidamente com o aumento do diâmetro do núcleo mas, simultaneamente, diminui com o aumento do diâmetro exterior. Assim, com um desenho apropriado das características da fibra, nomeadamente da abertura numérica e, da razão entre as dimensões do núcleo e da fibra, pode-se obter propagação robusta e estável do modo fundamental em fibras multimodo para comprimentos de algumas dezenas de metros. Portanto, com negligenciável acoplamento de energia do modo fundamental para modos superiores. Mais, tal como apresentado no capítulo 5, a selecção da propagação e amplificação preferencial do modo fundamental em

fibras activas multimodo pode ser aumentada através da optimização do nível e da distribuição espacial transversal dos iões activos no núcleo da mesma. Os dispositivos em fibra denominados de *taper*, apresentando uma geometria tipicamente monomodo num dos extremos e cuja secção transversal aumenta gradualmente de tal forma que no outro extremo as dimensões do núcleo são comparáveis às de uma fibra multimodo, permitem a expansão das dimensões do modo fundamental propagante preservando a sua única propagação (desde que para curtos comprimentos do mesmo).

O objecto desta secção é um amplificador tipo *flared* em fibra óptica dopada com érbio. O diagrama principal deste amplificador, com propagação única do modo fundamental, é apresentado esquematicamente na figura 7.23.

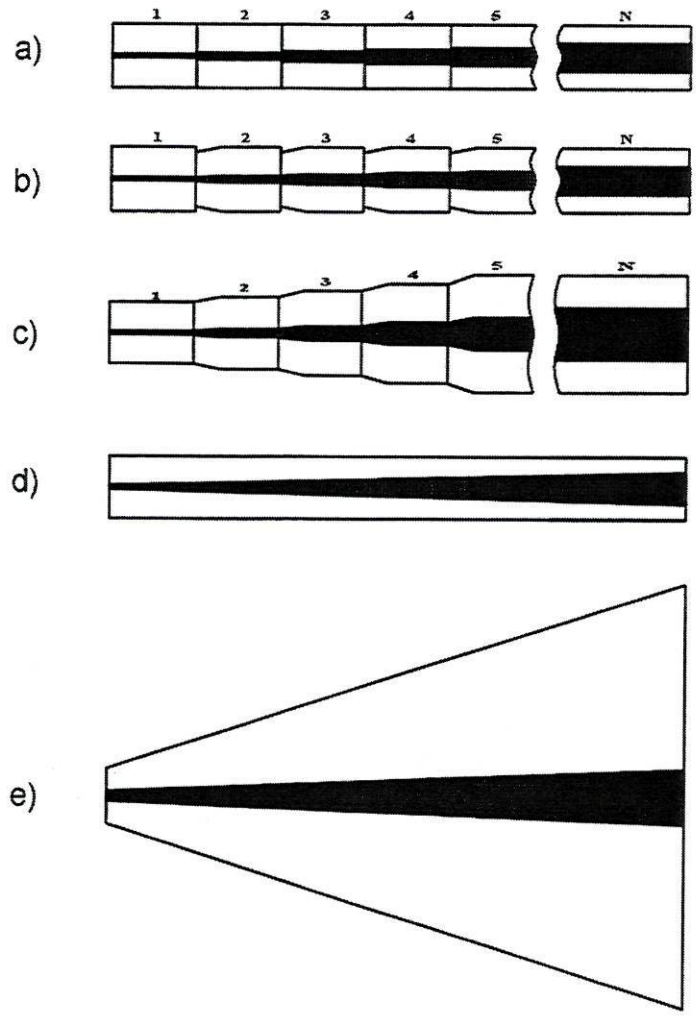


Figura 7.23. Diagramas esquemáticos dos amplificadores em fibra óptica tipo *flared* para amplificação e propagação única do modo fundamental.

O amplificador consiste numa sequência de N elementos em fibra óptica activa, unidos por processo de fusão ou outro, com diâmetro do núcleo sucessivamente crescente e uniforme

diâmetro exterior, numa estrutura tipo *flared*. O primeiro segmento pode ser constituído por uma fibra activa tipicamente monomodo ou a saída em fibra de uma fonte óptica e, o último segmento é uma fibra com núcleo de dimensões típicas de uma fibra multimodo. O número e comprimento dos segmentos é escolhido de forma a minimizar as perdas nas uniões e maximizar o acoplamento entre o modo fundamental dos diferentes segmentos de fibra com diferentes diâmetros do núcleo. O diâmetro máximo permitido bem como o comprimento total do amplificador é determinado, para a configuração com segmentos de fibra com diâmetro externo uniforme, pelo coeficiente de acoplamento modal. O amplificador pode ser excitado opticamente, com díodos laser de bombagem, através das extremidades do mesmo, dispositivos WDM ou outros.

Uma fibra cujo diâmetro do núcleo aumenta gradualmente de dimensões típicas de uma fibra monomodo para outras típicas de fibras multimodo, permite um melhor acoplamento modal do modo fundamental com a secção multimodo. Na figura 7.23 b) encontra-se representado o diagrama esquemático do amplificador em fibra óptica, com geometria tipo *flared* e propagação única do modo fundamental, em que o extremo de cada segmento em fibra com núcleo de maior dimensão é adiabaticamente estirado (por métodos de fusão e estiramento) para uma menor dimensão do núcleo, equivalente ao da fibra precedente, permitindo desta forma um melhor acoplamento dos modos fundamentais dos dois segmentos. Esta configuração permite a diminuição do número de elementos necessários para a obtenção de uma determinada dimensão do modo fundamental à saída do amplificador.

A figura 7.23 c) apresenta o diagrama esquemático do amplificador em fibra óptica, com geometria tipo *flared* e propagação única do modo fundamental, em que as dimensão da secção transversal da bainha da fibra que compõe cada segmento não é uniforme mas aumenta na mesma proporção do seu núcleo. Esta configuração apresenta a característica de ter um coeficiente de acoplamento modal uniforme ao longo do amplificador permitindo maiores comprimentos do mesmo.

O amplificador em fibra óptica, com geometria tipo *flared* e propagação única do modo fundamental, poderá ser também obtido com recurso configurações baseadas na estrutura tipo *taper*. A tecnologia de fibra óptica actual permite que os denominados *taper* sejam obtidos directamente durante o processo de fabricação da mesma. As técnicas de fabricação das pré-formas permitem também a fabricação de fibra com dimensões da bainha constantes enquanto o núcleo apresenta uma configuração tipo *taper*. A figura 7.23 d) apresenta o diagrama esquemático do amplificador óptico nestas condições. Nesta configuração o amplificador é constituído apenas por um elemento com dimensões da bainha constantes e um núcleo que aumenta em secção de forma adiabática ao longo do amplificador (geometria tipo *taper*). O amplificador pode ainda compreender mais dois elementos, um em cada extremo da

configuração descrita e unidos por técnicas de fusão ou outras. Tal como na primeira configuração o primeiro segmento pode ser constituído por uma fibra activa tipicamente monomodo ou a saída em fibra de uma fonte óptica e, o último segmento é uma fibra com núcleo de dimensões típicas de uma fibra multimodo. O segmento intermédio é desenhado de forma a permitir um perfeito acoplamento entre o modo fundamental do mesmo e o de cada um dos segmentos. Esta configuração aumenta a rigidez do amplificador devido à diminuição do número de elementos que compõem o mesmo. O comprimento total do amplificador e as dimensões do modo fundamental à saída do mesmo são limitadas pelo coeficiente de acoplamento modal de acordo com a equação 1.

Um amplificador, em que tanto o núcleo como a bainha da fibra aumenta gradualmente e de forma adiabática ao longo do seu comprimento (configuração tipo *taper*), é mais fácil de fabricar e pode ser obtido directamente durante o processo de fabricação da fibra. A figura 7.23 e) apresenta o diagrama esquemático do amplificador óptico com esta configuração. Apesar desta configuração, em que o coeficiente de acoplamento modal é constante, permitir maiores comprimentos do amplificador também implica um aumento da dificuldade no seu manuseamento. O amplificador pode ainda incluir mais dois elementos, um em cada extremo da configuração descrita e unidos por técnicas de fusão ou outras. Tal como na primeira configuração o primeiro segmento pode ser constituído por uma fibra activa tipicamente monomodo ou a saída em fibra de uma fonte óptica e, o último segmento é uma fibra com núcleo de dimensões típicas de uma fibra multimodo. O segmento intermédio é desenhado de forma a permitir um perfeito acoplamento entre o modo fundamental do mesmo e o de cada um dos segmentos.

Para comprovar os conceitos propostos, foi fabricado e caracterizado um protótipo de um amplificador em fibra óptica com geometria tipo *flared* com propagação única do modo fundamental. O diagrama principal do amplificador fabricado foi descrito anteriormente e é apresentado esquematicamente na figura 7.23 a). Os segmentos deste amplificador, constituídos pelas três fibras descritas no capítulo 5, foram fabricados a partir da mesma pré-forma e apresentam um perfil do índice de refracção tipo degrau, com uma abertura numérica de 0.17 e diâmetro do núcleo respectivamente de 5, 12 e 23 μm. As fibras foram fabricadas com o mesmo diâmetro externo (130 μm). A distribuição espacial, transversal dos iões activos responsáveis pelo ganho (Er^{3+}) foi optimizada para amplificação preferencial do modo fundamental[68 e 248]. A absorção do modo fundamental medida para estas fibras no comprimento de onda de 1.53 μm apresenta os valores de 25, 37.5 e 47 dB/m, respectivamente. O comprimento de cada segmento é, respectivamente, de 1, 1 e 1.5 m (a partir da fibra monomodo para a multimodo) e está limitado pela potência óptica disponível para bombagem (0.5 W no comprimento de onda de 980 nm). De acordo com a equação 7.11

o coeficiente de acoplamento modal para estas fibras permitiria comprimentos bastante maiores ou, alternativamente, maiores dimensões do núcleo das fibras (até aproximadamente 30 μm) antes de ser necessário um maior diâmetro exterior para evitar o acoplamento modal induzido por micro-curvaturas.

Inicialmente, foram efectuadas medições das perdas e da qualidade do feixe emitido para o protótipo da presente invenção. Para quantificar as perdas do *taper* constituído pelos três segmentos, foi utilizada uma fonte com emissão espectral em comprimentos de onda próximo de 1.3 μm para os quais as fibras activas apresentam baixa absorção. Foram medidas perdas totais de 2 dB para esta geometria do amplificador, incluindo a absorção de cada segmento nestes comprimentos de onda. De realçar que não foi detectada qualquer assimetria no que respeita às perdas para o modo fundamental medidas no caso de propagação do mesmo no sentido inverso. Separadamente as fibras multimodo foram adiabaticamente estiradas para que as dimensões do seu núcleo coincidissem com as do segmento precedente e desse modo permitir um equalização do modo fundamental diminuindo consequentemente as perdas nas uniões entre os diferentes segmentos. Esta configuração corresponde ao amplificador, descrita anteriormente, e cujo diagrama é apresentado na figura 7.23 b).

A qualidade do feixe emitido pelo amplificador sob bombagem foi determinado por medidas da distribuição transversal de potência, no *near-field* e *far-field* de acordo com os procedimentos normalizados para estas medições. Para tal, foi montado no laboratório um sistema de medida que obedece a todos os requisitos impostos pelos métodos padrão[267 e 268]. Adicionalmente, para avaliar a sensibilidade da qualidade do feixe emitido a curvaturas induzidas, cerca de 1 m de fibra do último segmento foi alternadamente enrolada em cilindros com diâmetros de 7, 5 e 3 cm. Para estas medições foi utilizada a configuração denominada co-propagante (em que o sinal óptico propaga-se no mesmo sentido do da bombagem) de forma a evitar a degradação da qualidade do feixe emitido pelos sistemas ópticos de bombagem. Um acoplador WDM em fibra óptica monomodo nos comprimentos de onda 980/1550 nm foi unido por técnicas de fusão à porta monomodo do amplificador tipo *flared* descrito anteriormente. Desta forma a radiação de bombagem no comprimento de onda de 980 nm emitida por um laser de Ti:Safira é combinada com o sinal óptico contínuo no comprimento de onda de 1530 nm emitido por um díodo laser semicondutor do tipo DFB. A figura 7.24 apresenta o perfil do feixe emitido pelo protótipo do amplificador em fibra óptica tipo *flared*, medido no *far-field*, com (traço 3) e sem curvatura induzida (traço 2) bem como o da fibra activa monomodo da entrada (traço 1).

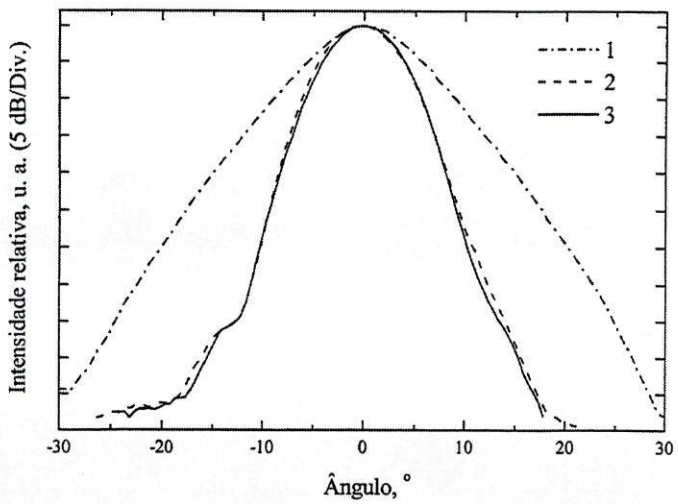


Figura 7.24. Perfil da distribuição de potência do feixe emitido pelo amplificador, no *far-field*, com (traço 3) e sem (traço 2) curvatura induzida. O traço 1 corresponde ao perfil da potência do feixe emitido pelo amplificador, no *far-field*, para a extremidade monomodo.

Apesar de, para curvaturas induzidas com cerca de 3 cm de diâmetro, o amplificador apresentar perdas na ordem dos 10% é evidente, da análise da figura 7.24, que não existe degradação da qualidade do feixe emitido. O coeficiente M^2 que descreve a qualidade do feixe emitido apresenta valores de 1.1 e 1.2 para o caso do amplificador respectivamente sem e com enrolamento no cilindro de 3 cm de diâmetro, confirmando a alta qualidade do feixe emitido.

7.3.3.3 Amplificação de Impulsos Ultra-curtos

A amplificação de impulsos ultra-curtos para além de demonstrar a utilização deste tipo de amplificadores em configurações tipo MOPA para escalonamento da potência média e energia dos impulsos permite também verificar da propagação única do modo fundamental e da qualidade do mesmo (dado que no caso de excitação de modos superiores a largura do impulso amplificado é substancialmente superior ao do sinal[266].

A montagem experimental utilizada encontra-se representada esquematicamente na figura 7.25.

Como fonte de sinal óptico foi utilizado um laser em fibra no regime pulsado de *mode-locking*(descrito em detalhe no capítulo 4). Os impulsos gerados por esta fonte, a uma frequência de 100 MHz, apresentam uma largura de 620 fs e um produto tempo/largura de banda de 0.32 (assumindo uma distribuição do impulso tipo secante hiperbólica).

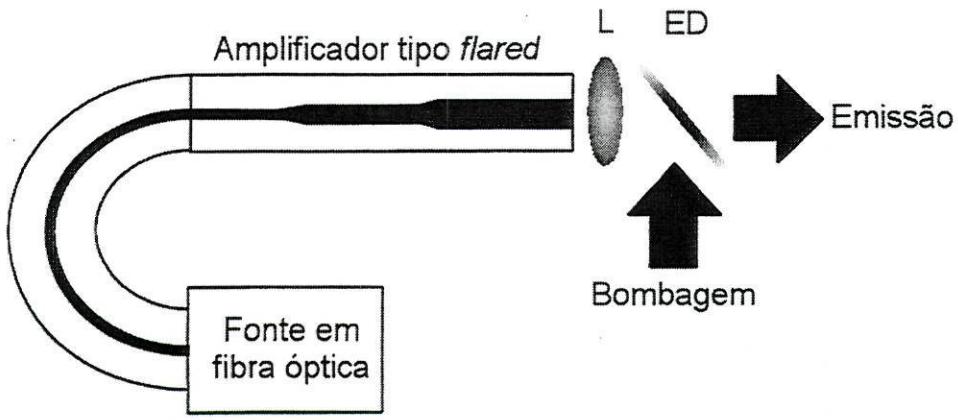


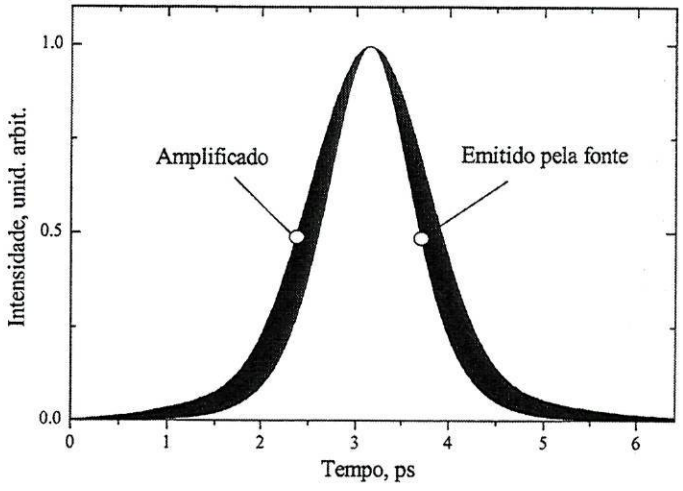
Figura 7.25. Representação esquemática da montagem experimental utilizada para amplificação de impulsos ultra-curtos. *ED* representa um espelho dicróico e *L* uma lente dicróica de bombagem.

A autocorrelação e o espectro dos impulsos gerados pela fonte, bem como dos impulsos amplificados são apresentados na figura 7.26. Os impulsos amplificados são do tipo *transform-limited* com um produto tempo/largura de banda de 0.37 e 840 fs de largura. Foi obtida uma potência média emitida de 70 mW para uma bombagem de 400 mW. A ocorrência de algum estreitamento espectral e alargamento temporal do impulso deve-se à não coincidência entre o comprimento de onda do sinal emitido pela fonte e o comprimento de onda correspondente ao pico de ganho do amplificador. Com um sistema optimizado esta alteração do impulso poderá ser evitada.

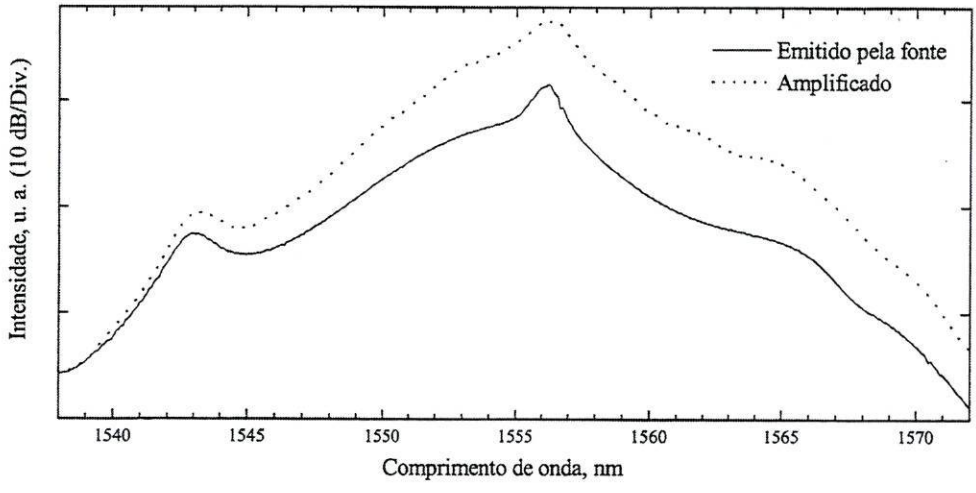
Caso os modos superiores fossem excitados a teoria prevê[266] que, para os impulsos injectados e comprimento total do amplificador, os impulsos amplificados teriam uma largura de cerca de 90 ps. Assim estes resultados demonstram também, de forma indirecta, a propagação única do modo fundamental num amplificador em fibra óptica tipo *flared* constituído por segmentos de fibra multimodo com distribuição espacial transversal dos iões activos optimizada.

Em suma, nesta secção foram apresentadas várias configurações possíveis para um protótipo de um amplificador de alta potência em fibra óptica com uma geometria do tipo *flared*, de entre as quais, uma foi implementada e caracterizada. Demonstra-se, também, que um sinal óptico com perfil transversal monomodo à entrada do amplificador é eficientemente amplificado num meio de ganho com uma geometria tipicamente monomodo na entrada e cuja secção aumenta, no sentido da saída, para uma geometria altamente multimodo mantendo, no entanto, a propagação da radiação com perfil transversal monomodo. O sinal amplificado de saída apresenta grande estabilidade e tolerância a curvaturas induzidas no meio amplificador. Esta nova configuração de amplificador é compatível com fontes ópticas

monomodo e pode ser usada para escalonamento de potência das mesmas, tal como é também demonstrado através da amplificação de impulsos ultra-curtos.



a)



b)

Figura 7.26. Autocorrelação **(a)** e espectros **(b)** dos impulsos gerados pela fonte e amplificados no amplificador em fibra tipo *flared*.

7.4 Conclusão e Perspectivas de Desenvolvimento Futuro

As crescentes exigências, da indústria de telecomunicações, de amplificadores com maiores ganhos, maiores potências médias emitidas e melhores características de ruído, aceleraram, nestes últimos anos, o estudo e desenvolvimento de amplificadores de alta potência em fibra óptica. Neste capítulo, dedicado ao estudo deste tipo de amplificadores, são inicialmente abordados os conceitos e configurações básicas de amplificadores em fibra

óptica e revistos os seus mais recentes desenvolvimentos e aplicações. Em particular, é estudado o desenho e configuração de amplificadores em fibra óptica para extracção de impulsos de alta energia. Neste contexto, três configurações, uma baseada numa fibra de dupla bainha dopada com itérbio e duas em fibras multimodo dopadas com érbio, são propostas e analisadas experimentalmente. O amplificador de alta potência em fibra óptica de dupla bainha foi desenvolvido no ORC e pretende colmatar uma falha, no que respeita à caracterização deste tipo de amplificadores, existente na literatura.

A eficiente amplificação e extracção de energia dos impulsos *Q-switched* em fibras ópticas multimodo optimizadas (descritas no capítulo 5) é demonstrada pela primeira vez para uma configuração tipo MOPA em que o último estágio de amplificação é constituído pelas fibras em estudo. Os resultados obtidos permitem concluir das vantagens únicas proporcionadas por esta nova tecnologia tendo sido alcançada a maior energia (120 μJ) extraída até hoje por impulsos, em fibras ópticas dopadas com érbio e emissão espacial transversal monomodo, à taxa de repetição de 12 kHz. A potência média emitida pela fibra de maiores dimensões corresponde também ao recorde para fibras dopadas com este ião. Neste capítulo é ainda demonstrado o primeiro amplificador tipo *flared* em fibra óptica multimodo. Este sistema consiste num amplificador de alta potência em fibra óptica em que o sinal óptico com perfil transversal monomodo à entrada do mesmo é eficientemente amplificado num meio de ganho tipicamente monomodo na entrada e cuja secção aumenta no sentido da saída para uma geometria altamente multimodo, preservando no entanto a propagação da radiação com perfil transversal monomodo. O trabalho experimental efectuado, demonstra que este tipo de estrutura permite a eficiente amplificação e extracção de energia de impulsos ultra-curtos com grande qualidade do feixe emitido e reduzidas perdas. São ainda tecidas algumas considerações sobre desenhos alternativos e processos de fabricação deste tipo de dispositivos. A desvantagem, dos sistemas empregando este tipo de fibras, de incompatibilidade com os sistemas e dispositivos em fibra monomodo é assim eliminada. Actualmente, a curva de ruído, o ganho para pequenos sinais, a largura de banda e a potência máxima deste amplificador estão a ser experimentalmente caracterizados.

Esta nova tecnologia abre novas perspectivas de escalonamento da potência emitida por dispositivos em fibra óptica para valores médios de algumas dezenas de watts e das energias extraídas para alguns milijoules, quer utilizando estas fibras como amplificadores em sistemas tipo MOPA, quer incorporando-as como meio de ganho em configurações laser convencionais. Tais resultados podem já ser obtidos com a sugerida optimização do desenho das configurações aqui demonstradas. Maiores evoluções são no entanto esperadas à medida que esta tecnologia se for desenvolvendo e fibras com outros desenhos (por exemplo fibras de dupla bainha e núcleo multimodo com distribuição dos iões responsáveis pelo ganho e

variação do índice de refracção optimizados) forem fabricadas. Novos modelos, adaptados a esta nova tecnologia, são também exigidos para uma melhor compreensão dos mecanismos de controle destes dispositivos.

Obviamente as aplicações dos amplificadores em fibra óptica não se resumem aos sistemas de telecomunicações. Esta é sem dúvida a sua mais importante aplicação mas, de uma forma genérica poderão ser empregues em todas as aplicações para as quais é necessário aumentar a potência média de um determinado sinal. Nesta perspectiva, esta evolução veio abrir novas áreas de aplicação tais como: indústria aeroespacial, militar, processamento de materiais e medicina.

A forma da curva de ganho dos amplificadores, a dispersão cromática, a razão sinal ruído, os efeitos provocados pelas não linearidades ópticas e os efeitos de polarização são outros dos parâmetros a considerar no desenho de futuros sistemas. Adicionalmente deverá observar-se uma evolução dos dispositivos ópticos em fibra tais como conversores de comprimento de onda, interruptores ópticos e dispositivos *Add/Drop*. O estudo de redes de Bragg em fibras activas multimodo optimizadas e fibras de dupla bainha é também importante para o desenho de sistemas totalmente em fibra.

8

Conclusão

Em conclusão, de acordo com os objectivos iniciais propostos para este trabalho, foram efectuados alguns estudos experimentais sobre fontes de alta potência em fibra óptica.

Neste contexto é apresentada uma técnica inovadora, baseada na optimização do nível e do perfil de distribuição espacial dos iões activos no núcleo de fibras multimodo, para fontes de alta potência e distribuição espacial transversal monomodo. A modelização do ganho dos modos guiados no núcleo multimodo para os diferentes perfis de dopagem permitiu o desenho e fabricação de três fibras com perfil de dopagem do érbio optimizado para a amplificação e propagação preferencial do modo fundamental. A caracterização das suas propriedades físicas e espectroscópicas permitiu comprovar as características ímpares das mesmas (refira-se a elevada qualidade do feixe emitido com M^2~1.1, a forte selecção intrínseca do modo fundamental e a elevada imunidade a curvaturas induzidas). Na sua primeira aplicação, numa fonte superluminescente, numa configuração de dupla passagem, foram obtidos desempenhos extraordinários nomeadamente no que respeita à eficiência óptica, comparável à obtida com a tecnologia monomodo convencional, e à potência máxima emitida (~800 mW, apenas limitada pela potência de bombagem disponível) para a largura espectral de 36 nm.

Os resultados obtidos com um sistema de amplificação tipo MOPA, em que o último estágio de amplificação é constituído pelas fibras multimodo optimizadas, demonstram a elevada capacidade de armazenamento de energia destas fibras, e a sua eficiente extracção sob a forma de impulsos *Q-switched*. Foram obtidos, para a fibra de maiores dimensões, impulsos com energia de 120 μJ à taxa de 12 kHz e uma potência média recorde de 1.7 W.

Baseada nesta tecnologia é ainda apresentado o primeiro amplificador tipo *flared* em fibra óptica. Este tipo de dispositivo é totalmente compatível com os sistemas monomodo convencionais podendo, por isso, ser utilizada para o escalonamento da potência de fontes convencionais numa configuração tipo MOPA. O trabalho experimental efectuado, demonstra que este tipo de estrutura permite a eficiente amplificação e extracção de energia de impulsos ultra-curtos com grande qualidade do feixe emitido e reduzidas perdas. A utilização deste meio de ganho em sistemas laser, nos diferentes regimes de operação, será a evolução lógica.

A recente tecnologia de fibras de dupla bainha, foi percursora no desenvolvimento de dispositivos de alta potência em fibra óptica. Os interesses privados das instituições que

fabricam este tipo de fibra impedem, actualmente, a sua livre comercialização. No âmbito de uma colaboração com o ORC da Universidade de Southampton foi possível desenvolver algum trabalho com esta importante tecnologia. Assim, é apresentado um laser de alta potência em fibra de dupla bainha dopada com itérbio bombeada, através de acopladores multimodo, por díodos laser. Adicionalmente, o desempenho de um amplificador de alta potência, baseado nesta tecnologia, é analisado para os diferentes regimes de amplificação. Em especial é de realçar a necessidade de eliminar as reflexões residuais, responsáveis pela diminuição do ganho do amplificador para pequenos sinais e pela estimulação do funcionamento pulsado por efeitos de espalhamento de Brillouin. A utilização de métodos de bombagem lateral (através de acopladores multimodo ou de aberturas em V) e a colocação de isoladores ópticos antes do acoplamento a fibras monomodo convencionais permitirá eliminar estes efeitos.

O núcleo monomodo característico da tecnologia de fibras de dupla bainha limita no entanto, e à semelhança da tecnologia de fibras monomodo convencionais, a sua utilização em dispositivos no regime pulsado. A integração da tecnologia multimodo proposta nesta dissertação, nas fibras de dupla bainha, aliando a selectividade modal da amplificação e a facilidade de acoplamento da radiação emitida por díodos laser de bombagem, permitiu já a obtenção de dispositivos multi-watt e multi-milijoule em fibra óptica dopada com itérbio. Apesar do estado ainda relativamente imberbe desta tecnologia, os resultados obtidos permitem desde já perspectivar grandes evoluções e inovações futuras. Em especial ainda há muito a fazer na optimização do desenho das fibras e modelização dos dispositivos laser.

Recorrendo à tecnologia convencional monomodo são ainda demonstradas algumas configurações inovadoras e novas características de funcionamento de dispositivos activos em fibra dopada com érbio. Nomeadamente, foi demonstrado um laser *cw* sintonizável com emissão espectral estreita, utilizando um novo filtro em fibra óptica controlado electricamente. Um inovador laser pulsado no regime *Q-switched* com emissão espectral multilinha (mais de 100 canais, cobrindo todo o espectro de ganho do érbio) apropriado para teste de componentes em sistemas WDM é apresentado. A técnica utilizada para a obtenção dos impulsos baseia-se na utilização de dois elementos Fabry-Perot na cavidade laser para controle simultâneo das perdas e do comprimento de onda de emissão.

A técnica de desvio da frequência, no processo de realimentação do laser, é bastante atractiva para a obtenção de lasers pulsados em fibra óptica dada a eficiente inibição de operação dos mesmos no regime *cw*. Explorando as propriedades únicas destes lasers FSF, demonstrou-se que a eliminação do filtro passabanda tradicionalmente utilizado, permite a comutação do comprimento de onda de emissão nos vários regimes de operação pulsada. Ao evitar a limitação espectral imposta pelo filtro verifica-se a possibilidade de não só se obter

impulsos mais curtos mas também obter um maior controle dinâmico do comprimento de onda de emissão.

Foi, também pela primeira demonstrada a comutação do comprimento de onda de emissão em lasers FSF operando nos regimes de *mode-locking* e *Q-switching*, através da modulação do sinal RF aplicado ao modulador acusto-óptico, e o controle da taxa de repetição dos impulsos gerados, introduzindo na cavidade um interferómetro de Michelson sintonizável.

Verificou-se ainda, e de acordo com a maioria dos autores de outros trabalhos, que os efeitos não lineares de rotação da polarização afectam drasticamente as características dos impulsos gerados. Em particular demonstra-se que os mesmos são, num laser em fibra dopada com itérbio, responsáveis por uma variação de um factor de 2 na largura dos impulsos gerados. Explorando estes efeitos é também demonstrada a geração de impulsos subpicosegundo num laser FSF em fibra óptica dopada com érbio. Os resultados obtidos com esta última configuração representam, tanto quanto é do conhecimento do autor, os impulsos mais curtos obtidos até ao momento em lasers FSF.

Finalmente foi apresentada a construção de um laser *cw* de Cr:YAG, importante para a bombagem, no comprimento de onda de 1480 nm, de fontes de alta potência em fibra óptica dopada com érbio. Os resultados preliminares do desempenho deste laser demonstram a obtenção de potências na ordem dos 600 mW e eficiência óptica de 10%.

Apêndices

A. Esquemas e Fontes Ópticas de Bombagem

B. Comunicações e Publicações Decorrentes do Trabalho Efectuado

A

Esquemas e Fontes Ópticas de Bombagem

A.1 Introdução

As características de emissão das fontes em fibra óptica derivam das propriedades ópticas das combinações ião/hospedeiro utilizadas. Na posse desta importante informação é possível prever com alguma precisão o desempenho do laser, amplificador ou fonte superluminescente. Uma das ferramentas mais úteis para obter esta informação é a espectroscopia óptica, que analisa os processos de emissão e absorção, não necessariamente restrita às transições envolvidas na operação laser.

A sílica é o material mais comum na produção de fibras ópticas e é, para a maioria das aplicações, o hospedeiro ideal para os iões mais conhecidos. Por outro lado, nesta dissertação, as fontes ópticas experimentalmente desenvolvidas são baseadas em fibras de sílica dopada com iões de érbio ou itérbio. É portanto apenas sobre este tipo de fibras que este apêndice incide. Para informações mais detalhadas sobre as propriedades ópticas destes e de outros iões de terras raras, neste ou noutro hospedeiro, recomenda-se a consulta das referências[249 e 21].

Assim, neste apêndice, são apresentadas as características das principais bandas de absorção utilizadas para bombagem de dispositivos activos em fibra óptica com emissão nos comprimentos de onda de 1.5 μm e 975 a 1200 nm, respectivamente, do érbio e do itérbio. Os esquemas e fontes de bombagem existentes para estes dispositivos são analisados. Neste contexto é apresentada a construção e caracterização preliminar de um laser de estado sólido de Cr:YAG.

A.2 Espectroscopia dos Iões de Érbio e Itérbio em Fibras de Sílica

Depois do neodímio, o ião activo de terras raras mais estudado é o érbio. O espectro de absorção para este ião em sílica é apresentado na figura A1. Da sua observação, verifica-se que as bandas de absorção do érbio não só se encontram dispersas entre as regiões do visível e infravermelho como apresentam, acima dos 550 nm, baixos coeficientes de absorção. Tais características representam historicamente um problema para os dispositivos maciços tradicionalmente opticamente excitados através de lâmpadas de arco. A solução original foi,

pelas razões apresentadas adiante, o aumento do coeficiente de absorção através da co-dopagem com elevadas concentrações de itérbio, que transferiria a energia absorvida para o érbio. Este problema, que se sobrepõe a qualquer outra consideração no desenho de dispositivos maciços, reduz-se apenas a uma questão de custo e conveniência para os dispositivos em fibra óptica, invariavelmente excitados por lasers.

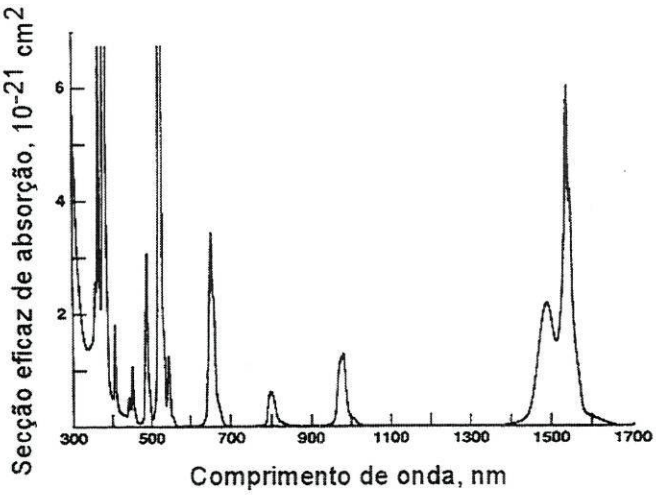


Figura A1. Espectro da secção eficaz de absorção para a sílica dopada com érbio. Os picos das bandas nos comprimentos de onda de 380 nm e 520 nm são 28 e 19×10^{-21} cm^2, respectivamente[21].

A primeira consideração a analisar, na escolha do comprimento de onda de bombagem, é a transição óptica para a qual é desejado ganho, seguido da eficiência e da disponibilidade de uma fonte apropriada. O efeito de ESA, nos comprimentos de onda de bombagem, tem um papel importante nesta escolha, podendo ser prejudicial (nos casos em que o ião assim excitado decai não radiactivamente para o nível fundamental) ou benéfico (nos casos em que é utilizado para bombagem de outros níveis meta-estáveis responsáveis por emissão noutros comprimentos de onda de interesse). De todas as bandas de absorção do érbio (na sílica) apenas as transições a 980 nm e 1480 nm se encontram totalmente livres de ESA.

Devido a requererem um maior nível de inversão de população, as características da emissão dos amplificadores em fibra são mais sensíveis ao comprimento de onda de bombagem do que os lasers e fontes superluminescentes. O desempenho destes dispositivos, com emissão na importante transição nos 1.5 mm, foi extensivamente estudado para diferentes comprimentos de onda de bombagem. Ganhos de aproximadamente 40 dB foram obtidos para bombagem a 654 nm[310] e 820 nm[311], 46.5 dB foram obtidos para um amplificador bombeado a 1480 nm[312] e 54 dB quando bombeado a 980 nm[313]. A banda de absorção utilizada, bem como o comprimento de onda de bombagem particular dentro desta,

tem também um papel significativo na eficiência do dispositivo e, no caso dos amplificadores, na relação sinal/ruído.

A banda de absorção centrada a 800 nm é interessante dada a existência, para estes comprimentos de onda, de díodos laser de alta potência baratos baseados na tecnologia de AlGaAs. O interesse desta banda para dispositivos com emissão a 1500 nm, é fortemente penalizado pela existência de ESA. Assim, dentro desta banda de absorção, os melhores comprimentos de onda de bombagem são os que se afastam do pico (800 nm) onde o processo de ESA domina. O ESA é particularmente problemático nas condições de elevada inversão de população, necessário para amplificadores de elevado ganho e baixo ruído neste sistema de três níveis. Por outro lado este efeito não é tão crítico para os lasers e amplificadores de potência em que a inversão pode ser reduzida através da diminuição das perdas da cavidade ou saturando o amplificador.

Snitzer *et al* foram os primeiros a demonstrar que os laser e amplificadores a operar a 1500 nm podiam ser opticamente bombeados nos comprimentos de onda próximo dos 1480 nm[314]. Os excelentes resultados obtidos desde então com estes dispositivos e a disponibilidade de díodos laser para esta banda tem levado a inúmeras demonstrações e aplicações nas telecomunicações. Apesar de praticamente corresponder a uma transição de dois níveis, a bombagem ressonante produz ganho devido ao desvio entre os espectros de absorção e emissão. Além disso, e apesar de este comprimento de onda estar localizado no extremo da curva de absorção, a secção eficaz de absorção é comparável à a 980 nm. Por outro lado, como esta banda de absorção é larga e a secção eficaz de absorção não varia significativamente em torno deste comprimento de onda, não é necessário uma precisa sintonia do comprimento de onda de emissão dos díodos lasers de bombagem. A principal desvantagem deste esquema de bombagem é precisamente a ligeira sobreposição dos espectros de emissão e absorção. A secção eficaz de emissão é apreciável para todos os comprimentos de onda para os quais a secção eficaz de absorção é suficiente para ser útil. Este facto reduz a absorção da bombagem e inibe a obtenção de inversão completa da população para qualquer potência de bombagem. Apesar de, aumentando o comprimento da fibra, poderem-se obter ganhos elevados para amplificadores de pequenos sinais, esta restrição implica uma inevitável penalização do desempenho do dispositivo (nomeadamente no que respeita à razão sinal/ruído).

De todas as bandas de absorção utilizadas na bombagem de dispositivos ópticos em fibras ópticas de sílica dopada com érbio, nenhuma obteve tão bons resultados como a centrada a 980 nm. Por exemplo, os amplificadores bombeados neste comprimentos de onda não só demonstraram o melhor desempenho, no que respeita ao ganho e eficiência, mas também obtiveram as melhores figuras de ruído alcançando o limite quântico dos 3 dB[315 e 316],

potências emitidas acima do watt[72] e eficiência quântica de conversão de 90%[317]. Tal sucesso deve-se à grande secção eficaz de absorção, para esta banda, e à ausência de ESA. Na realidade a secção eficaz de absorção no pico da banda de absorção nos 980 nm é cerca de três a quatro vezes superior à da banda de absorção nos 800 nm e, comparável à da banda de absorção nos 1480 nm.

De uma forma geral, a prática demonstra que as bandas de 980 nm e 1480 nm são as melhores para a bombagem de dispositivos a operar a 1500 nm e fibras de sílica dopada com érbio, sendo a banda dos 800 nm uma alternativa menos interessante.

A espectroscopia do itérbio é, quando comparada com outros iões de terras raras, bastante mais simples. Para todos os comprimentos de onda apenas dois níveis são relevantes: o nível fundamental $^2F_{7/2}$ e o nível superior laser $^2F_{5/2}$. Estes, correspondem aos níveis envolvidos, respectivamente, nas transições de quatro e três níveis. Na figura A2 encontram-se representadas as secções eficazes de absorção e emissão para o itérbio na sílica.

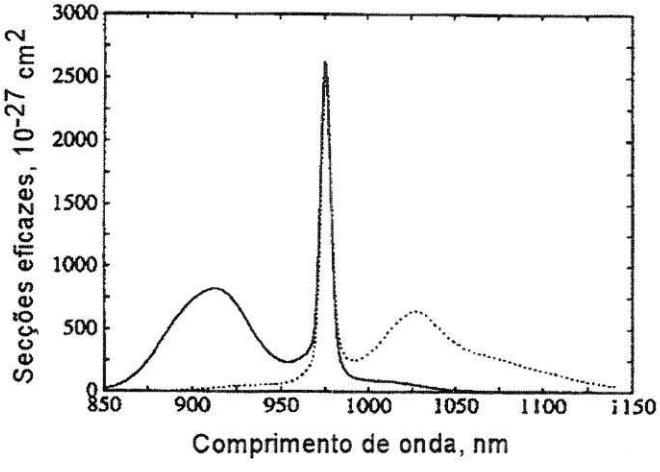


Figura A2. Espectro da secção eficaz de absorção (traço contínuo) e emissão (traço descontínuo) para a sílica dopada com itérbio[249].

A pronunciada estrutura do espectro de emissão e absorção do itérbio tem algumas implicações no desenho de dispositivos ópticos baseados neste ião, que não se colocam, por exemplo nos dispositivos em fibra dopada com érbio.

Existem dois regimes de operação distintos, dependendo do comprimento de onda da bombagem e do sinal. O pico de absorção a 975 nm e a 910 nm são as escolhas óbvias para os comprimentos de onda de bombagem. Outros comprimentos de onda, nomeadamente 1047 nm e 1064 nm ou ainda 860 nm podem ser utilizados desde que se disponha de fontes de elevada potência. Pode ser obtido ganho e emissão laser desde o pico a 975 nm até 1200 nm, com um segundo pico a 1030 nm. Obviamente só existe ganho para os comprimentos de onda superiores ao de bombagem. Tal como referido anteriormente o desempenho dos

amplificadores em fibra óptica são mais sensíveis ao comprimento de onda de bombagem do que os lasers e fontes superluminescentes. Assim, considere-se os quatro casos de: bombagem a 910 nm e emissão a 975 nm, bombagem a 910 nm e emissão acima dos 1000 nm, bombagem a 975 nm e emissão acima do 1000 nm e por fim bombagem a 1047 nm ou 1064 nm e emissão centrada a 1100 nm.

São obtidos elevados ganhos na região dos 975 nm com bombagem a 910 nm. Tal resulta principalmente da elevada secção eficaz de emissão a 975 nm e ao facto de a bombagem a 910 nm permitir uma inversão total da população. O ganho total é limitado apenas pela ASE. A reduzida largura de banda neste comprimento de onda, limita a sua utilização em amplificadores. No entanto a importância deste comprimento de onda para bombagem do érbio (referida atrás) torna-o interessante para o desenho de um amplificador de potência em que a ASE gerada nos comprimentos de onda superiores pode ser eliminada por introdução de perdas ao longo da fibra (por exemplo, através de curvaturas).

A banda de comprimentos de onda superiores a 975 nm, centrada aproximadamente a 1030 nm, é muito mais larga permitindo o desenvolvimento de dispositivos activos sintonizáveis e a amplificação de impulsos ultra-curtos. É ainda de realçar que é precisamente nesta banda que estão alguns dos comprimentos de onda mais importantes, nomeadamente a 1047 nm e 1053 nm (Nd:YLF), 1064 nm (Nd:YAG) ou 1083 nm (para espectroscopia de iões de hélio meta-estáveis). Uma forte bombagem a 910 nm permite obter cerca de 97% da inversão total da população, ou seja, aproximadamente o máximo ganho por unidade de comprimento possível de obter. O ganho a 975 nm é no entanto muito elevado e, portanto, a ASE nestes comprimentos de onda limita o ganho disponível para comprimentos de onda superiores. A utilização de troços de fibra dopada com érbio intercalada com a dopada com itérbio poderá ser uma solução para a sua eliminação. Em princípio, a ASE poderá não afectar o desempenho dos dispositivos ópticos, se a mesma for reabsorvida e, portanto contribuir para o ganho do sinal nas secções da fibra com baixa inversão de população. Para este efeito é suficiente utilizar comprimentos de fibra suficientemente longos e explorar a realimentação da bombagem.

A forma mais directa de evitar a ASE a 975 nm é usar esse comprimento de onda para a bombagem. Dado que a secção eficaz de emissão e absorção são, para estes comprimentos de onda, praticamente idênticas, na condição de bombagem elevada apenas 50% dos iões são excitados para o nível superior laser. Assim, o ganho para os comprimentos de onda superiores é cerca de metade do disponível com bombagem a 910 nm e é limitado pela ASE emitida a 1030 nm.

Apesar da pequena absorção existente para os comprimentos de onde de 1047 nm e 1064 nm, estes podem ser utilizados para obter ganho em comprimentos de onda superiores.

O ganho por unidade de comprimento é portanto pequeno, mas para elevados níveis de concentração, pode ser suficiente para superar as perdas intrínsecas da fibra. Assim, utilizando comprimentos de fibra suficientemente longos podem-se obter ganhos significativos. De referir que a utilização destes comprimentos de onda de bombagem para obter ganho na região dos 1100 nm, tem a vantagem de não produzir ganhos elevados e portanto ASE nos comprimentos de onda mais curtos.

A.3 Fontes de Bombagem

As fontes de bombagem mais práticas para os dispositivos activos em fibra óptica são sem dúvida os díodos lasers. A produção destes dispositivos com alta potência de emissão para todos os comprimentos de onda de bombagem requeridos não é ainda possível. Por outro lado, e por exemplo no desenho de dispositivos em fibra óptica dopada com érbio a operar a 1500 nm, deve ser considerado o compromisso entre a utilização de díodos laser dispendiosos, disponíveis para a banda dos 980 nm, ou díodos laser mais baratos de AlGaAs, para a não tão boa banda de absorção nos 800 nm. A excitação óptica ressonante a 1480 nm é um caso intermédio. Não existem, actualmente, díodos laser de alta potência para a banda de absorção dos 650 nm, e esta não oferece altas eficiências para os dispositivos a operar a 1500 nm (quanto mais distante for o comprimento de onda de bombagem menor é a eficiência quântica). No caso do itérbio poderá existir um compromisso semelhante, entre a bombagem a 910 nm e consequentes problemas da ASE a 975 nm ou a 975 nm.

As características do feixe emitido pelos díodos de alta potência impedem a sua utilização eficiente em dispositivos em fibra óptica monomodo convencional. Só com o aparecimento das fibras de dupla bainha a evolução obtida nos díodos laser de bombagem teve um real e forte impacto na tecnologia dos dispositivos activos em fibra óptica. A diferença destas fibras para com as fibras convencionais consiste no facto de às últimas ter sido adicionado uma segunda bainha. Na maioria dos casos a secção transversal da bainha interior apresenta uma configuração não circular. A radiação responsável pela excitação óptica, acoplada à bainha interior e confinada pelo menor índice de refracção da bainha exterior, é absorvida no núcleo monomodo dopado com iões activos. A configuração não circular elimina os raios helicoidais que têm fraca sobreposição com o núcleo da fibra. A abertura numérica da bainha interior deverá ser o maior possível para que uma maior quantidade da radiação emitida pelos díodos laser de bombagem seja capturada e guiada na fibra.

No desenho de fibras de dupla bainha tem de existir sempre um compromisso entre o aumento da eficiência de acoplamento da bombagem, obtida através do aumento da área da

bainha interior, e a taxa de bombagem, que aumenta com a diminuição da área da bainha interior, ou seja, com o aumento da sobreposição da bombagem com o sinal. O comprimento total da fibra para uma absorção completa aumenta proporcionalmente com a razão entre as áreas da bainha e do núcleo da fibra mas depende também da geometria da bainha interior e da posição do núcleo relativa ao centro da fibra.

Dado que a energia está distribuída por toda a bainha interior a densidade óptica da bombagem é baixa. Assim, para se obter inversão de população a absorção no núcleo, para os comprimentos de onda de emissão, deverá ser reduzida. Este facto faz com que esta tecnologia seja particularmente apropriada para sistemas de quatro níveis. Recentemente o recorde de 110 W de potência emitida foi obtido com um laser em fibra óptica de dupla bainha dopada com itérbio com bombagem por díodos laser[40].

A aplicação da tecnologia de fibras ópticas de dupla bainha em sistemas laser de três níveis, tais como o érbio, não é fácil de implementar devido à reabsorção do sinal. Por este motivo os dispositivos ópticos dopados com estes iões apresentam maior limiar de acção laser. A co-dopagem do núcleo com iões de itérbio para assistir o processo de bombagem dos iões de érbio e deste modo compensar a baixa taxa de bombagem típica da geometria de dupla bainha é uma solução.

A utilização destas fibras coloca ainda alguns problemas adicionais no que respeita às técnicas de injecção da radiação de bombagem, especialmente para os dispositivos em que é desejável ter acesso aos extremos da fibra. Recentemente foram desenvolvidas duas técnicas que permitem ultrapassar este problema. A utilização de aberturas em V na bainha externa da fibra[49] ou de acopladores multimodo[318], esquematicamente representados na figura A3 a) e A3 b), permite acoplar eficientemente a radiação emitida por díodos laser de alta potência.

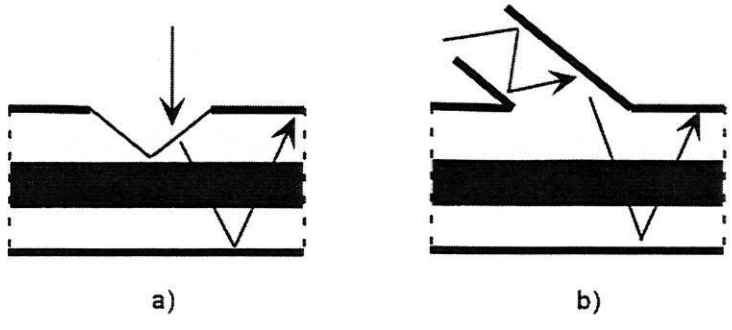


Figura A3. Representação esquemática das técnicas de acoplamento da bombagem em fibras de dupla bainha por **a)** aberturas em V **b)** acopladores multimodo.

O acoplamento da radiação destes díodos às fibras multimodo é eficientemente obtida com micro-ópticas*.

Os lasers de estado sólido convencionais de Nd:YAG (1064 nm), Nd:YLF (1047 nm), Cr:YAG (1480 nm) e Ti:Safira (800 a 1100 nm) são ainda excelentes fontes, no contexto de demonstração laboratorial, para bombagem de fibras dopada com érbio e itérbio, aliando a sua alta potência à boa qualidade de feixe emitido. Durante a fase da instalação laboratorial da infra-estrutura da Unidade de Optoelectrónica e Electrónica do INESC-Porto e no decorrer dos trabalhos aqui descritos foram colocados em operação alguns destes lasers, dois de Nd:YAG e um de Ti:Safira. Os dois primeiros são utilizados para a bombagem de um Cr:YAG e de fibras dopadas com itérbio. A alteração da configuração do Ti:Safira efectuada (de acordo com o manual de operação), permite operação deste laser com potências de bombagem elevadas, e é intensivamente utilizado para a bombagem de fibras dopadas com érbio (por exemplo, nas experiências descritas nesta dissertação). O laser de Cr:YAG foi desenhado e construído no laboratório para funcionar como fonte de bombagem dos dispositivos em fibra óptica dopada com érbio, nos comprimentos de onda de 1480 nm. A descrição deste laser e os resultados preliminares de sua caracterização no regime *cw* livre são apresentados na secção seguinte.

A.3.1 Construção e Caracterização de um Laser de Cr:YAG

O cristal de Cr^{4+}:YAG tem sido, nos anos mais recentes, alvo de um crescente interesse devido essencialmente às suas propriedades espectroscópicas, comparáveis às do cristal de Ti:Safira[319, 320, 321, 322, 323, 324 e 325]. Este novo material apresenta secções eficazes de emissão típicas de $3 \infty 10^{-19}$ cm^2 e um tempo de vida do nível superior de 4 μs[319]. Consequentemente, é de esperar que apresente um desempenho similar ao do cristal de Ti:Safira. Além disso, o seu espectro de emissão à temperatura ambiente[320], 1340 nm a 1580 nm, é um excelente complemento ao espectro de emissão do Ti:Safira e proporciona importantes aplicações tais como: radar laser, comunicações no espaço livre e por fibra óptica, OTDR, bombagem de fibras ópticas dopadas com érbio, etc.

Na figura A4 estão representados os níveis de energia para o cristal Cr:YAG. A banda de absorção na região espectral de 0.9 a 1.1 μm, corresponde à transição entre os estados $^3A_2$ e $^3T_2$. Existe, nestes materiais, o efeito de ESA (absorção do estado excitado) na região espectral de excitação que corresponde à transição de $^3T_2$ para $^3T_1$, seguida de um processo de relaxação rápida (50 ps) para o nível $^3T_2$.

---

* Catálogo da empresa LIMO GmbH

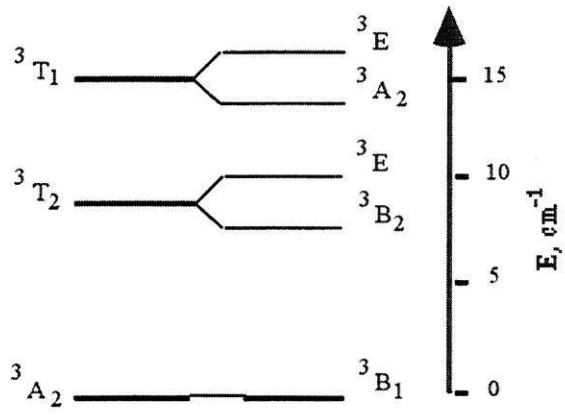


Figura A4. Diagrama dos níveis de energia do cristal de Cr:YAG.

A emissão laser do Cr:YAG, centrada a 1.4 μm, ocorre em resultado da transição do nível $^3T_2$ para o nível $^3A_2$. O tempo de relaxação típico é da ordem dos 4 μs à temperatura ambiente.

O cristal de Cr:YAG utilizado tem uma concentração de $5\infty10^{17}$ iões de Cr^{4+} por cm^3 (correspondendo uma absorção de 2.5 cm^{-1} a 1.064 μm). As suas dimensões são, 2 cm de comprimento e 5 mm de diâmetro. Na figura A5 é apresentado o espectro de emissão da ASE para o cristal referido, à temperatura ambiente, com excitação óptica por um laser de Nd:YAG no regime contínuo e emissão no comprimento de onda de 1.064 μm.

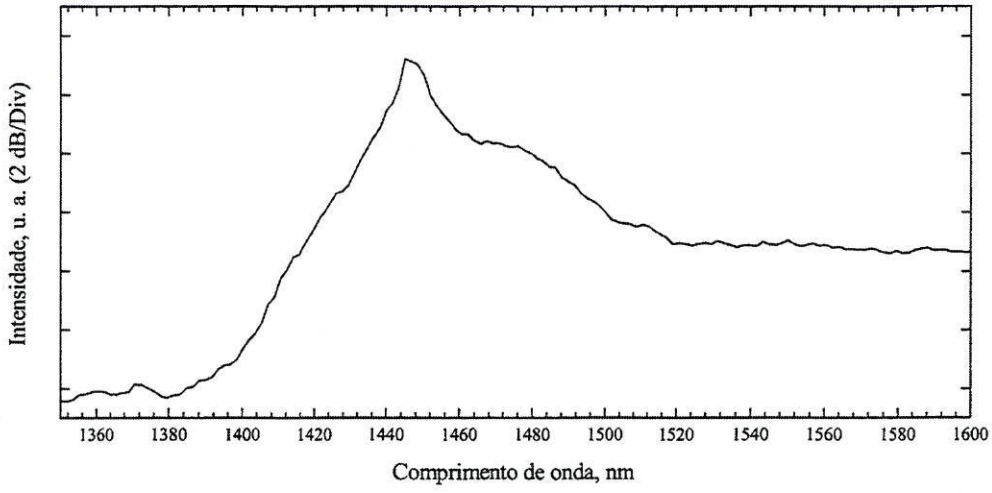


Figura A5. Espectro da ASE do cristal Cr:YAG, excitado por um laser cw Nd:YAG, à temperatura ambiente.

A.3.1.1 Análise da Configuração Utilizada

O esquema experimental utilizado para operar o laser em regime contínuo encontra-se representado na figura A6.

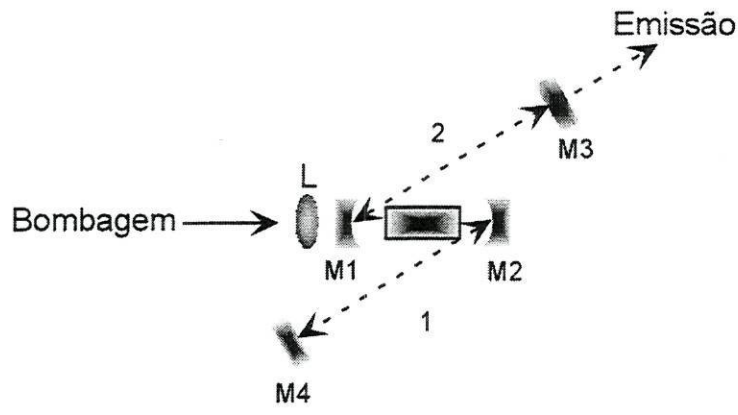


Figura A6. Esquema da montagem experimental. L representa a lente de bombagem, M1 e M2 os espelhos curvos da cavidade interna, M4 um espelho plano de alta reflectividade e M3 o espelho plano de saída.

A cavidade laser, com aproximadamente 70 cm de comprimento e com o cristal colocado entre os dois espelhos curvos, é constituída por um espelho plano de alta reflectividade, um espelho plano com transmissão de 1% e dois espelhos curvos com raio de curvatura de 10 cm. O laser Cr:YAG é, nesta configuração, excitado longitudinalmente, através do espelho curvo M1, por um laser de Nd:YAG (Spectron Laser Systems) emitindo em regime contínuo na linha 1.064 μm. Para controle da temperatura de funcionamento do cristal este foi montado num cubo de cobre, por sua vez acoplado ao arrefecedor termoeléctrico. A face de dissipação de calor do TEC é arrefecida por uma placa de cobre perfurada através da qual circula água a 12°C. Um *termistor* é colocado próximo do cristal, no cubo de cobre que o suporta, para monitorização da sua temperatura. A temperatura do cristal é estabelecida, para o máximo de potência de bombagem acoplada, ligeiramente acima do ponto de condensação da humidade da sala (~14°C).

O cristal não se encontra perfeitamente alinhado com a cavidade para evitar que as reflexões residuais nas faces do mesmo sejam acopladas para a cavidade do laser do Nd:YAG. Na condição de alinhamento perfeito (que corresponde à condição óptima de funcionamento) as reflexões residuais provocam a oscilação laser do Nd:YAG à frequência de 50 MHz. Nestas condições o cristal funciona como um absorvedor saturável numa cavidade externa acoplada. Para eliminar este comportamento e manter o alinhamento do cristal na condição óptima seria necessário introduzir um isolador óptica na bombagem ou utilizar um cristal com faces com revestimentos anti-reflexão. A utilização de um cristal com faces polidas no ângulo de Brewster para além de eliminar as reflexões residuais permitiria também aumentar a eficiência do laser por redução do astigmatismo da cavidade em Z.

A.3.1.2 Caracterização da Emissão Laser

A figura A7 apresenta o espectro de emissão obtido para o laser de Cr:YAG, quando não são introduzidos na cavidade quaisquer elementos de selecção de comprimento de onda de emissão laser, para o máximo de potência acoplada. A largura da linha de emissão é de 1.5 nm, FWHM.

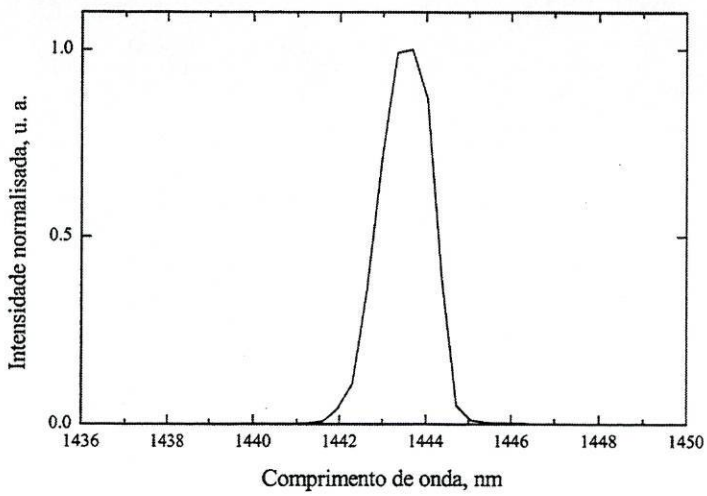


Figura A7. Espectro de emissão laser do cristal de Cr:YAG, para o máximo de potência de bombagem acoplada.

Na figura A8 são apresentados os primeiros resultados da acção laser, obtidos para este cristal. A eficiência óptica é de ~10% e o limiar de acção laser corresponde a uma potência de excitação de 1.5 W. A potência máxima emitida de 550 mW é obtida para uma potência absorvida de 7 W.

O aumento da potência de bombagem não se traduz, acima dos 7 W, num aumento significativo da potência extraída. Um melhor controle do arrefecimento do cristal, através por exemplo do arrefecimento das quatro faces do cubo de suporte do mesmo, bem como a optimização do sistema de bombagem para permitir uma melhor sobreposição desta com o campo óptico da radiação laser da cavidade permitirá aumentar a eficiência da acção laser. A introdução de uma lâmina birrefringente recentemente adquirida permitirá obter sintonia da emissão laser e consequentemente emissão no comprimento de onda de interessa para as fibras dopadas com érbio.

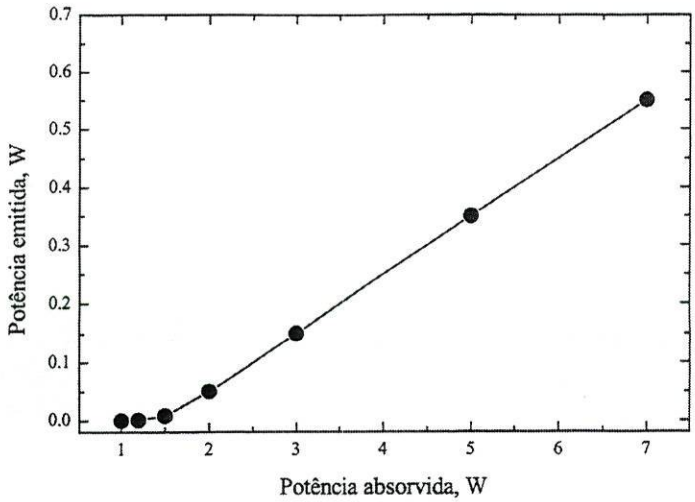


Figura A8. Potência emitida pelo laser de Cr:YAG no regime *cw*, em função da potência de bombagem absorvida..

A.4 Conclusão e Perspectivas de Desenvolvimento Futuro

Em conclusão, neste apêndice são resumidamente analisadas as principais bandas de absorção e fontes ópticas de bombagem apropriadas para os dispositivos activos em fibra de sílica dopada com iões de érbio ou itérbio. Neste contexto, são apresentados os resultados preliminares do primeiro laser de Cr:YAG, funcionando em regime contínuo, construído em Portugal. Os resultados obtidos não são ainda os que se esperam obter para este laser. Pretende-se caracterizar seguidamente este laser relativamente à sua curva de sintonia de emissão espectral, utilizando para isso um filtro birrefringente (recentemente adquirido) na cavidade. Além disso, ir-se-á proceder à optimização do esquema apresentado, de forma a reduzir o limiar de acção laser para cerca de 500 mW e obter potências de emissão da ordem de 1W. Poderão ainda ser investigados os processos de oscilação de relaxação forçada e funcionamento em regime pulsado (*Q-switch* e *mode-locking*).

A bombagem por díodos laser apresenta-se como a técnica mais promissora para o desenvolvimento de dispositivos activos em fibra óptica compactos e baratos. A constante evolução neste campo permite antever novas configurações e características de funcionamento dos lasers, fontes superluminescentes e amplificadores em fibra óptica dopada com terras raras. No contexto da experimentação e prototipagem laboratorial, os lasers de estado sólido convencionais continuam a ter um papel importante. As evoluções obtidas nesta tecnologia, nomeadamente com bombagem por díodos laser, permitiu obter uma melhoria significativa das suas propriedades de emissão (*e.g.* da estabilidade, importante para os lasers de bombagem) bem como permitiu o desenvolvimento de microlasers.

A inerente compatibilidade das fibras é um forte estímulo para o desenvolvimento de fontes de bombagem em fibra óptica. Tais fontes podem ser baseadas no efeito de SRS, que permite emissão em qualquer comprimento de onda, novos materiais e novas configurações. Por exemplo, podem ser desenvolvidos lasers de bombagem a 980 nm com fibras ópticas dopadas com itérbio e amplificadores de potência em fibras com o mesmo dopante com filtragem espectral contínua da ASE nos comprimentos de onda superiores.

Em geral a constante evolução tecnológica na fabricação de novos dispositivos ópticos deverá, em conjunto com os desenvolvimento de novas fontes e esquemas de bombagem, permitir obter fontes de alta potência em fibra óptica com novas e melhores características de emissão.

B

Comunicações e Publicações Decorrentes do Trabalho Efectuado

Os resultados obtidos no âmbito deste doutoramento são inovadores e de elevado interesse científico tendo, naturalmente, sido alvo de publicação em revistas internacionais (6), conferências nacionais (3) e internacionais (3), possibilitando ainda o registo de duas patentes nacionais. Tais publicações são listadas abaixo, por ordem cronológica.

- J. M. Sousa, M. J. Marques e O. Okhotnikov, "*Laser de Cr:YAG em Regime Contínuo*", Conferência Nacional de Física, Fisica'96, Faro, Portugal, artigo XII-PO (20) (comunicação oral) (1996).
- O. G. Okhotnikov and J. M. Sousa, "*High power superluminiscent source with stable single-transverse-mode output utilising a multimode Er-doped fibre*", Electron. Lett., **33**, 1727-1728, 1997.
- O. G. Okhotnikov e J. M. Sousa, "*Amplificador de Alta Potência em Fibra Óptica com Distribuição Espacial Transversal Monomodo em Fibras Ópticas Multimodo*", Boletim da Propriedade Industrial nº 3-1999, Instituto Nacional da Propriedade Industrial, patente n.º 102.089, Dezembro de 1997.
- O. G. Okhotnikov, J.M. Sousa, "*Single-Transverse-Mode Large-Mode-Area Erbium-Doped Fiber Amplifier for High-Energy Pulse Amplification*" Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'98, S. Francisco, CA, EUA, artigo CWK2 (comunicação oral) (1998).
- O. G. Okhotnikov, J. M. Sousa, "*High Power Single-Transverse-Mode Amplifier Based on a Multimode Er-doped Fibre*", European Conference on Optical Communications, ECOC'98, Madrid, Espanha, 237 (poster) (1998).
- O.G. Okhotnikov and J. M. Sousa, *"Single Transverse Mode Amplifier Based on Multimode Er-doped Fiber*", Conference on Lasers and Electro-optics,CLEO-Europe'98, Glasgow, Escócia, Reino Unido, artigo CTuF8 (comunicação oral) (1998).

- J. M. Sousa, O. G. Okhotnikov e M. J. Marques, "*Amplificador em Fibra Multimodo Dopada com Er para Amplificação de Impulsos de Alta Energia e Distribuição Espacial de Potência Monomodo*", Conferência Nacional de Física, Física 98, Maia, Portugal, artigo OXIV-3 (comunicação oral) (1998).
- J. M. Sousa, O. G. Okhotnikov e M. J. Marques, "*Fibra Multimodo Dopada com Er para Fontes Monomodo de Alta Potência*", Conferência Nacional de Física, Física 98, Maia, Portugal, artigo PXIV-37 (poster) (1998).
- J. M. Sousa, J. Nilsson, C. C. Renaud, J. A. Alvarez-Chavez, A. B. Grudinin, and J. D. Minelly, "*Broad-Band Diode-Pumped Ytterbium-Doped Fiber Amplifier within 34-dBm Output Power*", Photon. Techn. Lett., **11**, 31, 1999.
- J. M. Sousa and O. G. Okhotnikov, "*Multimode Er-doped Fiber for Single-Transverse-Mode Amplification*", Appl. Phys. Lett.,**74**, 1528, 1999.
- J. M. Sousa e O. G. Okhotnikov, "*Amplificador Óptico de Alta Potência e Distribuição Modal Transversal Monomodo*", Instituto Nacional da Propriedade Industrial, pedido de patente n.º 102.314, submetida Junho de 1999.
- O. G. Okhotnikov and J. M. Sousa, "*Flared Single-Transverse-Mode Fibre Amplifier*", Electron. Lett.,**35**, 1011, 1999.
- O. G. Okhotnikov and J. M. Sousa, "*Multiple wavelength Q-switched fiber laser*", Photonics Techn. Lett., **11**, 1117, 1999.
- J. M. Sousa and O. G. Okhotnikov, "*Ultra-short Pulse Generation and Control with Frequency-Shifted-Feedback Er-doped Fibre Lasers*", a submeter para publicação na Opt. Commun., Novembro de 1999.

Além destas publicações, o trabalho aqui apresentado constituiu parte significativa da contribuição da Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos do INESC Porto para os projectos, Nacional, *Optosensor* e, Europeu, MFLAME- *Multifunction Laser Atmospheric Measuring Equipment*, em que está(eve) envolvido. Dois seminários, intitulados: *Projecto e desenho de fibras multimodo para fontes ópticas de alta potência em fibra óptica* e, *Radares Laser na Aviação* foram apresentados em comunicações internas, respectivamente, ao Grupo de Optoelectrónica do Departamento de Física da Faculdade de Ciências do Porto e ao INESC-Porto.

Referências

[1] J. Tyndall, Proc. Roy. Inst., **1**, 446 (1854)

[2] J. L. Blaird, Patente Britânica nº285 738 (1927)

[3] A. C. S. van Heel, Nature, **173**, 39 (1954)

[4] N. S. Kapany, J. Opt. Soc. Am., **49**, 779 (1959)

[5] K. C. Kao e G. A. Hockham, Proc. IEE, **133**, 1151 (1966)

[6] S. Takahashi e T. Kawashima, Technical Digest of the International Conference on Integrated Optics And Optical Fibre Communications, 621 (1977)

[7] J. B. MacChesney, P. B. O'Connor, F. W. DiMarcello, J. R. Simpson e D. Lazay, Proceedings of the 10th International Conference on Glass, 6.40 (1974)

[8] M. Horiguchi e H. Osanai, Electron. Lett., **12**, 310 (1976)

[9] D. N. Payne e W. A. Gambling, Electron. Lett., **10**, 279 (1974)

[10] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka e T. Miyashita, Electron. Lett., **15**, 106 (1979)

[11] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2ª edição, ISBN 0-12-045142-5, Academic Press, California (1995)

[12] C. J. Koester e E. Snitzer, Appl. Opt., **3**, 1182 (1964)

[13] J. Stone e C. A. Burrus, Appl. Phys. Lett., **23**, 388 (1973)

[14] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole e D. N. Payne, Electron. Lett., **21**, 738 (1985)

[15] F. W. Quelle, SPIE Seminar on Laser Range Instrumentation, El Paso, Texas, EUA (1967)

[16] L. Esterowitz, R. Allen e I. Aggarwal, Electron. Lett., **24**, 1104 (1988)

[17] M. C. Brierley, P. W. France e C. A. Miller, Electron. Lett., **24**, 539 (1988)

[18] M. C. Farries, P. R. Morkel e J. E. Townsend, Electron. Lett., **24**, 709 (1988)

[19] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend e A. C. Trooper, Electron. Lett., **24**, 1111 (1988)

[20] J. E. Pedersen, M. C. Brierley, S. F. Carter e P. W. France, Electron. Lett., **26**, 329 (1990)

[21] W. J. Miniscalco, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, ISBN 0-8247-8785-4, Capítulo 2, Marcel Dekker, Ink., New York, (1993)

[22] J. S. Sanghera e I. D. Aggarwal, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, ISBN 0-8247-8785-4, Capítulo 10, Marcel Dekker, Ink., New York, (1993)

[23] A. E. Siegman, *Lasers*, ISBN 0-935702-11-5, University Science Books, California (1986)

[24] P. W. Milonni e J. H. Eberly, *Lasers*, ISBN 0-471-62731-3, Wiley, New York (1988)

[25] I. P. Alcock, A. C. Tropper, A. I. Ferguson e D. C. Hanna, Electron. Lett., **22**, 84 (1986)

[26] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole e D. N. Payne, Electron. Lett., **22**, 159 (1986)

[27] L. Reekie, R. J. Mears, S. B. Poole e D. N. Payne, J. Lightwave Technol., **4**, 956 (1986)

[28] S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Mears, M. E. Fermann e R. E. Laming, J. Lightwave Technol., **4**, 870 (1986)

[29] Y. Durteste, M. Monerie, J. Y. Allain e H. Poignant, Electron. Lett., **27**, 628 (1991)

[30] S F. Carter, D. Szebesta, S. T. Davey, R. Wyatt, M. C. Brierley e P. W. France, Electron. Lett., **27**, 628 (1991)

[31] Y. Ohishi, T. Kanamori, J. Nishi e S. Takahashi, IEEE Phot. Technol. Lett., **3**, 715 (1991)

[32] Y. Ohishi, T. Kanamori, J. Nishi e S. Takahashi, IEEE Phot. Technol. Lett., **3**, 990 (1991)

[33] T. Sugawa, Y. Miyajima e T. Kimukai, Electron. Lett. **26**, 2042 (1990)

[34] M. J. F. Digonnet e K. Liu, IEEE J. Lightwave Technol., **7**, 1009 (1989)

[35] E. Desurvire e J. R. Simpson, IEEE J. Lightwave Technol., **7**, 835 (1989)

[36] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli e B. C. McCollun, Optical Fibre Communications Conference,Washington, DC, EUA, artigo PD5 (1988)

[37] J. D. Cao, B. M. Laliberte, R. A. Minns, H. Po, R. F. Robinson, B. H. Rockney, R. R. Tricca e Y. H. Zhang, Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'93, **6**, 622 (1993)

[38] H. Zellmer, U. Williamowski, A. Tunnermann e H. Welling, Opt. Lett., **20**, 578 (1995)

[39] M. Muendel, B. Engstorm, D. Kea, B. Laliberte, R. Minns, R. Robinson, B. Rockney, Y. Zhang, R. Collins, P. Gavrilovic e A. Rowley, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'97, Baltimore, MD, EUA, artigo CPD30 (1997)

[40] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Doble, E. Wolak, P. S. Yeh e E. Zucker, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimore, MD, EUA, artigo CPD11 (1999)

[41] J. D. Minelly, W. L. Barnes, R. I. Lamming, P. R. Morkel, J. E. Townsend, S. G. Grubb e D. N. Payne, IEEE Photon. Technol. Lett., **5**, 301 (1993)

[42] H. M. Pask, *et al*, Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'94, 261 (1994)

[43] J. D. Minelly, Z.J. Chen, R. I. Lamming e J. E Caplen, Proceedings of the 21st European Conference on Optical Communications, ECOC'95, 917 (1995)

[44] I. N. Duling, R, P. Moeller, W. K. Burns, C. A. Villarruel, L. Goldberg e E. Snitzer, IEEE J. of Quantum Electron., **27**, 995 (1991)

[45] J. D. Minelly, P. R. Morkel, K. P. Jedrzejewski, E. R. Taylor, J. Wang e D. N. Payne, Electron. Lett., **29**, 1613 (1993)

[46] J. M. Sousa, J. Nilsson, C. C. Renaud, J. A. Alvarez-Chavez, A. B. Grudinin e J. D. Minelly, IEEE Photonics Techn. Lett., **11**, 39 (1999)

[47] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, V. P. Gapontsev, B. E. Buoma e J. G. Fujimoto, Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'97, Baltimore, MD, EUA, artigo CtuG8 (1997)

[48] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper e D. C. Hanna, IEEE Selected Topics in Quantum Electron., **3**, 1097 (1997)

[49] L. Goldberg, J. P. Koplow, R. P. Moeller e D. A. V. Kliner, Optics Lett., **23**, 1037 (1998)

[50] J. Nilsson e B. Jaskorzynska, Opt. Lett., **18**, 2099 (1995)

[51] D. Taverner, A. Galvanauskas, D. Harter, D. J. Richardson, L. Dong e J. E. Caplen, ver literatura, (1996 ou 1997)

[52] G. P. Lees, D. Taverner, D. J. Richardson, L. Dong e T. P. Newson, Electron. Lett., **33**, 393 (1997)

[53] D. J. Richardson, P. Britton e D. Taverner, Electron. Lett., **33**, 1955 (1997)

[54] R. Paschotta, R. Häring, E. Gini, H. Melchior, U. Keller, H. L. Offerhaus e D. J. Richardson, Opt. Lett., **6**, 388 (1999)

[55] H. L. Offerhaus, D. J. Richardson, R. Paschotta, R. Häring, E. Gini, H. Melchior, U. Keller, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimore, MD, EUA, artigo CWE8 (1999)

[56] D. Taverner, D. J. Richardson, L. Dong, J. E. Caplen, K. Williams e R. V. Penty, Opt. Lett., **22**, 378 (1997)

[57] J. Nilsson, R. Paschotta, J. E. Caplen e D. C. Hanna, Opt. Lett., **22**, 1092 (1997)

[58] J. Nilsson, J. D. Minelly, R. Paschotta, A. C. Tropper e D. C. Hanna, Opt. Lett., **23**, 355 (1998)

[59] G. Nykolak, S. A. Kramer, J. R. Simpson, D. J. DiGiovanni, C. R. Giles e H. M. Presby, IEEE Photon. Technol. Lett., **3**, 1079 (1991)

[60] B. Desthileux, R. I. Lamming e D. N. Payne, Appl. Phys. Lett., **63**, 586 (1993)

[61] R. Naftali, B. Fischer e J. R. Simpson, Opt. Commun., **149**, 317 (1998)

[62] B. Srinivasan, J. Tafoya e R. K. Jain, Conference on lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimore, MD, EUA, artigo CPD23 (1999)

[63] R. Paschotta, N. Moore, W. A. Clarkson, A. C. Tropper, D. C. Hanna e G. Mazé, IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **3**, 1100 (1997)

[64] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner e L. Goldberg, IEEE Phot. Technol. Lett., **10**, 75 (1998)

[65] P. Persephonis, S. V. Chernikov e J. R. Taylor, Electron. Lett., **32**, 1486 (1996)

[66] S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov e J. R. Taylor, Electron. Lett., **35**, 923 (1999)

[67] O. G. Okhotnikov e J. M. Sousa, Electron. Lett., **33**, 1727 (1997)

[68] O. G. Okhotnikov e J. M. Sousa, Instituto Nacional de Propriedade Industrial, patente nº 102089 (1997)

[69] J. M. Sousa, O. G. Okhotnikov e M. B. Marques, Conferência Nacional de Física, Física'98, Porto, Portugal, artigo PXIV-37 (1998)

[70] O. G. Okhotnikov e J. M. Sousa, Proceedings of the European Conference on Optical Communications, ECOC'98, 237 (1998)

[71] O. G. Okhotnikov e J. M. Sousa, European Conference on Laser and Electro-Optics, CLEOE'98, Glasgow, Escócia, Reino Unido, artigo CtuF8 (1988)

[72] O. G. Okhotnikov e J. M. Sousa, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'98, S. Francisco, CA, EUA, artigo CWK2 (1998)

[73] J. M. Sousa, O. G. Okhotnikov e M. B. Marques, Conferência Nacional de Física, Física'98, Porto, Portugal, artigo OXIV-3 (1998)

[74] J. M. Sousa e O. G. Okhotnikov, Instituto Nacional de Propriedade Industrial, patente pendente nº 102314 (1999)

[75] O. G. Okhotnikov e J. M. Sousa, Electron. Lett., **35**, 1011 (1999)

[76] M. E. Fermann, Opt. Lett., **23**, 52 (1998)

[77] M. Hofer, M. E. Fermann, A. Galvanauskas, D. Harter e R. S. Windeler, Opt. Lett., **23**, 1840 (1998)

[78] M. Hofer, M. E. Fermann, A. Galvanauskas e R. S. Windeler, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimore, MD, EUA, artigo CWA4 (1999)

[79] J. A. Alvarez-Chavez, A. B. Grudinin, J. Nilsson, P. W. Turner e W. A. Clarkson, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimore, MD, EUA, artigo CWE7 (1999)

[80] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, M. L. Stock, K. K. Wong, D. Harter e L. Goldberg, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimore, MD, EUA, artigo CPD9 (1999)

[81] H. L. Offerhaus, N. G. Broderick, D. J. Richardson, R. Sammut, J. Caplen e L. Dong, Opt. Lett., **23**, 1683 (1998)

[82] N. G. R. Broderick, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson e R. A. Sammut, IEEE Photon. Technol. Lett., **10**, 1718 (1998)

[83] H. L. Offerhaus, J. A. Alvarez-Chavez, J. Nilsson, P. W. Turner, W. A. Clarkson e D. J. Richardson, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimores, MD, EUA, artigo CPD10 (1999)

[84] A. B. Grudinin, J. Nilsson, P. W. Turner, C. C. Renaud, W. A. Clarkson e D. N. Payne, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimore, MD, EUA, artigo CPD26 (1999)

[85] L. C. Kimerling, Optics & Photonics News, 19, Outubro (1998)

[86] E. Baldwin, Optics & Photonics News, 26, Julho (1998)

[87] E. Snitzer, Phys. Rev. Lett., **7**, 444 (1961)

[88] J. Stone e C. A. Burrus, Appl. Opt., **13**, 1256 (1974)

[89] S. B. Poole, D. N. Payne e M. E. Fermann, Electron. Lett., **21**, 737 (1985)

[90] J. Y. Allain, M. Monerie e H. Poingnat, Electron. Lett., **26**, 166 (1990)

[91] A. S. L. Gomes, C. B. de Araújo, B. J. Ainslie e S. P. Craig, Appl. Phys. Lett., **57**, 2169 (1990)

[92] M. J. F. Digonnet, IEEE J. Quantum Electron., **26**, 1788 (1990)

[93] P. Urquhart, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, ISBN 0-8247-8785-4, Capítulo 3, Marcel Dekker, Ink., New York, (1993)

[94] M. Shimizu, H. Suda e M. Horiguchi, Electron. Lett., **23**, 768 (1987)

[95] I. D. Miller, Appl. Opt., **26**, 2197 (1987)

[96] M. S. O'Sullivan, J. Chrostowski, E. Desurvire e J. R. Simpson, Opt. Lett., **14**, 438 (1989)

[97] P. Barnsley, P. Urquhart, C. A. Miller e M. C. Brierly, J. Opt. Soc. Am. A, **5**, 1339 (1988)

[98] F. M. Araújo, *Redes de Bragg em Fibra Óptica*, Tese de Doutoramento, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto (1999)

[99] I. P. Alcock, A. I. Ferguson, D. C. Hanna e A. C. Tropper, Opt. Lett., **11**, 709 (1986)

[100] R. Wyatt, Electron. Lett., **25**, 1498 (1989)

[101] P. F. Wysocki, M. J. F. Digonnet e B. Y. Kim, Opt. Lett., **15**, 273 (1990)

[102] Y. Chaoyu, P. Jiangde e Z. Bingkun, Electron. Lett., **25**, 101 (1989)

[103] I. M. . Jauncey, L. Reekie, J. E. Towsend, D. N. Payne e C. J. Rowe, Electron. Lett., **24**, 24 (1988)

[104] G. A. Ball e W. H. Glenn, IEEE J. Lightwave Tevhnol., **10**, 1338 (1992)

[105] P. R. Morkel, G. J. Cowle e D. N. Payne, Electron. Lett., **26**, 632 (1990)

[106] J. D. C. Jones e P. Urquhart, Opt. Commun., **76**, 42 (1990)

[107] P. Barnsley, P. Urquhart, C. Millar e M. brierly, J. Opt. Soc. Am. A, **5**, 1339 (1988)

[108] V. Mizrahi, D. J. DiGiovanni, R. M. Atkins, S. G. Grubb, R. K. Park e J. M. P. Delavaux, IEEE J. Lightwave Technol., **11**, 2021 (1993)

[109] J. J. Pan e Y. S. Shi, IEEE Photon. Technol. Lett., **11**, 36 (1999)

[110] M. Ibsen, E. Ronnekliev, G. J. Cowle, M. O. Berendt, O. Hadeler, M. N. Zervas e R. I. Laming, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimore, MD, EUA, artigo CWE4 (1999)

[111] N. Kishi e T. Yazaki, IEEE Photon. Technol. Lett., **11**, 182 (1999)

[112] C. R. Cochláin e R. J. Mears, Electron. Lett., **28**, 124 (1992)

[113] C. Y. Chen, M. M. Choy, M. J. Andrejco, M. A. Saifi e C. Lin, IEEE Photon. Technol. Lett., **2**, 18 (1990)

[114] M. W. Maeda, J. S. Patel, D. A. Smith, C. Lin, M. A. Saifi e V. Lehman, IEEE Photon. Technol. Lett., **2**, 787 (1990)

[115] D. A. Smith, M. W. Maeda, J. J. Johnson, J. S. Patel, M. A. Saifi e V. Lehman, Opt. Lett., **16**, 387 (1991)

[116] N. Park, J. W. Dawson e K. J. Vahala, Appl. Phys. Lett., **59**, 2369 (1991)

[117] J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, J. Stone, D. J. Digiovanni, L. W. Stulz, H. M. Presby, A. Piccirilli e P. E. Pramayon, Electron. Lett., **27**, 1950 (1991)

[118] H. Schumck, T. Pfeiffer e G. Veith, Electron. Lett., **27**, 2117 (1991)

[119] R. H. Stolen, E. P. Ippen e A. R. Tynes, Appl. Phys. Lett., **20**, 62 (1972)

[120] R. G. Smith, Appl. Opt., **11**, 2489 (1972)

[121] R. K. Jain, C. Lin, R. H. Stolen, W. Pleibel e P. Kaiser, Appl. Phys. Lett., **30**, 162 (1977)

[122] D. C. Johnson, K. O. Hill, B. S. Kawasaki e D. Kato, Electron. Lett., **13**, 53 (1977)

[123] S. G. Grubb, Conference on Optical Amplifiers and their Applications, Washington , DC, EUA, artigo SaA4 (1975)

[124] S. V. Chernikov, N. S. Platonov, D. V. Gapontsev, D. I. Chang, M. J. Guy e J. R. Taylor, Electron. Lett., **34**, 680 (1998)

[125] R. Y. Chiao, C. H. Townes e B. P. Stoicheff, Phys. Rev. Lett., **12**, 592 (1964)

[126] K. O. Hill, B. S. Kawasaki e D. C. Johnson, Appl. Phys. Lett., **28**, 608 (1976)

[127] L. F. Stokes, M. Chodrow e H. J. Shaw, Opt. Lett., **7**, 509 (1982)

[128] F. Zarinetchi, S. P. Smith e S. Ezekiel, Opt. Lett., **16**, 229 (1991)

[129] A. Küng, P. A. Nicati e P. A. Robert, IEEE Photon. Technol. Lett., **8**, 1680 (1996)

[130] D. Y. Stepanov e G. J. Cowle, IEEE Select. Topics Quantum Electron., **3**, 1049 (1997)

[131] G. P. Lees, *Q-switched Fibre Laser Sources for Distributed Sensing*" , Tese de Doutoramento, Departamento de Electrónica e Ciência dos Computadores, Faculdade de Engenharia e Ciências Aplicadas, Universidade de Southampton, Inglaterra (1998)

[132] MFLAME Report on System Requirements, relatório interno do projecto Europeu MFLAME-*Multifunction Laser Atmospheric Measurement Equipment*, Contracto BRPR-CT96-0182 (1997)

[133] M. C. Farries, P. R. Morkel e J. E. Townsend, Proc. SPIE, **1171**, 271 (1989)

[134] C. J. Gaeta, M. F. Digonnet e H. J. Shaw, J. Lightwave Technol., **5**, 1645 (1987)

[135] J. M. Sousa, J. R. Salcedo e V. V. Kuzmin, Appl. Phys., **64**, 25 (1997)

[136] J. M. Sousa, *Acusto-óptica. Estudo de Moduladores Acusto-ópticos. Montagem de um Laser de Nd:YAG*, Relatório de Seminário, Departamento de Física, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto (1992)

[137] G. Geister e R. Ulrich, Appl. Phys. Lett., **56**, 509 (1990)

[138] L. A. Zenteno, H. Po e N. M. Cho, Opt. Lett., **19**, 115 (1990)

[139] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek e J. Aus der Au, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **2**, 435 (1996)

[140] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson e M. T. Asom, Opt. Lett., **17**, 505 (1992)

[141] W. L. Barnes, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, ISBN 0-8247-8785-4, Capítulo 8, Marcel Dekker, Ink., New York, (1993)

[142] S. V. Chernikov, Y. Zhu, J. R. Taylor e V. P. Gapontsev, Opt. Lett., **22**, 298 (1997)

[143] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta e J. D. Minelly, Opt. Lett., **23**, 454 (1998)

[144] I. W. Mackintosh, Appl. Opt., **8**, 1991 (1969)

[145] O. G. Okhotnikov e J. R. Salcedo, Electron. Lett., **30**, 702 (1994)

[146] J. Chow, G. Town, B. Eggleton, M. Ibsen, K. Sugden e I. Bennion, IEEE Photon. Technol. Lett., **8**, 60 (1996)

[147] Y. T. Chieng e R. A. Minasian, IEEE Photon. Technol. Lett., **6**, 153 (1994)

[148] F. Chollet, J.-P. Goedgebuer, H. Porte e A. Hamel, IEEE Photon. Technol. Lett., **8**, 1009 (1996)

[149] A. Sneh, K. M. Johnson e J.–Y. Liu, IEEE Photon. Technol. Lett., **7**, 379 (1996)

[150] M. Y. Frankel, R. D. Esman, e J. F. Weller, IEEE Photon. Technol. Lett., **6**, 591 (1996)

[151] A. Bellemare, J.-F. Lemieux, M.Têtu e S- LaRochelle, European Conference in Optical Communications, Madrid, Espanha, 153 (1998)

[152] G. P. Lees, M. J. Cole e T. P. Newson, Electron. Lett., **32**, 1299 (1996)

[153] I. N. Duling III, *Compact Sources of Ultrashort Pulses*, ISBN 0-521-46192-8, Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra (1995)

[154] I. P. Alcock, A. I. Ferguson, D. C. Hanna e A. C. Tropper, Electron. Lett., **22**, 268 (1986)

[155] M. W. Phillips, A. I. Ferguson e D. C. Hanna, Opt. Lett., **14**, 219 (1989)

[156] D. C. Hanna, A. Kazer, M. W. Phillips, D. P. Shepherd e P. J. Suni, Electron. Lett., **25**, 95 (1989)

[157] O. G. Okhotnikov, A. B. L. Ribeiro e J. R. Salcedo, Appl. Phys. Lett., **63**, 2726 (1993)

[158] G. Geister e R. Ulrich, Opt. Commun., **68**, 187 (1988)

[159] J. D. Kafka, T. Baer e D. W. Hall, Opt. Lett., **14**, 1269 (1989)

[160] L. Li, R. D. Birch e D. N. Payne, IEE Colloquium on Advanced Fibre Waveguide Devices, Londres (1986)

[161] W. P. Risk e G. S. Kino, Opt. Lett., **11**, 48 (1986)

[162] D. B. Patterson, A. A. Godil, G. S. Kino e B. T. Khuri-Yakub, Opt. Lett., **14**, 248 (1989)

[163] E. J. Greer e K. Smith, Electron. Lett., **28**, 1741 (1992)

[164] P. G. J. Wigley, A. V. Babushkin, J. I. Vukusic e J. R. Taylor, IEEE Photon. Technol. Lett. **2**, 543 (1990)

[165] E. M. Dianov, T. R. Martirosian, O. G. Okhotnikov, V. M. Paramonov, e A. M. Prokhorov, Sov. Lightwave Commun. **2**, 275 (1992)

[166] J.-P. Weber, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 1801 (1994)

[167] S. Shin, C. W. Lee, C. B. Su, J. LaCourse, W. Rideout, e R. B. Lauer, IEEE Photon. Technol. Lett. **5**, 145 (1993)

[168] J. Shimizu, H. Yamada, S. Murata, A. Tomita, M. Kitamura, e A. Suzuki, IEEE Photon. Technol. Lett., **3**, 773 (1991)

[169] H. A. Haus, J. Appl. Phys., **46**, 3049 (1975)

[170] H. A. Haus e E. P. Ippen, Opt. Lett., **16**, 1331 (1991)

[171] M. Nakazawa, E. Yoshida e Y. Kimura, Appl. Phys. Lett., **59**, 2073 (1991)

[172] W. H. Loh, D. Atkinson, P. R. Morkel, M. Hopkinson, A. Rivers, A. J. Seeds e D. N. Payne, Appl. Phys. Lett., **63**, 4 (1993)

[173] W. H. Loh, D. Atkinson, P. R. Morkel, M. Hopkinson, R. Grey, A. J. Seeds e D. N. Payne, Electron. Lett., **29**, 808 (1993)

[174] E. A. De Souza, M. N. Islam, C. E. Soccolich, W. Pliebel, R. H. Stolen, J. R. Simpsin e D. J. DiGiovanni, Electron. Lett., **29**, 447 (1993)

[175] D. Abraham, R. Nagar, V. Mikhelashvili e G. Eisenstein, Appl. Phys. Lett., **63**, 2857 (1993)

[176] L. F. Mollenauer e R. H. Stolen, Opt. Lett., **9**, 13 (1984)

[177] F. Ouellette e M. Piché, Opt. Commun., **60**, 99 (1986)

[178] K. J. Blow e D. B. P. Nelson, Opt. Lett., **13**, 1026 (1988)

[179] J. Mark, L. Y. Liu, K. L. Hall, H. A. Haus e E. P. Ippen, Opt. Lett., **14**, 48 (1989)

[180] N. J. Doran e D. Wood, Opt. Lett., **13**, 56 (1988)

[181] M. C. Farries e D. N. Payne, Appl. Phys. Lett., **55**, 25 (1989)

[182] M. N. Islam, E. R. Sunderman, R. H. Stolen, W. Pleibel e J. R. Simpson, Opt. Lett., **14**, 811 (1989)

[183] A. G. Bulushev, E. M. Dianov e O. G. Okhotnokiov, Opt. Lett., **16**, 88 (1991)

[184] D. J. Richardson, R. I. Lamming, D. N. Payne, V. Matsas e M. W. Phillips, Electron. Lett., **27**, 542 (1991)

[185] I. N. Duling III, Electron. Lett., **27**, 544 (1991)

[186] K. Tamura, H. A. Haus e E. P. Ippen, Electron. Lett., **28**, 2226 (1992)

[187] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober e A. J. Schmidt, Opt. Lett., **16**, 502 (1991)

[188] A. B. Grudinin, D. J. Richardson e D. N. Payne, Electron. Lett., **28**, 67 (1992)

[189] E. Yoshida, Y. Kimura e M. Nakazawa, Appl. Phys. Lett., **60**, 932 (1992)

[190] M. L. Dennis e I. N. Duling III, Electron. Lett., **28**, 1894 (1992)

[191] H. Sabert e E. Brinkmeyer, Electron. Lett., **29**, 2122 (1993)

[192] H. Sabert e E. Brinkmeyer, J. Lightwave Technol., **12**, 1360 (1994)

[193] Y. Kodama, M. Romagnoli e S. Wabnitz, Electron. Lett., **30**, 261 (1994)

[194] F. Fontana, L. Bossalini, P. Franco, M. Midrio, M. Romagnoli e S. Wabnitz, Electron. Lett., **30**, 321(1994)

[195] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon e S. G. Evangelides, Opt. Lett., **17**, 1575 (1992)

[196] Y. Kodama e S. Wabnitz, Opt. Lett., **18**, 1311 (1993)

[197] L. C. Foster, M. D. Ewy e C. B. Crumly, Appl. Phys. Lett., **6**, 6 (1965)

[198] W. Streifer e J. R. Whinnery, Appl. Phys. Lett., **17**, 335 (1970)

[199] D. J. Taylor, S. E. Harris, S. T. K. Nieh e T. W. Hansch, Appl. Phys. Lett., **19**, 269 (1971)

[200] P. Saltz e W. Streifer, IEEE J. Quantum Electron., **8**, 893 (1972)

[201] W. Streifer e P. Saltz, IEEE J. Quantum Electron., **9**, 563 (1973)

[202] Y. V. Gurov, V. E. Makhotkin, O. G. Okhotnikov, V. I. Sagaidak, B. P. Shurukhin e Y. M. Shcherbak, Sov. Phys. Tech. Phys., **32**, 1352 (1987)

[203] G. Coquin, K.-W. Cheung e M. M. Choy, IEEE J. Quantum Electron., **25**, 1575 (1989)

[204] P. Zorabedian, J. Lightwave Technol., **13**, 62 (1995)

[205] P. F. Wysocki, M. J. F. Digonnet e B. Y. Kim, Opt. Lett., **15**, 879 (1990)

[206] F. V. Kowalski, J. A. Squier e J. T. Pinckney, Appl. Phys. Lett., **50**, 711 (1987)

[207] G. L. Bourdet, R. A. Muller, G. M. Mullot anf J.-Y. Vinet, IEEE J. Quantum Electron., **24**, 580 (1988)

[208] F. V. Kowalski, P. D. Hale e S. J. Shattil, Opt. Lett., **13**, 622 (1988)

[209] I. C. M. Littler, S. Balle e K. Bergmann, J. Opt. Soc. Am. B, **8**, 1412 (1991)

[210] I. C. M. Littler, H.-M. Keller, U. Gaubatz e K. Bergmann, Z.Phys. D, **18**, 307 (1991)

[211] I. C. M. Littler e J. H. Eschner, Opt. Comm., **87**, 44 (1992)

[212] I. C. M. Littler, S. Balle e K. Bergmann, Opt. Comm., **88**, 514 (1992)

[213] D. T. Mugglin, A. D. Streater, S. Balle e K. Bergmann, Opt. Comm., **104**, 165 (1993)

[214] P. I. Richter e T. W. Hänsch, Opt. Comm., **85**, 414 (1991)

[215] J. Martin, Y. Zhao, S. Balle, K. Bergmann e M. P. Fewell, Opt. Comm., **112**, 109 (1994)

[216] A. P. Willis, A. I. Ferguson e D. M. Kane, Opt. Comm., **116**, 87 (1995)

[217] I. C. M. Littler e K. Bergmann, Opt. Comm., **88**, 523 (1992)

[218] I. C. M. Littler, K. Bergmann e R. Roy, Opt. Comm., **87**, 53 (1992)

[219] M. W. Phillips, G. Y. Liang e J. R. M. Barr, Opt. Comm., **100**, 473 (1993)

[220] J. R. M. Barr, G. Y. Liang e M. W. Phillips, Opt. Lett., **18**, 1010 (1993)

[221] S. Balle, I. C. M. Littler, K. Bergmann e F. V. Kowalski, Opt. Comm., **102**, 166 (1993)

[222] I. R. Perry, R. L. Wang e J. R. M. Barr, Opt. Comm., **109**, 187 (1994)

[223] K. Nakamura, K. Kasahara, M. Sato e H Ito, Opt. Comm., **121**, 137 (1995)

[224] K. Nakamura, F. Abe, K. Kasahara, T. Hara, M. Sato e H. Ito, IEEE J. Quantum Electron., **33**, 103 (1997)

[225] A. Yoshizawa e H. Tsuchida, Opt. Comm., **155**, 51 (1998)

[226] F. V. Kowalski, S. J. Shattil e P. D. Hale, Appl. Phys. Lett., **53**, 734 (1988)

[227] P. D. Hale e F. V, Kowalski, IEEE J. Quantum Electron., **26**, 1845 (1990)

[228] C. C. Cutler, IEEE J. Quantum Electron., **28**, 60 (1992)

[229] C. C. Cutler, IEEE J. Quantum Electron., **28**, 282 (1922)

[230] P. Myslinski, J. Chrostowski, J. A. K. Koningstein e J. R. Simpson, Appl. Opt., **32**, 286 (1993)

[231] S. Balle e K. Bergmann, Opt. Comm., **116**, 136 (1995)

[232] P. W. Smith, Appl. Phys. Lett., **10**, 51 (1967)

[233] Q. Wu, J. Y. Zhou, X. G. Huang, Z. X. Li e Q. X. Li, J. Opt. Soc. Am. B, **10**, 2080 (1993)

[234] M. Romagnoli, S. Wabnitz, P. Franco, M. Midrio, F. Fontana e G. E. Town, J. Opt. Soc. Am. B, **12**, 72 (1995)

[235] M. Romagnoli, S. Wabnitz, P. Franco, M. Midrio, L. Bossalini e F. Fontana, J. Opt. Soc. Am. B, **12**, 938 (1995)

[236] C. M. Sterke e M. J. Steel, Opt. Comm., **117**, 469 (1995)

[237] T. A. Birks, S. G. Farwell, P. St. J. Russel e C. N. Panell, Opt. Lett., **19**, 1964 (1994)

[238] D. O. Culverhouse, D. J. Richardson, T. A. Birks e P. St. J. Russel, Opt. Lett., **20**, 2381 (1995)

[239] S. H. Yun, I. K. Hwang e B. Y. Kim, Opt. Lett., **21**, 27 (1996)

[240] G. Bonnet, S. Balle, Th. Kraft, K. Bergmann, Opt. Comm., **123**, 790 (1996)

[241] K. Kasahara, K. Nakamura, M. Sato e H. Ito, IEEE J. Quantum Electron., **34**, 190 (1998)

[242] S. H. Yun, D. J. Richardson, D. O. Culverhouse e B. Y. Kim, IEEE J. Select. Top. Quantum Electron., **3**, 1087 (1997)

[243] S. H. Yun, D. J. Richardson e B. Y. Kim, Opt. Lett., **23**, 843 (1998)

[244] S. H. Yun e B. Y. Kim, Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Baltimore, MD, USA, 220 (1999)

[245] J. Porta, A. B. Grudinin, Z. J. Chen, J. D. Minelly e N. J. Traynor, Opt. Lett., **23**, 615 (1998)

[246] O. G. Okhotnikov, Electron. Lett., **34**, 1493 (1998)

[247] O. G. Okhotnikov, Opt. Lett., **23**, 1459 (1998)

[248] J. M. Sousa e O. G. Okhotnikov, Appl. Phys. Lett., **74**, 1528 (1999)

[249] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper e D. C. Hanna, IEEE J. Quantum Electron., **33**, 1049 (1991)

[250] M. E. Fermann, L.-M. Yang, M. L. Stock e M. L. Andrejco, Opt. Lett., **19**, 43 (1994)

[251] E. Yoshida, Y. Kimura e M. Nakazawa, Appl. Phys. Lett., **60**, 932 (1992)

[252] E. M. Dianov e O. G. Okhotnikov, Int. Quantum Electronics Conf., Vienna, Austria, 14 (1992)

[253] D. U. Noske e J. R. Taylor, Electron. Lett., **29**, 2200 (1993)

[254] G. T. Harvey e L. F. Mollenauer, Opt. Lett., **18**, 107 (1993)

[255] M. J. Guy, D. U. Noske e J. R. Taylor, Opt. Lett., **18**, 1447 (1993)

[256] F. Fontana, G. Grasso, N. Manfredini, M. Romagnoli e B. Daino, Electron. Lett., **28**, 1291 (1992).

[257] P. D. Maker e R. W. Terhune, Phys. Rev. A, **137**, 801 (1965)

[258] L. Dahlström, Opt. Comm. **5**, 157 (1972)

[259] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober e A. J. Schmidt, Opt. Lett., **16**, 502 (1991)

[260] P. B. Hansen, L. Eskildsen, S. G. Grubb, A. J. Stentz, T. A. Strasser, J. Judkins, J. J. DeMarco, R. Pedrazzani e D. J. DiGiovanni, IEEE Photon. Technol. Lett., **9**, 262 (1997)

[261] S. D. Jackson e T. A. King, Opt. Lett. **23**, 1462 (1998)

[262] D. Taverner, P. Britton, P. G. R. Smith, D. J. Richardson, G. W. Ross e D. C. Hanna, Opt. Lett., **23**, 162 (1998)

[263] S. V. Popov, S. V. Chernikov, S. A. Guskov e J. R. Taylor, Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, MD, EUA, artigo CtuM4 (1999)

[264] J. R. Simpson, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, ISBN 0-8247-8785-4, Capítulo 1, Marcel Dekker, Ink., New York, (1993)

[265] J. R. Armitage, Appl. Opt., **27**, 4831 (1988)

[266] A. W. Snyder e J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, ISBN 0 412 09950 0, Chapman and Hall, New York, NY, EUA (1983)

[267] NBS special publication nº 637, 2º volume, *Optical Fiber Characterization*, NBS/US Department of Commerce, Boulder, CO, EUA (1983)

[268] NBS Technical Note nº 1032, *Measurement of Far-Field and Near-Field Radiation Patterns from Optical Fibers*, NBS/US Department of Commerce, Boulder, CO, EUA (1981)

[269] D. Marcuse, *Principles of Optical Fiber Measurements*, ISBN 0-12-470980-X, Academic Press, Nova York, NY, EUA (1981)

[270] B. Pedersen, A. Bjarklev, J. H. Povlsen, K. Dybdal e C. C. Larsen, J. Lightwave Technol., **9**, 1105 (1991)

[271] R. S. Billington, J. M. Benson, T. C. E. Jones e C. C. Nelson, Conference Digest of the 4th Optical Fibre Measurement Conference, National Physical Laboratory, Teddington, Reino Unido, 113 (1997)

[272] A. E. Siegman e A. W. Townsend, IEEE J. Quantum Electron., **29**, 1212 (1993)

[273] F. Gori, M. Santarsiero, R. Borghi e G. Guattari, Opt. Lett., **23**, 989 (1998)

[274] M. Abramowitz e I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, ISBN 0-486-61272-4, Dover Publications Inc., Nova York, NY, EUA (1972)

[275] C. Thirstrup, Y. Shi e B. Pálsdóttir, J. Lightwave Technol., **14**, 732 (1996)

[276] M. K. Davis, M. J. F. Digonnet e R. H. Pantell, J. Lightwave Technol., **16**, 1013 (1998)

[277] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, D. Harter, J. D. Minelly e J. E. Caplen, Optical Fiber Communications Conference, OFC'98, San Jose, CA, EUA, artigo TuG8 (1998)

[278] K. Liu, M. Digonnet, H. G. Shaw, B. J. Ainslie e S. P. Craig, Electron. Lett., **23**, 1320 (1987)

[279] I. N. Duling III, W. K. Burns e L. Goldberg, Opt. Lett, **15**, 33 (1990)

[280] I. N. Duling III, R. P. Moeller, W. K. Burns, C. A. Villarruel, L. Goldberg e E. Snitzer, IEEE J. Quantum Electron., **27**, 995 (1991)

[281] K. Iwatsuki, IEEE Photonics Technol. Lett., **2**, 237 (1990)

[282] Y. Shi e O. Poulsen, Electron. Lett., **29**, 1945 (1993)

[283] S. D. Dyer e K. B. Rochford, Electron. Lett., **34**, 1137 (1998)

[284] S. Gray, J. D. Minelly, A. B. Grudinin, J. E. Caplen, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'97, Baltimore, MD, EUA, artigo CtuG7 (1997)

[285] M. J. F. Digonnet, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, ISBN 0-8247-8785-4, Capítulo 4, Marcel Dekker, Ink., New York, (1993)

[286] P. F. Wysocki, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, ISBN 0-8247-8785-4, Capítulo 7, Marcel Dekker, Ink., New York, (1993)

[287] L. W. Wang e C. D. Chen, Electron. Lett., **32**, 1815 (1996)

[288] L. W. Wang e C. D. Chen, Electron. Lett., **33**, 703 (1997)

[289] T.-C. Liang, Y.-S. Lin e Y.-K. Chen, Appl. Optics, **38**, 522 (1999)

[290] P. B. Hansen, L. Eskildsen, S. G. Grubb, A. M. Vengsarkar, S. K. Korotky, T. A. Strasser, J. E. J. Alphonsus, J. J. Veselka, D. J. DiGiovanni, D. W. Peckham, D. Truxal, W. Y. Cheung, S. G. Kosinski, e P. F. Wysocki, IEEE Photon. Technol. Lett. **8**, 1082 (1996)

[291] T. Sakamoto, J. Kani, M. Jinno, S. Aisawa, M. Fukui, M. Yamada e K. Oguchi, Electron. Lett. **34**, 392 (1998)

[292] S. Aisawa, T. Sakamoto, M. Fukui, J. Kani, M. Jinno, e K. Oguchi, Electron. Lett. **34**, 1127 (1998)

[293] C. Chang-Hasnain, *Tutorial on Optical Transmitters for LAN Applications*, Optical Fiber Communications Conference Tutorial Sessions, 95 (1999)

[294] E. Desurvire e B. Desthieux, *Tutorial on Fundamental Limitations of EDFA's in Amplified Transmission Systems*, Optical Fiber Communications Conference Tutorial Sessions, 123 (1999)

[295] A. J. Stentz, *Tutorial on Raman and Cladding-Pumped Fiber Amplifiers and Lasers*, Optical Fiber Communications Conference Tutorial Sessions, 143 (1999)

[296] N. Robinson, *Tutorial on Optical Transmission System Design: From the Beginning Toward the Future*, Optical Fiber Communications Conference Tutorial Sessions, 143 (1999)

[297] D. T. Walton, J. Nees e G. Mourou, Optics Lett., **21**, 1061 (1996)

[298] D. Desthieux, R. I. Laming e D. N. Payne, Appl. Phys. Lett., **63**, 586 (1993)

[299] D. J. DiGiovanni, C. R. Giles, S. A. Kramer, G. Nykolak, H. M. Presby e J. R. Simpson, patente Americana nº. 5 187 759 (1993)

[300] B. Galvanauskas, M. E. Fermann, M. A. Arbore, J. D. Minelly, J. E. Caplen, M. M. Fejer e D. Harter, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'98, Baltimore, MD, EUA, artigo CThJ5 (1998)

[301] N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, D. Taverner, J. E. Caplen, L. Dong e M. Ibsen, Optics Lett., **24**, 566 (1999)

[302] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner e L. Goldberg, IEEE Photonics Technol. Lett., **10**, 75 (1998)

[303] R. Paschotta, D. C. Hanna, P. De Natale, G. Modugno, M. Inguscio e L. Laporta, Optics Commun., **136**, 243 (1997)

[304] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, N. S. Platonov, V. P. Gapontsev, P. J. Nacher, G. Tastevin, M. Leduc e M. J. Barlow, Electron. Lett., **33**, 787 (1997)

[305] S. Morgott, P. Chazan, M. Mikulla, M. Walther, R. Kiefer, J. Braunstein e G. Weimann, Electon. Lett., **34**, 558 (1998)

[306] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta e J. D. Minelly, Opt. Lett., **23**, 454 (1998)

[307] N. Amitay e H. M. Presby, F. V. Dimarcello e K. T. Nelson, J. Lightwave Technol., **5**, 70 (1987)

[308] S. D. Russel e T. C. Stamnitz, patente Americana nº 4941726 (1988)

[309] D. F. Welch, D. R. Scifres, R. G. Waarts, D. G. Mehuys, A. A. Hardy e R. A Parke, patente Americana nº. 553971 (1994)

[310] B. Pedersen, K. Dybdal, C. D. Hansen, A. Bjarklev, J. H. Povlsen, H. Vendeltorp-Pommer e C. C. Larsen, IEEE Photonics Technol. Lett, **2**, 863 (1990)

[311] M. Y. Nakasawa, Y. Kimura e K. Suzuki, Electron. Lett., **26**, 548 (1990)

[312] Y. Kimura, K. Suzuki e M. Nakazawa, Electron. Lett., **25**, 1656 (1989)

[313] S. L. Hansen, K. Dybdal e C. C. Larsen, *Optical Fibre Communications Conference*, OFC'92, San Jose, CA, EUA, 68 (1992)

[314] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli e B. C. McCollum, *Proc. OFC/OFS'88*, New Orleans, EUA, artigo PD2 (1988)

[315] M. Yamada, M. Shimisu, M. Okayasu, T. Takeshita, M. Horiguchi, Y. Tachikawa e E. Sugita, IEEE Photonics Technol. Lett., **2**, 205 (1990)

[316] R. I. Laming e D. N. Payne, IEEE Photonics Technol. Lett., **2**, 418 (1990)

[317] B. Pedersen, M. L. Dakss, B. A. Thompson , W. L. Miniscalco, T. Wei e L. J. Andrews, IEEE Photonics Technol. Lett., **3**, 1085 (1991)

[318] C. C. Renaud, R. J. Selvas-Aguilar, J. Nilsson, P. W. Turner e A. B. Grudinin, IEEE Photonics Technol. Lett., **11**, 976 (1999)

[319] A. V. Shestakov, N. I. Borodin, V. A. Zhitnyuk, A. G. Ohrimtchyuk e V. P. Gapontsev, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'94,S. Francisco, CA, EUA, artigo CPDP11-1, 592 (1994)

[320] Y. P. Tong, X. Long, P. M. W. French, J. R. Taylor e A. V. Shestakov, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'95, Baltimore, MD, EUA, artigo CTu55, 119 (1995)

[321] A. Sennaroglu, C. R. Pollock e H. Nathel, J.Opt.Soc.Am.B, **12**, 930 (1995)

[322] P. J. Conlon, Y. P. Tong, P. M. W. French, J. R. Taylor e A. V. Shestakov, Ellectron. Lett., **30**, 709 (1994)

[323] Y. Ishida e K. Naganuma, Opt. Lett., **19**, 2003 (1994)

[324] A. Sennaroglu, C. R. Pollock e H. Nathel, Opt. Lett., **19**, 390 (1994)

[325] P. M. W. French, N. H. Rizvi, J. R. Taylor e A. V. Shestakov, Opt. Lett., **18**, 39 (1993)