Luís Armando de Aguiar Oliveira Gomes

Lasers e Amplificadores em Fibra Óptica



U.PORTO

FACULDADE DE CIÊNCIAS
UNIVERSIDADE DO PORTO

Biblioteca
Faculdade de Ciências
Universidade do Porto
D0001109287

Departamento de Física
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
Outubro / 2005

TA1675 GOMEL 2005

EQOQ

Luís Armando de Aguiar Oliveira Gomes

Lasers e Amplificadores em Fibra Óptica



U.PORTO

FACULDADE DE CIÊNCIAS
UNIVERSIDADE DO PORTO

Faculdade de Ciências do Porto
14789
Biblioteca do Departamento de Física

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
Outubro / 2005

Tese realizada sob a supervisão do

Doutor Manuel Joaquim Bastos Marques,

Professor Auxiliar do Departamento de Física da

Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

"Todo o mundo é composto de mudança,
Tomando sempre novas qualidades"

Luís de Camões

à minha tia "Micas"

Agradecimentos

Apesar de saber que irei certamente cometer alguma imperdoável omissão, não posso deixar de agradecer em especial

ao professor Manuel Joaquim Marques, por ter assumido a responsabilidade da orientação deste doutoramento, e por me ter permitido a liberdade necessária para explorar as áreas que mais me interessavam;

ao professor José Luís Santos, responsável pela Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos do INESC Porto, por me ter aberto as portas desta unidade, e por sempre me ter encorajado a prosseguir;

ao INESC Porto, pelo apoio à realização do trabalho aqui apresentado;

ao professor Oleg Okhotnikov, por me ter proporcionado uma experiência de trabalho ao mais alto nível, e pela motivação que consegue criar nos outros, com a sua infindável dedicação ao trabalho;

ao professor Markus Pessa, responsável pelo Optoelectronics Research Centre da Universidade Técnica de Tampere, por me ter possibilitado conhecer outra realidade de trabalho e não de vida;

ao ORC – TUT, por me ter disponibilizado os meios indispensáveis à realização deste trabalho;

ao Dr João Sousa, por todo o auxílio prestado, especialmente na revisão desta tese;

a Fundação para a Ciência e Tecnologia, pelo apoio prestado, através de uma Bolsa de Doutoramento;

ao Departamento de Física da Universidade da Madeira, por me ter proporcionado um excelente ambiente de trabalho, e um obrigado em particular ao professor Mikhail Benilov e ao Dr Pedro Almeida;

aos Portugueses que passaram por Tampere durante a minha estadia, e muito especialmente à Sara, pela grande amizade e por me ter ajudado a manter um certo nível de *Portugalidade* e de sanidade mental;

aos meus colegas do ORC, especialmente ao Matei, ao Mircea e ao Lasse, e sem esquecer o Antti Härkönen, Antti Isomäki e o Robert, por terem tornado o trabalho tão agradável, e quase terem conseguido fazer o mesmo relativamente à Finlândia;

aos Amigos, que estão ou passaram pelo INESC: Carla, Daniel, Diana, Dionísio, Filipe Sá, Joel, José Manuel, Marcus, Miguel, Nuno, Orlando, Paulo Caldas, Paulo Moreira, Pedro, Rosa, Rui e Sílvia, e muito muito especialmente à Luísa;

aos cromos da Madeira: Butterfly, Je, Madame, Esquilo, Treca e Normalzinha, por me terem ajudado a *reganhar* uns anos de vida;

à Susana, à Filipa, ao Paulo, ao Nelson e a todos os elementos do *vórtex*, por me terem ajudado a integrar na minha nova vida;

aos Amigos que me ajudaram a passar uma fase menos boa: ao Fred, à Cristina, à Chris e ao Rui, à Danielly, ao Filipe Correia, à Ivone e ao Paulo, e sem nunca esquecer a Mariely, pois sem ela não estaria aqui;

à minha família: o meu irmão, a Ana, a minha tia Guida, e muito especialmente aos meus pais, por sempre me apoiarem nas minhas decisões, apesar de muitas vezes elas lhes causarem a dor da separação.

Sumário

Nesta tese abordou-se experimentalmente a geração de impulsos curtos e ultra-curtos na região do 1 μm, tendo sido demonstrado o *mode locking* com absorvedores saturáveis semicondutores de diversos lasers em fibra óptica dopada com Yb, em ambos os regimes de dispersão.

No total estudaram-se sete cavidades com fibra dopada com Yb, todas elas lineares, tendo sido utilizados quatro SESAM's, dois de GaInAs e dois de GaInNAs. Os resultados obtidos com os SESAM's de GaInNAs comprovaram a maior rapidez desses dispositivos, permitindo a geração de impulsos mais curtos.

Com a principal configuração estudada, demonstrou-se a sintonia em comprimento de onda dos impulsos, entre os 977 e os 1115 nm, e também a sua amplificação para potências médias superiores a 700 mW, o que corresponde a uma energia por impulso de cerca de 23 nJ. Recorrendo à compensação da dispersão, no interior da cavidade, foram obtidos impulsos com apenas 1 ps de duração, sendo esse valor reduzido para 340 fs quando se recorreu também à compressão externa.

Numa outra cavidade, implementou-se a técnica de compensação da dispersão com um GTI, tendo sido demonstrada a redução da duração temporal dos impulsos por um factor de uma ordem de grandeza, relativamente aos impulsos obtidos sem compensação da dispersão. Demonstrou-se igualmente a geração de impulsos numa cavidade sem compensação da dispersão, em que a fibra dopada se encontra no interior de um espelho em anel. Verificou-se que com o aumento do comprimento da fibra dopada, o comprimento de onda dos impulsos se deslocava para comprimentos mais longos, devido à reabsorção da radiação na fibra, sendo essa deslocação acompanhada por um aumento da duração dos impulsos, devido ao aumento da dispersão.

Finalmente, estudou-se a dinâmica de formação dos impulsos *mode locked*, tendo sido observada a formação de impulsos intensos, semelhantes ao *Q switching*, antes do laser atingir o regime estacionário. Esses impulsos não foram observados quando foi implementada, nessa mesma cavidade, a técnica de realimentação com desvio de frequência. Verificou-se que os impulsos gerados com a técnica de FSF eram ligeiramente mais longos, que os impulsos gerados com absorvedores, independentemente do regime de dispersão.

Num anexo serão ainda apresentados três outros temas que foram abordados de uma forma mais superficial, nomeadamente a amplificação na banda L das telecomunicações, os lasers de emissão vertical à superfície e ainda um novo tipo de modulador óptico de geometria vertical.

Em resumo, pode-se afirmar que a principal conclusão deste trabalho foi a demonstração da aplicabilidade da tecnologia dos SESAM's para o *mode locking* de lasers em fibra dopada com Yb, na região do 1 μm. De salientar igualmente a utilização, pela primeira vez, de absorvedores saturáveis de GaInNAs para essa região de comprimentos de onda e a aplicação de um GTI para a compensação da dispersão de um laser em fibra. A possibilidade de sintonia em comprimento de onda dos impulsos foi também demonstrada, numa banda de comprimentos de onda comparável à dos tradicionais lasers de Ti:Safira.

Summary

In this thesis we have experimentally studied the generation of short and ultra-short optical pulses in the 1 μm region, demonstrating the mode locking of Yb doped fiber lasers with semiconductor saturable absorber mirrors, in both dispersion regimes.

In total, seven different Yb doped fiber cavities were studied, all of them with a linear geometry, and four different SESAM's were used, two based on the GaInAs system and two based on GaInNAs. The results obtained with the GaInNAs devices prove that those devices are faster, allowing the generation of shorter optical pulses.

The main cavity setup allowed the demonstration of the wavelength tuning of the pulses, from 977 to 1115 nm, and also their power amplification to average powers over 700 mW, which represents a pulse energy of about 23 nJ. Using intra-cavity dispersion compensation, pulses as short as 1 ps were achieved, with their length reduced to 340 fs, when external compression was also employed.

In another cavity, dispersion compensation with a GTI was implemented, allowing the reduction of the duration of the pulses by about an order of magnitude, as compared to the pulses obtained without dispersion compensation. The generation of mode locked pulses in a cavity without dispersion compensation was also studied, using a cavity scheme in which the doped fiber is placed inside a loop mirror. It was observed that the pulse duration increased with an increase in the length of the doped fiber, with this behaviour being attributed to dispersion. It was also noticed that, as in all the other cavities, there was a direct relationship between the length of the doped fiber and the wavelength of the pulses.

Finally, the dynamics of the mode locked pulses generation was also studied, with intense, Q switch type, pulses being observed before the laser reached the steady state. Those pulses were not observed when the frequency shifted feedback technique was implemented, in the same cavity. The pulses obtained with the FSF technique were slightly longer than the pulses generated with the SESAM's, in both dispersion regimes.

In appendix I we present the results of three other experiments that were also preformed during this work, namely the design of an L band Erbium doped fiber amplifier and the characterization of a vertical cavity surface emitting laser and of a new type of vertical optical modulator.

To conclude, the main result from this work was the demonstration of the applicability of SESAM technology for the mode locking of Yb doped fiber lasers, in the 1 μm region. Other results that should be emphasized are the demonstration of the validity of GaInNAs SESAM's in that wavelength region, the use of a GTI for dispersion compensation, and the very broad tuning range achieved.

Sommaire

Dans cette thèse on a abordé expérimentalement la génération d'impulsions courtes et ultra-courtes dans la région du 1 μm, ayant été démontré la blocage des modes avec des absorbeurs saturables semiconducteurs de plusieurs lasers de fibre optique dopée avec Yb, dans les deux régimes de dispersion.

Au total on a étudié sept cavités avec fibre dopée avec Yb, toutes linéaires, ayant été utilisées quatre SESAM's, deux de GaInAs et deux de GaInNAs. Les résultats obtenus avec les SESAM's de GaInNAs ont montré la plus grande rapidité de ces dispositifs, en permettant la génération d'impulsions plus courtes.

Avec la principale configuration étudiée, on a démontré la syntonie en longueur d'onde des impulsions, entre les 997 et les 1115 nm, et aussi son amplification pour des puissances moyennes supérieures à 700 mW, ce qui correspond à une énergie par impulsion d'environ 23 nJ. En faisant appel à la compensation de la dispersion, à l'intérieur de la cavité, ont a obtenu des impulsions avec seulement 1 ps de durée, étant cette valeur réduite pour 340 fs quand on fait appel aussi à la compression externe.

Dans une autre cavité, on a mis en oeuvre la technique de compensation de la dispersion avec un GTI, ayant été démontrée la réduction de la durée de temps des impulsions par un facteur d'un ordre de grandeur, à l'égard des impulsions obtenues sans compensation de la dispersion. On a prouvé également la génération d'impulsions dans une cavité sans compensation de la dispersion, dans laquelle la fibre dopée se trouve à l'intérieur d'un miroir en anneau. On a aussi vérifié qu'avec l'augmentation de la longueur de la fibre dopée, la longueur d'onde des impulsions se déplaçait pour des longueurs plus longues, dû à la réabsorption de la radiation dans la fibre, étant ce déplacement accompagné par une augmentation de la durée des impulsions, dû à l'augmentation de la dispersion. Finalement, on a étudié la dynamique de formation des impulsions modes bloqués, ayant été observée la formation d'impulsions intenses, semblables au *Q switching*, avant que le laser ait attendu le régime *cw*. Ces impulsions n'ont pas été observées quand on a mis en oeuvre, dans la même cavité, la technique de réalimentation avec détour de fréquence. On a vérifié que les impulsions produites avec la technique de FSF étaient légèrement plus longues que les impulsions produites avec des absorbeurs, indépendamment du régime de dispersion.

En annexe, seront encore présentés trois autres sujets qui ont été abordés d'une façon plus superficielle, notamment l'amplification a la bande L des télécommunications, les lasers d'émission verticale à la surface et un nouveau type de modulateur optique de géométrie verticale.

Bref, on peut dire que la principale conclusion de ce travail a été la démonstration de l'applicabilité de la technologie de SESAM's pour la blocage des modes de lasers de fibre dopée avec Yb, dans la région du 1 μm. Il faut aussi souligner l'utilisation, pour la première fois, d'absorbeurs saturables de GaInNAs pour cette région de longueurs d'onde et d'un GTI pour la compensation de la dispersion d'un laser de fibre. La possibilité de syntonie de longueur d'onde des impulsions a été aussi démontrée, dans une bande de longueurs d'onde comparable à celle des traditionnels lasers de Ti:Saphir.

Tiivistelmä

Tässä väitöskirjassa on tutkittu kokeellisesti lyhyiden ja ultra-lyhyiden optisten pulssien tuottamista 1 μm aallonpituudella muotolukitulla kuitulaserilla. Tutkituissa kuitulasereissa käytettiin ytterbium-saostettua optista kuitua ja saturoituvia absorbaattoripeilejä (SESAM). Lasereita tutkittiin sekä normaalin että anormaalin dispersion alueella. Kaiken kaikkiaan työssä tutkittiin seitsemää eri lineaarista laserkaviteettiratkaisua ja neljää eri SESAM:a, joista kaksi perustuivat GaInAs:iin ja kaksi GaInNAs:iin. GaInNAs-absorbereiden tulokset osoittavat niiden olevat nopeampia, mikä mahdollistaa lyhyempien pulssien tuottamisen. Työssä tärkein laserkaviteettijärjestely mahdollisti sekä laserin aallonpituuden säätämisen 977–1115 nm että ulostulon vahvistamisen jopa 700 milliwattiin, joka vastaa 23 nJ pulssin energiaa. Samassa järjestelyssä pulssin leveys saatiin puristettua yhteen pikosekuntiin käyttämällä kaviteetin sisäistä dispersion kompensointia, ja kun ulostulopulsseja korjattiin vielä ulkoisella dispersion kompensoinnilla, niin saavutettiin 340 femtosekunnin pulsseja.

Toisessa kuitulaserkaviteettijärjestelyssä käytettiin Gires–Tournois -interferometriä (GTI) kompensoimaan dispersiota ja havaittiin, että pulssin leveys kapeni noin yhden kertaluokan verran verrattuna tilanteeseen ilman GTI:tä. Työssä tutkittiin myös muotolukittujen pulssien tuottamista ilman dispersion kompensointia asettamalla kuitulaserkaviteetin aktiivinen, saostettu kuitu kuitusilmukkapeilin sisään. Kokeessa havaittiin, että pulssin pituus kasvaa samalla, kun aktiivisen kuidun pituutta kasvatettiin, mikä johtuu lisätyn kuidun aiheuttamasta dispersiosta. Lisäksi havaittiin, että kuten muissakin kuitulasereissa, kuidun pituuden ja laserin aallonpituuden välillä oli suora riippuvuus.

Viimeisenä tutkittiin muotolukittujen pulssien syntymisen dynamiikkaa käyttäen voimakkaita Q-kytketyn tapaisia pulsseja ennen kuin laser saavutti vakaan tilan. Vastaavia pulsseja ei havaittu, kun käytettiin taajuussiirrettyä takaisinkytkentä tekniikkaa (FSF) samassa kaviteetissa. FSF-tekniikalla tuotetut pulssit olivat molemmilla dispersion alueilla hieman pidempiä kuin SESAM:lla tuotetut.

Liitteessä yksi on esitettynä tulokset kolmesta muusta kokeesta, jotka tehtiin tämän työn puitteissa. Nämä ovat L-kaistan Erbium-kuituvahvistimen suunnittelu, pintaemittoivan puolijohdelaserin karakterisointi ja uudentyyppinen pintanormaali optinen modulaattori.

Tämän työn tärkein tulos oli osoittaa SESAM-teknologian toimivuus muotolukitussa ytterbium-kuitulaserissa 1 μm aallonpituusalueella. Muita tärkeitä tuloksia ovat GaInNAs SESAM:ien toimivuus tällä aallonpituusalueella, GTI:n käyttö dispersion kompensoinnissa ja hyvin laaja laserin säädettävyys.

Índice

Agradecimentos 5
Sumário 7
Summary 9
Sommaire 11
Tiivistelmä 13
Índice 15
Lista de abreviaturas 16
Lista de símbolos 16

1 Introdução 16

1.1 Motivação 16
1.2 Trabalho desenvolvido 16
1.3 Estrutura da tese 16
Referências 16

2 Teoria 16

2.1 Introdução aos lasers 16
2.1.1 Ganho e perdas 16
2.1.2 Lasers de três e quatro níveis 16
2.1.3 Saturação do ganho 16
2.1.4 Potência emitida e eficiência 16
2.1.5 Modos da cavidade 16
2.1.6 *Q switching* 16
2.1.7 *Mode locking* 16
2.1.8 Amplificação de impulsos curtos 16
2.1.9 Impulsos ultra-curtos 16
2.2 Lasers em fibra óptica 16
2.2.1 Introdução às fibras ópticas 16
2.2.2 Equação modal 16
2.2.3 Fibras Monomodo 16
2.2.4 Perdas 16
2.2.5 Fibras dopadas 16
2.2.6 Cavidades em fibra 16
2.3 Dispersão nos lasers em fibra 16
2.3.1 Dispersão 16
2.3.2 Efeito da dispersão na duração dos impulsos 16
2.3.3 Compensação com redes de difracção 16
2.3.4 Compensação com Interferómetros de Gires-Tournois 16
2.3.5 Compressão de impulsos com modulação de frequência 16
2.3.6 Produto tempo-largura de banda e calculo da dispersão 16
2.4 *Mode locking* com absorvedores saturáveis 16
2.4.1 Absorvedores saturáveis 16
2.4.2 Descrição matemática do *mode locking* com um absorvedor saturável 16
2.4.3 Espelhos com absorvedores saturáveis semicondutores 16
2.4.4 Parâmetros fundamentais dos SESAM's 16
2.4.5 Categorias de SESAM's 16
2.4.6 Instabilidade associada a *Q switch mode locking* 16

2.5 Realimentação com desvio de frequência 16
2.5.1 Breve historial 16
2.5.2 Princípio de funcionamento 16
2.6 Conclusões 16
Referências 16
3 Resultados 16
3.1 Lasers *mode locked* com SESAM's em fibra dopada com Yb 16
3.1.1 Escolha das fibras utilizadas 16
3.2 Lasers *mode locked* na região dos 980 nm, com redes de difracção para compensação da dispersão 16
3.2.1 SESAM de GaInNAs 16
3.2.2 Resultados a 980 nm 16
3.2.3 Optimização da potência de saída 16
3.2.4 Sintonia em comprimento de onda 16
3.3 Lasers *mode locked* na região do 1 μm, com redes de difracção para compensação da dispersão 16
3.3.1 Alterações na cavidade e o SESAM de GaInAs 16
3.3.2 Sintonia em comprimento de onda 16
3.3.3 Estudo da duração dos impulsos 16
3.3.4 Compressão externa 16
3.3.5 Amplificação dos impulsos 16
3.3.6 Resultados 16
3.4 Lasers *mode locked* no regime de dispersão anómala obtido através da utilização de um GTI 16
3.4.1 Fibra dopada com elevada concentração de Yb 16
3.4.2 Cavidade com um GTI 16
3.4.3 Interferómetro de Gires-Tournois 16
3.4.4 Resultados 16
3.5 Lasers *mode locked* no regime de dispersão normal 16
3.5.1 Cavidade com espelho em anel amplificador 16
3.5.2 Resultados 16
3.5.3 Cavidade linear sem compensação da dispersão 16
3.5.4 Absorvedor ressonante em GaInNAs 16
3.5.5 Resultados 16
3.5.6 Cavidade com uma rede de Bragg com *chirp* em fibra óptica 16
3.5.7 Resultados 16
3.6 Estudo da dinâmica de geração de impulsos nos dois regimes de dispersão 16
3.7 Lasers com realimentação com desvio de frequência, FSF 16
3.7.1 Comparação das duas técnicas 16
3.8 Lasers *mode locked* com SESAM's em fibra dopada com Nd 16
3.8.1 Esquema do laser de Nd e o SESAM utilizado 16
3.8.2 Resultados 16
Referências 16
4 Conclusões 16
4.1 Comentário final e perspectivas futuras 16
Anexo I – Outros resultados 16
Amplificador para a banda L 16
Laser de cavidade vertical com emissão à superfície 16
Modulador monolítico 16
Referências 16
Anexo II – Lista de publicações decorrentes do trabalho realizado 16

Lista de abreviaturas

A-FPSA – Antiresonant Fabry-Pérot Saturable Absorver – Absorvedor saturável numa cavidade de Fabry-Pérot anti-ressonante

AOM – Acousto-Optic Modulator – Modulador acusto-óptico

APM – Additive-Pulse Mode locking – *Mode locking* por adição de impulsos

AR-SESAM – Anti-Reflection-coated SESAM – SESAM com revestimento anti-reflexão

ASE – Amplified Spontaneous Emission – Emissão espontânea amplificada

CFBG – Chirped Fibre Bragg Grating – Rede de Bragg com modulação de frequência em fibra óptica

cw – Continuous Wave – Regime contínuo

DBR – Distributed Bragg Reflector – Reflector de Bragg distribuído

DCF – Dispersion Compensation Fiber – Fibra para compensação da dispersão

DPSS – Diode Pumped Solid State – Dispositivo de estado sólido com bombagem por díodos

D-SAM – Dispersive Saturable Absorver Mirror – Espelho dispersivo com absorvedor saturável

DSF – Dispersion Shifted Fiber – Fibra com dispersão deslocada

EDFA – Erbium Doped Fiber Amplifier – Amplificador em fibra dopada com Érbio

EML – Edge Emitting Laser – Laser de emissão lateral

ESA – Excited State Absorption – Absorção do estado excitado

FBG – Fiber Bragg Grating – Rede de Bragg em fibra óptica

FSF – Frequency Shifted-Feedback – Realimentação com desvio de frequência

FTTH – Fiber To The Home – Fibra até à casa

GDD – Group Delay Dispersion – Dispersão do atraso de grupo

GVD – Group Velocity Dispersion – Dispersão da velocidade de grupo

GTI – Gires-Tournois Interferometer – Interferómetro de Gires-Tournois

KLM – Kerr-Lens Mode locking – *Mode locking* por lente de Kerr

MBE – Molecular Beam Epitaxy – Crescimento epitaxial por feixe molecular

MEMS – Micro-Electro-Mechanical Systems – Sistemas micro-electro-mecânicos

MFD – Mode Field Diameter – Diâmetro modal

ML – Mode Locking

MOPA – Master Oscillator Power Amplifier – Amplificador de potência com oscilador principal

NLS – Nonlinear Schrödinger Equation – Equação não linear de Schrödinger

OCT – Optical Coherence Tomography – Tomografia por coerência óptica

OSA – Optical Spectrum Analyser – Analisador de espectros ópticos

PBG – Photonic Band-Gap – Fibras de banda proíbida

PCF – Photonic Crystal Fibers – Fibras de cristais fotónicos

QD – Quantum Dots – Pontos quânticos

QML – Q switched Mode Locking

QW – Quantum Well – Pôços quânticos

SAM – Self Amplitude Modulation – Auto modulação de amplitude

SBR – Saturable Bragg Reflector – Reflector de Bragg saturável

SESAM – Semiconductor Saturable Absorber Mirror – Espelho com absorvedor saturável semicondutor

SML – Strain-Mediating Layers – Camadas adaptadoras da tensão

SMSR – Side-Mode Suppression Ratio – Razão de supressão dos modos laterais

SPM – Self-Phase Modulation – Auto modulação de fase

TBP – Time-Bandwidth Product – Produto tempo-largura de banda

VCSEL – Vertical Cavity Surface Emitting Laser – Laser de cavidade vertical com emissão à superfície

WDM – Wavelenght Division Multiplexer – Multiplexador de comprimentos de onda

Lista de símbolos

A – Envolvente dos impulsos

a – Diâmetro do núcleo

A – Coeficiente de emissão espontânea

b – Constante de propagação normalizada

β – Constante de propagação

β_2 – Dispersão da velocidade de grupo

C – Parâmetro de *chirp*

c – Velocidade da luz

D – Dispersão do atraso de grupo

d – Comprimento, distância

Δ – Diferença de índice de refracção relativa

$\delta\nu$ – Largura de banda

E – Energia

E – Campo eléctrico

e – Eficiência

F – Fluência

Φ_ν – Densidade de fotões

ϕ – Fase

G – Ganho em fluência

g – Coeficiente de ganho (em amplitude)

Γ – Coeficiente de decaimento

γ – Coeficiente não linear, SPM

H – Campo magnético

h – Constante de Planck

I_ν – Intensidade da radiação

L, l – Comprimento

φ – Diferença de fase

λ – Comprimento de onda

n – Índice de refracção

NA – Abertura numérica

N_i – Densidade de população do nível i.

n_i – População do nível i.

ν – Frequência

P_0 – Potência dos impulsos

P, p – Taxa de bombagem

Q – Factor de qualidade da cavidade

$q(t)$ – Descrição do absorvedor saturável

q' – Coeficiente de auto modulação da amplitude

q_ν – Número de fotões na cavidade

θ – Ângulo

R, r – Reflectividade

S – Secção da fibra ou do absorvedor

$S(\nu)$ – Factor de forma atómica

s – Coeficiente de perdas de um espelho

$\sigma(\nu)$ – Secção eficaz

T – Período

t – Coeficiente de transmissão de um espelho

t – Tempo

τ – Intervalo de tempo, duração dos impulsos

V_g – Velocidade de grupo

V – Frequência normalizada

w_0 – Metade do diâmetro modal

Ω – Frequência de modulação

ω – Frequência angular

1 Introdução

Os lasers desempenham hoje um papel insubstituível nas nossas vidas, apesar de muitas vezes nem nos apercebermos da sua presença. São inúmeros os exemplos de equipamentos e dispositivos utilizados no dia-a-dia que incorporam lasers, entre os quais se destacam os leitores de códigos de barras, os leitores de CD's e DVD's, ou até as impressoras. Outras aplicações às quais os lasers são hoje em dia normalmente associados passam pela sua utilização em dispositivos médicos (por exemplo, em intervenções cirúrgicas para correcção da visão, ou estéticas), por aplicações militares (*e.g.* em sistemas de navegação de bombas "inteligentes"), ou ainda nas telecomunicações, em particular nas redes de telecomunicações por fibra óptica.

No entanto existem muitas outras aplicações, talvez menos conhecidas, mas nas quais os lasers desempenham um papel relevante, por exemplo: integrados em dispositivos laboratoriais (*e.g.* em sistemas de análise sanguínea), em sistemas Lidar de detecção de turbulência atmosférica, ou ainda como fontes de luz em sistemas de monitorização (*e.g.* em redes de sensores de fibra óptica). Outra área com uma cresceste aplicação de lasers é a das aplicações industriais, em que a luz laser é utilizada para marcação, corte, soldadura e tratamento térmico de materiais metálicos, plásticos, etc. A título de exemplo, a Daimler Chrysler já anunciou que, a partir de meados de 2006, todo o processo de soldadura dos Mercedes classe C será efectuado exclusivamente por lasers.

Para além dos exemplos já citados, ficam ainda por referir muitas outras áreas e equipamentos em que os lasers já encontraram aplicação. Naturalmente, as características necessárias para cada uma das aplicações referidas anteriormente são diferentes de caso para caso. Por exemplo, no caso dos lasers utilizados em telecomunicações, mais importante do que a potência emitida, é a taxa de repetição à qual esses dispositivos operam.

Outro exemplo que se pode apresentar, é o dos lasers destinados a aplicações na área da biologia ou da medicina, em que normalmente os principais parâmetros são o comprimento de onda da radiação e a duração dos impulsos emitidos (que regra geral deverá ser da ordem de grandeza do processo que se pretende estudar). No caso concreto da tomografia óptica por coerência, OCT *Optical Coherence Tomography*, a principal característica é a largura de banda do espectro óptico de emissão, que será utilizado para gerar um padrão de interferência. Actualmente estão também em desenvolvimento sistemas de análise de tecidos biológicos, que recorrem a lasers sintonizáveis para determinar se existem, ou não, células cancerígenas nessa amostra. O princípio de funcionamento destes sistemas baseia-se no facto de as células cancerígenas terem comprimentos de onda de absorção diferentes dos das células saudáveis.

No caso dos lasers utilizados para a ablação de materiais, com o objectivo de depositar filmes finos na superfície de um substrato, o critério mais importante é, sem dúvida, a potência emitida pelo laser. O

comprimento de onda, não sendo totalmente desprezável, não é no entanto muito importante, sendo normalmente suficiente que se situe abaixo de um determinado limiar (que corresponde a diferença dos níveis de energia do material).

Uma técnica habitualmente utilizada para a obtenção de potências elevadas passa pela operação dos lasers em regime pulsado, mantendo uma potência média não muito elevada, mas alcançando potências de pico muito superiores.

Actualmente as fontes laser de alta potência mais utilizadas são os lasers de CO_2 e os lasers de estado sólido *bulk*, ou seja, dispositivos baseados em cristais, habitualmente excitados com díodos laser de bombagem, e conhecidos pela sigla DPSS, *Diode Pumped Solid State*. Existem no entanto alguns casos, como o dos lasers de Ti:Safira, em que ainda não é possível utilizar díodos laser como fontes de bombagem, sendo necessário recorrer a outras fontes, como por exemplo ao laser de Árgon. Esses sistemas são por esse motivo mais complexos, mais volumosos, exigem frequente manutenção (*e.g.* para alinhamento das ópticas, etc.), e normalmente requerem condições especiais para a sua instalação, como por exemplo o arrefecimento por água circulante. Assim, actualmente, estão a ser desenvolvidos grandes esforços no desenvolvimento de sistemas mais eficientes, que possam vir a substituir estas tecnologias. A tecnologia mais promissora para, em muitas aplicações, vir a substituir a tecnologia convencional, é a dos lasers em fibra óptica.

1.1 Motivação

O recente desenvolvimento da tecnologia baseada em fibra óptica, muito por força do *boom* verificado na área das telecomunicações, abriu novas possibilidades e colocou novos desafios aos investigadores desta área. Graças ao desenvolvimento de novos componentes tem sido possível desenvolver diversos tipos de lasers em fibra, que têm vindo, a pouco e pouco, a concorrer com os sistemas convencionais.

As grandes vantagens dos lasers em fibra, quando comparados com os seus equivalentes de estado sólido, são a sua estabilidade e o seu custo cada vez mais competitivo. Além disso, são dispositivos mais compactos, muito fiáveis, que requerem menos manutenção, e que são mais simples de operar, pois não possuem normalmente nenhum componente móvel que possa requer re-alinhamento. Permitem ainda obter um feixe óptico de elevada qualidade, e têm geralmente uma eficiência de conversão energética elevada. A dissipação de energia por via da geração de calor é normalmente pequena, e a remoção do calor é ainda naturalmente favorecida, pelo facto de as fibras possuírem uma elevada área em relação ao seu volume. Por esse motivo, os lasers em fibra não têm necessidade de esquemas de arrefecimento elaborados, requerendo normalmente apenas a o contacto com uma superfície metálica ou, no máximo, ventilação forçada [1].

Até há algum tempo atrás, as potências emitidas pelos lasers em fibra eram bastante inferiores às potências dos seus equivalentes de estado sólido, o que limitava a sua aplicação em algumas áreas (em particular, nas industriais). No entanto essa diferença tem vindo a reduzir-se, tendo recentemente sido

demonstrados sistemas em fibra com potências médias que já ultrapassam 1 kW, o que permite a esses dispositivos concorrerem com muitos sistemas convencionais. Normalmente o caminho para a obtenção de potências dessa ordem de grandeza passa pela utilização de configurações MOPA, *Master Oscillator Power Amplifier*, em que o sinal do laser principal é amplificado num amplificador em fibra. De referir que existem outras técnicas, que se baseiam na utilização de fibras dopadas com perfis especiais, e que permitem a obtenção de potências muito elevadas, directamente, à saída da cavidade laser [2].

Por outro lado, o largo espectro de fluorescência das fibras ópticas dopadas com iões de terras raras, torna-as meios particularmente atractivos para a construção de fontes de impulsos curtos, com a possibilidade de emissão em diferentes regiões espectrais, em função do dopante utilizado [1]. Dos diferentes iões utilizados, o Érbio, Er, será porventura o mais conhecido, devido à feliz coincidência do seu espectro de fluorescência se situar na denominada terceira janela das telecomunicações.

No caso das fibras dopadas com Itérbio, Yb, estas são tipicamente caracterizadas por um espectro de fluorescência largo, uma elevada eficiência de conversão óptica, e uma elevada potência de saturação. Estas três características fazem das fibras dopadas com Itérbio um meio de ganho apropriado para a geração e amplificação de impulsos curtos na região do 1 μm. Para além disso, os lasers em fibra óptica dopada com Yb podem, em determinadas condições operar na região dos 977 nm, o que os torna particularmente interessantes para inclusão em sistemas com duplicação da frequência.

Um terceiro dopante, que também tem vindo a merecer alguma atenção, é o Neodímio, Nd. O principal interesse do estudo desse ião prende-se com o facto de este possibilitar a emissão em duas regiões distintas, nos 900 nm ou nos 1000 nm.

A principal dificuldade associada à geração de impulsos em fibras dopadas com Yb ou Nd prende-se com o facto da dispersão do material, para comprimentos de onda abaixo de 1,3 μm ser sempre normal. E embora a dispersão do guia de onda possa ser utilizada para balancear a dispersão do material, é impossível alcançar o regime de dispersão anómala, na região do 1 μm, com fibras ópticas convencionais.

Esse regime de dispersão só pode ser alcançado nas novas fibras de banda proibida, PBG *Photonic Band-Gap*, ou de cristais fotónicos, PCF *Photonic Crystal Fibers*, devido às particulares propriedades de propagação da radiação nessas estruturas. De referir que, com essas fibras já foi demonstrada a compressão de impulsos, na região do 1 μm, apesar de ter sido observada alguma degradação da qualidade dos impulsos, devido à elevada birrefringência da fibra PCF utilizada [3]. Além desse problema, o facto de nas junções dessas fibras com fibras tradicionais se verificar a existência de elevadas perdas de inserção e de reflexões parasitas, tem de algum modo limitado a utilização dessas fibras. Esses aspectos terão necessariamente que ser corrigidos, para que estas fibras se venham a apresentar como uma solução atraente, para a compensação da dispersão na região do infravermelho próximo [4].

Até que isso aconteça, os dois métodos mais utilizados para a compensação da dispersão dentro da cavidade de um laser continuarão a ser uma sequência de prismas ou um par de redes de difracção (*gratings*). A inclusão desses dispositivos dentro de uma cavidade laser, permite controlar a dispersão total da cavidade, que pode ser normal ou anómala, pelo que os lasers poderão funcionar nos regimes de *stretched pulse* ou de solitões [5]. No entanto, a presença desses dispositivos *bulk* numa cavidade em fibra

aumenta a complexidade e as dimensões físicas do sistema, além de requererem re-alinhamentos frequentes, não sendo por isso considerados muito desejáveis em dispositivos comerciais.

Duas alternativas que vêem sendo estudadas com o objectivo de substituir esses dispositivos são os interferómetros de Gires-Tournois, GTI *Gires-Tournois Interferometer* [6] e as redes de Bragg com modulação de frequência em fibra óptica, CFBG *Chirped Fiber Bragg Gratings* [7]. Dispositivos idênticos a esses, os espelhos *chirped*, já são hoje habitualmente utilizados em lasers de estado sólido, onde necessitam apenas compensar a dispersão introduzida pelo cristal. Falta no entanto ainda estabelecer se esses dispositivos serão capazes de gerar dispersão anómala suficiente para compensar a dispersão dos lasers em fibra na região do 1 μm, caracterizados por dimensões típicas da ordem de um ou mais metros de comprimento [1].

Uma vez que os GTI são baseados num conceito de interferência de feixes múltiplos, a quantidade de dispersão anómala necessária para compensar os lasers em fibra, pode, em princípio, ser gerada aumentando a *finesse* do interferómetro. No entanto as perdas induzidas pela ressonância do GTI limitam a largura de banda utilizável do dispositivo, além de comprometerem a capacidade de sintonia do laser.

Esses métodos de compensação da dispersão não são no entanto capazes, por si só, de iniciar a geração de impulsos curtos. Para esse fim é necessária a introdução na cavidade de um mecanismo de *mode locking*.

Uma dessas técnicas que conquistou recentemente um papel de grande relevo, é a tecnologia dos espelhos com absorvedores saturáveis semicondutores, SESAM *Semiconductor Saturable Absorber Mirror*. Esses dispositivos já foram utilizados para demonstrar a geração de impulsos curtos e ultra-curtos, quer em lasers de estado sólido convencionais, quer em lasers em fibra óptica, e em diferentes regiões do espectro [8, 9].

Uma importante vantagem dos SESAM's é a grande flexibilidade com que se podem definir os parâmetros de cada dispositivo, tais como o tempo de recuperação, a fluência de saturação ou a modulação não linear da reflectividade. Esses parâmetros podem ser controlados através do desenho do dispositivo, das suas condições de construção ou de eventuais tratamentos de pós-crescimento, como por exemplo a implantação de iões pesados ou o tratamento térmico, *annealing*.

Combinando a tecnologia dos SESAM's com a dos lasers em fibra, é possível, preservando a simplicidade da cavidade, obter um laser compacto e extremamente estável, e capaz de cobrir uma gama alargada de comprimentos de onda. Esses dispositivos têm ainda a vantagem de normalmente não requererem qualquer manutenção e de permitirem gerar impulsos ópticos, em ambos os regimes de dispersão, com durações da ordem dos picosegundos ou mesmo femtosegundos.

1.2 Trabalho desenvolvido

O trabalho realizado neste programa de doutoramento versou essencialmente a junção dessas duas tecnologias: o desenvolvimento de lasers em fibra óptica, pulsados através da inclusão de SESAM's na

cavidade. Em particular, estudaram-se lasers capazes de gerar impulsos, curtos e ultra-curtos, na região do 1 μm, utilizando fibras dopadas com Yb.

Foram estudadas diversas configurações para as cavidades em fibra, em função dos parâmetros de duas fibras dopadas (com diferentes concentrações de Yb), das características dos SESAM's (nomeadamente dos diferentes tempos de recuperação) e da dispersão da cavidade, sendo ainda tidos em conta outros parâmetros, como por exemplo o comprimento de onda utilizado para bombear a fibra dopada.

Inicialmente desenvolveu-se um laser com uma cavidade linear, com um SESAM de GaInNAs numa das suas extremidades e um espelho de alta reflectividade na outra. A fibra dopada com Yb era bombeada através de um díodo laser com emissão no comprimento de onda de 915 nm, e foram incluídas na cavidade duas redes de difracção para a compensação da dispersão da secção em fibra. Com essa cavidade demonstrou-se, pela primeira vez, a geração de impulsos curtos na região dos 980 nm num laser em fibra dopada com Yb *mode locked* através de um SESAM de GaInNAs.

Posteriormente essa configuração foi optimizada, sendo a potência máxima emitida, após optimização, aproximadamente 15 mW, para cerca de 100 mW de potência de bombagem acoplada. A sintonia da emissão do laser foi também demonstrada, num intervalo de comprimentos de onda de cerca de 40 nm. Através da substituição dos acopladores e do comprimento da fibra dopada utilizada, foi possível deslocar-se esse intervalo de sintonia, obtendo-se um intervalo máximo combinado de cerca de 140 nm, entre os comprimentos de onda de 977 e 1115 nm. Esta gama de sintonia é extremamente alargada, e demonstra a enorme versatilidade dos SESAM's.

Utilizando esse laser como oscilador principal de uma configuração MOPA, na qual foi utilizado um amplificador de alta potência em fibra óptica dopada com dupla bainha, obteve-se, uma potencia média emitida superior a 700 mW. Os impulsos obtidos à saída do amplificador, que não apresentavam uma degradação temporal assinalável, eram caracterizados por uma largura total à meia altura, FWHM (*Full Width at Half Maximum*), de 3 ps de duração, e uma taxa de repetição de aproximadamente 30 MHz. O comportamento desse laser foi ainda estudado para diferentes valores da dispersão total da cavidade, variando a separação entre as redes de difracção, tendo se observado a compressão intracavidade dos impulsos para valores FWHM da ordem do 1 ps. Recorrendo simultaneamente à compressão interna e externa, com dois pares de redes de difracção, observou-se a redução da duração dos impulsos para valores FWHM da ordem dos 340 fs.

Foi também estudada uma outra cavidade, sem compensação da dispersão e com uma configuração extremamente simples, em que a bombagem era efectuada por um díodo laser com emissão no comprimento de onda de 980 nm. O interesse por esse comprimento de onda de bombagem deve-se ao facto desses díodos laser serem muito fiáveis e relativamente mais baratos que os díodos laser de bombagem de 915 nm. Os impulsos obtidos com essa configuração eram caracterizados por durações na ordem das várias dezenas de ps.

Foram também ensaiadas duas cavidades com um comprimento muito reduzido, especialmente desenhadas para tirar partido da utilização de uma fibra dopada com uma concentração extremamente

elevada de Yb. Essa fibra permite reduzir significativamente o comprimento da fibra dopada e, consequentemente, diminuir a dispersão total da cavidade. A duração dos impulsos obtidos com essa cavidade foi ligeiramente superior à dos impulsos obtidos no caso da cavidade com dispersão anómala. Com a inclusão, pensa-se que pela primeira vez, de um GTI numa dessas cavidades, foi possível obter o regime de dispersão anómala, e desse modo reduzir a duração dos impulsos por um factor de aproximadamente 10 vezes. Em ambos as cavidades, a potência média emitida foi aproximadamente 1 mW, para as mesmas condições de bombagem (100 mW de potência de bombagem acoplada na fibra no comprimento de onda de 915 nm).

Foi ainda construída uma cavidade linear, que permitiu comparar a técnica de geração de impulsos com um SESAM, com a técnica de geração de impulsos por realimentação com desvio de frequência, através da introdução de um modulador acusto-óptico, AOM *Acousto-Optic Modulator*, na cavidade. Para além de se ter comparado a duração dos impulsos obtidos com as duas técnicas, estudou-se também o mecanismo de iniciação do *mode locking* em cada caso, e a existência ou não de outros fenómenos, como o *Q switching*.

Para terminar, estudou-se um laser em fibra dopada com Nd, que emitia impulsos na região dos 900 nm. Em particular, foi estudada a duração dos impulsos em função do tempo de recuperação dos SESAM's utilizados, no regime de dispersão total positiva.

1.3 Estrutura da tese

Esta tese está dividida em 4 capítulos e 2 anexos. No primeiro capítulo é apresentada uma breve introdução ao tema desta tese, a motivação do trabalho, e a estrutura da tese.

O segundo capítulo é dedicado à teoria dos lasers em fibra capazes de gerar impulsos ópticos curtos ou ultra-curtos. Em particular, é explorado o princípio de funcionamento dos lasers pulsados através de duas técnicas distintas: a inclusão de um SESAM na cavidade ou a realimentação com desvio de frequência. São ainda descritos, em detalhe, os diferentes regimes de funcionamento em função da dispersão da cavidade, bem como alguns métodos para a compensação da dispersão.

No terceiro capítulo são apresentados os resultados do trabalho realizado, no desenvolvimento de lasers em fibra capazes de gerar impulsos curtos e ultra-curtos, na região do 1 μm. Em particular, são descritos os resultados obtidos em termos de duração dos impulsos, potência máxima e sintonia em comprimento de onda, para diferentes configurações de lasers em fibra, e para diferentes valores de dispersão da cavidade. São também comparados os resultados obtidos, com a mesma montagem experimental, utilizando as duas técnicas de geração de impulsos curtos já referidas.

Finalmente, no quarto capítulo são apresentadas algumas considerações finais e descritas as perspectivas de trabalho futuro.

No anexo I são apresentados outros resultados, obtidos durante este programa de doutoramento, mas que não se enquadram, directamente, no tema desta tese. O primeiro desses trabalhos foi o desenvolvimento de um amplificador em fibra óptica dopada com Érbio para a banda L das

telecomunicações. Nesse anexo são também apresentados os trabalhos de caracterização de um laser de cavidade vertical com emissão à superfície, VCSEL *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*, e de um modulador monolítico, realizados no âmbito de colaborações pontuais durante o processo de desenvolvimento desses dispositivos.

No anexo II encontra-se a lista de todas as comunicações decorrentes do trabalho efectuado.

Referências

1 M.J.F. Digonnet (Editor) "Rare earth doped fiber lasers and amplifiers", Marcel Dekker, Nova Iorque, ISBN 0-8247-8785-4, 1993.

2 Y. Jeong, J.K. Sahu, S. Baek, C. Alegria, C.A. Codemard, D.B.S. Soh, V. Philippov, R.B. Williams, K. Furusawa, D.J. Richardson, D.N. Payne e J.Nilsson, "The Rising Power of Fibre Lasers", Proc. LEOS 2003, vol. 2, pp. 792-793, Outubro 2003.

3 H. Lim, F.Ö. Ilday e F.W. Wise, "Femtosecond ytterbium fiber laser with photonic crystal fiber for dispersion control", Opt. Express, vol. 10, pp. 1497–1502, Dezembro 2002.

4 C.J.S. de Matos, J.R. Taylor, T.P. Hansen, K.P. Hansen e J. Broeng, "All-fiber chirped pulse amplification using highly-dispersive air-core photonic bandgap fiber", Opt. Express, vol. 11, pp. 2832–2837, Novembro 2003.

5 O.G. Okhotnikov, L. Gomes, N. Xiang, T. Jouhti e A.B. Grudinin, "Mode-locked ytterbium fiber laser tunable in the 980–1070 nm spectral range", Opt. Lett., vol. 28, pp. 1522–1524, Setembro 2003.

6 B. Golubovic, R.R. Austin, M.K. Steiner-Shepard, M.K. Reed, S.A. Diddams, D.J. Jones e A.G. van Engen, "Double Gires Tournois interferometer negative-dispersion mirrors for use in tunable mode-locked lasers", Opt. Lett., vol. 25, pp. 275-277, Fevereiro 2000.

7 J.A.R. Williams, I. Bennion, K. Sugden e N.J. Doran, "Fiber dispersion compensation using a chirped in-fiber Bragg grating", IEEE Electron. Lett., vol. 30, pp. 985-986, Junho 1994.

8 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, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers", IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol. 2, pp. 435–453, Setembro 1996.

9 O.G. Okhotnikov, T. Jouhti, J. Konttinen, S. Karirinne e M. Pessa, "1,5 μm monolithic GaInNAs semiconductor saturable absorber mode locking of an erbium fiber laser", Opt. Lett., vol. 28, pp. 364–366, Março 2003.

2 Teoria

Neste capítulo é apresentada a base teórica que explica o funcionamento dos lasers, em particular no que se refere aos lasers pulsados em fibra óptica. Esta base teórica apesar de não pretender ser demasiado exaustiva, permitirá explicar o funcionamento dos lasers desenvolvidos durante este trabalho.

Na secção 2.1 são descritos os elementos fundamentais de um laser, e resumidamente apresentados os parâmetros que permitem caracterizar os lasers, abordando os diferentes regimes de funcionamento, contínuo e pulsados. Na secção 2.2 é apresentada uma introdução às fibras ópticas, sendo descritas de um modo sucinto as propriedades de condução e os parâmetros fundamentais a considerar. Ainda nessa secção são descritas com mais algum detalhe as fibras ópticas utilizadas como meio de ganho nesta tese, nomeadamente as fibras dopadas com Yb e Nd. A importância da dispersão no funcionamento dos lasers pulsados é discutida na secção 2.3, onde são também discutidos dois métodos para obter a compensação da dispersão dentro de uma cavidade laser, nomeadamente a utilização de pares de redes de difracção e de interferómetros de Gires-Tournois. Nas secções 2.4 e 2.5 são discutidos os dois métodos de geração de impulsos curtos e ultra-curtos utilizados neste trabalho: a introdução de espelhos com absorvedores saturáveis semicondutores na cavidade e a realimentação com desvio de frequência.

Finalmente na secção 2.6 são apresentadas algumas breves conclusões sobre este capítulo.

2.1 Introdução aos lasers

Pouco mais de 40 anos passaram desde que T.H. Maiman apresentou o primeiro laser [1], mas neste relativamente curto espaço de tempo, a sigla *LASER* entrou de tal modo na linguagem do dia-a-dia, que até já deu origem a um verbo (pelo menos na língua Inglesa). De recordar que *LASER*, é a sigla para a amplificação da luz por emissão estimulada de radiação (do inglês *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*).

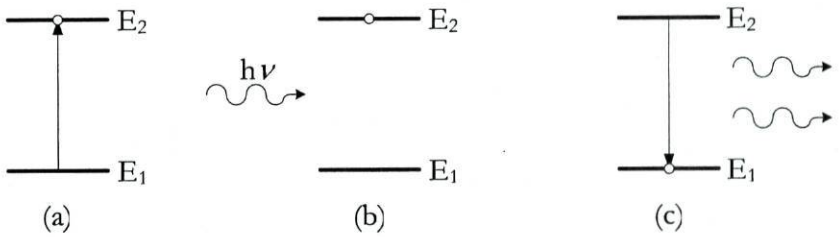


Figura 2.1 – O princípio da emissão estimulada: (a) um átomo é previamente excitado por acção da bombagem externa, em seguida, (b) esse meio interage com radiação com uma frequência, ν, tal que $h\nu = E_2 - E_1$, sendo gerado (c) um novo fotão que é uma réplica exacta do fotão incidente.

O princípio da emissão estimulada de radiação, representado na Figura 2.1, foi descrito por A. Einstein em 1916 [2]. Esse princípio afirma que quando a radiação que passa num determinado meio, previamente excitado, possui uma energia igual à diferença de energia entre os níveis de energia desse material, são produzidos por emissão estimulada mais fotões, em tudo idênticos aos fotões incidentes. O meio onde esse fenómeno ocorre é designado meio de ganho.

Os meios de ganhos utilizados para se obter acção laser podem assumir diversas formas, nomeadamente cristais dopados com iões activos, líquidos com corantes, gases, semicondutores, ou ainda fibras dopadas com iões de terras raras [3]. Em comum estes diferentes meios têm o facto de serem constituídos por um hospedeiro no qual se introduzem os elementos activos.

O material hospedeiro, não sendo directamente responsável pela amplificação do sinal, tem uma enorme importância na definição das propriedades do meio de ganho, em particular no que se refere às propriedades espectroscópicas, bem como na escolha do tipo de bombagem mais apropriado a esse meio de ganho. A bombagem, que é realizada para excitar o meio de ganho, pode ser feita, por exemplo, através de radiação óptica, de reacções químicas, de uma descarga eléctrica, ou até simplesmente pela passagem de uma corrente eléctrica através do meio [4].

Para além dos dois elementos já referidos, o meio de ganho e a bombagem, existem ainda mais dois elementos que são indispensáveis para a construção de um laser: a cavidade de realimentação, e o acoplador de saída [5, 6]. A cavidade de realimentação é responsável por redireccionar a radiação emitida novamente para o meio de ganho, para que esta seja repetidamente amplificada. O acoplador de saída permite extrair parte da radiação, do interior da cavidade para o exterior, onde será posteriormente utilizada.

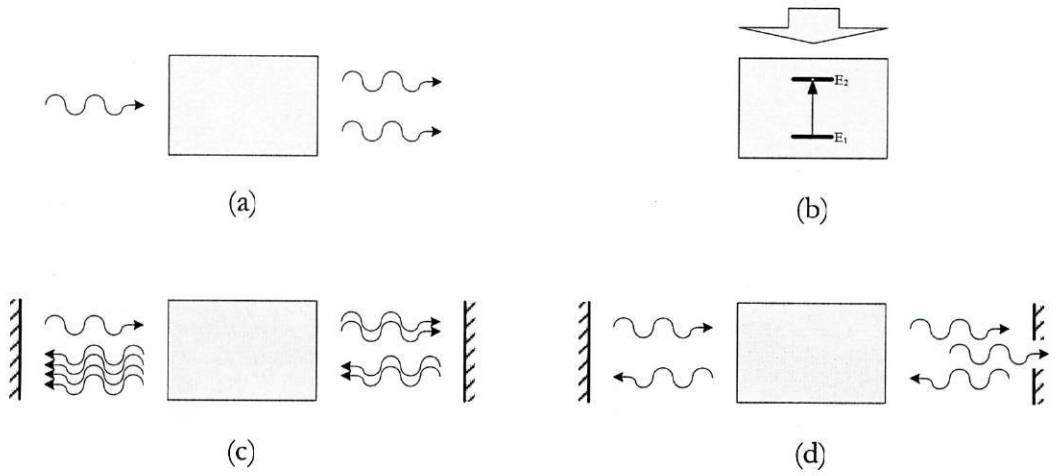


Figura 2.2 – Representação esquemática, simplificada, dos quatro elementos fundamentais de um laser: (a) Meio de ganho; (b) Bombagem; (c) Cavidade de realimentação; (d) Acoplador de saída.

A cavidade de realimentação assegura o mecanismo de *feedback*, o que significa que um pequeno sinal pode ser fortemente amplificado pelo meio de ganho. Este processo de amplificação é no entanto limitado por fenómenos de saturação do ganho, que dependem da dopagem do meio de ganho e da respectiva bombagem. Por este motivo, para se encontrar uma solução consistente para a intensidade da radiação dentro da cavidade, é necessário considerar o efeito do meio de ganho na radiação e vice-versa.

A cavidade é ainda responsável pela atribuição aos lasers de um das suas principais características: a estrutura de modos longitudinais [7]. Ou seja, de um modo geral, um laser não pode funcionar numa frequência qualquer, mas apenas numa frequência, ou numa série de frequências discretas, impostas pela cavidade. Note-se que existem alguns tipos de cavidades, por exemplo as cavidades com realimentação com desvio de frequência, em que esta estrutura de modos não está presente, e o laser pode oscilar em qualquer frequência. Este assunto será abordado com mais detalhe nas secções 2.1.5 e 2.5.

2.1.1 Ganho e perdas

Analise-se agora, em algum detalhe, o funcionamento de um laser. Considere-se para já o modelo simplificado de dois níveis, representado na Figura 2.3.

Os vários processos que descrevem o relacionamento entre o meio de ganho e a radiação, podem ser classificados em processos radiativos e não radiativos. Dos processos não radiativos o mais importante é o decaimento não radiativo (Figura 2.3 d)),em que um átomo decai de um nível excitado para o nível fundamental, libertando a energia correspondente sobre uma outra forma (e.g. um fonão).

Dos processos radiativos, além da já referida emissão estimulada (Figura 2.3 c)), devem ser salientados a absorção (Figura 2.3 a)) e a emissão espontânea (Figura 2.3 b)). A absorção descreve a excitação do meio de ganho, do seu estado fundamental para um estado excitado, por absorção de um fotão, ao passo que a emissão estimulada se refere à emissão espontânea de um fotão, com o consequente regresso ao nível fundamental de um átomo previamente excitado. De referir, que além destes processos existem ainda outros, como por exemplo a absorção de estado excitado, ESA *Excited State Absorption*, que não serão discutidos neste modelo simplificado.

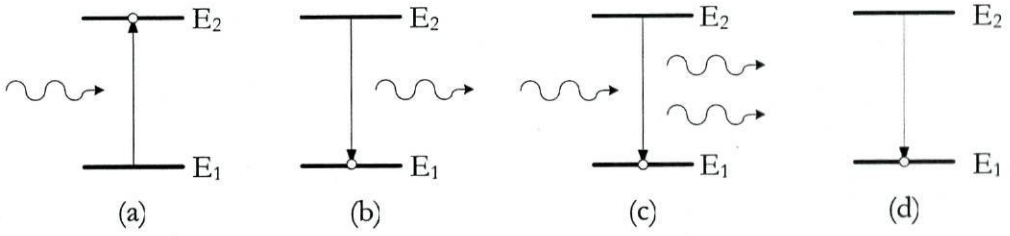


Figura 2.3 – Os quatro processos mais importantes na descrição da interacção radiação matéria de um laser de dois níveis: (a) Absorção; (b) Emissão espontânea; (c) Emissão estimulada; (d) Decaimento não radiativo.

Considere-se inicialmente a amplificação de uma onda ao atravessar o meio de ganho que, por simplificação, se assume ser composto apenas pelos níveis 1 e 2. Partindo da denominada equação de continuidade, que deriva do Teorema de Poynting a uma dimensão, e considerando que a onda plana se propaga no meio segundo o eixo dos zz, pode-se escrever [5, 6, 8]:

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial z}\right)I_\nu = \sigma(\nu)I_\nu\left(N_2 - N_1\right) \tag{2.1}$$

Faculdade de Ciências do Porto
Biblioteca do Departamento de Física

Esta equação descreve a variação da energia por unidade de volume, no meio onde a onda se propaga, devido quer à absorção quer à emissão estimulada, não sendo incluídos os termos respeitantes à emissão espontânea ou ao decaimento não radiativo. I_ν representa a intensidade da radiação, caracterizada por uma frequência ν e, N_2 e N_1 são respectivamente as densidades das populações do nível 2 e do nível 1. $\sigma(\nu)$ é a designada secção eficaz, que reflecte a resposta do meio activo em função da frequência, e se define como:

$$\sigma(\nu)=\frac{\lambda^2 \mathrm{A}}{8\pi} S(\nu) \tag{2.2}$$

Onde A é o coeficiente de emissão espontânea, sugerido por Einstein, correspondente a estes níveis, e $S(\nu)$ é o factor de forma atómica. Os termos do lado direito da equação (2.1) podem ser agrupados num só, denominado coeficiente de ganho, $\mathrm{g}(\nu)=\sigma(\nu)\left(N_2-N_1\right)$, pelo que a equação (2.1) pode ser reescrita como:

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial z}\right) I_\nu = \mathrm{g}(\nu) I_\nu \tag{2.3}$$

Na condição de estado estacionário, a solução da equação (2.1) é:

$$I_\nu(z)=I_\nu(0)e^{g(\nu)z} \tag{2.4}$$

Esta solução indica que a intensidade da luz cresce exponencialmente, se $N_2 > N_1$, ou seja se existirem mais átomos no nível excitado do que no nível fundamental, situação que é designada por *inversão da população*. Na realidade este resultado é válido apenas para pequenas intensidades, pois para intensidades superiores o ganho satura, pelo que esta expressão em geral sobrestima o valor da intensidade. O efeito de saturação do meio de ganho será analisado com detalhe na secção 2.1.3.

Considere-se agora o efeito das perdas na cavidade, que poderão ter origem em fenómenos de espalhamento e absorção nos espelhos, e também as perdas introduzidas pela extracção de energia, através do acoplador de saída. Para que exista acção laser é necessário que a radiação emitida pelo meio de ganho seja superior às perdas. Assim é necessário que ganho seja superior a um valor mínimo, denominado *ganho limiar*.

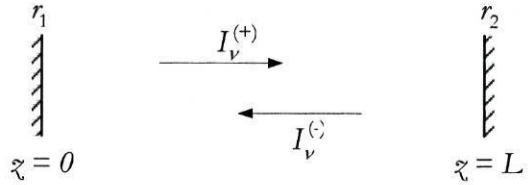


Figura 2.4 – Esquema de uma cavidade linear.

Para determinar o ganho limiar, considere-se uma cavidade linear de comprimento L, formada por dois espelhos, com reflectividades respectivamente r_1 e r_2. Considerando a propagação da radiação nos dois sentidos, tal como se ilustra na figura anterior, impõem-se as condições fronteira ($z = L$ e $z = 0$):

$$\begin{aligned} I_\nu^{(-)}(L) &= r_2 I_\nu^{(+)}(L) \\ I_\nu^{(+)}(0) &= r_1 I_\nu^{(-)}(0) \end{aligned} \tag{2.5}$$

Incluindo um meio de ganho de comprimento l no interior dessa cavidade, resulta:

$$I_\nu^{(+)}(0) = \left[r_1 r_2 e^{2g(\nu)l} \right] I_\nu^{(+)}(0) \tag{2.6}$$

De onde se conclui que no estado estacionário teremos que o ganho limiar:

$$g_t = -\frac{1}{2l}\ln(r_1 r_2) \approx \frac{1}{2l}(1 - r_1 r_2) \tag{2.7}$$

Em que a última aproximação é válida no caso de reflectividades elevadas ($r_1 r_2 \approx 1$).

Regressando à equação (2.1), analise-se o que se passa se se considerarem fenómenos dependentes do tempo, tais como os que ocorrem nos lasers pulsados. Considere-se a propagação, em sentidos opostos, de duas ondas na cavidade:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_\nu^{(+)}}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial I_\nu^{(+)}}{\partial t} &= g(\nu) I_\nu^{(+)} \\ -\frac{\partial I_\nu^{(-)}}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial I_\nu^{(-)}}{\partial t} &= g(\nu) I_\nu^{(-)} \end{aligned} \tag{2.8}$$

Adicionando as duas equações, a assumindo que a variação da intensidade ao longo da cavidade é lenta (o que é geralmente verdade), obtém-se integrado em z:

$$\frac{d}{dt}\left(I_\nu^{(+)} + I_\nu^{(-)} \right) = \frac{cl}{L} g(\nu) \left(I_\nu^{(+)} + I_\nu^{(-)} \right) \tag{2.9}$$

Adicionando ao lado direito desta equação um termo correspondente às perdas na cavidade, e usando a intensidade total na cavidade, pode-se reescrever a última equação como:

$$\frac{dI_\nu}{dt} = \frac{cl}{L} g(\nu) I_\nu - \frac{c}{2L}(1 - r_1 r_2) I_\nu \tag{2.10}$$

No entanto, para se obter um modelo mais completo do funcionamento de um laser, é também necessário estudar a variação das populações dos níveis 1 e 2, em função do tempo. As equações de continuidade, *rate equations*, que descrevem estes processos são as seguintes:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= +\Gamma_2 n_2 + A n_2 + \frac{cl}{L} g(\nu) q_\nu - p \\ \frac{dn_2}{dt} &= -\Gamma_2 n_2 - A n_2 - \frac{cl}{L} g(\nu) q_\nu + p \\ \frac{dq_\nu}{dt} &= \frac{cl}{L} g(\nu) q_\nu - \frac{c}{2L}(1 - r_1 r_2) q_\nu \end{aligned} \tag{2.11}$$

Onde n_1 e n_2 representam as populações totais nesses níveis, Γ_2 representa o coeficiente de decaimento não radiativo do nível 2, e p representa a bombagem. A última equação não é mais do que a equação (2.10)

reescrita, em função do número de fotões dentro da cavidade, q_v, que é directamente proporcional à intensidade total na cavidade. Associando as duas últimas equações, obtém-se:

$$\frac{d}{dt}(n_2 + q_v) = -(\Gamma_2 + \mathrm{A})n_2 + p - \frac{c}{2L}(1 - r_1 r_2)q_v \tag{2.12}$$

Esta expressão mostra que o número total de átomos no nível 2 e de fotões na cavidade, não depende nem da emissão estimulada nem da absorção. Por este motivo, um aumento no número de fotões na cavidade é sempre acompanhado por uma diminuição igual no número de átomos no nível 2.

2.1.2 Lasers de três e quatro níveis

O modelo de 2 níveis, utilizado na secção anterior, é insuficiente para explicar o funcionamento de um laser, pois apresenta algumas limitações importantes como, por exemplo, não permitir modelizar a condição de inversão da população para o estado estacionário, ou da saturação do ganho. Estas falhas devem-se ao facto das probabilidades da absorção e da emissão estimulada serem iguais.

Assim, deve-se procurar utilizar um modelo mais completo que represente a interacção radiação matéria de um modo mais real. Os modelos mais utilizados são os baseados em sistemas de três ou de quatro níveis, ilustrados na Figura 2.5. Nestes modelos a presença de níveis adicionais, que ao contrário do nível superior da transição laser não são níveis metaestáveis, permite a modelização da inversão da população entre os níveis desejados.

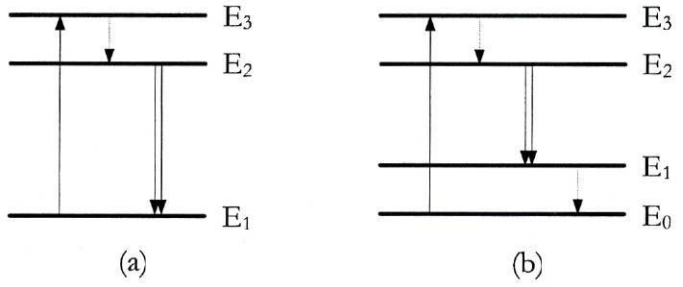


Figura 2.5 – Representação esquemática dos modelos de sistemas laser de (a) três e (b) quatro níveis. A transição laser está assinalada com uma dupla seta e os decaimentos rápidos (não radiativos) estão assinalados a tracejado.

Considere-se primeiro o modelo de três níveis. Comparativamente ao modelo simplificado de dois níveis, este sistema caracteriza-se pela introdução de um terceiro nível atómico, localizado logo acima do nível superior da transição laser, e para o qual é efectuada a bombagem a partir do nível 1. Os átomos que se encontram nesse nível 3 decaem rapidamente para o nível 2, por exemplo, por acção da emissão espontânea ou de uma colisão com outra partícula, permitindo assim obter a inversão das populações entre os níveis da transição laser.

As equações que descrevem a dinâmica das densidades de população destes níveis, (assumindo, por simplicidade que a população do nível 3 é zero, devido ao rápido decaimento para o nível 2) são:

$$\frac{dN_1}{dt} = -PN_1 + \Gamma_{21}N_2 + \sigma\Phi_\nu\left(N_2 - N_1\right)$$
$$\frac{dN_2}{dt} = PN_1 - \Gamma_{21}N_2 - \sigma\Phi_\nu\left(N_2 - N_1\right) \tag{2.13}$$

Onde P representa a taxa de bombagem, e Γ_{21} representa o decaimento espontâneo do nível 2 para o nível 1. Φ_ν representa a densidade de fotões, que se relaciona com a intensidade através de $I_\nu = \mathrm{h}\nu\Phi_\nu$. Note-se que $N_1 + N_2$ não é mais que a densidade total de átomos nesse volume, que é uma constante que se passará a designar N_T.

Assumindo que próximo do ganho limiar o numero de fotões dentro da cavidade, ou seja, que o último termo das equações (2.13) é pequeno, pode-se encontrar o valor da inversão da população, para o estado estacionário, dado por:

$$\overline{N_2} - \overline{N_1} = \frac{P - \Gamma_{21}}{P + \Gamma_{21}} N_T \tag{2.14}$$

De onde se pode concluir que para se obter a inversão da população, é necessário que $P > \Gamma_{21}$, ou seja que a taxa de bombagem seja superior à taxa de decaimento espontâneo. Em termos de potência de bombagem por unidade de volume, o valor mínimo necessário para se obter ganho efectivo é dado por:

$$\left(\frac{\mathrm{Pot}}{\mathrm{Vol}}\right)_{\min} = \frac{1}{2}\Gamma_{21}N_T\mathrm{h}\nu_{31} \tag{2.15}$$

Considere-se agora o modelo correspondente a um sistema caracterizado por 4 níveis, representado na Figura 2.5 b). Neste modelo, o nível 1 não é o nível fundamental, pois existe um quarto nível (designado nível 0) que se encontra abaixo do nível 1, sendo que se considera que a transição laser ocorre, tal como no modelo anterior, entre os níveis 2 e 1. Este nível adicional para o qual os átomos podem decair a partir do nível 1, representa uma vantagem deste modelo em relação ao modelo de três níveis, pois uma redução da população no nível 1 aumenta a inversão da população na transição laser.

Assumindo novamente que os átomos excitados pela bombagem, neste caso desde o nível 0 para o nível 3, decaem imediatamente para o nível 2, ou seja que a população do nível 3 é zero, podemos escrever:

$$\frac{dN_0}{dt} = -PN_0 + \Gamma_{10}N_1$$
$$\frac{dN_1}{dt} = -\Gamma_{10}N_1 + \Gamma_{21}N_2 + \sigma(\nu)\left(N_2 - N_1\right)\Phi_\nu \tag{2.16}$$
$$\frac{dN_2}{dt} = PN_0 - \Gamma_{21}N_2 - \sigma(\nu)\left(N_2 - N_1\right)\Phi_\nu$$

Onde Γ_{10} e Γ_{21} representam as taxas de decaimento do nível 1 para o nível 0, e do nível 2 para o nível 1, respectivamente. Adicionando estas três equações, e considerando-se que as densidades de populações dos 3 níveis obedecem à denominada lei de conservação:

$$N_0 + N_1 + N_2 = N_T \tag{2.17}$$

pode-se determinar a inversão da população, no estado estacionário:

$$\overline{N_2} - \overline{N_1} = \frac{P(\Gamma_{10} - \Gamma_{21})N_T}{\Gamma_{10}\Gamma_{21} + \Gamma_{10}P + \Gamma_{21}P} \tag{2.18}$$

Este resultado demonstra que, se o sistema for bombeado, existirá sempre inversão da população desde que $\Gamma_{10} > \Gamma_{21}$, ou seja, desde que decaimento do nível 1 para o nível 0 seja mais rápido que o decaimento do nível 2 para o nível 1.

No entanto, mesmo tendo sempre ganho, apenas existirá ganho efectivo se o ganho for superior ao ganho limiar (ou seja, se for superior às perdas intrínsecas da cavidade laser). Definindo ΔN_t como o valor da inversão da população que corresponde exactamente ao ganho limiar:

$$g_t \equiv \sigma(\nu)\Delta N_t \tag{2.19}$$

Então, a partir de (2.18), pode-se escrever a bombagem mínima necessária para o funcionamento de um laser de quatro níveis como:

$$(P)_{\min} = \frac{\Delta N_t}{N_T - \Delta N_t}\Gamma_{21} \tag{2.20}$$

E utilizando a expressão (2.14), obtém-se a expressão equivalente para um laser de três níveis:

$$(P)_{\min} = \frac{N_T + \Delta N_t}{N_T - \Delta N_t}\Gamma_{21} \tag{2.21}$$

Comparando as duas expressões anteriores, conclui-se que a taxa de bombagem necessária para obter acção laser no caso de um laser de quatro níveis é inferior à de um laser de três níveis, pois o valor da inversão da população ΔN_t será sempre muito pequeno quando comparado com a população total N_T. Em termos da densidade de potência de bombagem, tem-se para o caso de um laser de quatro níveis:

$$\left(\frac{\text{Pot}}{\text{Vol}}\right)_{\min} \approx \text{h}\nu_{30}\Delta N_t\Gamma_{21} \tag{2.22}$$

O que comparando com o caso de três níveis, expressão (2.15), permite comprovar que em geral será necessária uma menor potência de bombagem para alcançar a acção laser num sistema de quatro níveis.

2.1.3 Saturação do ganho

Nas secções anteriores assumiu-se que os processos de emissão estimulada eram desprezáveis (regime de pequenos sinais), ou seja que os termos $\sigma(\nu)(N_2 - N_1)\Phi_\nu$ podiam ser ignorados nas equações (2.13) e (2.16). Para incluir esses termos nos modelos anteriores, será suficiente efectuar as seguintes alterações [6]:

$$\begin{aligned} P &\rightarrow P + \sigma(\nu)\Phi_\nu \\ \Gamma_{21} &\rightarrow \Gamma_{21} + \sigma(\nu)\Phi_\nu \end{aligned} \tag{2.23}$$

O resultado mais importante que resulta destas alterações é o facto do ganho para um laser de três níveis assumir agora a expressão:

$$g(\nu)=\frac{\sigma(\nu)\left(P-\Gamma_{21}\right)N_T}{P+\Gamma_{21}+2\sigma(\nu)\Phi_\upsilon} \tag{2.24}$$

Que pode ser reescrita como:

$$g(\nu)=\frac{g_0(\nu)}{1+\Phi_\nu/\Phi_\nu^{sat}} \tag{2.25}$$

Em que o ganho para pequenos sinais, $g_0(\nu)$, é:

$$g_0(\nu)=\frac{\sigma(\nu)\left(P-\Gamma_{21}\right)N_T}{P+\Gamma_{21}} \tag{2.26}$$

E o fluxo de saturação é:

$$\Phi_\nu^{sat}=\frac{P+\Gamma_{21}}{2\sigma(\nu)} \tag{2.27}$$

No caso dos sistemas de quatro níveis, a expressão (2.25) continua a ser válida, no entanto a expressão para o fluxo de saturação é alterada para:

$$\Phi_\nu^{sat}=\frac{P\Gamma_{10}+P\Gamma_{21}+\Gamma_{10}\Gamma_{21}}{\sigma(\nu)\left(2P+\Gamma_{10}\right)} \tag{2.28}$$

A equação (2.25) mostra o comportamento do ganho em função do fluxo da radiação, que para fluxos baixos se aproxima do valor do ganho para pequenos sinais, $g_0(\nu)$, e para fluxos elevados se aproxima de zero, situação em que o ganho se diz saturado.

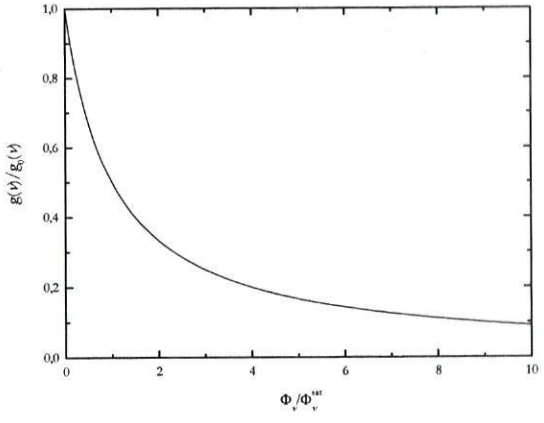


Figura 2.6 – Comportamento do ganho em função do fluxo de fotões na cavidade.

Este comportamento pode ser facilmente entendido, considerando que uma elevada taxa de emissão estimulada e de absorção (motivada pelo elevado fluxo de fotões na cavidade), tende a equalizar as populações dos níveis N_2 e N_1, ou seja diminuir a inversão da população, e logo o ganho.

2.1.4 Potência emitida e eficiência

Para se determinar o valor da intensidade da radiação emitida por um laser, considere-se que em estado estacionário o número de fotões dentro da cavidade é constante, e que todos os processos de perdas são independentes da intensidade, o que implica que o ganho seja exactamente igual ao ganho limiar, g_t.

Com uma pequena alteração da equação (2.25) obtém-se:

$$g(\nu)=\frac{g_0(\nu)}{1+\left(I_\nu^{(+)}+I_\nu^{(-)}\right)/I_\nu^{sat}}=g_t \tag{2.29}$$

Assumindo que apenas um dos espelhos da cavidade é utilizado como acoplador de saída, a intensidade da radiação à saída desse espelho é dada pela expressão:

$$I_\nu^{out}=tI_\nu^{(+)} \tag{2.30}$$

Em que t é o coeficiente de transmissão desse espelho. Assumindo que a intensidade da radiação que se propaga num e noutro sentido na cavidade laser são iguais, o que é verdade na assumpção de espelhos com reflectividades elevadas, obtém-se:

$$I_\nu^{out}=\frac{1}{2}tI_\nu^{sat}\left(\frac{g_0(\nu)}{g_t}-1\right) \tag{2.31}$$

Dado que num espelho a soma da reflectividade, r, da transmissão, t, e das perdas, s, tem que ser igual a um, $(r+s+t=1)$, a última expressão pode ser reescrita como:

$$I_\nu^{out}=\frac{1}{2}tI_\nu^{sat}\left(\frac{2g_0(\nu)l}{t+s}-1\right) \tag{2.32}$$

Sendo esta expressão válida, tal como foi referido, para espelhos com reflectividades elevadas, ou seja quando t é reduzido. Outras assumpções consideradas na derivação desta expressão foram o funcionamento em regime contínuo, *cw* (*continuous wave*), a distribuição uniforme da intensidade da radiação e do ganho ao longo da cavidade, e a transmissão apenas através de um dos espelhos.

Maximizando esta expressão, obtém-se a potência máxima alcançável para um determinado laser (caracterizado pelos parâmetros g_0, I_ν^{sat} e l):

$$\left[I_\nu^{out}\right]_{\max}=I_\nu^{sat}\left[\sqrt{g_0(\nu)l}-\sqrt{s/2}\right]^2 \tag{2.33}$$

Que, no caso das perdas nos espelhos serem pequenas (o que geralmente é verdade), se reduz a:

$$\left[I_\nu^{out}\right]_{\max}\approx g_0(\nu)I_\nu^{sat}l \tag{2.34}$$

Além da potência máxima é também muito útil conhecer a eficiência máxima, que pode ser obtida com determinado meio de ganho, e que depende das características desse meio e do processo de bombagem.

Considerando um meio de ganho caracterizado por um sistema de três níveis, a eficiência máxima alcançável pode ser obtida a partir das equações (2.15) e (2.34):

$$e_{\max} = \frac{(P - \Gamma_{21}) N_T \nu_{21}}{2\nu_{31} P \overline{N_1}} \tag{2.35}$$

No caso de um meio fortemente saturado, ou seja quando $N_1 \approx N_2 \approx 1/2 N_T$, e bombeado, $P \gg \Gamma_{21}$, a eficiência é dada por:

$$e_{\max} \approx \frac{\nu_{21}}{\nu_{31}} \tag{2.36}$$

Esta é efectivamente a eficiência máxima que se pode esperar de um sistema de três níveis, e é designada de *eficiência quântica*. Por analogia, é fácil de concluir que a eficiência quântica para um sistema de quatro níveis é:

$$e_{\max} \approx \frac{\nu_{21}}{\nu_{30}} \tag{2.37}$$

No entanto, por diversos motivos, as eficiências obtidas experimentalmente nunca se aproximam destes valores. Um desses motivos é, por exemplo, a eficiência do processo bombagem, dado que nem toda a potência de bombagem é absorvida no meio de ganho.

2.1.5 Modos da cavidade

Como já foi referido, a cavidade de realimentação define também o conjunto de modos longitudinais nos quais o laser pode funcionar. Estude-se agora o modo como são afectados esses modos pela presença do meio de ganho no interior da cavidade. Considerando uma cavidade de comprimento total L na qual se encontra um meio de ganho de comprimento l, pode-se escrever que a frequência do modo m será [6]:

$$\nu_m = \frac{mc/2}{\mathrm{n}(\nu) l + (L - l)} \tag{2.38}$$

Admitindo que o índice de refracção do meio de ganho, $\mathrm{n}(\nu)$, é determinado principalmente pelo comportamento junto da transição laser, e que este meio é caracterizado por um alargamento de linha homogéneo, então pode-se escrever:

$$\mathrm{n}(\nu) - 1 = -\frac{\lambda_{21}}{4\pi} \frac{\nu_{21} - \nu}{\delta\nu_{21}} \mathrm{g}(\nu) \tag{2.39}$$

Em que $\delta\nu_{21}$ corresponde à largura a meia altura da transição laser. É habitual definir-se a denominada largura de banda da cavidade como:

$$\delta\nu_c = \frac{\alpha \mathrm{g}(\nu) l}{4\pi \mathrm{L}} \tag{2.40}$$

Considerando a condição de ganho igual ao ganho limiar, a largura de banda da cavidade pode ser escrita como:

$$\delta\nu_c = \frac{1}{4\pi}\left[\frac{c}{2L}\ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right)\right] \tag{2.41}$$

De onde se conclui que a largura de banda da cavidade depende apenas das propriedades da própria cavidade, e não do meio de ganho. Define-se também o denominado factor de qualidade da cavidade, Q, como:

$$Q = \frac{1}{2}\frac{\nu}{\delta\nu_c} \tag{2.42}$$

que indica se as perdas dessa cavidade são ou não elevadas (um elevado Q indica perdas baixas) A importância deste factor adimensional será justificada, na próxima secção, quando se abordar a questão da geração de impulsos numa cavidade laser.

Assim pode-se escrever uma nova expressão para a frequência do modo m:

$$\nu_m = \frac{\nu_{21}\delta\nu_c + \nu_{mc}\delta\nu_{21}}{\delta\nu_c + \delta\nu_{21}} \tag{2.43}$$

Em que $\nu_{mc} = mc/2L$ é o modo correspondente numa cavidade "vazia" (sem meio de ganho). Esta expressão pode ser reescrita, de uma outra forma:

$$\delta\nu_c\left(\nu_m - \nu_{21}\right) = \delta\nu_{21}\left(\nu_{mc} - \nu_m\right) \tag{2.44}$$

em que se verifica mais claramente que a frequência à qual o laser vai oscilar, ν_m, se encontra entre a frequência para a qual o ganho é máximo, ν_{21}, e a frequência do modo correspondente para a cavidade vazia, ν_{mc}. Este fenómeno é designado por *frequency pulling*.

Habitualmente a largura de banda da transição laser é muito maior que a largura de banda da cavidade, $\delta\nu_{21} \gg \delta\nu_c$, pelo que a expressão (2.43) pode ser simplificada, resultando em:

$$\nu_m = \nu_{mc} + \left(\nu_{21} - \nu_{mc}\right)\frac{\delta\nu_c}{\delta\nu_{21}} \tag{2.45}$$

Finalmente, pode-se obter o espaçamento entre dois modos consecutivos através da expressão:

$$\nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L}\frac{1}{1 + \delta\nu_c/\delta\nu_{21}} \tag{2.46}$$

Desta expressão pode-se concluir que se um laser está a oscilar simultaneamente em mais que um modo, a separação entre esses modos é reduzida por acção do *frequency pulling*.

2.1.6 *Q switching*

Um laser pode em princípio operar em quatro regimes de funcionamento distintos, tal como se representa na Figura 2.7. Além do já referido regime de intensidade constante, *cw*, um laser pode também apresentar à saída impulsos com uma duração mais ou menos variável. Os dois principais métodos para a geração de impulsos são o *Q switching* e o *mode locking*.

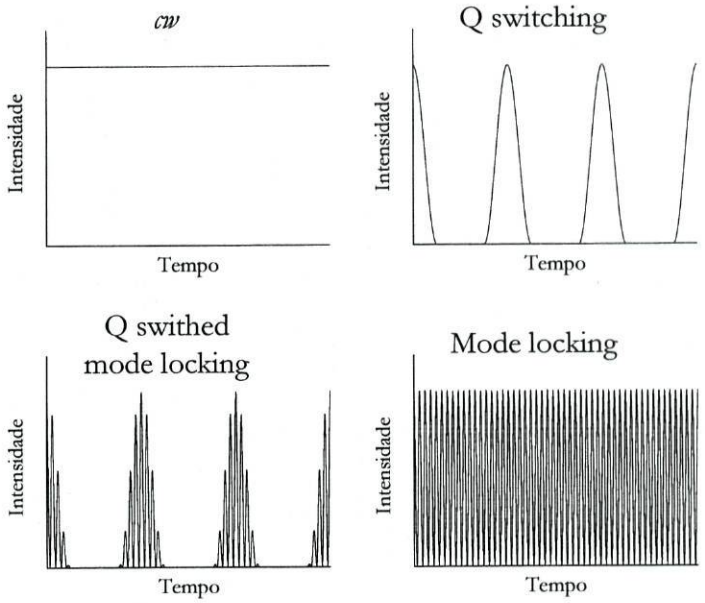


Figura 2.7 – Os quatro regimes de funcionamento mais habituais de uma cavidade laser.

Para além destes dois regimes, encontra-se frequentemente um outro regime de funcionamento estável, pulsado, denominado de *Q switched mode locking*, QML, em que os impulsos *mode locked* possuem uma envolvente típica do *Q switching*. Este tipo de comportamento é conhecido desde os primórdios da geração de impulsos em lasers [9], mas é normalmente indesejável, pois pode levar à geração de impulsos com potências de pico muito elevadas, eventualmente resultando em danos ópticos nos diferentes elementos da cavidade laser. Este assunto será abordado com mais detalhe na secção 2.4.6.

Um quinto regime de funcionamento, transitório, denominado de oscilações de relaxamento, é frequentemente observado durante o arranque dos lasers, e é caracterizado pela emissão de impulsos intensos, cuja amplitude vai diminuindo até que o laser atinge o estado *cw*. Durante o processo de desenvolvimento de um laser essas oscilações podem ser utilizadas para determinar algumas características do meio de ganho e da cavidade, nomeadamente o tempo de vida do nível superior e as perdas da cavidade, não sendo habitual encontrarem-se lasers a funcionarem propositadamente nesse regime.

Analise-se inicialmente, e de modo qualitativo, a operação do laser no regime de *Q switching*, que tal como o nome indica, se baseia na comutação do valor do factor Q da cavidade.

Considere-se uma cavidade que inicialmente apresenta perdas muito elevadas. Nessa situação, com uma forte bombagem, pode-se acumular no nível 2 um elevado número de átomos, o que eleva o ganho para pequenos sinais. Além disso, como o fluxo de fotões dentro da cavidade é reduzido, o ganho não é saturado. Se subitamente as perdas da cavidade são reduzidas drasticamente, é gerado um impulso intenso, graças ao

ganho, que é momentaneamente muito superior ao ganho limiar. A energia que se encontra acumulada no interior do meio de ganho é retirada pela elevada emissão estimulada criada por esse impulso. Os impulsos gerados através desta técnica têm normalmente durações da ordem dos $10^{-7} - 10^{-8}$ s.

Para se obter uma rápida variação do Q da cavidade podem-se utilizar diversos métodos. Os três métodos mais comuns são o método do espelho rotativo [10], a utilização de comutadores (*switches*) electro-ópticos [11] ou acusto-ópticos [12], ou ainda a utilização de absorvedores saturáveis [13].

Como o nome indica, o método do espelho rotativo baseia-se na rotação de um dos espelhos da cavidade, o que provoca perdas muito elevadas, excepto no curto espaço de tempo durante o qual esse espelho se encontra alinhado com o outro espelho da cavidade. No caso dos comutadores electro-ópticos, estes são *shutters* accionados electricamente, que ao variarem consideravelmente a sua transmissão, alteram as perdas da cavidade. Estes dispositivos baseiam-se normalmente no aparecimento, ou modificação, das propriedades de birrefringência de um material em função da tensão que lhe é aplicada. Por seu lado, o funcionamento dos comutadores acusto-ópticos assenta na deflexão do feixe óptico, pela interacção com uma onda acústica num meio apropriado [14]. De referir ainda que existem outros dispositivos que se baseiam noutros fenómenos, por exemplo, no deslocamento ou rotação de micro-espelhos, tal como ocorre nos dispositivos micro-electro-mecânicos, MEMS *Micro-Electro-Mechanical Systems* [15].

Os absorvedores saturáveis são dispositivos cuja transmissão aumenta à medida que aumenta a intensidade da radiação incidente [16]. Utilizando um absorvedor saturável numa cavidade, é possível obter a formação de impulsos Q *switched*, ou *mode locked*, tal como será explicado em detalhe na secção 2.4. O parâmetro que determina o regime de funcionamento de um laser baseado num absorvedor saturável é o tempo de recuperação do absorvedor.

Considere-se de seguida a análise teórica da formação dos impulsos Q *switched*. Nesta análise pretende-se estudar o comportamento do laser em função do tempo, considerando a dependência da intensidade de fotões com o tempo, descrita pela equação (2.10), na qual se assume que a intensidade da radiação óptica é constante ao longo da cavidade. Assumindo ainda, por simplicidade, que o meio de ganho ocupa toda a cavidade, $l = L$, pode-se reescrever a equação (2.10) da seguinte forma:

$$\frac{dI_\nu}{dt} = c\left[\mathrm{g}(\nu) - \mathrm{g}_t\right] I_\nu \tag{2.47}$$

Em termos das populações dos diferentes níveis, e considerando uma inversão da população muito elevada, $N_2 \gg N_1$, resulta, quer para um sistema de três (expressão (2.13)), quer para um sistema de quatro níveis (expressão (2.16)):

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{\mathrm{g}(\nu) I_\nu}{\mathrm{h}\nu} - \Gamma_{21} N_2 + P_2 \tag{2.48}$$

Em que P_2 representa a bombagem dos átomos para o nível 2. Como foi assumido que N_1 é desprezável, então a expressão do ganho reduz-se a $\mathrm{g}(\nu) = \sigma(\nu) N_2$, e podem-se reescrever as duas últimas equações como:

$$\frac{dI_\nu}{dt} = c\sigma(\nu)N_2 I_\nu - \alpha_t I_\nu$$
$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{\sigma(\nu)}{h\nu} N_2 I_\nu - \Gamma_{21} N_2 + P_2 \tag{2.49}$$

É habitual definirem-se duas variáveis adicionais:

$$x = \frac{I_\nu}{h\nu \Delta N_t}$$
$$y = \frac{N_2}{\Delta N_t} \tag{2.50}$$

Sendo que a primeira representa a razão entre o número de fotões na cavidade ($I_\nu / h\nu$) e a inversão da população correspondente ao ganho limiar (ΔN_t). A segunda variável é simplesmente a razão entre a população do nível 2, que neste caso corresponde à da inversão da população (pois assumiu-se $N_1 = 0$), e a inversão da população correspondente ao ganho limiar.

Assumindo ainda que a bombagem e o decaimento espontâneo são desprezáveis na escala de tempo do impulso, o que implica que o segundo termo na segunda equação é desprezável, podem-se reescrever as equações (2.49) como sendo:

$$\frac{dx}{dt'} = (y-1)x$$
$$\frac{dy}{dt'} = -xy \tag{2.51}$$

em que se utilizou o tempo t', normalizado de acordo com:

$$t' = \alpha_t t \tag{2.52}$$

O sistema de equações (2.51) pode ser resolvido numericamente, o que permite simular o processo de formação de um impulso na cavidade. A título de exemplo, obteve-se o gráfico apresentado na figura seguinte, assumindo que $y(0) = 2$, ou seja que a população no nível 2, no inicio do processo, é duas vezes a inversão da população correspondente ao ganho limiar.

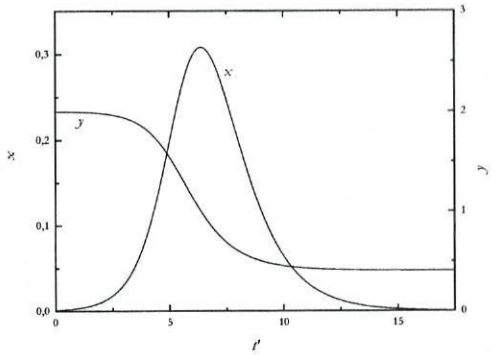


Figura 2.8 – Solução numérica para as equações (2.51) com $y(0) = 2$ e $x(0) \approx 0$ [6].

Como se pode observar, o número de fotões dentro da cavidade vai crescendo, até que a inversão da população cai abaixo do valor limiar, ($y = 1$), começando a decair em seguida. O *Q switching* permite pois extrair, num impulso intenso, a energia que havia sido acumulada na cavidade, sendo normalmente utilizado quando se pretendem obter impulsos intensos, e com uma duração não muito curta.

2.1.7 *Mode locking*

O segundo método mais utilizado para a geração de impulsos é o *mode locking* [6]. Tal como o nome indica este método consiste no estabelecimento de uma relação fixa entre vários modos da cavidade, o que resulta na geração de impulsos de curta duração, tipicamente da ordem dos $10^{-9} - 10^{-12}$ s.

Para demonstrar como a imposição de uma relação de fase constante entre diferentes modos longitudinais de uma cavidade resulta, em termos temporais, na geração de impulso curtos, considere-se um conjunto de N osciladores com frequências distribuídas uniformemente segundo a expressão:

$$\omega_n = \omega_0 + n(\Delta\omega)$$

$$n = -\frac{N-1}{2}, -\frac{N-1}{2}+1, -\frac{N-1}{2}+2, ..., +\frac{N-1}{2} \tag{2.53}$$

Assumindo que todos possuem a mesma amplitude, x_0, então a soma de todos estes osciladores é:

$$X(t) = \sum_{-(N-1)/2}^{(N-1)/2} x_0 \sin(\omega_n t) \tag{2.54}$$

Este somatório pode ser calculado, sendo o resultado:

$$X(t) = x_0 \sin(\omega_0 t)\left[\frac{\sin(N(\Delta\omega)t/2)}{\sin((\Delta\omega)t/2)}\right] \tag{2.55}$$

em que o termo dentro de parêntesis rectos representa uma função periódica, de valor máximo N, para valores de t tais que:

$$t_m = m\left(\frac{2\pi}{(\Delta\omega)}\right) \equiv mT \tag{2.56}$$

Sendo m um número inteiro, e T o período entre impulsos consecutivos.

A largura destes máximos, definida como a diferença entre o máximo e o primeiro zero, é dada por:

$$\tau_n = \frac{2\pi}{N(\Delta\omega)} = \frac{T}{N} \tag{2.57}$$

Ou seja, quanto maior for o número de osciladores envolvidos, mais elevados e mais estreitos são os picos da função que define a amplitude. Esse comportamento pode ser observado na Figura 2.9, em que é representado o termo dentro de parêntesis rectos da equação (2.55), para os casos N = 3 e N = 9.

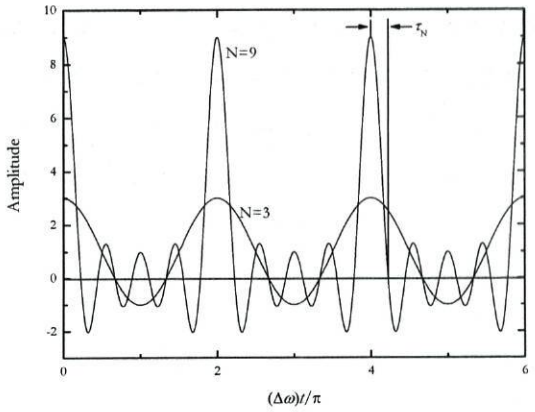


Figura 2.9 – A função $\dfrac{\sin\left(\mathrm{N}(\Delta\omega)t/2\right)}{\sin\left((\Delta\omega)t/2\right)}$ para N = 3 e N = 9, com $\Delta\omega = 2$.

Neste caso considerou-se que todos os osciladores se encontram em fase, ou seja que a diferença entre eles é zero, mas esta demonstração pode ser generalizada para o caso em que essa diferença de fase é qualquer, desde que seja constante para todos os osciladores.

Se se considerarem os modos de uma cavidade como sendo os diferentes osciladores da demonstração anterior, e a sua separação, dada pela equação (2.46), como sendo a diferença de frequência entre os diferentes osciladores, $\Delta\omega$, compreende-se o funcionamento do *mode locking* numa cavidade laser.

Ou seja, se de algum modo se estabelecer uma relação de fase constante entre N modos de uma cavidade laser, então a emissão do laser vai ser caracterizada por um conjunto de impulsos, separados no tempo por $T = 2\pi/\Delta\omega$ e cuja duração é $\tau_N = T/\mathrm{N}$.

Considerando por simplicidade, uma cavidade vazia, a separação entre modos é simplesmente $c/2L$, e as duas expressões anteriores reduzem-se a $T = 2L/c$ e $\tau_N = 2L/c\mathrm{N}$. Pode-se ainda determinar o número máximo de modos que idealmente se podem relacionar, e que é determinado simplesmente pela razão entre a largura de banda do meio de ganho, $\delta\nu_g$, e a separação entre os modos:

$$\mathrm{N}_{max} = \frac{\delta\nu_g}{c/2L} = \frac{2L}{c}\delta\nu_g \tag{2.58}$$

O que define também a duração mínima dos impulsos que podem ser obtidos:

$$\tau_{min} = \tau_{N_{max}} = \frac{2L}{c\mathrm{N}_{max}} = \frac{1}{\delta\nu_g} \tag{2.59}$$

Desta equação pode-se concluir que a duração mínima dos impulsos que podem ser gerados através do *mode locking* é, aproximadamente, igual ao inverso da largura de banda do meio de ganho.

Nos próximos pontos Consideram os diferentes métodos através dos quais se pode criar essa relação de fase constante entre os diversos modos de uma cavidade laser. Existem vários métodos descritos na literatura, que se baseiam na introdução de elementos activos na cavidade, ou na utilização de fenómenos não-lineares, e cuja análise é, por vezes, muito complexa [17]. Esses métodos são habitualmente classificados

em diferentes categorias, consoante o tipo de processo utilizado. Nesta secção apenas se irá apresentar uma descrição qualitativa dessas categorias de processos, ficando uma análise mais detalhada de dois deles reservada para as secções 2.4 e 2.5.

A primeira dessas categorias é designada por AM *mode locking* e a segunda por FM *mode locking*, em que AM e FM significam respectivamente modulação de amplitude e modulação de frequência. Comece-se por analisar o AM *mode locking*, considerando o campo eléctrico escalar do modo *m*, descrito pela seguinte equação, em que se ignora a variação espacial do mesmo.

$$E_m(t) = \varepsilon_m \sin(\omega_m t + \phi_m) \tag{2.60}$$

Suponha-se agora que a amplitude é de algum modo modulada, de acordo com a fórmula:

$$\varepsilon_m = \varepsilon_0 (1 + \alpha \cos \Omega t) \tag{2.61}$$

Pelo que se pode reescrever a equação que descreve o campo eléctrico como:

$$E_m(t) = \varepsilon_0 \left\{ \sin(\omega_m t + \phi_m) + \frac{\alpha}{2} \sin\left[(\omega_m + \Omega)t + \phi_m\right] + \frac{\alpha}{2} \sin\left[(\omega_m - \Omega)t + \phi_m\right] \right\} \tag{2.62}$$

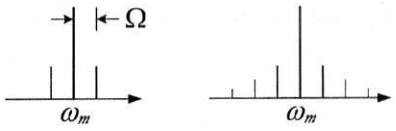
Da análise desta equação pode-se facilmente concluir que a modulação da amplitude é responsável pela geração de duas bandas laterais, separadas da frequência central (ω_m), pela frequência da modulação (Ω). Se a frequência da modulação corresponder à separação entre os modos da cavidade, então as bandas laterais de um modo vão coincidir com o modo adjacente. É através desta sobreposição dos modos adjacentes que se estabelece a relação de fase entre eles, e é assim que é gerado o AM *mode locking*.

A modulação da amplitude dos modos pode ser realizada através da modulação das perdas da cavidade, por exemplo através da introdução de um modulador electro-óptico ou de moduladores acusto-ópticos.

A descrição dos processos de FM *mode locking* é mais complexa e encontra-se descrita em detalhe na literatura [18], pelo que não será aqui apresentada em detalhe. De referir apenas que nesse caso considera-se um campo eléctrico descrito pela equação:

$$E_m(t) = \varepsilon_m \sin(\omega_m t + \phi_m + \delta \cos \Omega t) \tag{2.63}$$

Em que δ é a amplitude da modulação da fase, cuja frequência de modulação é novamente Ω. A principal diferença do FM *mode locking* em relação ao AM *mode locking*, ilustrada na Figura 2.10 é que neste caso é gerada uma série de bandas laterais em torno da frequência central, e não só um par como acontece no AM *mode locking*. Novamente, no caso da frequência da modulação ser idêntica à separação entre modos adjacentes, ocorre a sobreposição entre os diferentes modos, o que resulta no estabelecimento de uma relação de fase entre eles, e no *mode locking* do laser.



(a) (b)

Figura 2.10 – As bandas laterais geradas pelo (a) AM *mode locking* e pelo (b) FM *mode locking*.

Para a obtenção desse tipo de *mode locking*, pode-se recorrer à utilização de moduladores de fase electro-ópticos, baseados tal como alguns comutadores electro-ópticos na alteração das propriedades de birrefringência de alguns materiais.

Estas duas técnicas de obtenção de *mode locking* são habitualmente designadas por *mode locking* activo, pois é necessário introduzir na cavidade um elemento activo, responsável pela modulação da amplitude ou da fase. Uma limitação extremamente importante desse tipo de *mode locking* é o facto da frequência de modulação dos moduladores ter que ser exactamente um múltiplo (ou submúltiplo) da separação entre os modos [18]. Esta condição é difícil de garantir experimentalmente, devido, por exemplo, às flutuações do comprimento da cavidade com a temperatura, pelo que estes métodos tendem a ser instáveis.

Por esse motivo é geralmente aconselhável a utilização de técnicas de *mode locking* passivo, nas quais a condição de ressonância é garantida automaticamente, por exemplo através da introdução de um absorvedor saturável na cavidade. A descrição desse método, e do método de realimentação com desvio de frequência, utilizados para a geração de *mode locking* nos lasers em fibra desenvolvidos no âmbito desta tese, será feita nas secções 2.4 e 2.5.

2.1.8 Amplificação de impulsos curtos

Para elevar a potência de alguns lasers para os níveis necessários em certas aplicações, torna-se necessário recorrer à sua amplificação externa [19]. Normalmente essa amplificação é feita recorrendo a amplificadores constituídos por um meio de ganho idêntico ao utilizado na geração dos impulsos, mas sem a presença da cavidade de realimentação.

Considere-se de seguida o modelo de Frantz-Nodvik para o estudo da amplificação de um impulso curto, tipicamente inferior a 1 ns [20]. Considerando que o impulso é suficientemente curto para que as variações das populações dos diferentes níveis se devam apenas à absorção e emissão estimulada, (ou seja, desprezando os termos relativos à bombagem e ao decaimento espontâneos, que ocorrem em escalas de tempo muito superiores ao da duração do impulso), pode-se escrever uma só equação, para a inversão das populações, $\Delta N \equiv N_2 - N_1$:

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = -\frac{2\sigma}{\mathrm{h}\nu} \Delta N I_\nu \tag{2.64}$$

Pode-se também escrever uma equação para a variação no espaço e no tempo da intensidade da onda plana, que se assume representar o impulso que atravessa o meio:

$$\frac{\partial I}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial I}{\partial t}=\sigma\Delta N I_{\nu} \tag{2.65}$$

Integrando esta equação no tempo, entre $-\infty$ até $+\infty$, para os quais $I_\nu(t=-\infty)=I_\nu(t=+\infty)=0$, obtém-se:

$$\frac{dF}{dz}=\sigma\int_{-\infty}^{+\infty}\Delta N(z,t)I_{\nu}(z,t)dt \tag{2.66}$$

Onde a fluência, F, definida como:

$$F(z)=\int_{-\infty}^{+\infty}I_{\nu}(z,t)dt \tag{2.67}$$

representa uma medida da energia total do impulso, e tem dimensões de energia por unidade de área. Resolvendo a equação (2.64) e utilizando esse resultado na equação (2.66), obtém-se:

$$\frac{dF}{dz}=\frac{h\nu}{2}\Delta N(z,-\infty)\left[1-\exp\left(-\frac{F(z)}{F_{sat}}\right)\right] \tag{2.68}$$

Onde a fluência de saturação é definida por:

$$F_{sat}=\frac{h\nu}{2\sigma} \tag{2.69}$$

Resolvendo a equação diferencial (2.68), e calculando o ganho como sendo a razão entre as fluências de saída e de entrada, obtém-se a expressão:

$$G=\frac{F_{out}}{F_{in}}=\frac{1}{X}\ln\left[1+G_0\left(e^{X}-1\right)\right] \tag{2.70}$$

Onde se utilizou a expressão para o ganho total para pequenos sinais, $G_0=e^{g_0L}$, e $F_{in}=F(0)$ e $X=F_{in}/F_{sat}$. De notar que o ganho é independente da forma do impulso, desde que este obedeça às aproximações referidas. Considerem-se agora dois casos limite, quando a fluência de entrada é muito menor, e muito superior, que a fluência de saturação.

No primeiro caso, quando $X\ll 1$, obtém-se:

$$G\approx X^{-1}\ln\left(1+G_0X\right) \tag{2.71}$$

que no limite de ganho de pequenos sinais, $G_0X\ll 1$, pode ser reduzida a uma expressão ainda mais simples:

$$G\approx G_0=e^{g_0L} \tag{2.72}$$

Pelo contrário, no limite de saturação elevada, $e^{X}\gg 1$, resulta:

$$F_{out}\approx F_{in}+(g_0F_{sat})L \tag{2.73}$$

Esta equação pode ser reescrita de uma forma mais útil, relembrando que $g_0 = \sigma \Delta N$, logo:

$$F_{out} \approx F_{in} + \frac{\Delta N h \nu}{2} L \tag{2.74}$$

Da análise desta equação resulta que a densidade de energia máxima que pode ser extraída do meio de ganho corresponde à energia de metade do número total de átomos excitados no amplificador. O facto de no máximo se poder extrair metade da energia deriva do facto dos processos de emissão estimulada e de absorção, num meio fortemente saturado, terem probabilidades iguais.

2.1.9 Impulsos ultra-curtos

A definição do que é um impulso ultra-curto não é universal e depende sobretudo da aplicação a que os impulsos se destinam. Em algumas referências, impulsos da ordem dos picosegundos já são considerados ultracurtos, ao passo que noutras apenas impulsos da ordem dos poucos femtosegundos o são. Nesta tese são designam-se impulsos ultra-curtos todos aqueles cuja duração seja inferior a 1 ps.

Habitualmente o principal interesse na obtenção de impulsos dessa ordem de grandeza prende-se com a enorme potência de pico que pode ser obtida, mesmo em sistemas cuja potência média é relativamente baixa. Estes impulsos encontram aplicação em diversas áreas, como por exemplo na separação de isótopos ou no estudo de reacções químicas ou biologias, que ocorrem normalmente nesta escala de tempo [21].

Existem diversas técnicas que permitem obter impulsos com duração inferior a 1 ps. Na secção 2.3.5 irá ser discutida em detalhe a técnica de *chirping*, baseada na propagação de impulsos em secções com diferentes regimes de dispersão [17].

Uma outra técnica, designada por *mode locking* por colisão de impulsos está representada na Figura 2.11, e é utilizada com alguma frequência em lasers em anel [6]. Esta técnica baseia-se na introdução de um absorvedor saturável com uma espessura muito reduzida, *l*, tipicamente da ordem dos 10 μm, e que funciona em transmissão.

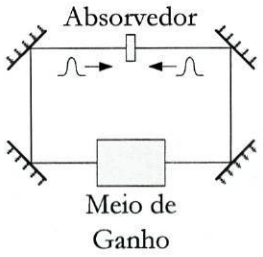


Figura 2.11 – Esquema de um laser em anel *mode locked* por colisão de impulsos.

Como foi referido anteriormente, as perdas no absorvedor saturável são mínimas quando a potência incidente é máxima. Assim sendo, as perdas da cavidade serão mínimas apenas quando os impulsos, que circulam em sentidos opostos na cavidade, se sobrepõem dentro do absorvedor. A pequena espessura do

absorvedor obriga a que esse fenómeno de sobreposição ocorra numa distância muito curta, e consequentemente um intervalo de tempo muito pequeno ($\tau \sim l/c \sim 10^{-14}$ s).

2.2 Lasers em fibra óptica

Apesar de as fibras ópticas, tal como se conhecem hoje, apenas terem surgido na década de 70 do século passado [22], a verdade é que aquele que é considerado como sendo o primeiro laser em fibra foi desenvolvido em 1961, por Snitzer [23]. Nos anos seguintes foram sendo desenvolvidos diversos lasers em fibra, sem no entanto se registarem grandes evoluções, até que, em meados da década seguinte, Stone e Burrus apresentaram dois aperfeiçoamentos extremamente importantes.

Primeiro, em 1973, esses autores demonstraram a bombagem longitudinal do meio de ganho, apresentando uma eficiência muito superior à bombagem lateral utilizada até então [24]. Em seguida os mesmos autores demonstraram a utilização de díodos laser para efectuar essa bombagem [25]. Essa opção revelou-se tão eficaz que, ainda hoje, é de longe a mais utilizada.

Foi graças a essas duas técnicas que a tecnologia das fontes em fibra óptica se começou verdadeiramente a desenvolver, acompanhando o progresso que a optoelectrónica sofreu nas últimas décadas. Em meados da década de 80 deu-se um verdadeiro *boom* na área, com a descoberta do amplificador em fibra óptica dopada com Érbio, EDFA *Erbium Doped Fiber Amplifier*. Esses dispositivos revelaram-se o verdadeiro motor de mudança na área das telecomunicações [26, 27].

Para se melhor compreender as vantagens das fibras ópticas enquanto meio de ganho, será apresentada nesta secção uma breve descrição do que é uma fibra óptica, e descritas as suas principais características, em particular as suas vantagens como meio para a propagação da luz, e enquanto meio de ganho no contexto dos lasers em fibra óptica.

2.2.1 Introdução às fibras ópticas

Na sua forma mais simples, representada na Figura 2.12, uma fibra óptica é constituída por um núcleo central, de raio a, com um índice de refracção n_1, rodeado por uma camada de índice de refracção ligeiramente inferior, n_2, designada bainha [17, 28]. Normalmente existe ainda uma outra camada, com um índice de refracção muito inferior, n_0, o *jacket*, que nas fibras convencionais serve apenas para proteger a fibra, e não é importante para a condução da luz. No caso das fibras de dupla bainha, DC *double clad*, existe entre a bainha e o *jacket* uma segunda bainha, com um índice de refracção próximo do índice da primeira bainha, e que faz com que essa primeira bainha funcione como um núcleo alargado [29].

O material mais utilizado para a construção das fibras é o vidro de sílica, SiO_2, existindo no entanto inúmeras outras opções, como as fibras de flúor ou até de plástico. Nesta tese apenas se irão considerar as fibras ópticas de sílica, pelo que não se entrará em detalhes sobre os outros materiais. A principal vantagem das fibras de sílica é a sua elevada transparência na região do visível e do infra-vermelho próximo, e além disso possuem um baixo coeficiente de expansão térmica e uma boa durabilidade química. O seu

manuseamento não requer cuidados especiais, e podem ser facilmente fundidas entre si, o que possibilita a construção de diversos dispositivos em fibra óptica.

A pequena diferença entre os índices de refracção do núcleo e da bainha, necessária para definir o guia de onda, é criada através da dopagem da sílica de um ou de outro dos meios, com alguns óxidos. Assim, por exemplo, pode-se aumentar o índice de refracção do núcleo através da adição de germânio (GeO_2) ou de fósforo (P_2O_5), ou pode-se reduzir o índice da bainha através da adição de Boro (B_2O_3) ou de Flúor (F).

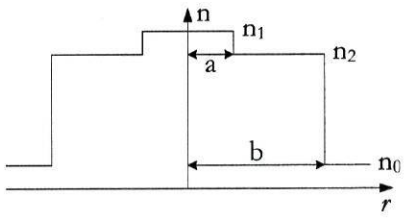


Figura 2.12 – Perfil de índice de refracção
de uma fibra óptica convencional.

A Figura 2.12 ilustra o perfil de índice de refracção de uma fibra óptica convencional, designado habitualmente por índice em degrau (*step-index*). Existem vários outros perfis com características próprias, consoante o objectivo pretendido, por exemplo para a compensação da dispersão (tal como será discutido na secção 2.3).

É habitual definir-se o parâmetro Δ como a diferença de índice de refracção relativa [6]:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \tag{2.75}$$

E também a abertura numérica da fibra, NA, que indica qual o ângulo máximo que a luz poderá fazer em relação ao eixo da fibra, para que a luz seja guiada no interior da fibra, através da reflexão interna total na interface núcleo-bainha:

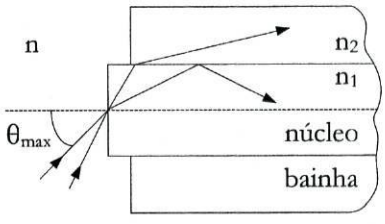


Figura 2.13 – Abertura numérica de uma fibra óptica.

$$NA = n \sin\theta_{max} = \sqrt{n_1^{\,2} - n_2^{\,2}} \simeq n_1\sqrt{2\Delta} \tag{2.76}$$

No entanto não é suficiente que a luz incidente na face da fibra se encontre dentro do cone de aceitação, definido pela abertura numérica, para que esta seja guiada ao longo da fibra. A descrição rigorosa dos modos transversais que se podem propagar ao longo da fibra será feita na secção seguinte.

2.2.2 Equação modal

Para se obter uma descrição correcta dos modos transversais que se podem propagar ao longo da fibra é necessário resolver as equações de Maxwell, sujeitas às condições fronteira de um guia de onda cilíndrico. Essa dedução é muito extensa, e está para lá dos objectivos deste trabalho, em que se utilizaram essencialmente fibras ópticas monomodo, ou seja, fibras em que apenas o modo fundamental se pode propagar. Por esse motivo apenas se irão apresentar alguns dos resultados mais importantes dessa dedução.

Tendo como ponto de partida as equações de Maxwell, para um meio dieléctrico linear e isotrópico, sem correntes ou cargas livres, e considerando ondas a propagarem-se num sistema de eixos cilíndrico segundo o eixo dos zz, procuram-se soluções do tipo [28]:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \overrightarrow{E_0}(r,\phi)e^{j(\omega t-\beta z)} \\ \vec{H} &= \overrightarrow{H_0}(r,\phi)e^{j(\omega t-\beta z)}\end{aligned} \tag{2.77}$$

Da introdução dessas soluções nas equações de Maxwell, resulta a denominada equação de onda, em coordenadas cilíndricas, para o termo E_z:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2}+q^2E_z=0 \tag{2.78}$$

Em que $q^2=k^2-\beta^2$, e em que β é a componente do vector de propagação, k, segundo o eixo dos zz. Esse termo (β) é habitualmente denominado constante de propagação, e é determinado pelas condições fronteira na interface núcleo-bainha. Procurando agora soluções para E_z da forma:

$$E_z=AF_1(r)F_2(\theta)e^{j(\omega t-\beta z)} \tag{2.79}$$

e considerando que devido à simetria circular da fibra, essa solução tem que ser periódica em ϕ, conclui-se que:

$$F_2(\theta)=e^{jv\theta} \tag{2.80}$$

em que v é uma constante inteira, que pode ser positiva ou negativa. Introduzindo esse resultado na equação (2.78) obtém-se:

$$\frac{\partial^2 F_1}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial F_1}{\partial r}+\left(q^2-\frac{v^2}{r^2}\right)F_1=0 \tag{2.81}$$

que é uma equação diferencial cuja solução são equações de Bessel. Para respeitarem as condições fronteira, essas soluções terão que ser do tipo:

$$\begin{aligned}E_z(r<\mathrm{a}) &= AJ_v(ur)e^{jv\phi}e^{j(\omega t-\beta z)} \\ E_z(r>\mathrm{a}) &= BK_v(wr)e^{jv\phi}e^{j(\omega t-\beta z)}\end{aligned} \tag{2.82}$$

Em que:

$$u^2 = k_1^2 - \beta^2 \qquad \text{e} \qquad w^2 = \beta^2 - k_2^2 \tag{2.83}$$

E J_v e K_v são respectivamente as funções de Bessel modificadas de ordem v do primeiro e do segundo tipo, e $k_1 = n_1 k$ e $k_2 = n_2 k$.

Para que a solução tenda para 0 quando $r \to \infty$, é necessário que $w > 0$, o que impõe uma condição limite nos valores de β ($\beta \geq k_2$). Mas é também necessário que u seja real, para que a solução no núcleo seja real, de onde se deduz que $\beta \leq k_1$. Dessas duas condições resulta que:

$$k_2 \leq \beta \leq k_1 \tag{2.84}$$

Finalmente, para se determinarem todos estes parâmetros, é necessário resolver um sistema de equações que garantem a continuidade na fronteira entre o núcleo e a bainha das equações (2.82) e das equações equivalentes para o campo magnético H_z. Desse sistema de equações resulta a expressão:

$$\left(J_v + K_v\right)\left(k_1^2 J_v + k_2^2 K_v\right) = \left(\frac{\beta v}{a}\right)^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2}\right)^2 \tag{2.85}$$

Em que se definiram as variáveis adicionais:

$$J_v = \frac{J_v'(ua)}{uJ_v(ua)} \qquad \text{e} \qquad K_v = \frac{K_v'(wa)}{wK_v(wa)} \tag{2.86}$$

Geralmente a equação (2.85) só pode ser resolvida numericamente, sendo que a sua solução para um determinado modo transversal fornece todas as características desse modo. Visto que as funções de Bessel do primeiro tipo são semelhantes às funções harmónicas, elas terão uma série de raízes m para cada v, normalmente designadas por β_{vm}.

2.2.3 Fibras Monomodo

Todas as soluções do tipo β_{vm} terão também que obedecer às condições limite impostas pelas equações (2.84). Esses limites poderão ser encontrados resolvendo a equação (2.85) no limite em que $w^2 \to 0$. Para facilitar essa determinação é habitual a definição de dois parâmetros adicionais, a frequência normalizada e a constante de propagação normalizada [28].

A constante de propagação normalizada é definida como:

$$b = \frac{(\beta/k)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \tag{2.87}$$

E terá que ter valores entre 0 e 1 para que esteja de acordo com as condições fronteira já referidas. Por seu lado, a frequência normalizada, V, determina o número de modos que se podem propagar ao longo da fibra.

$$V^2 = (u^2 + w^2)a^2 = (k_0 a)^2 \left(n_1^2 - n_2^2\right) \tag{2.88}$$

Pode-se demonstrar que cada modo só pode existir para valores de V que excedam um determinado valor. O único modo para o qual isso não acontece é o modo fundamental, que apenas deixa de existir quando o raio do núcleo se reduz a 0. Se através da escolha de a, n_1 e n_2 se garantir que:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda}\sqrt{n_1^{\,2} - n_2^{\,2}} \leq 2{,}405 \tag{2.89}$$

Então todos os outros modos estarão fora dos limites impostos, e apenas o modo fundamental, correspondente à solução β_{11}, será propagado ao longo da fibra. Não será aqui demonstrado, mas a distribuição do campo eléctrico correspondente a este modo é diferente de zero para as três componentes espaciais, E_r, E_ϕ e E_z, ou em coordenadas cartesianas, E_x, E_y e E_z. No entanto um dos termos, E_x ou E_y será sempre dominante, pelo que este modo poderá ser considerado praticamente linearmente polarizado. Por este motivo, deve-se na realidade considerar que, apesar de a fibra ser monomodo, existem sempre dois modos transversais, degenerados, polarizados ortogonalmente.

O perfil espacial exacto deste modo pode ser calculado a partir da expressão (2.82), mas é normalmente suficiente aproximar essa distribuição por uma distribuição Gaussiana da forma:

$$f(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^{\,2}}\right) \tag{2.90}$$

Em que o parâmetro de largura, w_0, pode ser aproximado por $w \approx a$ para valores de $V \geq 2$ [30]. De modo mais rigoroso, pode-se determinar w_0 à custa da expressão [28]:

$$2w_0 = 2\left[\frac{2\int_0^\infty r^3 E^2(r)dr}{\int_0^\infty rE^2(r)dr}\right]^{1/2} \tag{2.91}$$

Em que se deve utilizar a expressão (2.82) para descrever o campo eléctrico. O termo $2w_0$ é normalmente designado diâmetro modal, MFD *Mode Field Diameter.*

2.2.4 Perdas

As perdas numa fibra óptica têm origem em três fontes distintas: a própria absorção da fibra, o espalhamento sofrido pela radiação e ainda as perdas radiativas, devidas por exemplo a uma curvatura excessiva da fibra. Apesar de estes três factores serem cumulativos, as fibras actuais apresentam perdas extremamente reduzidas, da ordem dos 0,2 dB/km, valor muito próximo do limite teórico imposto pelo espalhamento.

As perdas por absorção são devidas aos materiais que constituem a fibra, e por eventuais impurezas e defeitos na estrutura da mesma. A absorção intrínseca da sílica resulta da contribuição das bandas de absorção atómicas, na região dos ultravioletas, e das bandas de vibração atómica, na região dos infravermelhos. Uma expressão empírica para as perdas na região dos infravermelhos numa fibra de sílica dopada com germânio é dada por [31, 32]:

$$\alpha_{IR} = 7{,}81 \times 10^{11} \times \exp\left(-\frac{48{,}48}{\lambda}\right) \tag{2.92}$$

Em que α está em unidades de base *e*, e λ está em μm.

As perdas motivadas pela absorção atómica centram-se na região dos ultravioletas, e são geralmente desprezáveis na região dos infravermelhos. Além das perdas intrínsecas outra importante fonte de perdas por absorção é a presença do ião OH nas fibras, responsável pela presença de diversos picos de absorção, nomeadamente nos comprimentos de onda de 950 nm, 1,2 μm, e o pico mais elevado a 1,4 μm. As actuais técnicas de fabricação das fibras já permitem eliminar quase por completo estas perdas [33].

As perdas por espalhamento devem-se a variações do índice de refracção à escala do comprimento de onda, originadas por flutuações da densidade do material ou dos dopantes utilizados. Estas variações locais induzem o espalhamento da radiação do tipo Rayleigh, semelhante ao que motiva o espalhamento da luz na atmosfera terrestre, dando origem ao azul do céu. As expressões que descrevem este processo são algo complexas, pelo que aqui apenas se apresenta uma expressão para as perdas por espalhamento, para um vidro com apenas um constituinte, e que pode ser expressa do seguinte modo [34]:

$$\alpha_{scat} = 4{,}343 \frac{8\pi^3}{3\lambda^4}\left(n^2 - 1\right)^2 k_B T_f \beta_T \tag{2.93}$$

Em que α está novamente em unidades de base *e*, k_B é a constante de Boltzmann, β_T é a compressibilidade isotérmica do material e T_f é a temperatura à qual as flutuações de densidade são fixadas no material quando este solidifica. O ponto importante a notar nesta expressão é a dependência destas perdas em λ^{-4}, o que significa que, em geral, para comprimentos de onda superiores a 1 μm as perdas por espalhamento são reduzidas, sendo que nestes casos as perdas são dominadas pela absorção intrínseca do material. A Figura 2.14 ilustra a dependência das perdas de uma fibra convencional, em função do comprimento de onda, indicando as duas fontes principais das perdas.

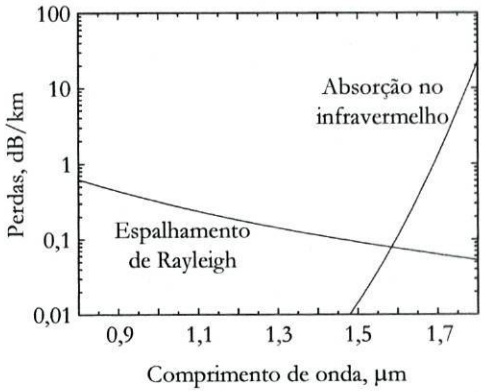


Figura 2.14 – Esboço do comportamento das contribuições mais importantes para as perdas de uma fibra de sílica [28].

Em geral, através de um correcto manuseamento das fibras, as perdas radiativas podem ser evitadas. A principal origem destas perdas é a presença de uma curvatura exagerada na fibra, quer a nível microscópico quer macroscópico, sendo o seu efeito maior para comprimentos de onda mais longos.

2.2.5 Fibras dopadas

Tal como foi referido na secção 2.1.1, para se obter um meio de ganho, são necessários iões activos num meio hospedeiro, que neste caso será a fibra de sílica. Com a introdução de iões de terras raras no seu interior, uma fibra óptica transforma-se num meio de ganho com excelentes propriedades, graças às óptimas características de propagação da radiação na fibra [8, 17]. Torna-se assim possível construir dispositivos com baixo limiar de acção laser, quando comparados com sistemas laser convencionais, e que podem ser eficientemente bombeados através da bombagem longitudinal da fibra por díodos laser, permitindo a obtenção de potências de emissão elevadas [35, 36]. A estas vantagens juntam-se ainda outras vantagens das fibras ópticas, como por exemplo, a elevada dissipação térmica e estabilidade mecânica, e o pequeno tamanho, que permite construir dispositivos muito compactos.

A escolha do ião activo depende, em primeiro lugar, das propriedades espectrais do mesmo, quando inserido na matriz de sílica. Dos muitos iões utilizados há três, que por diferentes motivos, se devem destacar: O Érbio, Er, o Itérbio, Yb, e o Neodímio, Nd. Na Figura 2.15 estão representadas as principais regiões espectrais, quer de absorção quer de emissão, de cada um desses iões.

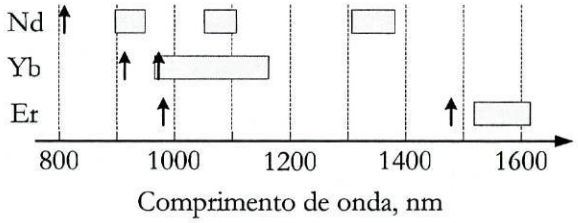


Figura 2.15 – Esboço das propriedades espectrais dos iões de Nd, Yb e Er na sílica. As setas indicam os comprimentos de onda de bombagem, e os rectângulos as regiões nas quais é possível obter emissão [8].

O Er é talvez o mais conhecido, pois permite obter a amplificação de sinais exactamente na região onde as perdas de uma fibra óptica são menores, a chamada 3ª janela das telecomunicações, na região do 1,5 μm [27, 37, 38]. Foi esse o motivo pelo qual os amplificadores construídos com fibra dopada com Érbio se tornaram, rapidamente, um elemento indispensável das redes de telecomunicações.

Por seu lado a elevada eficiência quântica do Yb, cerca de 80 %, torna-o uma das primeiras escolhas, sempre que se procuram desenvolver dispositivos de alta potência [39, 40]. Para além deste facto, a emissão na região do 1 μm é extremamente importante no estudo de muitos processos biológicos.

Por este mesmo facto, o Nd é também utilizado, embora a sua utilização seja menos frequente [41, 42]. Além do funcionamento na região do 1 μm, o Nd apresenta ainda a vantagem de poder também emitir na região dos 900 nm, o que poderá igualmente ter aplicações na área biomédica.

Considere-se de seguida, e com mais detalhe, a estrutura atómica dos iões de Yb na sílica, representada na Figura 2.16. A estrutura do diagrama de energias do Yb é relativamente simples, possuindo apenas um nível fundamental ($^2F_{7/2}$) e um nível metaestável ($^2F_{5/2}$), que se encontram separados por cerca de 10000 cm^{-1} [43]. A ausência de outros níveis superiores impossibilita a ocorrência de outros fenómenos, tais como a absorção de estado excitado, ESA, ou da relaxação com emissão de múltiplos fotões. Além disso, a ausência de níveis superiores permite a utilização de níveis de dopagem muito elevados, sem degradação das propriedades espectrais.

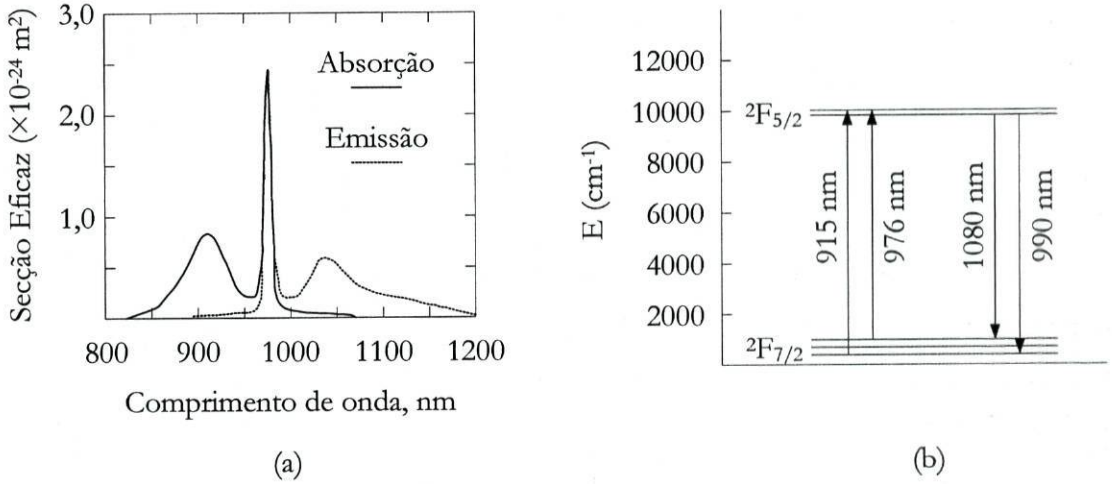


Figura 2.16 – O Yb na sílica: (a) Secções eficazes de absorção e emissão, e (b) diagrama de energias [43].

Em termos espectrais, o Yb oferece uma banda de absorção invulgarmente larga, que vai desde os comprimentos de onda de 850 nm até cerca de 1070 nm, apresentando um pico muito elevado a 980 nm. Em termos de emissão, é possível obter acção laser numa larga banda, desde os 970 nm e até acima dos 1200 nm, o que é muito útil para estudos espectroscópicos ou para a bombagem de outros materiais.

Aproveitando a larga banda de absorção, a bombagem das fibras dopadas com Yb pode efectuada com díodos laser de GaInAs (~920 nm ou ~980 nm), ou com lasers de estado sólido de Nd:YLF (1047 nm) ou de Nd:YAG (1064 nm). Para comprimentos de onda abaixo dos 990 nm este sistema comporta-se como um sistema de três níveis, enquanto que para transições entre os 1000 nm e os 1200 nm se comporta como um sistema de quasi-quatro níveis [44, 45].

No caso do Nd, o diagrama de níveis de energia é consideravelmente mais complexo [8], tal como é ilustrado na Figura 2.17 b). A forte transição do nível $^4I_{9/2}$ para o nível $^4F_{5/2}$, que corresponde à região dos 800 nm permite uma bombagem extremamente eficiente dos iões para o nível metaestável $^4F_{3/2}$. No entanto, em termos espectrais, essa banda de absorção é muito estreita o que implica a existência de algum mecanismo de controlo do comprimento de onda de emissão dos díodos laser de bombagem, habitualmente díodos de AlGaAs [46].

Em termos de emissão laser, é possível obter acção laser em três bandas distintas: 1300 nm, 1060 nm e 940 nm [47]. A transição da banda $^4F_{3/2}$ para a banda $^4I_{9/2}$ corresponde a um sistema de três níveis,

permitindo a obtenção de acção laser entre cerca dos 890 nm até aos 940 nm, tal como está representado na Figura 2.17 a).

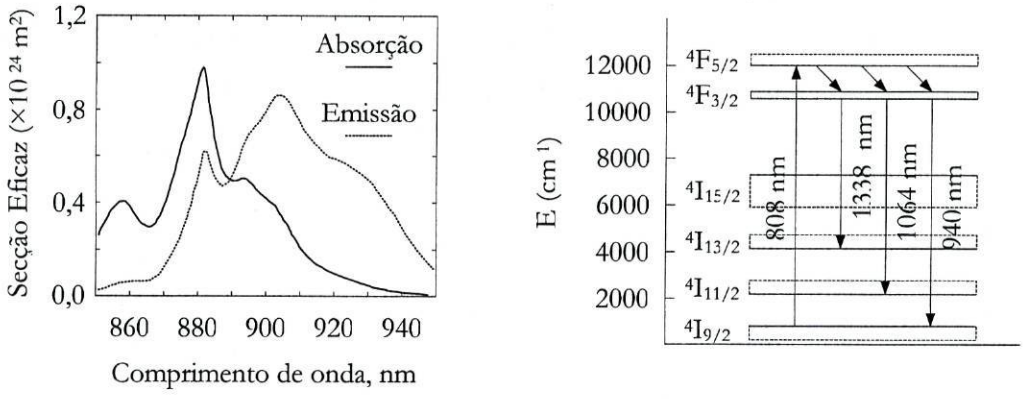


Figura 2.17 – O Nd na sílica: (a) Secções eficazes de absorção e emissão para a transição da banda $^4F_{3/2}$ para a banda $^4I_{9/2}$, e (b) diagrama de energias [8, 46].

A transição $^4F_{3/2}$ para $^4I_{11/2}$ corresponde à região dos 1060 nm. Este sistema comporta-se como um sistema de quatro níveis à temperatura ambiente, por dois motivos: Por um lado o nível $^4I_{11/2}$ encontra-se suficientemente acima do nível fundamental para que os iões não sejam excitados termicamente para esse nível, e por outro lado está suficientemente próximo do nível fundamental, para que a taxa de decaimento não radiativo seja elevada. Além disso não existe absorção a partir do estado fundamental, para esse comprimento de onda, pelo que existe sempre ganho, mesmo para bombagens extremamente reduzidas, sendo a potência limiar muito pequena. No entanto esta transição sofre de elevadas perdas não-lineares, da presença de emissão espontânea amplificada, ASE *Amplified Spontaneous Emission*, e apresenta uma eficiência quântica não muito elevada ($e = 0,76$) [43].

Finalmente, a transição $^4F_{3/2}$ para $^4I_{13/2}$ corresponde à emissão na região dos 1300 nm. Tal como no caso anterior, este sistema comporta-se como um sistema de quatro níveis, pelos motivos já apontados. Esta transição sofre no entanto de uma forte absorção no estado excitado, ESA.

2.2.6 Cavidades em fibra

Apesar de ser invulgar, uma cavidade laser em fibra pode ser composta unicamente por uma secção de fibra dopada. No entanto, regra geral, são utilizados outros elementos em fibra, para além do meio de ganho, como por exemplo acopladores de saída ou de bombagem [8, 17].

Graças à fácil integração desses diversos componentes, as cavidades em fibra são muito versáteis, "elegantes" e compactas, apesar de por vezes terem comprimentos da ordem das dezenas de metros. Além disso, a utilização das fibras não impede a utilização de outros dispositivos criados para outro tipo de lasers, tais como redes de difracção ou moduladores acusto-ópticos.

As diversas configurações de cavidades em fibra óptica são normalmente classificadas em duas categorias distintas: as cavidades lineares e as cavidades em anel, representadas da Figura 2.18. Nas cavidades

lineares, também chamadas de Fabry-Pérot, a cavidade é formada por dois elementos reflectores, um de cada lado da fibra dopada. Esses elementos podem ser simplesmente espelhos encostados às extremidades da fibra, ou mesmo depositados nas faces da fibra. Podem também ser utilizados dispositivos mais complexos, tais como redes de Bragg em fibra óptica, FBG *Fiber Bragg Gratings*, interferómetros construídos em fibra ou dispositivos semicondutores, como por exemplo absorvedores saturáveis.

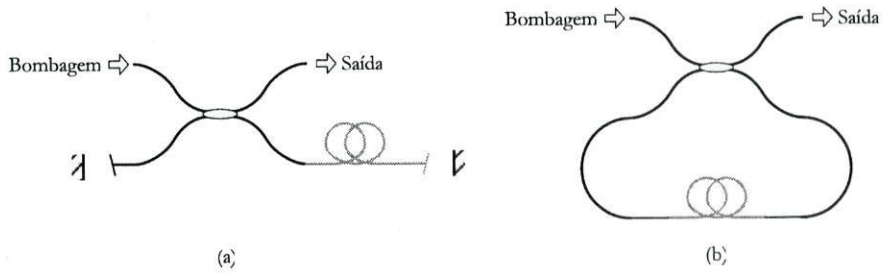


Figura 2.18 – Os dois tipos fundamentais de cavidades em fibra: (a) Cavidades lineares e (b) em anel.

Nas cavidades em anel é desnecessário incluir elementos reflectores, sendo a cavidade fechada sobre si mesma. Nesse tipo de cavidades é habitualmente incluído um isolador óptico, para assegurar o funcionamento unidireccional, impedindo a existência de ondas estacionárias na cavidade. Desse modo, é minimizado o fenómeno designado por *spatial hole burning*, que se caracteriza pela saturação do ganho, periodicamente ao longo do meio de ganho. Esse fenómeno provoca naturalmente uma diminuição do ganho total, pelo que a sua ausência resulta num aumento da potência à saída.

2.3 Dispersão nos lasers em fibra

Como foi referido na secção 2.2.4, devido às perdas intrínsecas a potência da radiação vai diminuindo à medida que esta se propaga na fibra, limitando a distância máxima à qual se pode transmitir um sinal. Outro fenómeno que limita a capacidade de transmissão de impulsos ópticos nas fibras é a dispersão. Esse fenómeno resulta na distorção dos impulsos, devido ao facto de frequências diferentes se propagarem com velocidades diferentes.

2.3.1 Dispersão

Considerando um modo que se propaga segundo o eixo dos zz, com uma constante de propagação β segundo esse eixo, define-se a velocidade de grupo como sendo [17, 28]:

$$V_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega}\right)^{-1} = c\left(\frac{d\beta}{dk}\right)^{-1} \tag{2.94}$$

E o atraso de grupo é dado por:

$$\tau_g = \frac{L}{V_g} = \frac{L}{c}\frac{d\beta}{dk} = -\frac{L\lambda^2}{2\pi c}\frac{d\beta}{d\lambda} \tag{2.95}$$

Em que L é o comprimento da fibra. Assumindo um impulso com largura espectral $\delta\omega$, o seu alargamento $\Delta\tau_g$ é dado pela expressão [28]:

$$\Delta\tau_g = \left|\frac{d\tau_g}{d\omega}\right|\delta\omega = \frac{d}{d\omega}\left(\frac{L}{V_g}\right)\delta\omega = L\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\delta\omega = L\beta_2\delta\omega \tag{2.96}$$

Em que a dispersão da velocidade de grupo, GVD *Group Velocity Dispersion*, é definida como sendo:

$$\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \tag{2.97}$$

A dispersão da velocidade de grupo é normalmente expressa em picosegundos ao quadrado por quilómetro (ps^2/km). A expressão (2.96) pode também ser reescrita para um sinal com largura $\delta\lambda$ em termos de comprimento de onda:

$$\Delta\tau_g = \left|\frac{d\tau_g}{d\lambda}\right|\delta\lambda = \frac{d}{d\lambda}\left(\frac{L}{V_g}\right)\delta\lambda = LD\delta\lambda \tag{2.98}$$

Em que o factor:

$$D = \frac{d}{d\lambda}\frac{1}{V_g} \tag{2.99}$$

é designado dispersão do atraso de grupo, GDD *Group Delay Dispersion*, e é expresso em unidades de picosegundos por nanometro por quilómetro (ps/nm/km). A relação entre estes dois factores é dada pela expressão:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \tag{2.100}$$

Quando a dispersão da velocidade de grupo é positiva, $\beta_2 > 0$, diz-se que a dispersão é normal, e anómala quando a dispersão da velocidade de grupo é negativa, $\beta_2 < 0$. A partir da equação (2.100) é fácil concluir que no caso da dispersão do atraso de grupo, a situação é oposta.

A dispersão numa fibra óptica pode ser decomposta em duas componentes, uma dita intramodal, que se refere à dispersão sofrida por um modo a propagar-se na fibra, e a intermodal, que tal como o nome indica, se refere ao facto de diferentes modos transversais terem velocidades diferentes. Este último caso não será aqui analisado visto apenas terem sido utilizadas fibras monomodo.

As duas principais causas da dispersão intramodal são a dispersão do material e a dispersão do guia de onda. Estes dois factores, apesar de não serem totalmente independentes um do outro, podem em primeira aproximação ser considerados separadamente, desde que não se pretenda um cálculo extremamente preciso do valor da dispersão.

A dispersão do material, por vezes também denominada de dispersão cromática ou espectral, tem origem na variação do índice de refracção do material com o comprimento de onda, de onde resulta uma dependência da velocidade de grupo no comprimento de onda da radiação.

Considerando novamente a constante de propagação β:

$$\beta = \frac{2\pi \mathrm{n}(\lambda)}{\lambda} \tag{2.101}$$

E utilizando a expressão (2.95), obtém-se o atraso de grupo devido à dispersão do material:

$$\tau_{g,\mathrm{mat}} = \frac{L}{c}\left(\mathrm{n} - \lambda \frac{d\mathrm{n}}{d\lambda}\right) \tag{2.102}$$

Derivando, tal como em (2.96), e multiplicando pela largura espectral do impulso, $\delta\lambda$, pode-se obter o alargamento temporal do impulso:

$$\Delta\tau_{g,\mathrm{mat}} = -\frac{L}{c}\lambda \frac{d^2\mathrm{n}}{\mathrm{d}\lambda^2}\delta\lambda = D_{\mathrm{mat}}(\lambda) L \delta\lambda \tag{2.103}$$

Em que $D_{\mathrm{mat}}(\lambda)$ é a dispersão do material.

A dispersão do guia de onda é função das características do guia utilizado, neste caso das fibras. A sua origem prende-se com o facto de parte do modo se propagar na bainha da fibra, onde o índice de refracção é mais baixo que o do núcleo. Por esse motivo diferentes regiões do modo deslocam-se a velocidades diferentes.

Para se poder calcular a dispersão do guia de onda assume-se que o índice de refracção não depende do comprimento de onda, mas apenas da região em que a radiação se encontra. Para pequenas diferenças de índice de refracção, Δ, a constante de propagação normalizada (2.87), é:

$$\beta = \mathrm{n}_2 k\left(b\Delta + 1\right) \tag{2.104}$$

De onde resulta que o atraso de grupo devido ao guia de onda:

$$\tau_{g,\mathrm{wg}} = \frac{L}{c}\frac{d\beta}{dk} = \frac{L}{c}\left[\mathrm{n}_2 + \mathrm{n}_2\Delta\frac{d(kb)}{dk}\right] \tag{2.105}$$

Reescrevendo esta equação em termos de V e não de k, obtém-se:

$$\tau_{g,\mathrm{wg}} = \frac{L}{c}\left[\mathrm{n}_2 + \mathrm{n}_2\Delta\frac{d(Vb)}{dV}\right] \tag{2.106}$$

Em que foi utilizada a aproximação $V = ka(\mathrm{n}_1^{\,2} - \mathrm{n}_2^{\,2})^{1/2} \simeq ka\mathrm{n}_2\sqrt{2\Delta}$. Na expressão (2.106) o primeiro termo é constante, pelo que não contribui para a dispersão do guia de onda, e o segundo termo pode ser calculado a partir de:

$$\frac{d(Vb)}{dV} = b\left[1 - \frac{2J_r^{\,2}(ua)}{J_{r+1}(ua)J_{r-1}(ua)}\right] \tag{2.107}$$

Finalmente, obtém-se a dispersão do guia de onda de modo análogo ao que foi realizado para a dispersão do material:

$$\Delta\tau_{g,\mathrm{wg}} = \frac{d\tau_{\mathrm{wg}}}{\mathrm{d}\lambda}\delta\lambda = D_{\mathrm{wg}}(\lambda)\delta\lambda L \tag{2.108}$$

Em que:

$$D_{\mathrm{wg}}(\lambda) = -\frac{\mathrm{n}_2\Delta}{c\lambda} V\frac{d^2(Vb)}{dV^2}$$

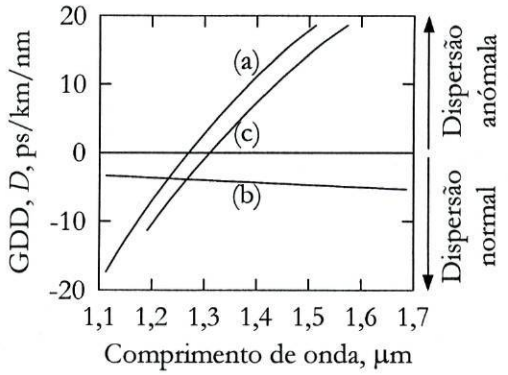


Figura 2.19 – Esboço do comportamento (a) da dispersão do material, (b) da dispersão do guia de onda e (c) da dispersão total, para uma fibra monomodo convencional [28].

Como se pode verificar na Figura 2.19, a dispersão material da sílica anula-se um pouco abaixo dos 1300 nm, sendo normal para comprimentos de onda inferiores, e anómala para comprimentos de onda superiores. A dispersão do guia de onda para uma fibra convencional varia mais lentamente, e é sempre normal. Como resultado, e assumindo que a dispersão total pode ser calculada pela adição dos dois termos anteriores, verifica-se que a dispersão total de uma fibra monomodo convencional apresenta dispersão zero para um comprimento de onda um pouco superior a 1300 nm.

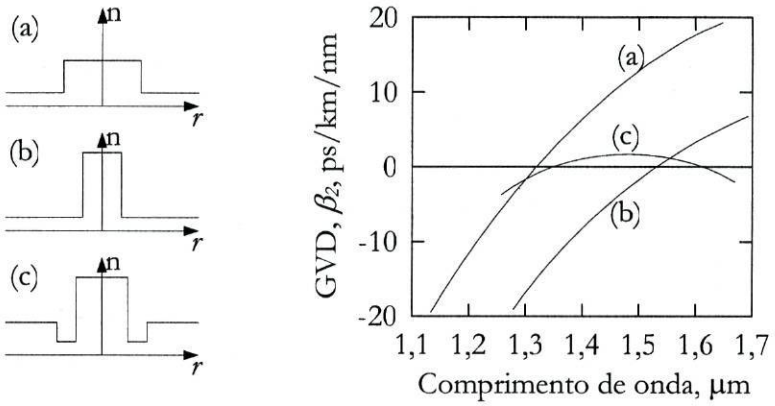


Figura 2.20 – Perfis de índice de refracção e respectivas características de dispersão para fibras (a) convencionais, (b) com dispersão deslocada e (c) com dispersão reduzida [28].

No entanto, através de um desenho apropriado do perfil de índice de refracção da fibra óptica, a dispersão do guia de onda pode ser alterada, resultando numa característica de dispersão total deslocada, DSF *Dispersion Shifted Fiber*, ou com dispersão reduzida, DCF *Dispersion Compensation Fiber*, tal como se representa na .

Mas visto que a dispersão do guia de onda, para fibras ópticas convencionais, é sempre normal, é impossível obter dispersão anómala para comprimentos de onda inferiores a 1300 nm. Por esse motivo, quando são se pretendem construir cavidades laser em fibra nesses comprimentos de onda, e se pretende ter uma dispersão total anómala, torna-se necessário introduzir na cavidade algum elemento capaz de gerar dispersão anómala suficiente para compensar a dispersão normal da fibra.

Recentemente a utilização das chamadas fibras de cristais fotónicos, PCF, permitiu construir cavidades em fibra com uma dispersão total anómala [48]. De referir no entanto, que essas fibras sofrem ainda de alguns problemas, nomeadamente as elevadas perdas de inserção, que têm limitado a sua utilização [49].

De notar que a expressão (2.96) só é válida quando $\Delta\omega$ é pequeno, ou seja, quando se pode considerar que $d/d\omega\left(1/\mathrm{V}_g\right)^{-1}$ é constante no intervalo $\Delta\omega$. Quando se pretendem obter impulsos ultra-curtos, que possuem $\Delta\omega$ muito grandes, essa aproximação não é válida, e têm que se considerar termos de ordem superior [50, 51], resultando então:

$$\beta(\omega)=\beta(\omega_0)+\beta_1(\omega-\omega_0)+\tfrac{1}{2}\beta_2(\omega-\omega_0)^2+\tfrac{1}{6}\beta_3(\omega-\omega_0)^3+\tfrac{1}{24}\beta_4(\omega-\omega_0)^4+\ldots \tag{2.109}$$

Em que:

$$\beta_n=\left.\frac{d^n\beta}{d\omega^n}\right|_{\omega=\omega_0} \tag{2.110}$$

O termo β_2 dá origem à dispersão da velocidade de grupo, e os termos β_3 e β_4 dão origem, respectivamente, à dispersão de terceira e de quarta ordem. Neste trabalho não se pretendiam obter impulsos extremamente curtos (da ordem dos femtosegundos), pelo não se irão considerar os termos de ordem superior, sendo apenas abordada a compensação da dispersão de segunda ordem.

2.3.2 Efeito da dispersão na duração dos impulsos

A propagação de impulsos ópticos num meio não linear e dispersivo é descrita pela equação de Schrödinger não-linear, NLS *Nonlinear Schrödinger equation*, que pode ser escrita como [17]:

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{\alpha}{2}A+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t'^2}=i\gamma\left(|A|^2A\right) \tag{2.111}$$

Em que A é a amplitude da envolvente do impulso, cuja variação se considera ser lenta, α é o coeficiente de absorção, e γ é o coeficiente não linear. De referir que na derivação da expressão anterior foi utilizada uma escala de tempo que se desloca com o impulso, à velocidade de grupo, V_g:

$$t' = t - \frac{z}{V_g} \tag{2.112}$$

Dependendo da duração inicial, τ_0, e da potência inicial, P_0, dos impulsos, os efeitos não lineares ou dispersivos poderão ser dominantes. Considerando o limite em que os efeitos dispersivos dominam, e desprezando os efeitos não lineares, a equação (2.111) reduzir-se a:

$$i\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial t'^2} \tag{2.113}$$

Em que se introduziu a amplitude normalizada:

$$A(z,t) = \sqrt{P_0}\exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right)U(z,\tau') \tag{2.114}$$

E também uma nova escala de tempos normalizada:

$$\tau' = \frac{t'}{\tau_0} = \frac{t - z/V_g}{\tau_0} \tag{2.115}$$

A solução da equação (2.113) é do tipo:

$$U(z,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} U(0,t')\exp(i\omega t')dt' \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2\omega^2 z - i\omega t'\right)d\omega \tag{2.116}$$

E é independente da forma dos impulsos. Admitindo uma forma Gaussiana, o impulso inicial é descrito pela equação:

$$U(0,t') = \exp\left(-\frac{t'^2}{2\tau_0^{\,2}}\right) \tag{2.117}$$

Substituindo esta forma na equação (2.116), obtém-se após propagação numa distância z:

$$U(z,t') = \frac{\tau_0}{\sqrt{\tau_0^{\,2} - i\beta_2 z}}\exp\left(-\frac{t'^2}{2\left(\tau_0^{\,2} - i\beta_2 z\right)}\right) \tag{2.118}$$

Desta expressão pode-se concluir que o impulso mantém a sua forma, apesar da sua amplitude ser atenuada, e da sua duração ser alargada, sendo agora dada pela expressão:

$$\tau(z) = \tau_0\sqrt{1 + \frac{|\beta_2|^2 z^2}{\tau_0^{\,4}}} \tag{2.119}$$

Assim, resulta desta equação que, só se a dispersão da velocidade de grupo for nula é que os impulsos mantêm a sua duração temporal. Se a dispersão for diferente de zero, a duração dos impulsos, após se propagarem uma distância z, será sempre maior que a duração inicial, visto que $\tau(z)$ varia com o quadrado da dispersão da velocidade de grupo. Esse efeito será tanto mais importante quanto menor for a duração inicial

dos impulsos, τ_0. Na realidade a existência de efeitos de ordem superior limita a validade desta expressão, mas como já foi referido essa situação não será aqui analisada.

Um aspecto importante que deve ser referido é que, devido à propagação neste meio, o impulso adquire uma modulação de frequência (*chirp*) ou seja, a frequência instantânea varia ao longo do impulso. Se se dividir a equação (2.118), em termos de amplitude e fase, a fase pode ser escrita como:

$$\phi(z,t') = -\frac{\mathrm{sgn}(\beta_2)(z/L_D)}{1+(z/L_D)^2}\frac{t'^2}{\tau_0^{\,2}} + \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{z}{L_D}\right) \tag{2.120}$$

Em que utilizamos a denominada distância de dispersão, L_D, dada pela expressão $L_D = \tau_0^{\,2}/|\beta_2|$. Finalmente para obter a diferença da frequência instantânea ao longo do impulso em relação à frequência central, $\delta\omega$, deriva-se a última expressão em ordem ao tempo t'.

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi}{\partial t'} = \frac{2\,\mathrm{sgn}(\beta_2)(z/L_D)}{1+(z/L_D)^2}\frac{t'}{\tau_0^{\,2}} \tag{2.121}$$

Desta equação conclui-se que a frequência vai variar linearmente ao longo do impulso. Este comportamento é habitualmente designado por *chirp* linear. No regime de dispersão normal, $\beta_2>0$, $\delta\omega$ é negativa para a frente do impulso, e cresce ao longo do impulso. No regime de dispersão anómala ocorre exactamente o oposto. Na secção 2.3.5 verificar-se-á como esse fenómeno pode ser utilizado para reduzir a duração temporal dos impulsos.

2.3.3 Compensação com redes de difracção

Um dos métodos mais conhecidos para efectuar a compensação da dispersão é a utilização de pares de redes de difracção [52]. O funcionamento desse tipo de dispositivo pode ser explicado com base na Figura 2.21.

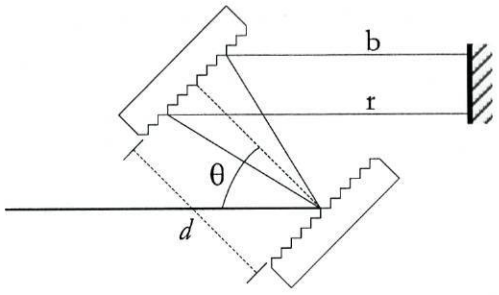


Figura 2.21 – Redes de difracção para compensação da dispersão.

Considerando que a radiação incide segundo um ângulo θ, num par de redes de difracção paralelas, com um frequência espacial f, e separadas pela distância d, pode-se calcular a diferença de caminho óptico entre os componentes de comprimento de onda mais curtos e mais longos, assinalados respectivamente pelas letras b e r, como:

$$\Delta L = d\frac{1+\cos\chi}{\cos(\theta-\chi)} \tag{2.122}$$

Em que o ângulo χ é dado por:

$$\chi(\lambda) = \theta - \arcsin\left(\frac{\lambda}{f} - \sin\theta\right) \tag{2.123}$$

Para chegar a esta expressão, consideraram-se as duas passagens pelo conjunto de redes de difracção, devido à reflexão no espelho. Finalmente, pode-se obter a dispersão da velocidade de grupo produzida por este sistema [52]:

$$\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = -\frac{\lambda^3 d}{\pi c^2 f^2}\left[1-\left(\frac{\lambda}{f}-\sin\theta\right)^2\right]^{-3/2} \tag{2.124}$$

Como esta equação demonstra, utilizando esta configuração pode-se obter dispersão anómala para qualquer comprimento de onda, desde que sejam utilizadas redes de difracção com um período adequado.

2.3.4 Compensação com Interferómetros de Gires-Tournois

Um outro dispositivo cuja utilidade como compensador da dispersão já foi demonstrada nos lasers de estado sólido, é o interferómetro de Gires-Tournois, GTI [53, 54]. Um GTI na sua forma mais simples é constituído por uma lâmina de um material de índice de refracção n_1, e de espessura d, com uma das suas faces perfeitamente espelhada.

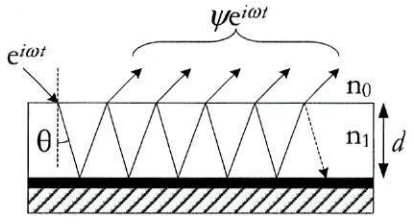


Figura 2.22 – Esquema de um interferómetro de Gires-Tournois.

Considerando um feixe de luz de amplitude unitária, que incide na face não espelhada, e que é refractado segundo o ângulo θ, sabe-se que esse feixe sofrerá uma série de reflexões no interior dessa lâmina, sendo parcialmente reflectido sempre que incide na superfície não espelhada da lâmina. Pode-se demonstrar que a soma de todas as ondas reflectidas é dada por $\psi e^{i\omega t}$:

$$\psi e^{i\omega t} = \frac{-r + e^{-i\omega\tau_0}}{1 - re^{-i\omega\tau_0}} e^{i\omega t} \tag{2.125}$$

Em que τ_0 é o tempo que o feixe demora a percorrer a lâmina, dado por $2dn\cos\theta/c$, e em que r é o coeficiente de reflexão da face não espelhada da lâmina. Este termo possui módulo um, o que indica que o

feixe incidente é totalmente reflectido, sendo a diferença de fase em relação à onda incidente, φ, dada pela expressão:

$$\tan\varphi = \frac{\left(1-r^2\right)\sin(\phi-\omega\tau_0)}{2r-\left(1+r^2\right)\cos(\phi-\omega\tau_0)} \tag{2.126}$$

Em que ϕ é a mudança de fase que o feixe sofre ao ser reflectido no espelho inferior. O atraso de grupo para a onda reflectida é dado pela expressão $\tau_g = -d\varphi/d\omega$ de onde resulta que:

$$\tau_g = \frac{\tau_0\left(1-r^2\right)}{\left(1+r^2\right)-2r\cos\omega\tau_0} = \tau_0\frac{1+r}{1-r}\frac{1}{1+\dfrac{4r}{(1-r)^2}\sin^2\left(\dfrac{\omega\tau_0}{2}\right)} \tag{2.127}$$

Finalmente a dispersão da velocidade de grupo pode ser calculada através da expressão $d\tau_g/d\omega$, tal como foi calculado em (2.96). Na figura seguinte apresenta-se um exemplo do cálculo das curvas do atraso de grupo e da GVD para um GTI, com reflectividade $r = 0{,}9$ e espessura $d = 2{,}1$ μm, admitindo incidência normal à estrutura, e um índice de refracção n = 3.

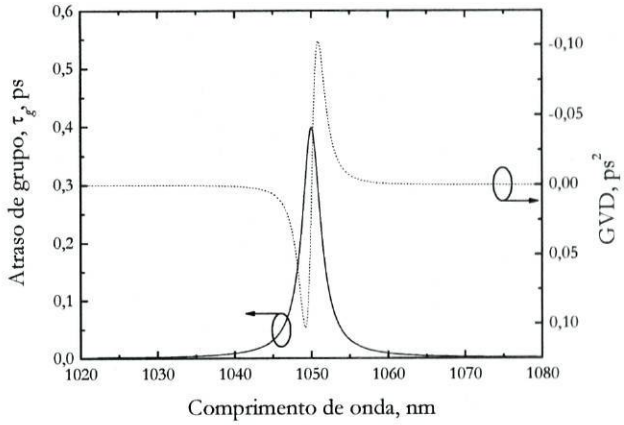


Figura 2.23 – Exemplo da GVD gerada por um GTI ideal com uma cavidade com 2,1 μm de espessura.

Estes resultados foram obtidos admitindo que a reflectividade do espelho inferior é 1, o que na realidade nunca é possível, mesmo quando se têm reflectividades muito elevadas. No caso da reflectividade do espelho inferior ser dada por r_b, a expressão a (2.126) transforma-se em [55]:

$$\tan\varphi = \frac{(1-r_t^2)r_b^2\sin(\phi-\omega\tau_0)}{(r_b^4+1)r_t-(1+r_t^2)r_b^2\cos(\phi-\omega\tau_0)} \tag{2.128}$$

Em que r_t é a reflectividade do espelho superior. Comparando as duas expressões pode-se concluir que a diferença de fase da onda reflectida em relação à onda incidente não é alterada em termos de forma, mas apenas em termos de amplitude. Logo o comportamento da dispersão da velocidade de grupo é idêntico ao apresentado na Figura 2.23, sendo no entanto a sua amplitude mais reduzida.

Além desta redução na dispersão da velocidade de grupo gerada pelo dispositivo, deve ser referido que pelo facto da reflectividade do espelho inferior ser menor que 1, a reflectividade total do dispositivo apresenta um vale de ressonância. Essa redução da reflectividade, coincidente com a região espectral onde é gerada a dispersão anómala, limita a gama de comprimentos de onda em que estes dispositivos podem ser utilizados.

Por este motivo, apesar de ser teoricamente possível gerar uma elevada dispersão anómala, aumentando a *finesse* do GTI, tal não é exequível na prática, pois as perdas nessa região seriam muito elevadas. É esse o principal motivo que tem impedido a utilização dos GTI nos lasers em fibra, restringindo-os aos lasers de estado sólido, em que apenas têm que compensar a dispersão introduzida pelo cristal.

2.3.5 Compressão de impulsos com modulação de frequência

Como foi referido na secção 2.1.9, é por vezes desejável obter impulsos com duração inferior a 1 ps. No caso dos lasers em fibra, uma das técnicas mais utilizadas é a da propagação de impulsos com modulação de frequência, *chirp*, utilizando fibras ou outros elementos com um perfil de dispersão apropriado [17].

Esta técnica pode ser explicada intuitivamente considerando um impulso cuja parte inicial (com uma determinada frequência instantânea) se propaga mais lentamente que a parte final (que tem outra frequência). Assim, a parte final irá aproximar-se da parte inicial, reduzindo a duração do impulso.

Para analisar quantitativamente este comportamento, considere-se um impulso Gaussiano com *chirp* linear, descrito pela equação:

$$U(0,t)=\exp\left(-\frac{(1+iC)}{2}\frac{t^2}{{\tau_0}^2}\right) \tag{2.129}$$

Em que C é o parâmetro que descreve o chirp, e que é positivo, $C > 0$, quando a frequência aumenta do início para o final do impulso (*up-chirp*), e negativo, $C < 0$, quando a frequência diminui do início para o final do impulso (*down-chirp*). Este parâmetro pode ser estimado a partir da largura espectral do impulso, que pode ser calculada através da transformada de Fourier do impulso:

$$\tilde{U}(0,\omega)=\left(\frac{2\pi{\tau_0}^2}{1+iC}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{\omega^2{\tau_0}^2}{2(1+iC)}\right) \tag{2.130}$$

De onde se pode concluir que a meia-largura espectral à altura $1/e$ é dada por:

$$\Delta\omega=\frac{\sqrt{1+C^2}}{\tau_0} \tag{2.131}$$

Repetindo o procedimento utilizado na derivação da equação (2.118), aquando do estudo da importância da dispersão na propagação dos impulsos, obtém-se neste caso a expressão:

$$U(z,t)=\frac{\tau_0}{\left[{\tau_0}^2-i\beta_2 z(1+iC)\right]^{1/2}}\exp\left(-\frac{(1+iC)t^2}{2\left[{\tau_0}^2-i\beta_2 z(1+iC)\right]}\right) \tag{2.132}$$

Da análise desta equação, verifica-se que o impulso mantém a forma Gaussiana ao propagar-se na fibra. No entanto, a duração temporal, $\tau(z)$, depois do impulso se propagar uma distancia z, é dada por:

$$\frac{\tau(z)}{\tau_0}=\left[\left(1+\frac{C\beta_2 z}{\tau_0^{\,2}}\right)^2+\left(\frac{\beta_2 z}{\tau_0^{\,2}}\right)^2\right]^{1/2} \tag{2.133}$$

Esta equação mostra que o alargamento ou compressão dos impulsos depende dos sinais da dispersão da velocidade de grupo e do parâmetro de *chirp*. Quando os dois parâmetros possuem o mesmo sinal o impulso é sempre alargado. Pelo contrário, quando C e β_2 possuem sinais diferentes, os impulsos são inicialmente comprimidos, sendo em seguida alargados. Este comportamento pode ser observado na figura seguinte, que ilustra a dependência do factor de alargamento do impulso $(\tau(z)/\tau_0)$ com a distância de propagação, normalizada pela distância de dispersão L_D

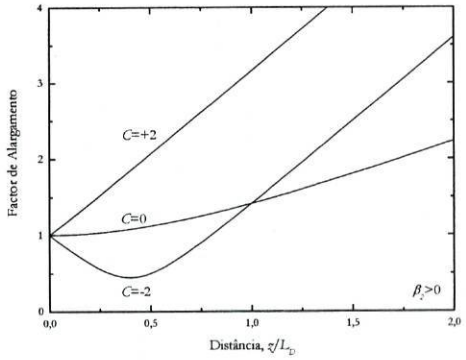


Figura 2.24 – Comportamento do factor de alargamento de um impulso *chirped* [17].

Como se pode verificar da análise da figura anterior, no caso $\beta_2 \cdot C < 0$, a duração do impulso terá um mínimo, para a distância:

$$z_{\min}=\frac{C}{1+C^2}L_D \tag{2.134}$$

Sendo a duração mínima dada por:

$$\tau_{\min}=\frac{\tau_0}{\sqrt{1+C^2}} \tag{2.135}$$

Este comportamento pode ser entendido relembrando o resultado da expressão (2.121), que indica que um impulso ao propagar-se vai adquirindo um certo *chirp* linear. Quando $\beta_2 \cdot C < 0$, o *chirp* inicial é de sinal contrário ao *chirp* que os impulsos vão adquirir ao propagarem-se. O ponto de duração mínima corresponde exactamente ao ponto em que os dois *chirps* se anulam.

2.3.6 Produto tempo-largura de banda e calculo da dispersão

Em óptica, um impulso é designado *transform-limited* quando a sua duração temporal corresponde à menor duração temporal que pode ser obtida a partir de um impulso com essa largura espectral.

Uma boa forma de avaliar se os impulsos são ou não *transform-limited* consiste no cálculo do produto tempo-largura de banda, TBP *Time-Bandwidth Product*, cujo valor deverá ser tão próximo quanto possível do valor ideal correspondente a essa forma do impulso. Assim para impulsos Gaussianos o TBP deverá ser 0,44, e para impulsos com um perfil do tipo secante hiperbólica quadrada, sech^2, o TBP deverá ser 0,31.

De referir que a análise apresentada na secção anterior, também permite compreender o funcionamento dos lasers *stretched*, que são lasers *mode locked* cuja cavidade é composta por secções com dispersão normal e outras com dispersão anómala, sendo a dispersão total da cavidade próxima de zero [56, 57, 58].

Um impulso ao propagar-se numa cavidade desse tipo vai sendo sucessivamente alargado e comprimido, em função da dispersão da secção onde se encontra, podendo essas variações ser superiores a uma ordem de grandeza. A principal vantagem dessa técnica é que permite diminuir os efeitos não lineares, pelo facto de em algumas secções os impulsos serem alargados temporalmente, e permite igualmente que os impulsos que atravessam o meio de ganho sejam mais largos em termos espectrais, e por isso acumulem um ganho mais elevado.

Os impulsos gerados nessas cavidades geralmente possuem uma região central aproximadamente Gaussiana, apesar das asas desses impulsos não o serem. Em geral à saída da cavidade esses impulsos são *chirped*, pelo que poderão ser comprimidos para durações mais reduzidas no exterior.

No caso dos solitões, gerados em cavidades com dispersão anómala, é habitual observarem-se bandas laterais, *sidebands*, no espectro dos impulsos. Essas bandas são provocadas pelas perturbações periódicas que os impulsos sofrem ao propagar-se na cavidade, por exemplo o acoplamento de saída, e originam ondas dispersivas que se vão propagando na cavidade. Quando essas ondas dispersivas interferem construtivamente com o impulso surgem as bandas laterais, em frequências que respeitam a condição de fase [59]:

$$2\pi \mathrm{N} = -\frac{1}{2} L \beta_2 \left(\delta\omega_{\mathrm{N}}{}^2 + \frac{1{,}543}{\tau^2} \right) \tag{2.136}$$

Em que N é a ordem das bandas laterais, L e o comprimento da cavidade, $\delta\omega_{\mathrm{N}}{}^2$ representa a diferença em frequência entre o pico do espectro do impulso e a banda lateral, e τ é a duração dos impulsos. Reescrevendo esta equação em função da separação das bandas em comprimento de onda, $\delta\lambda_{\mathrm{N}}{}^2$, obtém-se:

$$\delta\lambda_{\mathrm{N}}{}^2 = sign(\mathrm{N}) \cdot \lambda_0{}^2 \left(\frac{2\mathrm{N}}{cDL} - 0{,}0787 \frac{\lambda_0{}^2}{(c\tau)^2} \right) \tag{2.137}$$

Esta expressão pode ser utilizada para determinar a dispersão total da cavidade de um laser, DL, a partir das bandas laterais do espectro.

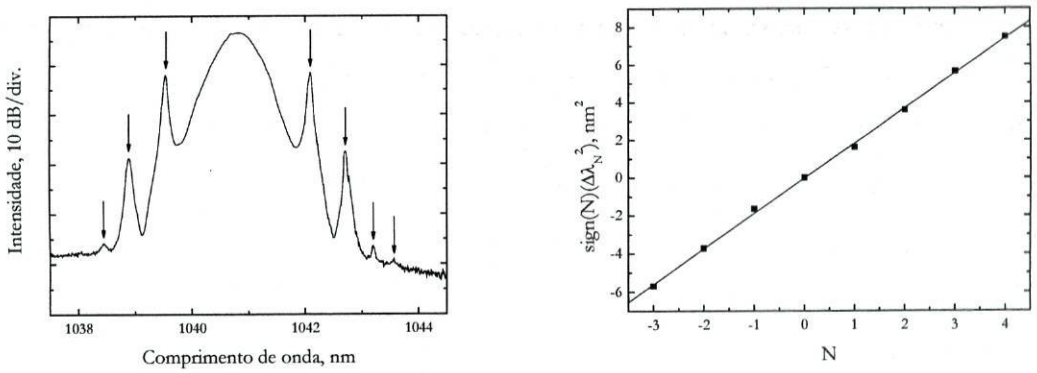


Figura 2.25 – Exemplo do espectro de um impulso com bandas laterais, e do respectivo ajuste para o cálculo da dispersão.

Na Figura 2.25 pode-se observar um exemplo de um impulso com as referidas bandas laterais, e o respectivo ajuste, que permitiu calcular a dispersão total da cavidade como sendo -2,20 ps^2.

2.4 *Mode locking* com absorvedores saturáveis

As primeiras demonstrações do *mode locking* passivo de lasers surgiram em meados da década de 1960, com a utilização de jactos de corantes como absorvedores saturáveis [60]. E até à demonstração, em 1984, do *mode locking* por adição de impulsos, APM *Additive-Pulse Mode locking* [61], a utilização de absorvedores saturáveis foi mesmo o único método de *mode locking* passivo conhecido. Mais tarde, em 1992, um outro método de *mode locking*, designado *mode locking* por lente de Kerr, KLM *Kerr-Lens Mode locking*, viria a ser demonstrado [62].

Apesar de estes métodos serem em termos práticos muito diferentes, no limite, e teoricamente, podem todos ser reduzidos a métodos de geração de *mode locking* com absorvedores saturáveis virtuais [63]. Por esse motivo, e tendo em conta que neste trabalho foi utilizado o *mode locking* com absorvedores saturáveis reais, não serão discutidos com detalhe os outros métodos, que podem ser encontrados na literatura [18].

2.4.1 Absorvedores saturáveis

O princípio de funcionamento do *mode locking* com absorvedores saturáveis pode ser explicado no domínio temporal, sabendo que a transmissão de um absorvedor vai ser tanto maior quanto maior for a intensidade da radiação que incide nesse dispositivo [5, 8, 18].

Utilizando uma construção geométrica simples, representada na Figura 2.26, mostra-se que, após a transmissão através de um absorvedor, se obtém à saída um novo impulso, mas com uma menor duração temporal.

Assim se conclui, que se se introduzir numa cavidade laser um absorvedor saturável, a geração de impulsos curtos e intensos corresponde à condição de menores perdas. Por esse motivo, o laser terá uma tendência natural para operar no regime de impulsos curtos, evitando a emissão de radiação *cw*, pois essa não será suficientemente intensa para saturar o absorvedor.

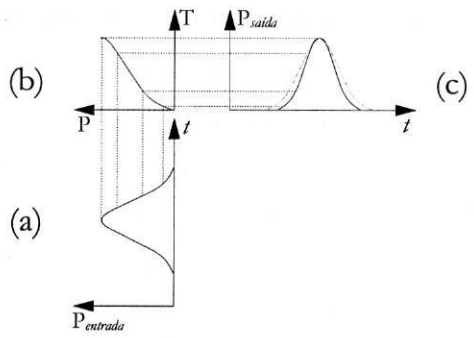


Figura 2.26 – Princípio de funcionamento de um absorvedor saturável: (a) um impulso incidente, (b) atravessa um absorvedor saturável, (c) emergindo à saída com uma menor duração.

A geração desses impulsos no interior da cavidade resulta da amplificação e redução da duração temporal das flutuações da emissão espontânea, ao fim de muitas voltas na cavidade. A duração mínima dos impulsos é limitada pela largura de banda do meio de ganho, e também por outros factores como a dispersão da cavidade ou a presença de fenómenos não lineares, não podendo a duração dos impulsos ser reduzida indefinidamente.

Para se obter uma descrição teórica completa desses processos de *mode locking* passivo tem que se recorrer a um dos três modelos descritos na literatura [64, 65, 66], e que são utilizados em função das características dos absorvedores e da restante cavidade. Os dois principais parâmetros da cavidade que devem ser considerados são a dispersão e a presença, ou não, de não linearidades, nomeadamente da auto modulação de fase, SPM *Self-Phase Modulation* [17, 67].

Dos parâmetros do absorvedor saturável o mais importante para a descrição do *mode locking* é o tempo de recuperação, *relaxation time*, que representa o tempo que o dispositivo demora a regressar ao seu estado normal após ter sido saturado por um impulso intenso [68]. Quando o tempo de recuperação é menor ou da ordem de grandeza da duração dos impulsos, o absorvedor é considerado rápido. Quando o tempo de recuperação é superior à duração dos impulsos o absorvedor é considerado lento. Se esse tempo for muito grande, da ordem de grandeza do tempo que os impulsos demoram a dar uma volta na cavidade, então é impossível obter *mode locking*, sendo esses absorvedores utilizados para o *Q switching* de lasers.

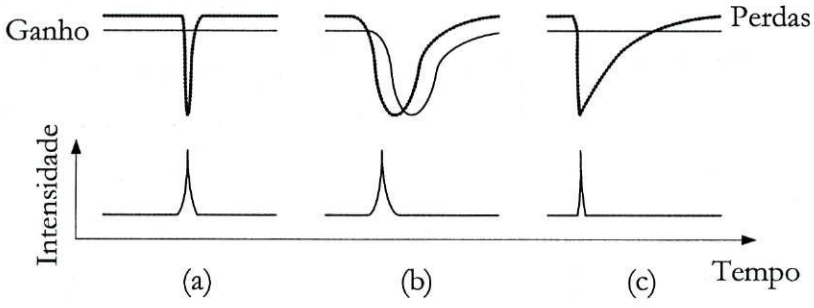


Figura 2.27 – Os três modelos fundamentais para a explicação do *mode locking* passivo: (a) *Mode locking* com um absorvedor rápido; (b) *Mode locking* com um absorvedor lento e saturação dinâmica do ganho; (c) *Mode locking* de solitões [66].

Como se pode observar na Figura 2.27, nos dois primeiros modelos, em que se consideram absorvedores rápidos(a) ou lentos (b), o período de tempo durante o qual o ganho é superior às perdas é relativamente breve, tendo os impulsos gerados aproximadamente a duração dessa janela de ganho efectivo.

No caso dos absorvedores rápidos (a), a saturação do absorvedor é tão rápida, que o ganho da cavidade permanece sensivelmente inalterado. Para lasers que incluam esse tipo de absorvedores, e nos quais a presença dos efeitos não lineares e da dispersão possam ser desprezados, a janela de ganho efectivo é bastante breve, graças apenas à acção do absorvedor saturável.

No caso dos absorvedores lentos (b), o crescimento da intensidade dentro da cavidade provoca a saturação do ganho, o que por seu lado reduz a duração da janela de ganho efectivo, permitindo a geração de impulsos curtos. É importante referir que este método não é aplicável a meios de ganho que tenham um tempo de vida do nível superior muito elevado e uma reduzida secção eficaz de emissão, pois nesse caso a saturação dinâmica do ganho nunca será suficientemente rápida para que a janela de ganho tenha uma duração reduzida. Para esses meios são necessários absorvedores rápidos.

Finalmente, o terceiro modelo (c) é aplicado quando a presença da dispersão e da auto modulação de fase não podem ser desprezadas. Nesse caso a janela de ganho efectivo permanece aberta durante um intervalo de tempo várias vezes superior à duração do impulso gerado, sendo a duração dos impulsos determinada principalmente pelos dois efeitos já referidos, tal como acontece na formação de solitões. Nesse modelo o absorvedor inicia o processo de formação dos impulsos, sendo em seguida responsável pela sua estabilização (reduzindo o ruído entre impulsos), não sendo o seu tempo de recuperação determinante na duração dos impulsos.

2.4.2 Descrição matemática do *mode locking* com um absorvedor saturável

Para uma descrição rigorosa desses três modelos é necessário recorrer à formulação de Haus [63, 64, 65], em que se assume que as alterações sofridas pelos impulsos em cada elemento da cavidade são pequenas, por cada volta que estes percorrem na cavidade. Assumindo também que o ganho e a dispersão se encontram distribuídos uniformemente pela cavidade, a propagação dos impulsos pode ser descrita à custa da equação:

$$T\frac{\partial}{\partial T'}A(T',\tau') = \left[g - \alpha + \frac{4g}{\delta\omega_g{}^2}\frac{\partial^2}{\partial\tau'^2} + i\mathbf{D}\frac{\partial^2}{\partial\tau'^2} + i\gamma\left|A(T',\tau')\right|^2 + q(T',\tau') \right] A(T',\tau') \qquad (2.138)$$

Em que $A(T',\tau')$ é a envolvente dos impulsos, que se assume variar lentamente, e que é descrita em duas escalas de tempo distintas, T' é da ordem do tempo de uma volta na cavidade, e τ' é da ordem da duração do impulso. T é o tempo que um impulso demora a dar uma volta na cavidade, g é o ganho saturado e α são as perdas por volta na cavidade. O terceiro termo do lado direito da expressão (2.138) representa a contribuição da largura de banda finita do ganho, que se assume ser homogéneo e de perfil Lorentziano, com largura total $\delta\omega_g$.

O termo seguinte, **D**, representa a contribuição da dispersão da velocidade de grupo da cavidade, e o termo γ representa a auto modulação de fase, dada por:

$$\gamma = \frac{2\pi n_{nl}}{\lambda_0 S_{eff,g}} L_{SPM} \tag{2.139}$$

Em que n_{nl} é o índice de refracção não linear do meio de ganho, $S_{eff,g}$ é área efectiva do modo transversal do laser no interior do meio de ganho, e L_{SPM} é o comprimento do meio onde ocorre a auto modulação de fase.

Finalmente, o termo $q(T',\tau')$ representa a contribuição do absorvedor saturável. Dependendo da velocidade do absorvedor, devem-se considerar expressões distintas para esse termo. No caso de um absorvedor rápido, o absorvedor responde à intensidade instantânea de cada impulso, sendo descrito pela expressão [69]:

$$q(T',\tau') = \frac{q_0}{1 + \dfrac{|A(T',\tau')|^2 / S_{eff,A}}{I_{sat}}} \tag{2.140}$$

Em que q_0 representa a absorção saturável, e I_{sat} a intensidade de saturação desse mesmo absorvedor, que possui uma área efectiva $S_{eff,A}$. Se a saturação não for muito intensa, esta expressão pode ser aproximada por:

$$q(T',\tau') = q_0 - \frac{q_0 |A(T',\tau')|^2}{I_{sat} S_{eff,A}} \equiv q_0 - q' |A(T',\tau')|^2 \tag{2.141}$$

Em que o termo q' é o chamado coeficiente de auto modulação da amplitude, SAM *Self Amplitude Modulation*. Utilizando a expressão (2.138), complementada pela expressão (2.141), e não considerando o efeito quer da dispersão quer da SPM, é possível obter uma solução analítica para o *mode locking* com um absorvedor saturável rápido. Essa solução é do tipo:

$$A(\tau') = A_0 \operatorname{sech}(\tau'/\tau) \tag{2.142}$$

Em que τ é dado por:

$$\tau^2 = \frac{8g}{q' A_0^2 \delta\omega_g^2} \tag{2.143}$$

No caso dos absorvedores lentos, o tempo de resposta do absorvedor, τ_A, é maior que a duração dos impulsos, mas muito menor que T, ou seja o absorvedor recupera completamente entre impulsos consecutivos (entre voltas na cavidade). A expressão que descreve esse comportamento do absorvedor é [69, 70]:

$$\frac{dq(T,\tau')}{d\tau'} = -\frac{q - q_0}{\tau_A} - q\frac{|A(T',\tau')|^2}{E_A} \tag{2.144}$$

Em que E_A é a energia de saturação do absorvedor. De notar que no limite em que τ_A é muito pequeno, a solução da última equação tende para a expressão (2.140), tal como seria de esperar. Considere-se agora o limite em que a duração dos impulsos é muito inferior ao tempo de recuperação. Nesse caso a expressão anterior pode ser simplificada, resultando [63]:

$$q(T',\tau') = q_i \exp\left[-\int_0^{\tau'} |A(T',\tau')|^2 / E_A \, d\tau'\right] \tag{2.145}$$

Em que q_i representa as perdas do absorvedor antes do impulso chegar. De um modo idêntico, admite-se que o ganho satura de acordo com a expressão:

$$g(T',\tau') = g_i \exp\left[-\int_0^{\tau'} |A(T',\tau')|^2 / E_g \, d\tau'\right] \tag{2.146}$$

Em que g_i representa o ganho antes do impulso chegar e E_g a energia de saturação do ganho. Introduzindo essas duas condições na equação (2.138), não é possível obter uma solução analítica, pois a largura espectral do impulso, $\delta\omega_g$, depende da saturação do meio de ganho, $g(T',\tau')$. Para se obter uma solução analítica, é necessário substituir o termo $\delta\omega_g$ por $\delta\omega_f$, em que $\delta\omega_f$ é a largura de banda de um filtro que representa o efeito da largura finita do meio de ganho. Com essa substituição obtém-se uma equação que admite novamente soluções analíticas do tipo da equação (2.142), mas em que τ é agora dado por:

$$\frac{1}{\tau^4} = \frac{\delta\omega_f^{\,2} A_0^{\,4}}{16}\left(\frac{q_i}{E_A^{\,2}} - \frac{g_i}{E_g^{\,2}}\right) \tag{2.147}$$

Esta solução demonstra que mesmo utilizando absorvedores lentos, e sem a presença de dispersão anómala ou de não linearidades, é possível gerar impulsos com uma duração pouco superior à obtida quando se utilizam absorvedores rápidos, desde que o meio de ganho sature rapidamente.

Finalmente, no caso de se incluírem na análise da geração do *mode locking* os termos que correspondem à dispersão da cavidade e à auto modulação de fase (modelo (c)), é ainda possível obter soluções analíticas para algumas situações, sendo essas soluções, regra geral, da forma [63]:

$$A(T',\tau') = A_0\left[\operatorname{sech}\left(\frac{\tau'}{\tau}\right)\right]^{(1+jC)} \tag{2.148}$$

Em que o termo C representa o *chirp* dos impulsos, tal como foi descrito na secção 2.3.5. Não será aqui apresentada a dedução destas soluções, mas de uma forma resumida pode-se afirmar que, no caso dos absorvedores rápidos, obtêm-se soluções analíticas, que mostram ser possível a geração de impulsos curtos em ambos regimes de dispersão. Esses impulsos terão uma duração mais reduzida no caso da dispersão ser anómala, ao passo que considerando a presença da dispersão normal se obtêm impulsos mais longos do que no caso anterior, em que a dispersão foi desprezada.

No caso dos absorvedores lentos, e apesar de não existir uma solução analítica, é possível demonstrar-se que o efeito de redução da duração dos impulsos devido à dispersão anómala é ainda mais pronunciado. Esta observação explica-se pelo facto, já referido, dos processos de formação de solitões serem os principais responsáveis pela determinação das características dos impulsos, sendo o absorvedor apenas responsável pela sua geração e estabilização.

Verifica-se ainda que no caso da dispersão total ser anómala a forma do espectro desses impulsos é idêntica à forma temporal, ou seja aproximadamente Gaussiana, ao passo que no regime de dispersão normal o espectro é aproximadamente quadrado, tal como é habitual em lasers do tipo *stretched* [71, 72].

Finalmente, esta análise também pode ser aplicada para se estudar a quebra de um impulso em impulsos múltiplos, um fenómeno bem conhecido nos lasers de solitões, em que a energia dos impulsos está quantificada. As simulações permitem verificar que um absorvedor rápido é mais estável do que um absorvedor lento para evitar este fenómeno. Essas simulações permitem igualmente estabelecer uma regra prática que indica que a energia dos impulsos na cavidade deverá ser aproximadamente três vezes o valor da energia de saturação do absorvedor, para que a tendência de divisão dos impulsos seja mínima.

Finalmente, de referir que, recentemente foi demonstrada a utilização simultânea de dois SESAM na mesma cavidade, um com um tempo de recuperação lento e outro rápido [73]. Nessa configuração o absorvedor lento é responsável pela estabilização dos impulsos, ao passo que o absorvedor rápido é responsável pela determinação da duração dos impulsos.

2.4.3 Espelhos com absorvedores saturáveis semicondutores

Actualmente os absorvedores saturáveis mais utilizados para obter o *mode locking* de lasers, quer sejam lasers de estado sólido ou em fibra, são os espelhos com absorvedores saturáveis semicondutores, SESAM's [16, 74]. Estes dispositivos têm vindo a ser desenvolvidos com diferentes objectivos, nomeadamente a obtenção de impulsos curtos [75], de elevadas potências médias e de pico [76], ou de elevadas taxas de repetição [77].

O principal motivo para o grande sucesso desses dispositivos é o facto das suas propriedades, lineares e não lineares, poderem ser definidas numa grande gama de valores [78]. Esta vantagem deve-se não só ao facto do absorvedor se encontrar no interior de uma cavidade [79], o que permite controlar alguns dos parâmetros do dispositivo, mas também à utilização de materiais semicondutores e de apuradíssimas técnicas de crescimento epitaxial e de pós-processamento [80]. Graças a esses desenvolvimentos, é hoje possível construir dispositivos com elevado desempenho para obter *mode locking* numa cavidade laser. Na Figura 2.28 está representado o esquema básico de um SESAM.

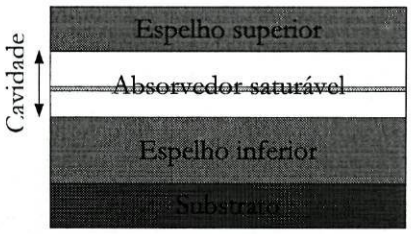


Figura 2.28 – Esquema básico de um SESAM.

Em primeira aproximação, um SESAM pode ser descrito como um interferómetro de Fabry-Pérot no interior do qual é incorporado um absorvedor saturável semicondutor. O espelho inferior desse dispositivo possui uma reflectividade muito elevada, tão próxima quanto possível de 1. A reflectividade do espelho superior e a dimensão da cavidade são ajustados de acordo com as características que se pretendem obter, nomeadamente em relação à dispersão gerada pelo dispositivo.

Os espelhos utilizados nos SESAM podem ser espelhos metálicos, que apresentam larguras de banda muito elevadas, espelhos *chirped*, que permitem gerar uma elevada dispersão, ou espelhos de Bragg distribuídos, DBR *Distributed Bragg Reflector*. Em geral a escolha recai nos DBR's, pois desse modo o processo de fabrico dos SESAM's é facilitado pelo facto de se utilizarem apenas materiais semicondutores, evitando-se as dificuldades relacionadas com a deposição de filmes semicondutores noutros materiais, nomeadamente em metais.

Os DBR's são constituídos por camadas alternadas, com $\lambda/4$ de espessura, de dois materiais semicondutores com índices de refracção diferentes. Estes espelhos apresentam reflectividades muito próximas de 1 e larguras de banda da ordem dos 100 nm, o que é suficiente para a maior parte das aplicações. Recentemente foi demonstrado um SESAM incorporando um DBR de AlGaAs/CaF_2, com uma largura de banda superior a 300 nm, e que permitiu gerar impulsos com uma duração inferior a 10 fs, num laser de Ti:Safira [81].

Os absorvedores saturáveis utilizados nos SESAM's são habitualmente constituídos por conjuntos de poços quânticos, QW *Quantum Wells*, construídos através da deposição de finíssimas camadas (espessuras da ordem de alguns nanometros) de materiais semicondutores com diferentes bandas de energia [82]. O funcionamento desses dispositivos baseia-se na saturação, *bleaching*, da absorção dos poços quânticos. Não serão aqui apresentados em detalhe os pormenores sobre os aspectos teóricos do funcionamento dos QW, pois não são o tema desta tese. Nesta secção apenas se explicarão as propriedades funcionais dos SESAM's.

Na escolha dos materiais utilizados nesses dispositivos é necessário ter em atenção não só as propriedades do meio em termos de bandas de transmissão e absorção, mas também a possibilidade, ou não, de serem criados DBR's com elevadas reflectividades nesse material. Para além desses dois paramêtros outros aspectos merecem igualmente onsideração, tais como o comportamento térmico do material. Na região do 1 μm o GaAs destaca-se, devido à sua elevada transmissão nessa região e pelo facto de permitir a construção espelhos DBR (GaAs/AlAs) com uma elevada reflectividade. Quanto aos QW a escolha, nessa região de comprimentos de onda, recai habitualmente no GaInAs, e mais recentemente no GaInNAs. Este tema será discutido com mais detalhe no Capítulo 3, onde serão apresentados os dispositivos utilizados.

2.4.4 Parâmetros fundamentais dos SESAM's

As três características fundamentais de um SESAM são a gama de comprimentos de onda nos quais esse dispositivo funciona, definida pela sua largura de banda, a sua resposta dinâmica, caracterizada pelo seu tempo de recuperação τ_A, e a sua curva de reflectividade em função da intensidade incidente [83]. A largura de banda desses dispositivos é determinada essencialmente pela largura de banda dos espelhos utilizados.

Essa largura de banda pode no entanto estar mais limitada, caso a largura de banda dos absorvedores saturáveis não cubra toda a largura de banda dos espelhos, o que regra geral não acontece, se o dispositivo for construído correctamente.

O tempo de recuperação dos SESAM's depende dos materiais utilizados. Para os materiais habitualmente utilizados esses tempos são da ordem das poucas dezenas de nanosegundos, o que à partida limita a duração mínima dos impulsos que podem ser obtida [84]. No entanto há que considerar a presença de defeitos no semicondutor, que aumentam fortemente a velocidade destes dispositivos, para valores da ordem dos picosegundos ou até menos [85], permitindo a geração de impulsos ultra-curtos. Uma análise mais rigorosa desse fenómeno [86], implica considerar a resposta do dispositivo como sendo uma combinação das duas respostas, a resposta dos QW e a resposta dos defeitos. Esse tipo de análise é sobretudo importante para a simulação desses dispositivos, o que não era um dos objectivos deste trabalho.

De referir que esses defeitos, responsáveis pela redução do tempo recuperação, podem ser incluídos propositadamente no dispositivo durante o processo de fabrico [87], ou posteriormente através do bombardeamento com protões, ou da implantação de iões pesados [88]. Esses métodos podem no entanto provocar um aumento das perdas dos dispositivos.

Em termos de reflectividade, a curva característica dos SESAM's está representada na Figura 2.29. Como se pode verificar, para intensidades baixas esses dispositivos apresentam uma reflectividade reduzida, R_{lin}, que aumenta com o aumento da fluência da radiação incidente. No entanto a reflectividade nunca atinge os 100 %, pois existem perdas não saturáveis, ΔR_{ns}, que limitam a modulação não linear da reflectividade, ΔR.

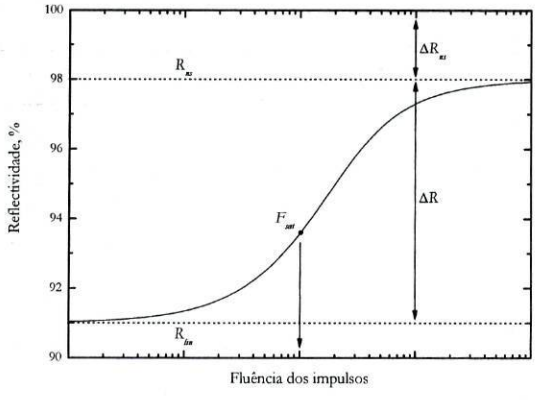


Figura 2.29 – Curva característica da reflectividade de um SESAM.

A fluência de saturação, F_{sat}, é a fluência que os impulsos devem possuir para começarem a saturar a absorção dos QW, e é definida como a fluência que corresponde a um aumento de 1/e (37 %) de ΔR em relação a R_{lin} para um absorvedor infinitamente fino. Para os SESAM's esta definição não é correcta, mas normalmente os desvios são desprezáveis.

Utilizando um modelo de um átomo de dois níveis, é possível descrever com razoável aproximação esta curva característica, sendo a reflectividade dada pela equação [83]:

$$R(F) = 1 - R_{ns} - \Delta R \left[\frac{1 - \exp\left(-F/F_{sat}\right)}{F/F_{sat}} \right] \tag{2.149}$$

Recentemente, surgiram alguns estudos que demonstram a existência de uma zona de inversão da absorção saturável, para fluências de bombagem muito elevadas [83]. Esta absorção não linear induzida foi explicada pela absorção de dois fotões, no regime dos femtosegundos, mas não existe ainda um explicação para esse fenómeno no regime dos picosegundos. Visto esse assunto ser um tema ainda muito pouco explorado, não se irá aqui entrar em detalhes sobre esses fenómenos, e sobre a sua possível utilização para aumentar a estabilidade dos lasers *mode locked* no regime dos picosegundos, que podem ser encontrados na referência [89].

2.4.5 Categorias de SESAM's

O primeiro dispositivo com as características referidas nas secções anteriores foi criado em 1992, e permitiu a demonstração do *mode locking* passivo num laser de estado sólido, sem a presença de *Q switching*, fenómeno que até então limitava a utilização desses lasers. De então para cá, foram demonstrados inúmeros aperfeiçoamentos em diversas áreas, sendo hoje os SESAM's habitualmente classificados em quatro categorias, tal como é representado na Figura 2.30.

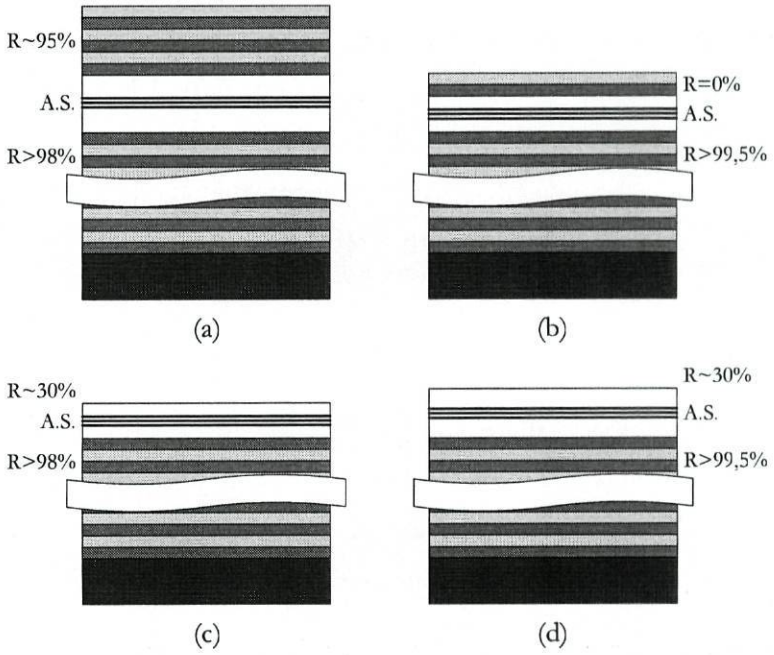


Figura 2.30 – Os quatro tipos principais de SESAM's, ordenados cronologicamente: (a) A-FPSA; (b) AR-SESAM; (c) SBR; (d) D-SAM [74].

O primeiro SESAM a ser desenvolvido, em Abril de 1992 [90, 91], foi o absorvedor saturável numa cavidade anti-ressonante de Fabry-Pérot com elevada *finesse*, A-FPSA *Antiressonant Fabry-Pérot Saturable Absorver*. O espelho superior desses dispositivos possui uma reflectividade elevada (~95 %), o que permite reduzir as perdas não saturáveis, que eram, nessa altura, geralmente elevadas. Além disso, o facto do

absorvedor saturável se encontrar no interior de uma cavidade, permite reduzir o valor da fluência de saturação efectiva, tal como será discutido na secção seguinte. Visto que as características da cavidade são de modo a que, para o comprimento de onda de funcionamento, a cavidade de Fabry-Pérot esteja em anti-ressonância, resultam dispositivos com uma elevada largura de banda e com uma dispersão desprezável.

Em Fevereiro de 1995 foi apresentado um novo tipo de SESAM, o SESAM com um revestimento anti-reflexão, AR-SESAM *Anti-Reflection-coated SESAM* [92, 93]. Nesses dispositivos o espelho superior é substituído por um revestimento anti-reflector, que elimina a cavidade de Fabry-Pérot e aumenta a modulação máxima alcançável nesses dispositivos. Para reduzir as perdas, a camada onde se encontra o absorvedor saturável deve possuir uma espessura reduzida. A intensidade de saturação pode ser ajustada através do controlo da área de incidência da radiação.

As duas classes de dispositivos apresentadas anteriormente, podem ser encaradas como os dois casos limites de um A-FPSA, com uma cavidade com finesse elevada ($R \sim 95$ %) ou nula ($R = 0$ %). Um caso intermédio entre os dois casos anteriores são os reflectores de Bragg saturáveis, SBR *Saturable Bragg Reflectors*, também conhecidos como A-FPSA de baixa finesse, que foram apresentados em Julho de 1995 [94, 95]. Nesses dispositivos normalmente não existe nenhum espelho ou revestimento superior, sendo a reflectividade no topo da estrutura determinada pela reflexão na interface semicondutor-ar, que é tipicamente da ordem dos 30 %.

Finalmente, em Abril de 1996, foi pela primeira vez demonstrada a utilização de espelhos saturáveis dispersivos, D-SAM *Dispersive Saturable Absorver Mirror* [96]. Esses dispositivos assemelham-se aos SBR, mas a dimensão da sua cavidade é escolhida de modo a que a cavidade de Fabry-Pérot se encontre em ressonância para o comprimento de onda de funcionamento. Resultam assim dispositivos que além da absorção saturável possuem características de dispersão muito interessantes, semelhantes às dos GTI [97].

2.4.6 Instabilidade associada a *Q switch mode locking*

O principal problema associado aos SESAM's é a tendência para gerarem o estado de *Q switch mode locking*, QML, que geralmente é indesejado, e que pode resultar num comportamento instável ou eventualmente na destruição do próprio absorvedor [98, 99]. Para estabelecer se um critério de estabilidade que permita simular esse tipo de emissão e, desse modo, permitir evitar o seu aparecimento, deve-se partir das equações de continuidade e efectuar uma análise linearizada da estabilidade.

Como resultado dessa análise, tem-se que num laser em fibra *mode locked* com um SESAM, a energia dos impulsos, E_p, e a modulação não linear da reflectividade, ΔR, devem respeitar a seguinte relação para que o *mode locking* seja estável [98]:

$$E_g g K^2 E_p^{\,3} + E_p^{\,2} > E_g E_A \Delta R \qquad (2.150)$$

Em que como já referido E_A é a energia de saturação do absorvedor, E_g é a energia de saturação do meio de ganho e g é o ganho. O termo K tem origem nos efeitos de formação de solitões, e é dado por:

$$K = \frac{4\pi n_{nl} L}{D S_{eff,g} \lambda_0 \delta\omega_g} \frac{0,315}{1,76} \tag{2.151}$$

Em que L é o comprimento total da cavidade, D é a dispersão da cavidade e $S_{eff,g}$ é a área efectiva do núcleo da fibra. Caso os efeitos de formação de solitões sejam desprezáveis, o primeiro termo do lado esquerdo pode ser desprezado, e a expressão (2.150) reduz-se a:

$$E_p^2 > E_g E_A \Delta R \tag{2.152}$$

Da equação (2.152) é fácil concluir que é desejável que a modulação não linear da reflectividade, ΔR, seja tão pequena quanto possível para evitar que o laser funcione no regime QML. No entanto, esse parâmetro não poderá ser muito reduzido, pois nesse caso será difícil conseguir que o laser funcione espontaneamente em regime de *mode locking*, o chamado *self-starting* ML, especialmente no caso das cavidades com dispersão total normal.

De referir que o critério de estabilidade acima apresentado foi estabelecido para o caso da passagem do regime de *mode locking* para o regime de QML, e que foi deduzido assumindo que não existiam perdas não saturáveis no absorvedor, $\Delta R_{ns} = 0$. Por este motivo o critério peca por excesso, sendo na realidade o termo do lado direito da equação (2.150) menor que o apresentado.

Finalmente, considere-se o papel da cavidade nos parâmetros do absorvedor. Visto que o absorvedor se encontra no interior de uma cavidade Fabry-Pérot, a energia de saturação efectiva do absorvedor é dada pela expressão [95]:

$$E_A^{eff} = \eta E_A^0 \tag{2.153}$$

Em que E_A^0 é a energia de saturação do absorvedor "isolado", e o termo η é dado por:

$$\eta = \frac{1}{1-R_S}\left[\left(1+\sqrt{R_S R_T}\right)^2 - 4\sqrt{R_S R_T}\cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right)\right] \tag{2.154}$$

Em que R_S é a reflectividade do espelho superior, e ϕ é o termo de fase que incorpora as contribuições de fase das reflexões nos dois espelhos e da propagação no interior da cavidade. O termo R_T representa a reflectividade da secção inferior do dispositivo (cavidade e espelho inferior), e é dado por:

$$R_T = R_I \exp(-4\alpha d) \tag{2.155}$$

Em que R_I é a reflectividade do espelho inferior e α são as perdas da cavidade, com tem uma altura d.

Outro aspecto importante que é necessário considerar, é o facto de ΔR e E_A^{eff} dependerem do comprimento de onda, sendo essa dependência acentuada, quando se consideram comprimentos de onda próximos da ressonância da cavidade. Quando o comprimento de onda dos impulsos corresponde à ressonância do SESAM, a energia de saturação efectiva, E_A^{eff}, é reduzida, ao passo que a modulação não

linear da reflectividade, ΔR, aumenta. Demonstra-se por outro lado que o produto $E_A^{ff} \cdot \Delta R$, que define a contribuição do absorvedor para a estabilidade da cavidade, é dado por [100]:

$$E_A^{ff} \Delta R = E_A^{0} (1 - R_T) \tag{2.156}$$

Ou seja, este produto é aproximadamente independente do comprimento de onda. Daqui resulta que se pode utilizar o SESAM em ressonância, beneficiando do aumento em ΔR (o que ajuda a iniciar o *mode locking*) sem correr o risco de violar o critério de estabilidade definido pela equação (2.152). Essa ressonância pode ser ajustada, dentro de alguns limites, através da deposição de um espelho metálico ou dieléctrico, após a construção do SESAM.

2.5 Realimentação com desvio de frequência

Um outra técnica de geração de *mode locking* é a realimentação com desvio de frequência, geralmente conhecida pelo acrónimo inglês FSF, *Frequency Shifted Feedback*. Essa técnica é conhecida desde os anos 60 do século passado, e baseia-se na introdução na cavidade de um dispositivo que provoca um desvio na frequência da radiação que é reencaminhada para o meio de ganho. Obtém-se assim uma alteração radical das propriedades espectrais do laser, eliminando-se a estrutura de modos longitudinais existente num laser convencional [101]. (Por esse motivo existem mesmo alguns autores que não consideram estes sistemas como sendo verdadeiramente lasers.)

Essas novas propriedades, específicas, destes lasers têm vindo a ser exploradas para criar diversos dispositivos, nomeadamente lasers de espectro largo [102], lasers com emissão simultânea em vários comprimentos de onda [103, 104] e lasers capazes de gerar impulsos curtos [105].

A motivação subjacente ao estudo desse tipo de lasers, está relacionada com o desejo de comparar as suas características com as dos lasers *mode locked* com SESAM's. Em particular pretendeu-se comparar os impulsos obtidos, na mesma cavidade, utilizando uma ou outra das técnicas, e também comparar a dinâmica de geração desses mesmos impulsos.

2.5.1 Breve historial

Em 1965 Foster *et al.* demonstraram pela primeira vez a geração de impulsos curtos com um laser de He-Ne convencional, na cavidade do qual foi introduzido um desvio na frequência de realimentação [106]. Esse desvio foi obtido acoplando o laser a uma cavidade externa, na qual uma célula de difracção acusto-óptica modulava o sinal com uma frequência que era metade da separação entre os modos do laser. Na altura, devido a limitações técnicas, não foi possível os autores obterem dados relevantes sobre as características temporais e espectrais dos impulsos obtidos.

Durante os anos seguintes este tema foi abordado por diversos autores, mas sem desenvolvimentos assinaláveis, até à segunda metade da década de 80 do século passado. Nessa altura, Kowalski *et al.* injectaram a luz de um laser de He-Ne numa cavidade passiva em anel unidireccional, na qual estava inserido um

modulador acusto-óptico [107]. A cavidade era fechada com a primeira ordem difractada do AOM, e a saída era observada na ordem zero. Quando o sinal injectado era monomodo, o espectro observado à saída era constituído por vários picos, espaçados pela frequência de modulação do AOM, correspondendo às voltas que o sinal dava na cavidade. Graças à interferência entre esses picos espectrais, os autores observaram a geração de impulsos com 2 ns de duração e com uma taxa de repetição igual à frequência de modulação do AOM.

Em 1990, Hale *et al.* apresentaram um modelo teórico, baseado numa cavidade FSF passiva, e com ele calcularam as características espectrais e temporais dos impulsos [108]. Os autores verificaram que a emissão de impulsos curtos era possível quando a frequência de modulação correspondia a um múltiplo inteiro da frequência fundamental da cavidade.

Dois anos mais tarde, Cutler publicou dois artigos em que abordou o tema da formação dos impulsos, apresentando um modelo teórico, que posteriormente simulou computacionalmente [109, 110]. Esse modelo estudava a evolução de um sinal numa cavidade FSF, tendo como ponto de partida um sinal com amplitude Gaussiana. O autor assumia ainda a presença de uma curva de filtragem, igualmente Gaussiana, e de uma não linearidade, função da intensidade. Nesse modelo foram ainda incluídos os efeitos da dispersão, mas desprezado o ruído. O autor verificou, que ao fim de um número elevado de voltas na cavidade, se observava a geração de impulsos, com uma taxa de repetição igual ao desvio de frequência da realimentação, tendo atribuído este comportamento à dinâmica de saturação do ganho.

Em 1993, Myslinski *et al.* apresentaram pela primeira vez um laser FSF, em fibra dopada com Er, a funcionar no regime QML [111]. Esses autores apontaram a auto modulação de fase como sendo a não linearidade responsável pelo fenómeno de geração de impulsos.

O efeito da SPM nos lasers FSF foi analisado em detalhe por Sabert *et al.*, tanto a nível teórico como experimental [112, 113]. Os estudos efectuados por esses autores indicaram que essa não linearidade, que é mais facilmente observada nas fibras ópticas, era de facto o fenómeno responsável pela iniciação espontânea da formação de impulsos. Foi ainda observado que existiam regimes de funcionamento nos quais apenas um impulso circula à frequência de fundamental da cavidade, e outros, nos quais esse impulso inicial se dividia em dois ou mais impulsos, à semelhança do que ocorre com os solitões [114].

Em 1994, Kodama *et al.* apresentaram uma técnica para melhorar a estabilidade dos sistemas de transmissão de solitões, recorrendo à amplificação e filtragem periódica do sinal [115]. O método apresentado por esses autores consistia no deslocamento contínuo da frequência da radiação, através de um AOM, mantendo-se fixa a frequência central dos filtros existentes ao longo do sistema. Esse método era análogo a um outro anteriormente utilizado, em que a frequência central dos filtros era deslocada. Reconhecendo as semelhanças entre as duas técnicas, várias equipas decidiram utilizar os modelos que já haviam sido aplicados ao estudo da transmissão de solitões, com o objectivo de modelizar o comportamento de um laser FSF em fibra.

A validade desses modelos foi verificada por diversos autores, tendo Romagnoli *et al.* demonstrado pela primeira vez que a existência de efeitos não-lineares de polarização permitiam a diminuição da duração temporal dos impulsos [116]. Esses autores estudaram ainda o efeito da dispersão da velocidade de grupo,

GVD, na geração de impulsos, e verificaram que a formação de impulsos nos lasers FSF em fibra podia ocorrer em ambos os regimes de dispersão [117].

No seguimento de todos estes trabalhos, Sterke *et al.* desenvolveram [118] um modelo de um laser FSF gerador de impulsos, desprezando os efeitos da dispersão. Esse modelo baseava-se numa cavidade formada por quatro elementos fundamentais: um meio de ganho, um elemento não linear, um filtro passa-banda e um elemento responsável pelo desvio de frequência. Com esse modelo, esses autores descreveram, com razoável aproximação, as características temporais e espectrais dos impulsos.

2.5.2 Princípio de funcionamento

Ainda não existe um único modelo capaz de explicar todos os detalhes do funcionamento dos lasers FSF. Os diversos modelos existentes, explicam algumas das observações realizadas, mas não conseguem ainda explicar simultaneamente todos as características observadas. Tendo em conta as observações realizadas, optou-se por descrever aqui o modelo de Sabert *et al.* [113], que descreveu a cavidade à custa de quatro processos fundamentais, tal como o fizeram, mais tarde, Sterke *et al.* [118].

Esses quatro processos são o desvio de frequência, δf, (produzido por um AOM), a filtragem espectral, t_F, (corporizada num filtro passa-banda), o ganho, g, e um efeito não linear, n_{nl}, (ambos ocorrem no interior do meio de ganho). Para se explicar como a interacção entre estes quatro processos resulta na geração de impulsos curtos, considere-se uma cavidade em anel, esquematizada na Figura 2.31. A mesma análise poderá ser aplicada, com pequenas alterações, a uma cavidade linear.

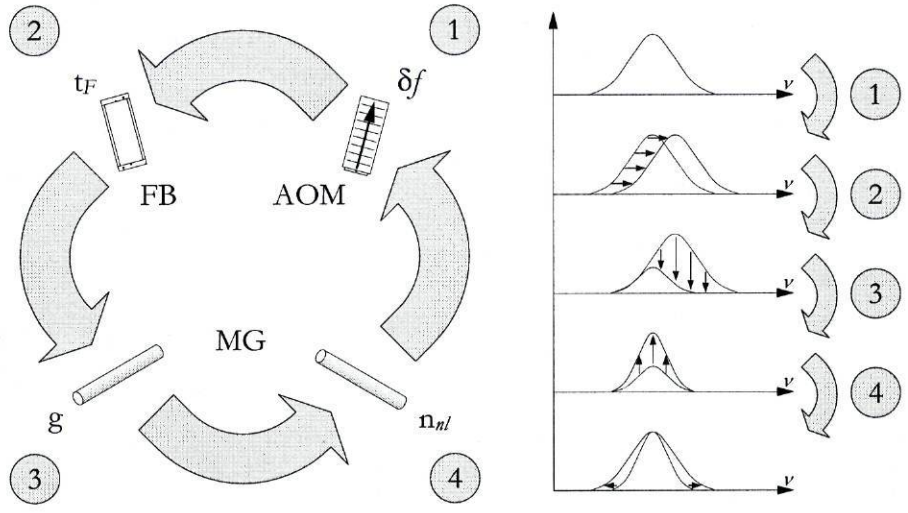


Figura 2.31 – Principio de funcionamento de um laser FSF: AOM - Modulador acusto-óptico; FB - Filtro passa-banda; MG - Meio de ganho.

Comece-se por considerar que existe na cavidade um certo perfil espectral. Esse perfil desloca-se (1), por acção do desvio de frequência, para regiões onde o filtro lhe impõe perdas mais elevadas (2). Devido ao desvio de frequência, o ganho não tem que respeitar a condição de ganho limiar (2.7), pelo que pode atingir valores muito elevados. No entanto, apenas o ganho não é suficiente para recompor o perfil espectral que existia anteriormente na cavidade (3), pois as componentes que foram desviadas para fora da banda do filtro,

foram fortemente atenuadas, sendo a sua contribuição para o espectro muito reduzida. Essas componentes têm de ser reintroduzidas no extremo contrário da banda do filtro, e o processo que permite essa re-introdução é, como já foi referido, a auto modulação de fase (4). Só com a presença desse fenómeno não linear é possível manter um espectro estável na cavidade.

A descrição mais simples desse comportamento é dada pela equação [118]:

$$A_{m+1}(\nu) = g_s t_F(\nu) A_m(\nu - \delta f) + A_{nl}(\nu) \tag{2.157}$$

Esta equação relaciona a amplitude complexa (amplitude e fase) na volta $m+1$, A_{m+1}, com a amplitude complexa na volta m, A_m, e as componentes geradas pelo processo não linear, A_{nl}, em função dos outros parâmetros da cavidade.

O efeito da SPM, representado no último termo do lado direito pode ser entendido de uma forma fenomenológica se se considerar novamente que o índice de refracção do meio ser dado por:

$$n(I) = n_0 + n_{nl} I \tag{2.158}$$

Essa dependência do índice de refracção na intensidade dá origem a um desvio de fase que é função da intensidade, e logicamente função do tempo. Essa variação temporal da fase pode ser entendida como uma variação da frequência instantânea da radiação, ou seja, pode ser entendida como um conjunto de novas componentes espectrais, representadas pelo termo A_{nl}.

Visto que a fase das novas componentes espectrais deriva da fase da componente central do impulso que lhes deu origem, cria-se através da realimentação uma relação de fase que envolve gradualmente todas as componentes do espectro. Como consequência dessa relação, observa-se a geração de impulsos, tal como foi discutido na secção 2.1.7, no caso dos lasers *mode locked* convencionais.

A duração dos impulsos obtidos com este tipo de lasers é no entanto limitada pela largura de banda do filtro utilizado, pelo que normalmente não é possível obter impulsos com duração inferior a alguns picosegundos. Recentemente, Okhotnikov demonstrou que é possível utilizar a curva de ganho de uma fibra dopada para desempenhar o papel do filtro, eliminando assim essa limitação [105].

De referir que este tipo de laser é normalmente incluído na categoria dos lasers *mode locked* passivos, visto que, ao contrário do que as primeiras experiências sugeriam, não é necessário ajustar a frequência de modulação do AOM à frequência fundamental da cavidade, ou a um múltiplo desta.

2.6 Conclusões

As duas secções iniciais deste capítulo pretenderam servir como uma introdução breve, mas suficientemente abrangente, aos lasers, e em particular aos lasers em fibra óptica dopada. Na secção seguinte abordou-se a importância da dispersão nos lasers, no contexto da geração e propagação de impulsos curtos e ultracurtos, tendo sido discutidos alguns métodos para compensar essa mesma dispersão.

Na secção 2.4, abordou-se a questão da geração de impulsos num laser em fibra, através da introdução de um absorvedor saturável na cavidade, tendo sido introduzidos os espelhos com absorvedores saturáveis semicondutores, SESAM's, que foram utilizados no trabalho apresentado nesta tese.

Finalmente, na secção 2.5 apresentou-se um outro método utilizado para a geração de impulsos: a realimentação com desvio de frequência. Esse método não foi abordado com o mesmo destaque que o método anterior, visto que foi apenas utilizado como termo de comparação dos resultados obtidos.

Referências

1 T.H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby", Nature, vol. 187, pp. 493-494, Agosto 1960.

2 A. B. Arons e M. B. Peppard, "Einstein's Proposal of the Photon Concept - a Translation of the Annalen der Physik Paper of 1905", American J. of Physics, vol 33, pp. 367, Maio 1965.

3 W.T. Silfvast, "Laser fundamentals", Cambridge University Press, Nova Iorque, ISBN 0-521-55424-1, 1996.

4 O. Svelto, "Principles of lasers", 3ª edição, Plenum Press, Nova Iorque, ISBN 0-306-42967-5, 1989.

5 A.E. Siegman, "Lasers", University Science Books, Califórnia, ISBN 0-935702-11-5, 1986.

6 P.W. Milonni e J.H. Eberly, "Lasers", Wiley, New York, ISBN 0-471-62731-3, 1988.

7 A. Yariv, "Optical Electronics", 4ª Edição, Harcourt School, Califórnia, ISBN 0-03047444-2, 1991.

8 M.J.F. Digonnet (Editor) "Rare earth doped fiber lasers and amplifiers", Marcel Dekker, Nova Iorque, ISBN 0-8247-8785-4, 1993.

9 A.J. DeMaria, D.A. Stetser e H. Heynau, "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers", Appl. Phys. Lett., vol. 66, pp. 174-176, Abril 1966.

10 F.J. McClung e R.W. Hellworth, "Giant optical pulsations from ruby", J. Appl. Phys, vol. 33, pp. 828-829, Abril 1962.

11 C.C. Davis, "Laser and electro-optics – fundamentals and engineering", Cambridge University Press, Nova Iorque, ISBN 0-521-30831-3, 1996.

12 I.P. Alcock, A.C. Tropper, A.I. Ferguson e D.C. Hanna, "Q-switched operation of a Nd^{3+} doped monomode fibre laser", Electron. Lett., vol. 22, pp. 84-85, Janeiro 1986.

13 X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, B. Ozygus e H. Weber, "Modeling of passively Q -switched lasers"; J. Opt. Soc. Am. B, vol. 17, pp. 1166-1174, Julho 2000.

14 A.-A. Optoelectronic, "Do you know acousto-optics", Aplication notes, Saint-Rémy-lès-Chevreuse, França.

15 J.A. Walker, "The future of MEMS in telecommunications networks", J. Micromech. Microeng., vol. 10, pp. R1-R7, Setembro 2000.

16 U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers", Nature, vol. 424, pp. 831-838, Agosto 2003.

17 G.P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", 2ª Edição, Academic Press, Califórnia, ISBN 0-12-045142-5, 1995.

18 I.N. Dulling (Editor) "Compact sources of ultrashort pulses", Cambridge University Press, Nova Iorque, ISBN 0-521-46192-8, 1995.

19 X. Liu, D. Du e G. Mourou, "Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses", IEEE J. Quantum Electron., vol. 33, pp. 1706–1716, Outubro 1997.

20 L.M. Frantz e J.S. Nodvik, "Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier", J. Appl. Phys., vol. 34, pp. 2346-2349, Agosto 1963.

21 A.H. Zewail, "Laser femtochemistry", Science, vol. 242, pp. 1645-1653, Dezembro 1988.

22 F.P. Kapron, D.B. Keck e R.D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides", Appl. Phys. Lett., vol. 17, pp. 423-425, Novembro 1970.

23 E. Snitzer, "Optical maser action of Nd^{3+} in a barium crown glass", Phys. Rev. Lett., vol. 7, pp. 444-446, Dezembro 1961.

24 J. Stone e C.A Burrus, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry", Appl. Phys. Lett., vol. 23, pp. 388-389, Outubro 1973.

25 J. Stone e C.A Burrus, "Neodymium-doped fiber lasers: room temperature cw operation with an injection laser pump", Appl. Optics, vol. 13, pp. 1256-1258, Junho 1974.

26 R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey e D.N. Payne, "High-gain rare-earth-doped fibre amplifier at 1.54 μm", Proc. IOOC/OFC, artigo W12, Janeiro 1987.

27 E. Desurvire, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers: principles and applications", Wiley-Interscience, ISBN 0471589772, Março 1994.

28 G. Keiser, "Optical fiber communications", 2ª Edição, McGraw Hill, ISBN 0-07100785-7, 1991.

29 P. Even e D. Pureur, "High-power double-clad fiber lasers: a review", Proc. SPIE, vol. 4638, pp. 1-12, Maio 2002.

30 D. Marcuse, "Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers", J. Opt. Soc. Am., vol. 68, pp. 103-109, Janeiro 1978.

31 V. Myra, Y. Terunuma, T. Hosaka e T. Miyashita, "Ultra low loss single-mode fibers at 1,55 μm", Electron. Lett., vol. 15, pp. 106-108, Janeiro 1979.

32 S.R. Nagel, J.B. MacChesney e K.L. Walker, "An overview of the MCVD process and performance", IEEE J. Quantum Electron., vol. 18, pp. 459-476, Abril 1982.

33 J.J. Refi, "Optical fibers for optical networking", Bell Labs Tech. J., vol. 4, pp. 246-261, 1999.

34 R. Maurer, "Glass fiber for optical communications", Proc. IEEE, vol. 61, pp. 452-462, Abril 1973.

35 V. Gapontsev e W. Krupke, "Fiber lasers grow in power", Laser Focus World, pp. 83-87, Agosto 2002.

36 J. Nilsson, J.K. Sahu, Y. Jeong, W.A. Clarkson, R. Selvas, A.B. Grudinin e S.-U. Alam, "High power fiber lasers: New developments", Proc. SPIE, vol. 4974, pp. 50-59, Janeiro 2003.

37 E. Desurvire, D. Bayart, B. Desthieux e S. Bigo, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Device and System Developments", Wiley-Interscience, ISBN 0471419036, Julho 2002.

38 P.C. Becker, N.A. Olsson e J.R. Simpson, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers", Academic Press, ISBN 0-12084590-3, Maio 1999.

39 L.A. Zenteno, J.D. Minelly, A. Liu, A.J.G. Ellison, S.G. Crigler, D.T. Walton, D.V. Kuksenkov e M.J. Dejneka, "1 W single-transverse-mode Yb-doped double-clad fibre laser at 978 nm", Electron. Lett., vol. 37, pp. 819-829, Junho 2001.

40 Y. Jeong, J.K. Sahu, D.N. Payne e J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power", Opt. Express, vol. 12, pp. 6088-6092, Dezembro 2004.

41 U. Griebner, R. Koch, H. Schonnagel e R. Grunwald, "Efficient laser operation with nearly diffraction-limited output from a diode-pumped heavily Nd-doped multimode fiber", Opt. Lett., vol. 21, pp. 266-268, Fevereiro 1996.

42 I. Zawischa, K. Plamann, C. Fallnich, H. Welling, H. Zellmer e A. Tünnermann, "All-solid-state neodymium-based single-frequency master-oscillator fiber power-amplifier system emitting 5.5 W of radiation at 1064 nm", Opt. Lett., vol. 24, pp. 469-471, Abril 1999.

43 J. Swiderski, A. Zajac, M. Skorczakowski, Z. Jankiewicz e P. Konieczny, "Rare earth doped high power fiber lasers generating in near infrared range", Opto-Electronics Review, vol. 12, pp. 169-173, Abril 2004.

44 Y.H. Tsang, T.A. King, T. Thomas, C. Udell, M.C. Pierce, "Efficient high power Yb3+-silica fibre laser cladding-pumped at 1064 nm", Opt. Comm., vol. 215, pp. 381-387, Julho 2003.

45 R. Selvas, K. Yla-Jarkko, J.K. Sahu, L.B. Fu, J.N. Jang, J. Nilsson, S.-U. Alam, P.W. Turner, J. Moore, A.B. Grudinin, "High power, low noise, Yb-doped cladding-pumped three-level fiber sources at 980 nm", Opt. Lett., vol. 28, pp. 1093-1095, Julho 2003.

46 D.B.S. Soh, S. Yoo, J. Nilsson, J.K. Sahu, K. Oh, S. Baek, Y. Jeong, C. Codemard, P. Dupriez, J. Kim e V. Philippov, "Neodymium-doped cladding-pumped aluminosilicate fiber laser tunable in the 0.9-μm wavelength range", IEEE J. Quantum Electron., vol. 40, pp. 1275-1283, Setembro 2004.

47 O.G. Okhotnikov e J.R. Salcedo, "Spectroscopy of the transient oscillations in a Nd^{3+}-doped fiber laser for the four-level $^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$ (1060 nm) and three-level $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$ (900 nm) transitions", Appl. Phys. Lett., vol. 64, pp. 2619-2621, Maio 1994.

48 J.C. Knight, J. Arriaga, T.A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W.J. Wadsworth e P.St.J. Russell, "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 12, pp. 807-809, Abril 2000.

49 H. Lim, F.Ö. Ilday e F.W. Wise, "Femtosecond ytterbium fiber laser with photonic crystal fiber for dispersion control", Opt. Express, Vol. 10, pp. 1497-1502, Dezembro 2002.

50 M. Miyagi e S. Nishida, "Pulse spreading in a single-mode fiber due to third-order dispersion", Appl. Opt., vol. 18, pp.678-682, Março 1979.

51 R.S. Kaler, A.K. Sharma, H. Kumar e T.S. Kamal, "Validity of third-order dispersion term for single-mode fiber near zero dispersion wavelength", Opt. Comm., vol. 213, pp. 49-56, Novembro 2002.

52 E.B. Tracy, "Optical pulse compression with diffraction gratings", IEEE J. Quantum Electron., vol. 5, pp. 454-458, Setembro 1969.

53 F. Gires e P. Tournois, "Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence," C. R. Acad. Sci. Paris, vol. 258, pp. 6112-6115, Junho 1964.

54 T. Kellner, F. Heine, G. Huber, C. Hönninger, B. Braun, F. Morier-Genoud, M. Moser e U. Keller, "Soliton mode-locked Nd:$YAlO_3$ laser at 930 nm", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 15, pp. 1663-1666, Novembro 1998.

55 L. Orsila, "Interferometric dielectric reflectors for dispersion compensation in fiber lasers", Tese de Mestrado, Universidade Técnica de Tampere, Maio 2003.

56 K. Tamura, E.P. Ippen e H.A. Haus, "Pulse dynamics in stretched-pulse fiber lasers", Appl. Phys. Lett., vol. 67, pp. 158-160, Julho 1995.

57 S. Namiki e H.A. Haus, "Noise of the stretched pulse fiber laser: Part I-- Theory", IEEE J. Quantum Electron., vol. 33, pp. 649-659, Maio 1997.

58 C.X. Yu, S. Namiki e H.A. Haus, "Noise of the stretched pulse fiber laser: Part II—Experiments", IEEE J. Quantum Electron., vol. 33, pp. 660-668, Maio 1997.

59 M.L. Denis e I.N. Duling III, "Experimental study of sideband generation in femtosecond fiber lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. 30, pp. 1469-1477, Junho 1994.

60 K. Grüs, "Beats and modulation in optical ruby lasers", Quantum Electronics III, P. Grivet and N. Bloembergen (Editores), Columbia University Press, Nova Iorque, pp. 1113-1119, 1964.

61 L.F. Mollenauer e R.H. Stolen, "Soliton laser", Opt. Lett., vol. 9, pp. 13-15, Janeiro 1984.

62 T. Brabec, C. Spielmann, P.F. Curley e F. Krausz, "Kerr lens mode locking", Opt. Lett., vol. 17, pp. 1292-1294, Setembro 1992.

63 H.A. Haus, "Mode-locking of lasers", IEEE J. Sel. Topics on Quantum Electron., vol. 6, pp. 1173-1185, Novembro/Dezembro 2000.

64 H.A. Haus, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber," J. Appl. Phys., vol. 46, pp.3049-3058, Julho 1975.

65 H.A. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," IEEE J. Quantum Electron., vol. 11, pp. 736-746, Setembro 1975.

66 F.X. Kärtner, I.D. Jung e U. Keller, "Soliton mode-locking with saturable absorbers", IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., vol. 2, pp. 540–556, Setembro 1996.

67 R. H. Stolen e C. Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fibers", Phys. Review A, vol. 17, pp.1448-1453, Abril 1978.

68 J.L.A. Dubbeldam, J.A. Leegwater e D. Lenstra, "Theory of mode-locked semiconductor lasers with finite absorber relaxation times", Appl. Phys. Lett., vol. 70, pp. 1938-1940, Abril 1997.

69 F.X. Kärtner, J.A. Au e U. Keller, "Mode-locking with slow and fast saturable absorbers – what's the difference?", IEEE J. Sel. Topics Quantum Electronics, vol. 4, pp. 159-168, Março/Abril 1998.

70 R. Paschotta e U. Keller, "Passive mode locking with slow saturable absorbers", Appl. Phys. B, vol. 73, pp. 653-662, Novembro 2001.

71 I.E. Nelson, D.J. Jones, K. Tamura, H.A. Haus e E.P. Ipen, "Ultrashort-pulse fiber ring lasers", Appl. Phys. B, vol. 65, pp. 277-294, Agosto 1997.

72 M. Guina, N. Xiang e O.G. Okhotnikov, "Stretched pulse fibre lasers based on semiconductor saturable absorbers", Appl. Phys. B, vol. 74, pp. 193-200, Junho 2002.

73 M. Guina, N. Xiang, A. Vainionpää, O.G. Okhotnikov, T. Sajavaara e J. Keinonen, "Self-starting stretched-pulse fiber laser mode locked and stabilized with slow and fast semiconductor saturable absorbers", Opt. Lett., vol. 26, pp. 1809-1811, Novembro 2001.

74 U. Keller, K.J. Weingarten, F.X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I.D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek e J.A. Aus, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers", IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron., vol. 2, pp. 435-453, Setembro 1996.

75 D.H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow e T. Tschudi, "Semiconductor saturable-absorber mirror assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses inthe two-cycle regime", Opt. Lett., vol. 24, pp. 631-633, Maio 1999.

76 E. Innerhofer, T. Südmeyer, F. Brunner, R. Häring, A. Aschwanden, R. Paschotta, U. Keller, C. Hönninger e M. Kumkar, "60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser", Opt. Lett., vol. 28, pp. 367-369, Março 2003.

77 L. Krainer, R. Paschotta, S. Lecomte, M. Moser, K.J. Weingarten e U. Keller, "Compact Nd:YVO_4 lasers with pulse repetition rates up to 160 GHz", IEEE J. Quantum Electron., vol. 38, pp. 1331-1338, 2002.

78 A.R. Kost, M.L. Minden e H.W. Bruesselbach, "Fabrication of optically nonlinear semiconductor mirrors for modelocking of neodymium-doped fiber laser", IEEE J. Quantum Electron., vol. 40, pp. 1105-1112, Agosto 2004.

79 R. Herda e O.G. Okhotnikov, "Dispersion compensation-free fiber laser mode-locked and stabilized by high contrast saturable absorber mirror", IEEE J. Quantum Electron., vol. 40, pp. 893-899, Julho 2004.

80 N. Xiang, "Monolithic semiconductor saturable absorber mirrors for ultra-short optical pulse generation", Tese de Doutoramento, Universidade Técnica de Tampere, Novembro 2003.

81 S. Schön, M. Haiml, L. Gallmann e U. Keller, "Fluoride semiconductor saturable-absorber mirror for ultrashort pulse generation", vol. 27, pp. 1845-1847, Outubro 2002.

82 P. Harrison, "Design of quantum well and quantum dot based infrared optoelectronic devices", in Proc. 5th International Conference School on Advanced Materials and Technologies", Palanga, Lituânia, Agosto 2003.

83 M. Haiml, R. Grange e U. Keller, "Optical characterization of semiconductor saturable absorbers", Appl. Physics B, vol. 79, pp. 331-339, Agosto 2004.

84 D.S. Chemla, D.A.B. Miller, P.W. Smith, A.C. Gossard e W. Wiegmann, "Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures", IEEE J. Quantum Electron., vol. 20, pp. 265-275, Março 1984.

85 W.H Knox, D.S. Chemla, G. Livescu, J.E. Cunningham e J.E. Henry, "Femtosecond carrier thermalization in dense Fermi seas", Physical Review Lett., vol. 61, pp. 1290-1293, Setembro 1988.

86 J.N. Kutz, B.C. Collings, K. Bergman, S. Tsuda, S.T. Cundiff, W.H. Knox, P. Holmes e M. Weinstein, "Mode-locking pulse dynamics in a fiber laser with a saturable Bragg reflector", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, pp. 2681-2690, Outubro 1997.

87 S. Gupta, J.F. Whitaker e G.A. Mourou, "Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular-beam epitaxy at very low substrate temperatures", IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, pp. 2464-2472, Outubro 1992.

88 E.L. Delpon, J.L. Oudar, N. Bouche, R. Raj, A. Shen, N. Stelmakh e J.M. Lourtioz, "Ultrafast carrier trapping in high energy ion implanted gallium arsenide", Appl. Phys. Lett., vol. 68, pp. 2225-2227, Abril 1996.

89 R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, G.J. Spühler, L. Krainer, M. Golling, O. Ostinelli e U. Keller, "New regime of inverse saturable absorption for self-stabilizing passively mode-locked lasers", Appl. Phys. B., vol. 80, pp. 151-158, Fevereiro 2005.

90 U. Keller, D.A.B. Miller, G.D. Boyd, T.H. Chiu, J.F. Fergunson e M.T. Asom, "Solid state low loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiressonant semiconductor Fabry-Pérot saturable absorber", Opt. Lett., vol.17, pp. 505-507, Abril 1992.

91 U. Keller, "Ultrafast all-solid-state laser technology", Appl. Phys. B, vol. 18, pp. 1077-1079, 1993.

92 L.R. Brovelli, I.D. Jung, D. Kopf, M. Kamp, M. Moser, F.X. Kärtner e U. Keller, "Self-starting soliton mode-locked Ti:Sapphire laser using a thin semiconductor saturable absorber", IEEE Electron. Lett., vol. 31, pp. 287-289, Fevereiro 1995.

93 I.D. Jung, L.R. Brovelli, M. Kamp, U. Keller e M. Moser, "Scaling of the antiresonant Fabry-Pérot saturable absorber design toward a thin saturable absorber", Opt. Lett., vol 20, pp. 1559-1561, Julho 1995.

94 S. Tsuda, W.H. Knox, E.A. Souza, W.Y. Jan e J.E. Cunningham, "Low-loss intracavity AlAs/GaAs saturable Bragg reflector for femtosecond mode locking in solid state lasers", Opt. Lett., vol. 20, pp. 1406-1408, Julho 1995.

95 L.R. Brovelli, U. Keller e T.H. Chiu, "Design and operation of antiresonant Fabry-Perot saturable semiconductor absorbers for modelocked solid-state lasers", J. Opt. Soc. Amer. B, vol. 12, pp. 311-322, Fevereiro 1995.

96 D. Kopf, G. Zhang, R. Fluck, M. Moser e U. Keller, "All-in-one dispersion-compensating saturable absorber mirror for compact femtosecond laser sources", Opt. Lett., vol. 21, pp. 486-288, Abril 1996.

97 V. Liverini, S. Schön, R. Grange, M. Haiml, S.C. Zeller e U. Keller, "GaInNAs SESAMs passively mode-locking 1.3-μm solid-state lasers", IEE Proc.-Optoelectroni., vol. 151, pp. 437-441, Outubro 2004.

98 C. Honninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser e U. Keller, "Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 16, pp. 46-56, Janeiro 1999.

99 A. Schlatter, S.C. Zeller, R. Grange, R. Paschotta e U. Keller, "Pulse-energy dynamics of passively mode-locked solid-state lasers above the Q-switching threshold", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 21, pp. 1469-1478, Agosto 2004.

100 R. Herda e O.G. Okhotnikov, "Dispersion compensation-free fiber laser mode-locked and stabilized by high-contrast saturable absorber mirror", IEEE J. Quantum Electron., vol. 40, pp. 893-899, Julho 2004.

101 L.A. Gomes. "Lasers em fibra óptica com realimentação com desvio de frequência", Tese de Mestrado, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, Junho 2001.

102 F.V. Kowalski, P.D. Hale e S.J. Shattil, "Broadband continuous wave laser", Opt. Lett., vol. 13, pp. 622 624, Agosto 1988.

103 I.R. Perry, R.L. Wang e J.R.M. Barr, "Frequency shifted feedback and frequency comb generation in an Er3+ doped fibre laser", Opt. Commun., vol. 109, pp. 187-194, Junho 1994.

104 O.G. Okhotnikov, "Multiwavelength picosecond frequency shifted feedback laser with pulse control by a shaped gain fiber amplifier", Opt. Lett. vol., 23, pp. 1459-1461, Setembro 1998.

105 O.G. Okhotnikov, "Picosecond frequency-shifted feedback laser with pulse control by gain bandwidth of erbium doped fibre", Electron. Lett., vol. 34, pp. 1493-1494, Julho 1998.

106 L.C. Foster, M.D. Ewy e C.B. Crumly, "Laser mode locking by an external doppler cell", Appl. Phys. Lett., vol. 6, pp. 6-8, Janeiro 1965.

107 F.V. Kowalski, J.A. Squier e J.T. Pinckney, "Pulse generation with an acousto-optic frequency shifter in a passive cavity", Appl. Phys. Lett., vol. 50, pp. 711-713, Março 1987.

108 P.D. Hale e F.V. Kowalski, "Output characterization of a frequency shifted feedback laser: theory and experiment", IEEE J. Quantum Electron., vol. 26, pp. 1845-1851, Outubro 1990.

109 C.C. Cutler, "Spectrum and phase characteristics of an (apparently) broad band continuous wave mode locked oscillator", IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, pp. 60-67, Janeiro 1992.

110 C.C. Cutler, "Why does linear phase shift cause mode locking?", IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, pp. 282-288, Janeiro 1992.

111 P. Myslinski, J. Chrostowski, J.A.K. Koningstein e J.R. Simpson, "Self-mode-locking in a Q-switched erbium doped fiber laser", Appl. Opt., vol. 32, pp. 286-290, Janeiro 1993.

112 H. Sabert e E. Brinkmeyer, "Stable fundamental and higher order pulses in a fibre laser with frequency shifted feedback", Electron. Lett., vol. 29, pp. 2122-2124, Novembro 1993.

113 H. Sabert e E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fibre laser with frequency shifted feedback", J. Light. Tech., vol. 12, pp. 1360-1368, Agosto 1994.

114 A.B. Grudinin e S. Gray, "Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, pp. 144-154, Janeiro 1997.

115 Y. Kodama, M. Romagnoli e S. Wabnitz, "Stabilization of optical solitons by an acousto-optic modulator and filter", Electron. Lett., vol. 30, pp. 261-262, Fevereiro 1994.

116 M. Romagnoli, S. Wabnitz, P. Franco, M. Midrio, F. Fontana e G.E. Town, "Tunable erbium-ytterbium fiber sliding-frequency soliton laser", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 12, pp. 72-76, Janeiro 1995

117 M. Romagnoli, S. Wabnitz, P. Franco, M. Midrio, L. Bossalini e F. Fontana, "Role of dispersion in pulse emission from a sliding.frequency fiber laser", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 12, pp. 938-944, Maio 1995.

118 C.M. Sterke e M.J. Steel, "Simple model for pulse formation in laser with a frequency shifting element and nonlinearity", Opt. Commun., vol. 117, pp. 469-474, Fevereiro 1995.

3 Resultados

Neste capítulo irão ser apresentados os resultados experimentais, obtidos no âmbito desta tese, na área da geração de impulsos curtos e ultra-curtos em lasers em fibra óptica. O trabalho desenvolvido consistiu essencialmente no estudo da geração de impulsos na região do 1 μm de comprimento de onda, em fibras dopadas com Yb, através da inclusão de SESAM's na cavidade. Foi ainda abordada a geração de impulsos através da técnica de realimentação com desvio de frequência, FSF, e a geração de impulsos na região dos 900 nm, utilizando fibras dopadas com Nd e SESAM's adequados

O estudo desenvolvido sobre a geração de impulsos por lasers *mode locked* a 1 μm foi bastante extenso, tendo sido estudada, a geração em diferentes tipos de cavidades, bem como a utilização de diferentes tipos de SESAM's, baseados em GaInAs e em GaInNAs e com diferentes tempos de recuperação. Foi também analisada a geração de impulsos em ambos os regimes de dispersão, e estudados diferentes métodos de compensação da dispersão, nomeadamente através de redes de difracção, e da introdução de um GTI ou de uma CFBG na cavidade. As várias montagens experimentais desenvolvidas ao longo deste trabalho, foram baseadas em quatro esquemas distintos, todos eles lineares, tendo sido utilizadas nessas experiências duas fibras dopadas, com diferentes concentrações de Yb.

O estudo da geração de impulsos com a técnica de FSF teve como principal objectivo a comparação dos impulsos obtidos por uma e outra técnica, para a mesma cavidade. Estudou-se igualmente a dinâmica de geração do *mode locking* com as duas técnicas já referidas.

Finalmente, a geração de impulsos na região dos 900 nm, em fibras dopadas com Nd, foi estudada com o objectivo de avaliar a importância do tempo de recuperação dos SESAM's na duração dos impulsos, utilizando uma cavidade com dispersão normal. O estudo desses lasers não pôde ser mais aprofundado devido a limitações laboratoriais.

3.1 Lasers *mode locked* com SESAM's em fibra dopada com Yb

Para o estudo dos lasers *mode locked* em fibra dopada com Yb optou-se pela construção de cavidades lineares, habitualmente designadas de cavidade de Fabry-Pérot. A escolha dessa configuração foi motivada pela simplicidade de construção, e pela facilidade de integração de um SESAM na cavidade. Caso se tivesse optado por utilizar cavidades em anel teria sido necessário introduzir circuladores ópticos na cavidade (dispendiosos e invulgares, nessa região de comprimentos de onda) ou recorrer à utilização de absorvedores que operassem em transmissão (mais difíceis de construir e operar). Além disso, a configuração linear também simplifica a utilização de outros elementos, por exemplo GTI's (para a compensação da dispersão)

ou de apenas um par de redes de difracção (minimizando o número de componentes e facilitando o alinhamento).

O primeiro passo no desenvolvimento de um laser, quando se pretende que ele opere no regime de *mode locking*, passa por assegurar que, na ausência do mecanismo responsável pelo seu funcionamento nesse regime (*e.g.* o SESAM), a sua cavidade funcione em regime *cw*, sem a presença de flutuações espontâneas, do tipo *Q switched*. No caso dos lasers *mode locked* com SESAM's, numa cavidade linear, isto significa que é necessário garantir que se se colocar um espelho convencional na posição do SESAM, o sinal à saída da cavidade seja contínuo e estável. Este facto foi verificado, em toda as configurações testadas, observando a saída do laser num fotodetector rápido, utilizando sempre a potência máxima fornecida pelos diferentes díodos laser de bombagem, de modo a garantir que o laser respeitaria sempre essa condição, qualquer que fosse a potência de bombagem.

3.1.1 Escolha das fibras utilizadas

Como ponto de partida, optou-se pela utilização da fibra PureMode 1060, da Corning, para a construção de todos os elementos passivos em fibra das cavidades. Essa escolha ficou-se a dever ao facto de se tratar de uma fibra bem conhecida, e que é utilizada, por exemplo nos *pigtails* dos díodos laser de bombagem a 980 nm, e nos acopladores direccionais, WDM *Wavelength Division Multiplexer*, utilizados com esses mesmos díodos laser. Essa fibra possui uma atenuação de aproximadamente 1,5 dB/km, a 1060 nm, e uma abertura numérica de 0,14. Segundo o fabricante, o seu diâmetro modal a 1060 nm é de cerca de 6,2 μm, e a fibra é monomodo para comprimentos de onda superiores a 900 nm. A dispersão da velocidade de grupo, GVD, dessa fibra foi estimada numericamente em +16,9 ps^2/km, a 1050 nm, um valor que foi posteriormente confirmado experimentalmente, por outros elementos da equipa do ORC [1].

Por seu lado, a escolha da fibra dopada foi feita tendo em conta, antes de mais, as propriedades enquanto meio de ganho das diversas fibras disponíveis, nomeadamente os seus níveis de concentração de Yb. Pretendia-se assim obter um ganho elevado, num pequeno comprimento de fibra dopada, o que por seu lado permitia minimizar a dispersão introduzida pela fibra. Além desse critério primordial, foram igualmente consideradas as características geométricas das fibras, nomeadamente no que diz respeito ao diâmetro do núcleo e à abertura numérica. Pretendia-se assim garantir que nas fusões entres as duas fibras, os *splices*, as perdas fossem reduzidas, e que não existissem reflectividades parasitas. Essas reflectividades parasitas provocam o aparecimento de *pseudo*-cavidades, dentro da cavidade principal, o que naturalmente dificulta e em muitos casos impossibilita mesmo, a obtenção do *mode locking*.

Desse processo de selecção, e de entre as fibras que na altura se encontravam disponíveis no ORC e no mercado, foram escolhidas duas fibras dopadas, uma delas adquirida à INO, e outra fornecida pela Southampton Photonics (SPI). Para concluir o processo de selecção da fibra dopada, decidiu-se testar as capacidades de amplificação dessas duas fibras.

Com esse objectivo, construiu-se um amplificador simples, que se encontra esquematicamente representado na Figura 3.1. O amplificador era formado por um díodo laser de bombagem, com emissão no comprimento de onda de 915 nm, um acoplador de bombagem, WDM 915/1050 nm, um troço de fibra

dopada em teste, e um isolador óptico a 1050 nm na entrada. O laser de bombagem era capaz de fornecer cerca de 100 mW de potência acoplada na fibra monomodo., e o isolador óptico de dois andares, da Senko, permitia um isolamento superior a 56 dB, para o comprimento de onda de 1050 nm, com cerca de 2,8 dB de perdas de inserção. Como fonte de sinal foi utilizado um díodo laser, com 10 mW de potência emitida no comprimento de onda de 1050 nm.

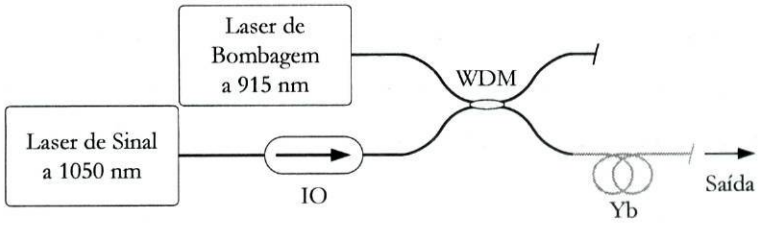


Figura 3.1 – Esquema do amplificador utilizado para testar as fibras dopadas da INO e da SPI: IO - Isolador óptico; WDM - Acoplador direccional; Yb - Fibra dopada com Yb.

O WDM 915/1050 nm utilizado neste esquema, bem como todos os outros componentes passivos em fibra óptica, que serão apresentados nas secções seguintes, foram fabricados localmente, com a referida fibra monomodo PureMode 1060, recorrendo à técnica de fusão de fibras [2].

Para garantir uma absorção idêntica nas duas fibras, verificou-se o valor da potência de bombagem não absorvida à saída da fibra dopada, na ausência de sinal injectado no amplificador. Seguindo um critério laboratorial habitual, para o desenho de EDFA's, decidiu-se dimensionar as fibras dopadas de modo a ter cerca de 10 % de potência não absorvida à saída. Assim, seguindo essa regra, foram utilizados 50 cm de fibra dopada para a fibra da INO e 25 cm de fibra dopada para a fibra da SPI.

De referir, desde já, que durante esse processo de optimização do comprimento da fibra dopada se observou, que com a redução do comprimento da fibra dopada o pico da emissão espontânea amplificada, se deslocava no sentido dos menores comprimentos de onda. Esse tipo de comportamento é bem conhecido nas fibras dopadas com Érbio, Er, sendo este fenómeno de reabsorção, e emissão em comprimentos de onda superiores, o princípio de funcionamento da maior partes dos amplificadores para a banda L, tal como será discutido no Anexo I [3].

Antes de se proceder à medição do ganho, começou-se por observar a estabilidade temporal da ASE emitida nas duas fibras em teste, utilizando-se para esse efeito um fotodíodo D400FC da ThorLabs, com uma largura de banda de 1 GHz, ligado a um osciloscópio analógico Phillips de 200 MHz. Verificou-se que o amplificador construído com a fibra da INO era mais estável do que o amplificador com a fibra da SPI, apresentando uma tendência natural para funcionar em regime *cw*, ao passo que o amplificador da SPI apresentava algumas flutuações espontâneas, facilmente observáveis no osciloscópio.

Por seu lado, a medição do ganho foi efectuada recorrendo a um medidor de potência óptica OMM 6810B, da ILX, com uma esfera integradora com um detector de GaInAs. Como se pode observar na Figura 3.2, o ganho obtido com a fibra da INO é geralmente superior ao obtido com a fibra da SPI. Esse facto, em conjunto com a estabilidade adicional observada, justificou a escolha da fibra dopada da INO para as experiências que serão apresentadas nas secções seguintes.

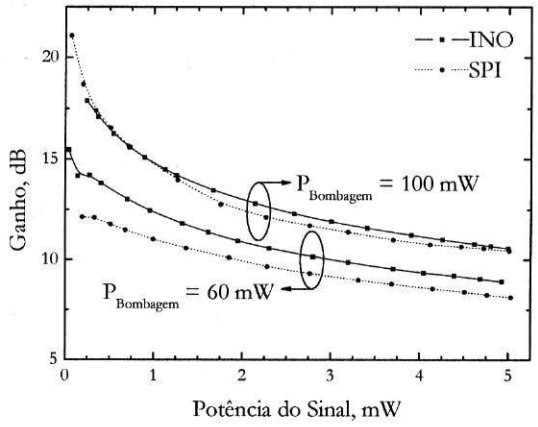


Figura 3.2 – Ganho em função da potência do sinal de entrada, para duas potências de bombagem diferentes.

Segundo a INO, essa fibra tinha um núcleo com 6,3 μm de diâmetro, uma abertura numérica de 0,13 e um comprimento de onda de corte de cerca de 920 nm. O diâmetro modal, a 1,5 μm, era de 8,6 μm e as perdas para esse comprimento de onda eram de cerca de 21 dB/km. A absorção a 976 nm era aproximadamente 434 dB/m, e estima-se que a absorção a 915 nm era da ordem dos 140 dB/m. Recentemente, a dispersão dessa fibra foi avaliada em cerca de +17 ps^2/km.

3.2 Lasers *mode locked* na região dos 980 nm, com redes de difracção para compensação da dispersão

A geração de impulsos curtos e ultra-curtos na região dos 980 nm tem até hoje estado ligada à utilização de volumosos e ineficientes lasers de Ti:Safira. No entanto o interesse por essa região de comprimentos de onda é crescente, visto que abre a possibilidade, através da duplicação de frequência, da geração de radiação nos 488 nm (um comprimento de onda muito utilizado para diversas aplicações [4]). Um outro motivo de interesse prende-se com a elevada secção eficaz de emissão das fibras dopadas com Yb a esse comprimento de onda, o que permite alcançar um elevado ganho com pequenas secções de fibra, e assim minimizar os efeitos não lineares.

Para iniciar o estudo da geração de impulsos nessa região, optou-se por construir um laser cuja dispersão total da cavidade fosse anómala, pois regra geral é mais fácil obter a geração de *mode locking* auto-iniciado nesse regime de funcionamento. Esse facto fica a dever-se à contribuição adicional dos fenómenos de formação de solitões, que assistem na geração e formatação dos impulsos [5].

Infelizmente, e tal como foi referido na secção 2.3.1, não é possível construir uma cavidade com dispersão anómala, na região do 1 μm, utilizando apenas elementos em fibra óptica convencional, sendo necessário introduzir na cavidade um elemento capaz de gerar dispersão anómala suficiente para balancear a dispersão normal da fibra. Nesta cavidade, optou-se por recorrer à habitual técnica de inclusão de um par de redes de difracção, apresentada na secção 2.3.3. Com esse conjunto de redes, a funcionarem no regime de

dupla passagem, era possível controlar a dispersão total da cavidade, ajustando quer o ângulo quer a separação entre elas. As redes utilizadas foram um conjunto Spectrogon PC 1600, com 1600 linhas/mm e uma eficiência de cerca de 80 % na região do 1 μm.

A Figura 3.3 ilustra a primeira cavidade laser construída para estudar o fenómeno da geração de impulsos com SESAM's. Inicialmente optou-se por colocar o SESAM no lado oposto ao da fibra dopada, de forma a evitar o seu eventual aquecimento excessivo, provocado pela potência de bombagem não absorvida na fibra dopada. O outro espelho utilizado era um espelho revestido a ouro, com uma reflectividade superior a 97 %, para a toda a região do 1 μm. O conjunto de redes de difracção, utilizado para compensação da dispersão, foi colocado entre o meio de ganho e este último espelho.

Um acoplador direccional, WDM 915/990 nm, foi utilizado para bombear eficientemente a fibra dopada. Foi ainda introduzido um acoplador de 93/7 %, para permitir a obtenção de um sinal de saída. Esses dois componentes foram fabricados localmente, com a fibra PureMode já referida na secção 3.1.1.

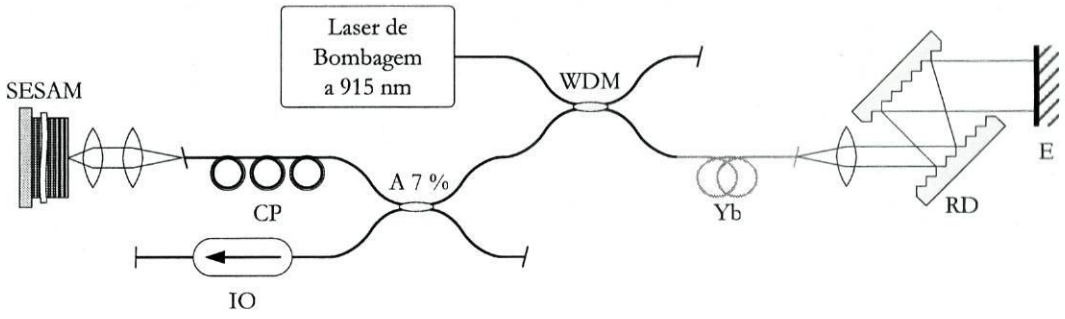


Figura 3.3 – Esquema da primeira cavidade laser estudada: SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor; IO - Isolador óptico; CP - Controlador da polarização; A 7 % - Acoplador de 93/7 %; WDM - Acoplador direccional; Yb - Fibra dopada com Yb; RD - Redes de difracção; E - Espelho.

A fibra dopada, da INO, com cerca de 35 cm de comprimento, era bombeada por um díodo laser de bombagem com emissão no comprimento de onda de 915 nm, capaz de fornecer até 100 mW de potência acoplada na fibra. O comprimento da fibra dopada foi escolhido para que o pico da ASE se situasse próximo dos 980 nm.

Foi também incluído na montagem um controlador do estado da polarização, da Thorlabs, composto por enrolamentos da fibra em torno de três anéis, e que permitia ajustar o estado da polarização à saída da fibra. Esse controlo é importante, pois permite minimizar as perdas da cavidade, em particular as perdas provocadas pelas redes de difracção.

As objectivas utilizadas para colimar o feixe tinham uma abertura numérica de 0,47 e uma distância focal de 4,5 mm, ao passo que a objectiva utilizada para focar o feixe no absorvedor tinha uma abertura numérica de 0,50 e uma distância focal de 2,0 mm. Todas essas objectivas, fornecidas pela Newport, possuíam revestimentos anti-reflexo para o infravermelho próximo.

No acoplador de saída, e para impedir que reflexões parasitas externas afectassem o comportamento do laser, foi colocado um isolador óptico, OFR IO-F-980, com mais de 32 dB de isolamento e cerca de 1,4 dB de perdas a 980 nm. Os *pigtails* disponíveis, quer do acoplador de saída quer do acoplador WDM,

foram cortados em ângulo, de modo a evitar reflexões na interface com o ar que perturbassem o funcionamento do laser, tendo sido utilizados para monitorar simultaneamente a autocorrelação dos impulsos e o espectro do laser. A fibra dopada foi igualmente cortada em ângulo, de modo a evitar reflexões.

Para caracterizar os impulsos em termos espectrais foi utilizado um analisador de espectros ópticos, OSA *Optical Spectrum Analyser*, AQ6317B da ANDO, com uma resolução mínima de 0,05 nm. Para determinar a duração temporal dos impulsos foi utilizado um autocorrelacionador FR103XL, da Femtochrome Research, com entrada em fibra óptica conectorizada. O princípio de funcionamento deste autocorrelacionador baseia-se na geração do segundo harmónico, através da sobreposição espacial, num cristal apropriado, de dois feixes obtidos a partir do sinal de entrada. Para se obter a autocorrelação dos impulsos, um desses feixes é periodicamente retardado, através de uma linha de atraso composta por dois espelhos paralelos, que rodam em torno de um eixo. O sinal desse autocorrelacionador era observado num osciloscópio digital HP, sendo em seguida transferido para um PC através de uma porta GPIB. Uma rotina no software Microcal Origin, escrita pelo autor, permitia efectuar o ajuste das curvas de autocorrelação, observadas no osciloscópio, com perfis Gaussianos e secante hiperbólica quadrada ($Sech^2$), sendo apresentada automaticamente a duração dos impulsos.

3.2.1 SESAM de GaInNAs

O primeiro SESAM utilizado foi um dispositivo do tipo SBR, conforme discutido na secção 2.4.5, baseado no material GaInNAs, mais conhecido como nitrogénio diluído, *dilute nitride* [6]. Não se irá aqui entrar em detalhes sobre o processo de fabricação desses dispositivos, em reactores de MBE, *Molecular Beam Epitaxy*, sendo que tal poderá ser encontrado na referência [7].

Deve-se no entanto referir que a escolha do GaInNAs se ficou a dever ao trabalho de investigação sobre esse material, que tem vindo a ser desenvolvido no ORC. Esse material, derivado do GaInAs, permite a construção de dispositivos para comprimentos de onda superiores a 1,1 μm. Essa região de comprimentos de onda, inacessível com o GaInAs, é tradicionalmente dominada pelo InP, apesar desse material apresentar diversos inconvenientes, como por exemplo uma má dissipação térmica e a impossibilidade da criação de espelhos DBR com reflectividades elevadas. Estes problemas, não muito limitativos no caso dos dispositivos com geometria planar, (por exemplo os lasers de emissão lateral), complicam o desenvolvimento de dispositivos com geometria vertical, tal como os absorvedores aqui pretendidos. Diversas técnicas têm vindo a ser desenvolvidas, nomeadamente a "colagem" das *wafers* de diferentes materiais (*wafer bonding*), ou até a criação de espaços preenchidos por ar no interior desses dispositivos. No entanto essas técnicas são, pelo menos por enquanto, consideradas demasiado complexas e caras, pelo que o interesse pelo GaInNAs, como alternativa ao InP, tem vindo a crescer [8].

Para os dispositivos de interesse para esta tese, e tendo em conta a região de comprimentos de onda em que se pretendia operar, a utilização desse material não era fundamental, apesar de ser interessante, pois permitia afirmar o GaInNAs como um material com uma vasta gama de aplicações. Além disso, a presença de Azoto, N, nos QW de $GaInN_xAs_{(1-x)}$, ainda que numa pequena percentagem ($x < 3,5\ \%$), aumenta a quantidade de defeitos não radiativos na estrutura do material, sem no entanto destruir a rede cristalina. Esses

defeitos, indesejáveis no caso dos elementos activos, como por exemplo os díodos laser, provocam uma forte diminuição do tempo de recuperação do dispositivo, que se reduz de valores na região dos nanosegundos, para valores de algumas dezenas de femtosegundos [9, 10]. Para os SESAM's este efeito é desejável, pois torna os dispositivos mais rápidos, sem necessidade de nenhum pós-processamento, como o *annealling* ou o bombardeamento com iões.

O esquema do primeiro SESAM utilizado está representado na figura seguinte.

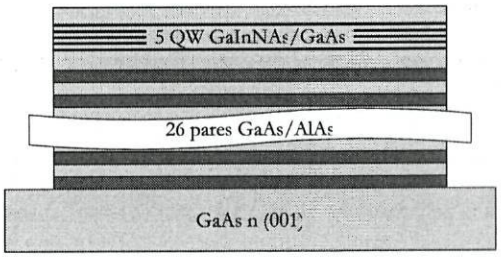


Figura 3.4 – Esquema do primeiro SESAM de GaInNAs.

Como se pode verificar, o espelho inferior desse SESAM é um DBR, composto por 26 pares de camadas alternadas, de $\lambda/4$ de altura, de AlAs/GaAs, com uma reflectividade superior a 99,9 %. Tal como pode ser observado na Figura 3.5, a curva espectral da reflectividade desse dispositivo está centrada aproximadamente nos 1000 nm, e tem uma largura espectral superior a 100 nm. Sobre esse espelho, foi construída a cavidade, com uma altura de $\lambda/4$, composta por uma camada de GaAs, na qual se encontram os 5 QW de GaInNAs, na posição de anti-nodo da cavidade.

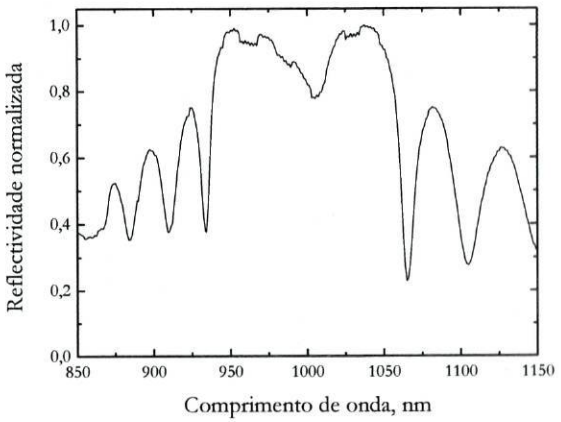


Figura 3.5 – Reflectividade normalizada, para baixas fluências, do primeiro SESAM de GaInNAs utilizado.

Uma análise mais detalhada do perfil de reflectividade do SESAM apresentado na Figura 3.5, permite verificar que a reflectividade é elevada entre os 950 e os 1050 nm, sendo que, centrada sensivelmente nos 1000 nm, encontra-se uma zona com uma reflectividade um pouco inferior. Essa diminuição da reflectividade deve-se à absorção provocada pela presença dos QW. Deve ser referido que a curva de reflectividade apresentada na figura anterior foi obtida com um sistema de caracterização de *wafers* de semicondutores, Accent RPM2000, que permite obter as curvas de reflectividade e de fotoluminescência das amostras. A curva de reflectividade é obtida utilizando uma fonte de espectro muito largo, mas de baixa fluência, daí que o sinal

obtido apresente algum ruído. De referir ainda que esse sistema não se encontrava correctamente calibrado, pelo que não se pode estimar a partir da curva anterior o valor das perdas não saturáveis.

Para caracterizar a variação da reflectividade do SESAM em função da fluência dos impulsos incidentes, teve que se recorrer a um laser de estado sólido, que foi cedido pelo laboratório de óptica do Departamento de Física, da Universidade Técnica de Tampere. Esse laser, um GLX-200 da Time Bandwidth Products, tinha um meio de ganho de Nd:vidro, e utiliza um SESAM para operar no regime de *mode locking*, emitindo impulsos com cerca de 190 fs de duração, a uma taxa de repetição de 82 MHz. O comprimento de onda de emissão era sintonizável, na região dos 1050 nm. A potência média emitida por esse laser era da ordem dos 400 mW, sendo o feixe emitido de boa qualidade, com um factor $M^2 < 1,1$, o que indica que o perfil espacial do feixe era quase perfeitamente Gaussiano [11].

De modo a aumentar a fluência dos impulsos que incidiam no absorvedor, o feixe era focado, no exterior da cavidade, através de uma lente convergente com uma distância focal de 15 cm. Após a caracterização da reflectividade do SESAM, o diâmetro do feixe incidente no absorvedor foi determinado, através da técnica da lâmina de faca, *knife-edge* [12], sendo o seu valor 50 μm.

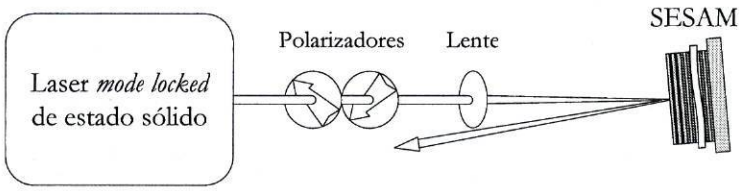


Figura 3.6 – Montagem experimental utilizada para caracterizar os absorvedores saturáveis.

Para ajustar a fluência dos impulsos utilizou-se um conjunto de dois polarizadores. Através da rotação de um deles era possível atenuar de forma controlada a fluência incidente no absorvedor. Para além disso, o SESAM foi rodado, muito ligeiramente, da posição normal ao feixe, de modo a permitir separação espacial, dos feixes incidentes e reflectidos. A intensidade dos dois feixes foi determinada com o mesmo detector, de modo a eliminar eventuais erros de calibração. O medidor de potência óptica utilizado foi novamente o OMM 6810B da ILX.

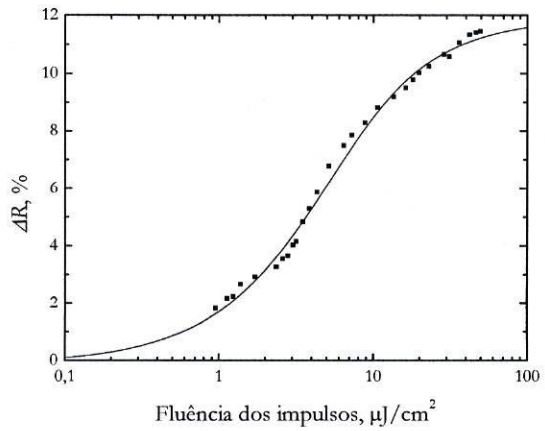


Figura 3.7 – A modulação não linear da reflectividade do SESAM em função da fluência dos impulsos incidentes.

Na figura anterior está representada a modulação não linear da reflectividade, ΔR, em função da fluência dos impulsos incidentes. De acordo com a curva de ajuste, conforme a expressão (2.149), a modulação máxima da reflectividade é de 12 %, sendo a fluência de saturação cerca de 3 $\mu J/cm^2$.

Esse valor de modulação não linear da reflectividade é muito elevado, considerando que se tratava de um SESAM destinado à obtenção de *mode locking* num laser em fibra, sendo que normalmente os absorvedores utilizados nesses dispositivos têm valores de ΔR de poucos pontos percentuais. Como já foi referido na secção 2.4.6, um valor elevado de ΔR facilita a formação dos impulsos, mas ao mesmo tempo torna o laser mais propenso à instabilidade de *Q switch mode locking*. Como será referido mais adiante, nas experiências realizadas não foi observada essa instabilidade, pelo que uma variação tão elevada da reflectividade se revelou vantajosa, no que diz respeito à formação auto-iniciada dos impulsos.

3.2.2 Resultados a 980 nm

Com a montagem da Figura 3.3, e utilizando o absorvedor apresentado na secção anterior, conseguiu-se demonstrar pela primeira vez o *mode locking* de um laser em fibra dopada com Yb, na região dos 980 nm, com um absorvedor saturável de GaInNAs.

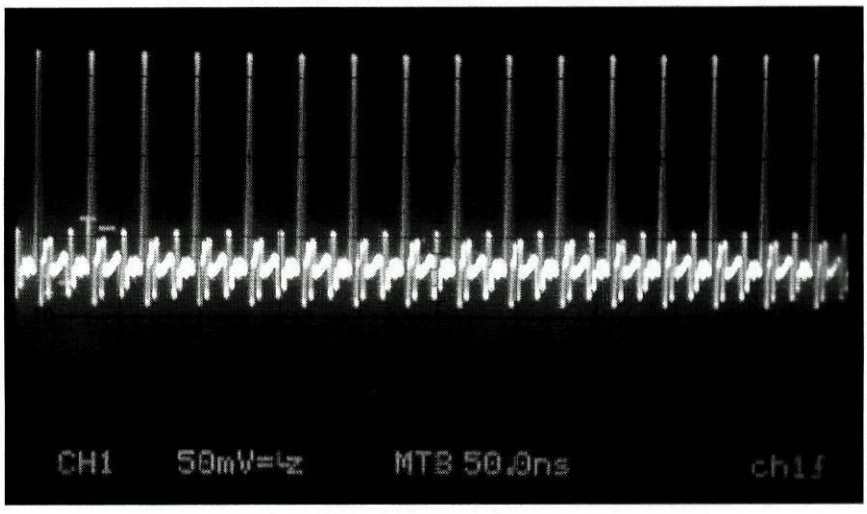


Figura 3.8 – Fotografia dos impulsos emitidos pela primeira cavidade experimental.

A taxa de repetição, tal como se pode observar na figura anterior, é de cerca de 30 MHz, o que corresponde à emissão de um impulso por cada volta na cavidade. A geração de impulsos era auto-iniciada para potências de bombagem superiores a 50 mW, mantendo-se estável mesmo que se reduzisse a potência de bombagem até cerca dos 40 mW.

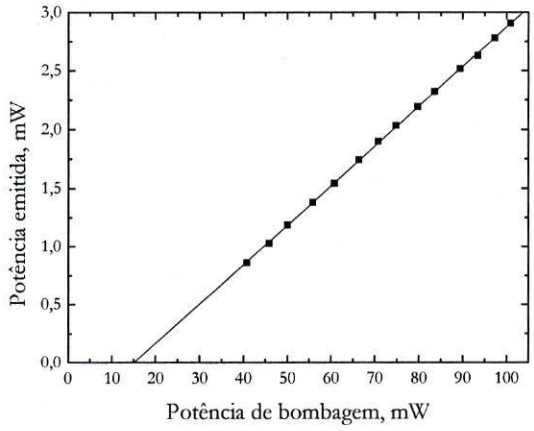


Figura 3.9 – Potência emitida pelo laser no regime *mode locked.*

Esse tipo de comportamento, com histerese, é comum, e é explicado pela redução das perdas da cavidade, devido à saturação do absorvedor pelos impulsos. A potência máxima obtida à saída dessa cavidade era no entanto algo reduzida, sendo no máximo da ordem dos 3 mW, o que representa uma eficiência baixa, da ordem dos 3 %, para um laser em fibra.

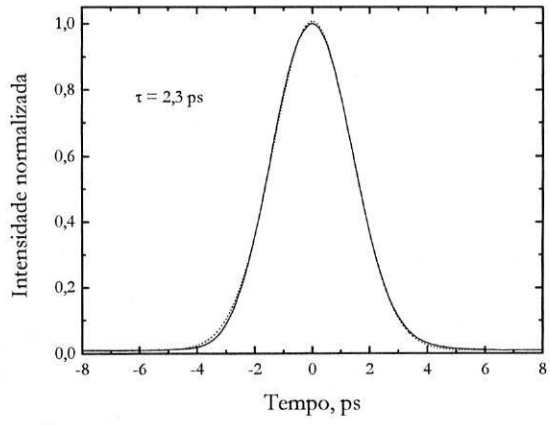


Figura 3.10 – Autocorrelação dos primeiros impulsos observados,
e o seu ajuste, a tracejado, com uma função Gaussiana.

Na figura anterior pode-se observar o perfil de autocorrelação dos impulsos, e o seu ajuste com uma função Gaussiana, a tracejado. Os impulsos obtidos eram estáveis e tinham uma duração de aproximadamente 2,3 ps, sem a presença de qualquer pedestal. Tendo em conta a taxa de repetição, estima-se que a energia de cada impulso era da ordem dos 0,1 nJ, o que corresponde a uma potência de pico de aproximadamente 41 W, considerando impulsos Gaussianos.

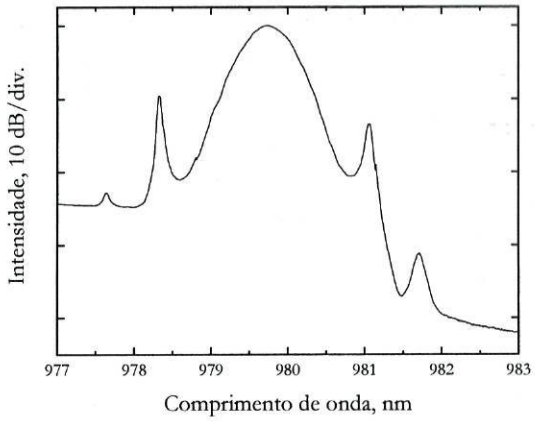


Figura 3.11 – Espectro dos primeiros impulsos obtidos.

Em termos espectrais, os impulsos tinham uma largura de 0,65 nm, igualmente com perfil Gaussiano, e encontravam-se centrados um pouco abaixo dos 980 nm. O produto tempo-largura de banda foi calculado em 0,47, o que indica quem esses impulsos eram quase *transform-limited*. No entanto, deve ser notado que estes valores foram obtidos à saída do isolador, e que este possuía *pigtails* muito longos, pelo que o efeito da dispersão nessa fibra não deve ser ignorado. Esse efeito será analisado em detalhe na secção 3.3.3.

A dispersão da velocidade de grupo da cavidade, estimada a partir da separação das bandas laterais observadas no espectro, de acordo com a fórmula (2.137), era de -1,60 ps^2. Este valor está de acordo com o valor calculado para a dispersão gerada pelas redes de difracção, -1,67 ps^2, que foi estimada através da expressão (2.124), para uma separação de 6,3 cm entre as redes de difracção, e um ângulo de incidência de cerca de 57 °.

3.2.3 Optimização da potência de saída

Como já foi referido, a potência emitida pela cavidade anterior era algo reduzida, o que limitava a aplicabilidade dessa configuração, mesmo num esquema de amplificação MOPA. Por esse motivo decidiu-se melhorar esse parâmetro, optimizando a extracção da potência do interior da cavidade.

Com esse objectivo, começou por se considerar a substituição do espelho de alta reflectividade por um acoplador de saída, com uma transmissão apropriada, e com a consequente retirada do acoplador em fibra. Essa solução é muito atractiva, pois também permite reduzir o comprimento da fibra dentro da cavidade, com a consequente redução da dispersão. No entanto essa opção acabou por não se revelar exequível, devido à indisponibilidade de acopladores de saída (com diferentes rácios de acoplamento), que permitissem efectuar uma optimização adequada da extracção de potência.

Ainda foi ensaiada a construção de dispositivos desse tipo, utilizando um evaporador de feixe de electrões, para depositar filmes dieléctricos num substrato de vidro. A utilização desse equipamento, que vinha a ser estudada por um outro elemento da equipa do ORC, permitiu igualmente a construção do GTI, que será apresentado na secção 3.4.3. Infelizmente, os dois acopladores de saída construídos para esta cavidade não possuíam a qualidade necessária, particularmente no que dizia respeito à reflectividade da face posterior dos espelhos. Essa reflectividade residual, que idealmente deveria ser nula, era responsável por uma

nova estrutura de modos, sobreposta à estrutura da cavidade, o que dificultava muito a obtenção do *mode locking*, acabando por inviabilizar essa opção.

Por esse motivo, optou-se por uma segunda solução, que consistiu na substituição do acoplador de saída por um espelho em anel, *loop mirror*. Esses espelhos são formados por um acoplador no qual são unidos dois dos *pigtails*, tal como se indica na figura seguinte, e funcionam como um espelho parcial, com uma reflectividade, *R*, dada pela expressão:

$$R = 4\eta(1-\eta) \tag{3.1}$$

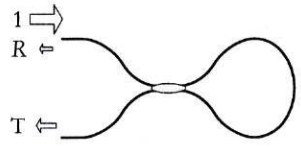


Figura 3.12 – Esquema de um espelho em anel.

Em que η é a razão de acoplamento do acoplador. A restante radiação ($T = 1 - R$) é transmitida, admitindo que o dispositivo não tem perdas consideráveis. Dada a facilidade de fabricação local de acopladores com o η pretendido, esta revelou-se a melhor opção.

Comparativamente ao uso de acopladores em fibra, no interior da cavidade, esta opção tem a vantagem de reduzir as perdas da cavidade, pois evita a dupla passagem da radiação pelo acoplador, no qual uma das saídas é desaproveitada. No entanto, comparativamente à primeira opção ensaiada, esta configuração tem a desvantagem de não reduzir consideravelmente o comprimento da fibra dentro da cavidade, logo não sendo tão benéfica em termos de redução da dispersão.

Esta opção impôs também a colocação do SESAM do mesmo lado da cavidade que as redes de difracção, o que se revelou vantajoso, pois facilitava a sintonia em comprimento de onda, tal como será discutido na próxima secção. No entanto a colocação do SESAM e das redes de difracção no mesmo lado da cavidade complicava um pouco o alinhamento dos componentes, nomeadamente da objectiva utilizada para focar o feixe no SESAM

Após as alterações descritas, a cavidade assumiu o esquema representado na figura seguinte:

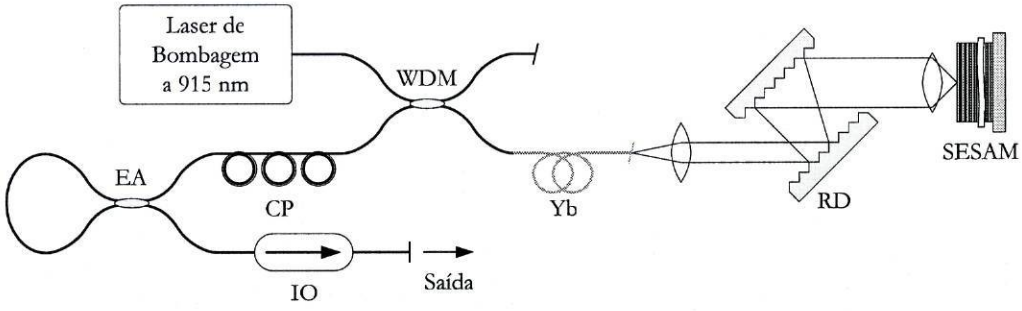


Figura 3.13 – Esquema da cavidade laser com o espelho em anel: EA - Espelho em anel; CP - Controlador da polarização; IO - Isolador óptico; WDM - Acoplador direccional; Yb - Fibra dopada com Yb; RD - Redes de difracção; SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor.

Para optimizar a potência emitida ensaiaram-se dois espelhos em anel, com diferentes razões de acoplamento, tendo-se optado por utilizar um espelho construído com um acoplador de 83/17 %, a 1050 nm. A reflectividade, calculada a partir da expressão (3.1), era de 56 %, para o mesmo comprimento de onda. Tendo em conta que a reflectividade de um acoplador varia muito lentamente com o comprimento de onda, estima-se que para os 980 nm a reflectividade do espelho em anel era da ordem dos 60 %. Todos os restantes componentes eram os mesmos utilizados na cavidade anterior.

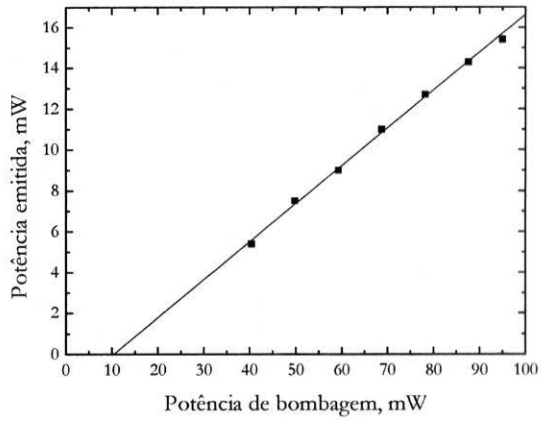


Figura 3.14 – Potência emitida em função da potência de bombagem.

Como se pode verificar na Figura 3.14, com a nova cavidade obtiveram-se mais de 15 mW de potência à saída, para cerca de 95 mW de potência de bombagem. Considerando que o isolador, colocado à saída da montagem, possuía perdas de cerca de 1,4 dB, estima-se que a potência à saída do espelho em anel era superior a 22 mW, o que representa uma eficiência superior a 25 %. Relativamente ao valor da potência de bombagem necessário para se auto-iniciar o *mode locking*, não se registou nenhuma alteração significativa, em relação à configuração anterior.

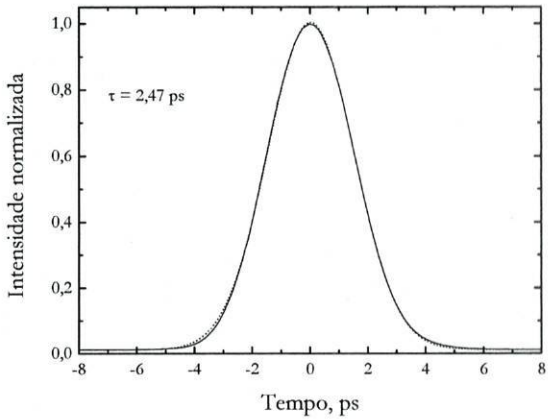


Figura 3.15 – Autocorrelação dos impulsos obtidos após a introdução do espelho em anel, e o seu ajuste, a tracejado, com uma função Gaussiana.

Em termos de duração, os impulsos obtidos eram ligeiramente mais longos que os obtidos na primeira cavidade, com cerca de 2,5 ps de duração, assumindo novamente um perfil Gaussiano, e sem qualquer pedestal. Esse aumento na duração dos impulsos ficou a dever-se à alteração na dispersão da cavidade, devido

à redução da secção de fibra, e da diferente configuração das redes de difracção. A taxa de repetição era de cerca de 32 MHz, um valor ligeiramente superior ao obtido anteriormente, devido à redução no comprimento total da cavidade. A energia dos impulsos foi estimada como sendo da ordem dos 0,47 nJ, e a potência de pico da ordem dos 180 W.

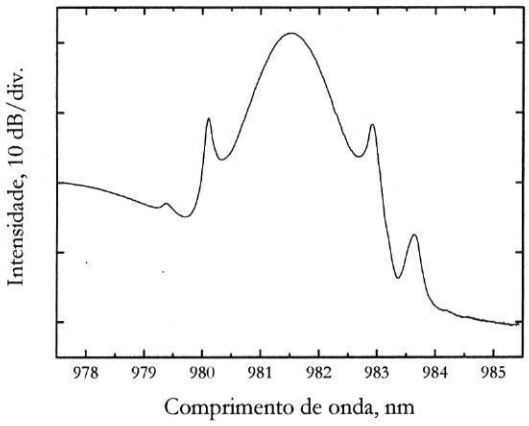


Figura 3.16 – Espectro dos impulsos obtidos após a introdução do espelho em anel.

Em termos espectrais, estes impulsos estavam centrados aproximadamente a 981,5 nm, com uma largura espectral de 0,73 nm. O TBP era de 0,56, o que indica que esses impulsos não eram *transform-limited*, pelo que poderiam ainda ser comprimidos no exterior da cavidade. A dispersão total da cavidade, estimada através das bandas laterais era da ordem de -1,49 ps^2, o que está de acordo com a dispersão estimada para as redes de difracção, que era de -1,58 ps^2, correspondendo a uma separação de 6,5 cm e um ângulo de cerca de 59 °. De referir mais uma vez, que estes valores foram obtidos após o isolador, cujos *pigtails* eram relativamente longos. Esse facto será discutido na secção 3.3.3.

3.2.4 Sintonia em comprimento de onda

A sintonia do comprimento de onda dos impulsos ópticos é desejável para diversas aplicações, nomeadamente na área biomédica, e em experiências de *pump-prove*. Por esse motivo decidiu-se estudar essa possibilidade, utilizando a cavidade apresentada na Figura 3.13.

De referir ainda que a sintonia em comprimento de onda já havia sido observada na primeira cavidade experimental, apesar desse tema não ter sido explorado em detalhe. Nessa cavidade observou-se apenas que através da rotação da segunda rede de difracção era possível obter um ajuste grosseiro do comprimento de onda dos impulsos. A rotação dessa rede resulta num espalhamento angular da radiação, em função do comprimento de onda, tal como é ilustrado na Figura 3.17.

Devido a esse espalhamento angular, é possível realizar um ajuste preliminar do comprimento de onda, seleccionando a região de comprimentos de onda que fica orientada perpendicularmente ao espelho (ou SESAM). Em seguida, rodando ligeiramente o espelho é possível realizar um ajuste mais fino do comprimento de onda dos impulsos. De referir que estes controlos não eram muito precisos, devido aos parafusos utilizados, pelo que o ajuste obtido era algo grosseiro.

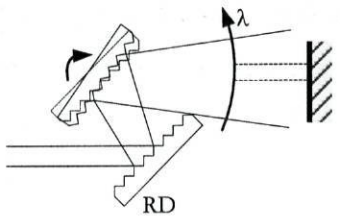


Figura 3.17 – Esquema da sintonia através
da rotação de uma das redes de difracção.

Na nova cavidade, além do ajuste anterior, existia um outro controlo, mais preciso e independente, efectuado através da translação da objectiva utilizada para focar a luz no SESAM. Esse deslocamento era facilmente controlado, visto que a objectiva estava colocada num posicionador micrométrico da Melles Griot.

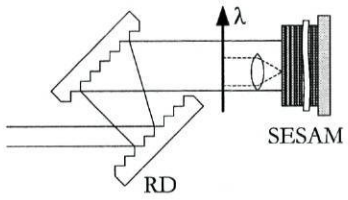


Figura 3.18 – Esquema da sintonia através
do deslocamento lateral da objectiva.

Tal como está ilustrado na Figura 3.18, a sintonia do comprimento de onda tem origem no facto de a objectiva possuir uma abertura reduzida, que limita a região de comprimentos de onda que pode efectivamente atingir o SESAM. Essa abertura assegura ainda que nenhuma fracção da bombagem, eventualmente não absorvida na fibra, consiga atingir o SESAM, o que poderia provocar o seu aquecimento, e uma degradação do funcionamento do laser.

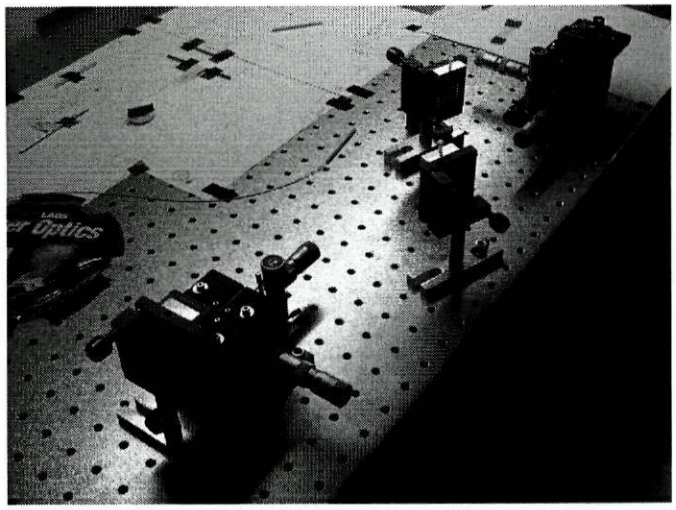


Figura 3.19 – Fotografia de parte da montagem experimental, com o
SESAM e o posicionador da objectiva de focagem em primeiro plano.

Com o efeito combinado da rotação da rede de difracção e do deslocamento da lente, demonstrou-se a sintonia do comprimento de onda de emissão do laser, numa gama de quase 45 nm, entre os 977 e os

1020 nm. Experimentalmente verificou-se a impossibilidade de alcançar comprimentos de onda abaixo desse valor, o que é explicado pelo facto da secção eficaz de emissão do Yb abaixo dos 980 nm ser muito reduzida [Figura 2.16].

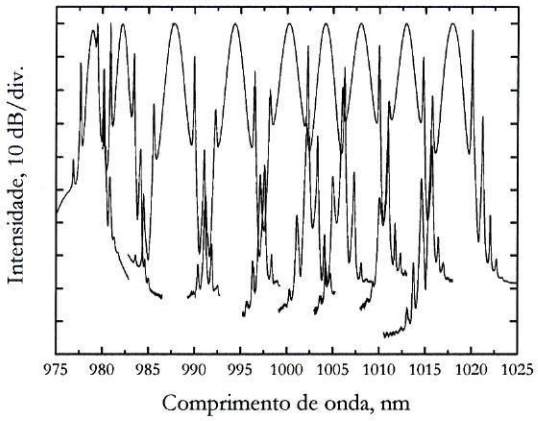


Figura 3.20 – Sintonia do laser em termos de comprimento de onda:
Exemplos de alguns dos espectros obtidos durante a sintonia do laser
(A intensidade máxima dos traços foi normalizada).

Garantindo o correcto alinhamento da cavidade, para cada posição da rede de difracção, verificou-se que a potência emitida não era significativamente afectada pela sintonia do laser, dentro dessa banda de comprimentos de onda. Observou-se apenas uma progressiva diminuição da potência emitida a partir dos 1015 nm, sendo muito difícil obter-se a sintonia da emissão para comprimentos de onda superiores a 1020 nm.

3.3 Lasers *mode locked* na região do 1 μm, com redes de difracção para compensação da dispersão

A emissão de impulsos curtos na região de comprimentos de onda acima de 1 μm é muito procurada para aplicações de processamento de materiais (corte, soldadura, etc.), e nas áreas da biologia e da medicina. Por outro lado, a possibilidade de duplicação de frequência, para a geração de radiação na região dos 514 nm, torna o estudo da emissão nessa região de comprimentos de onda ainda mais interessante, e a prazo poderá até permitir a substituição dos ineficientes lasers de Árgon.

Dado esse interesse pela região de comprimentos de onda do 1 μm, existem já disponíveis comercialmente alguns lasers e amplificadores, de elevada potência, para essa região. Esses dispositivos são habitualmente baseados em lasers de estado sólido (*e.g.* Nd:YAG), e por isso, regra geral, são volumosos e ineficientes. Recentemente, surgiram alguns dispositivos de alta potência em fibra óptica (*cw* e *Q switched*), que são já utilizados, por exemplo, no processo de soldadura na indústria automóvel.

Outro motivo pelo qual a emissão na região de comprimentos de onda acima de 1 μm se torna interessante, deve-se ao facto de para esses comprimentos de onda ser possível utilizar a bombagem no

comprimento de onda de 980 nm, para excitar a fibra dopada com Yb. De referir que, os díodos laser de bombagem a 980 nm são hoje uma tecnologia muito bem estabelecida, e relativamente barata. Além disso, em termos comerciais, a disponibilidade dos díodos laser de bombagem a 980 nm é muito superior à dos díodos laser de bombagem a 915 nm.

3.3.1 Alterações na cavidade e o SESAM de GaInAs

Para ser possível obter a sintonia da emissão na região do 1 μm foi necessário proceder-se a duas alterações, relativamente à cavidade apresentada na secção 3.2.3. Por um lado, foi necessário aumentar o comprimento da fibra dopada, para cerca de 50 cm, de modo a deslocar a ASE para a região de comprimentos de onda pretendida. (De referir que foi também substituído o acoplador direccional, que passou a ser um WDM 915/1050 nm).

Além dessa alteração no comprimento da fibra dopada, foi igualmente necessário proceder à substituição do SESAM, visto que o SESAM de GaInNAs utilizado anteriormente tinha uma curva de reflectividade que se estendia apenas até aos 1050 nm. Visto que se pretendia estender o funcionamento dessa nova cavidade até comprimentos de onda mais longos, decidiu-se recorrer à utilização de um novo SESAM, baseado em GaInAs, e cuja curva de reflectividade estava centrada no comprimento de onda de 1070 nm.

Deve ser salientado que a mudança de SESAM se ficou a dever apenas às reflectividades dos dispositivos disponíveis nessa altura, e não resulta de nenhuma limitação dos materiais utilizados. Com um dispositivo optimizado, de qualquer um dos materiais, seria possível cobrir toda essa região de comprimentos de onda, desde os 980 até perto dos 1100 nm, ou até mesmo larguras de banda superiores, dependendo do tipo de espelho inferior utilizado.

A escolha do GaInAs para a construção desse segundo dispositivo ficou a dever-se ao facto de esse material ser tradicionalmente o mais utilizado para dispositivos que operem na região de comprimentos de onda entre os 600 e os 1100 nm, como por exemplo os díodos laser de bombagem a 980 nm.

O processo de fabrico de dispositivos baseados em GaInAs é bem conhecido e controlável, pelo que esses dispositivos apresentam normalmente poucos defeitos na sua estrutura, o que os torna naturalmente mais lentos que os dispositivos de GaInNAs. Com o objectivo de reduzir o tempo de recuperação desse SESAM sujeitou-se o dispositivo, após a sua construção, a um bombardeamento, com 10^{12} iões/cm^2 de Níquel, com uma energia de 10 MeV [13]. Tal como foi discutido no caso do SESAM de GaInNAs, esses defeitos diminuem o tempo de recuperação do dispositivo, facilitando a geração de *mode locking* na cavidade.

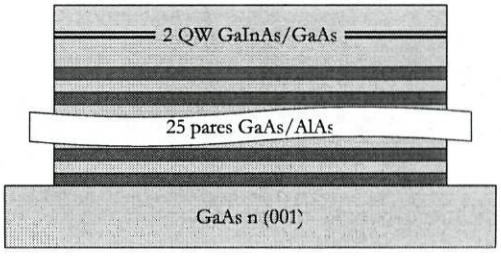


Figura 3.21 – Esquema do segundo SESAM utilizado.

A estrutura completa do SESAM de GaInAs, novamente do tipo SBR, está representada na Figura 3.21. A região de absorção era composta por apenas dois QW de GaInAs, com 8 nm de espessura, colocados na posição de anti-nodo de uma cavidade com comprimento $\lambda/4$. O espelho inferior era um DBR, composto por 25 pares de camadas alternadas de AlAs/GaAs, o que garante uma reflectividade superior a 99,9 %.

Na Figura 3.22 está representado o perfil de reflectividade desse SESAM, que se estende desde um pouco abaixo dos 1020 nm até cerca dos 1135 nm. A redução da reflectividade, observada nos 1100 nm deve-se à presença dos QW.

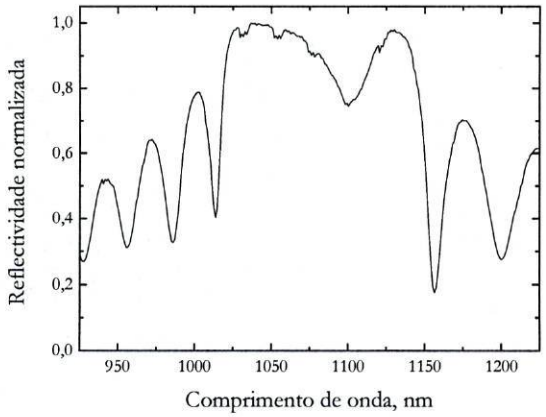


Figura 3.22 – Reflectividade normalizada, para baixas fluências, do segundo SESAM utilizado.

Infelizmente, por indisponibilidade do equipamento, não foi possível caracterizar esse dispositivo com o esquema utilizado para caracterizar o SESAM de GaInNAs. Por esse motivo não são conhecidos os parâmetros não lineares deste dispositivo, nomeadamente a fluência de saturação e a modulação não linear da reflectividade. No entanto, e atendendo apenas ao número de QW presentes neste dispositivo, pensa-se que o ΔR deste dispositivo seja menor do que o do dispositivo de GaInNAs apresentado na secção 3.2.1.

3.3.2 Sintonia em comprimento de onda

Após se terem efectuado as alterações à cavidade apresentada na Figura 3.13, de acordo com o que foi descrito na secção anterior, demonstrou-se a sintonia dos impulsos, entre os 1020 e os 1070 nm.

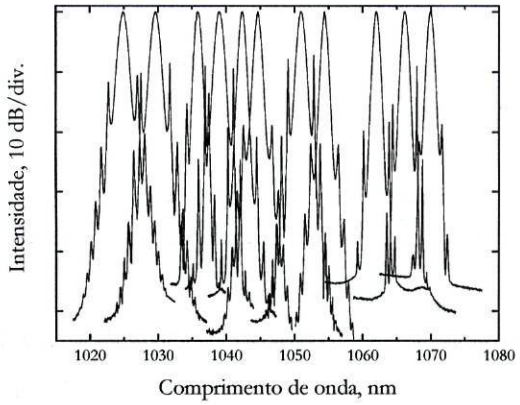


Figura 3.23 – Sintonia do laser em termos de comprimento de onda: Exemplos de alguns dos espectros obtidos durante a sintonia do laser (A intensidade máxima dos traços foi normalizada).

Essa gama de sintonia, de cerca de 50 nm, foi obtida utilizando as duas técnicas, de rotação da rede de difracção e de deslocamento da objectiva, apresentadas na secção 3.2.4. Como se pode verificar na figura seguinte, os impulsos eram emitidos com uma taxa de repetição de sensivelmente 33 MHz, o que correspondia à emissão de um impulso por volta na cavidade.

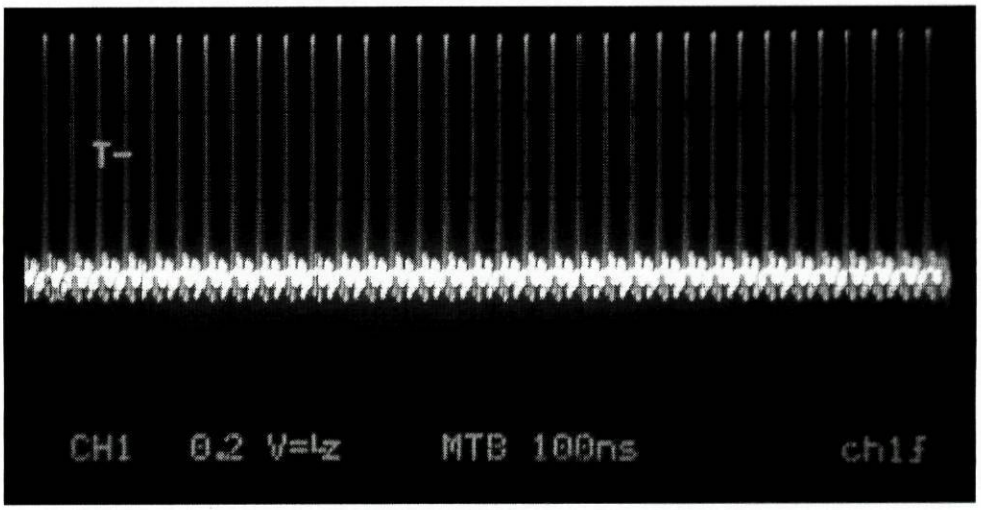


Figura 3.24 – Fotografia dos impulsos obtidos na região dos 1050 nm.

Posteriormente, ensaiou-se ainda a sintonia da cavidade para comprimentos de onda ainda mais longos, utilizando para o efeito 1,80 m da mesma fibra dopada, e um WDM 915/1070. Utilizando o mesmo SESAM de GaInAs que foi utilizado na região dos 1050 nm, conseguiu-se obter a sintonia da emissão entre os 1070 e os 1115 nm.

Considerando essas três bandas de sintonia em conjunto, pode-se afirmar que foi demonstrada a sintonia dos impulsos *mode locked* entre os 977 e os 1115 nm, o que representa quase 140 nm de largura de banda. Esse valor é comparável com os alcançados em muitos dos lasers de Ti:Safira disponíveis actualmente no mercado. De referir que nessas três bandas de sintonia, e com os dois absorvedores, nunca foi observada a formação de impulsos *Q switched mode locked.*

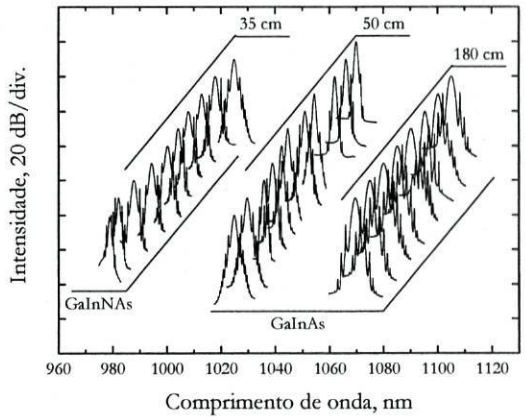


Figura 3.25 – Gráfico das três bandas de sintonia das cavidades. Estão indicados na figura os comprimentos de fibra dopada utilizados, bem como o tipo de absorvedor. Os traços foram deslocados verticalmente, por claridade.

Relativamente à possibilidade de construção de uma só cavidade, com uma banda de sintonia dessa ordem de grandeza, devem ser feitos alguns comentários. Por um lado, como já foi referido anteriormente, o facto de terem sido utilizados diferentes absorvedores para diferentes gamas de sintonia poderia facilmente ser ultrapassado, através da construção de um dispositivo optimizado, com um perfil de reflectividade adequado.

Por outro lado, as substituições dos WDM's ocorreram porque se pretendiam combinar dois comprimentos de onda próximos, utilizando WDM's construídos com base na tecnologia de acopladores de fibras fundidas, e nessas condições esses dispositivos apresentam larguras de banda reduzidas [2]. Caso tivesse sido utilizado um WDM construído com outra tecnologia, (*e.g.* com micro objectivas), essa limitação também poderia ser facilmente ultrapassada, apesar de essa alternativa não ser economicamente tão atractiva.

Finalmente, a optimização do comprimento da fibra dopada seria a maior dificuldade que se colocaria a uma cavidade desenhada para possuir uma tão larga banda de sintonia. Pensa-se que, eventualmente, teria que ser tolerada uma variação mais significativa da potência ao longo da banda de sintonia, ao contrário da situação aqui descrita, em que os valores da potência emitida foram sensivelmente constantes ao longo das bandas de sintonia. Essa variação da potência poderia eventualmente ser atenuada através da utilização da bombagem nas duas regiões de bombagem (os 915 e os 980 nm).

3.3.3 Estudo da duração dos impulsos

Para prosseguir os estudos, relacionados com a influência da dispersão na duração dos impulsos, e com a amplificação da potência emitida, optou-se por utilizar a cavidade com a qual foi demonstrada a geração de impulsos na região entre os 1020 e os 1070 nm. A escolha dessa cavidade ficou a dever-se à disponibilidade de um amplificador em fibra óptica com dupla bainha, optimizado para essa região de comprimentos de onda. De recordar que se trata da cavidade apresentada na Figura 3.13, com um WDM de 915/1050 nm e 50 cm de fibra dopada da INO. O absorvedor utilizado foi o absorvedor de GaInAs descrito na secção 3.3.1.

O primeiro estudo realizado foi o da importância da potência de bombagem na duração dos impulsos emitidos. Na Figura 3.26 são apresentados os resultados obtidos com o laser sintonizado para os 1040 nm, com as redes de difracção separadas por 5,8 cm e com um ângulo de incidência de 65 °. Como se pode verificar, com o aumento da potência de bombagem existia uma tendência clara para a diminuição da duração dos impulsos. Esse comportamento é explicado pelo facto do aumento da bombagem conduzir a um aumento do ganho da cavidade, o que por seu lado permite um alargamento espectral dos impulsos, com a correspondente redução temporal.

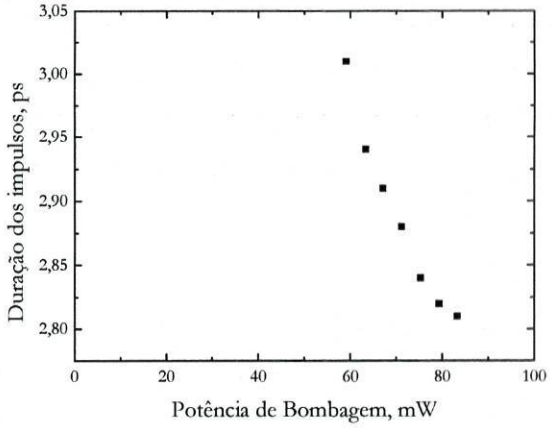


Figura 3.26 – Duração dos impulsos em função da potência de bombagem.

Para aprofundar esse estudo, foi decidido repeti-lo, para diferentes separações entre as redes de difracção, mantendo sempre o mesmo ângulo de incidência, de 73 °. Além do já referido conjunto de redes de difracção de 1600 linhas/mm, foi ainda utilizado um outro conjunto de redes de difracção, do mesmo fabricante, mas com 1200 linhas/mm. Esse novo conjunto foi utilizado em substituição do anterior, preservando-se o ângulo de incidência.

Na figura seguinte é apresentado o comportamento da duração dos impulsos para separações entre 8,1 e 1,0 cm, para as redes de 1600 linhas/mm, e de 6,0 e 2,2 cm, para as redes de 1200 linhas/mm. Na Figura 3.27 são ainda apresentados, com estrelas, os resultados da figura anterior, que foram obtidos com um ângulo de incidência diferente.

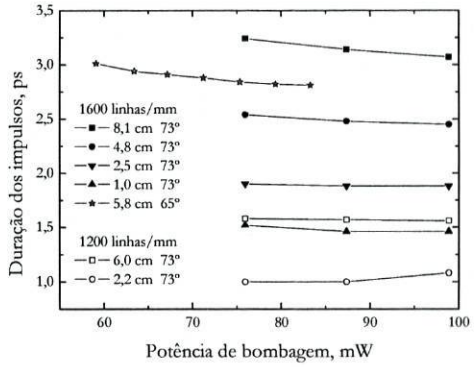


Figura 3.27 – A duração dos impulsos em função da potência de bombagem, para diferentes configurações das redes de difracção.

Da análise da Figura 3.27, pode-se concluir que de um modo geral o aumento da potência de bombagem conduzia a uma redução da duração dos impulsos, tal como já havia sido observado na Figura 3.26. No entanto, essa tendência não se verificou para a última curva, em que os impulsos se tornavam mais longos com o aumento de potência. A diferença no comportamento dos impulsos para essa configuração das redes é ainda mais evidente se se observarem as curvas relativas ao produto tempo largura de banda, que são apresentadas na figura seguinte.

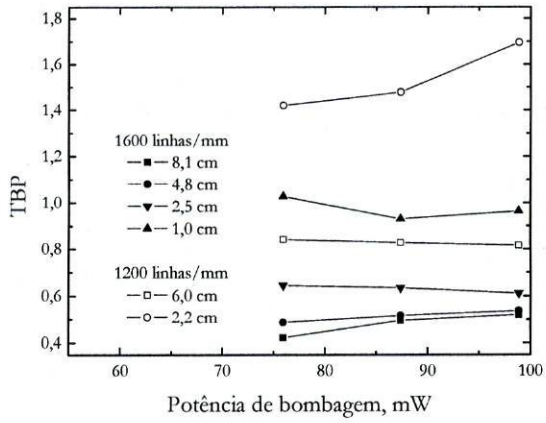


Figura 3.28 – O produto tempo largura de banda em função da potência de bombagem, para diferentes configurações das redes de difracção.

Como se pode verificar, o valor do TBP para essa curva era substancialmente maior que o das outras curvas. Esse comportamento poderia ser entendido se, nessa configuração, a dispersão introduzida pelas redes não fosse suficiente para compensar completamente a dispersão da fibra, ou seja se a dispersão da cavidade fosse normal. Essa hipótese é no entanto desmentida pelo facto da dispersão introduzida pelas redes, nessa configuração, ser da ordem dos -0,14 ps^2, e a dispersão da cavidade ser apenas da ordem dos +0,08 ps^2.

Outro facto que refuta a hipótese da compensação não ser completa prende-se com a tendência contínua para a diminuição da duração temporal dos impulsos, acompanhando a redução da dispersão introduzida pelas redes. Essa tendência é visível na figura seguinte, em que é apresentada a duração dos impulsos, obtidos com a potência máxima de bombagem, em função da dispersão introduzida pelas redes de difracção, para as diferentes configurações indicadas anteriormente.

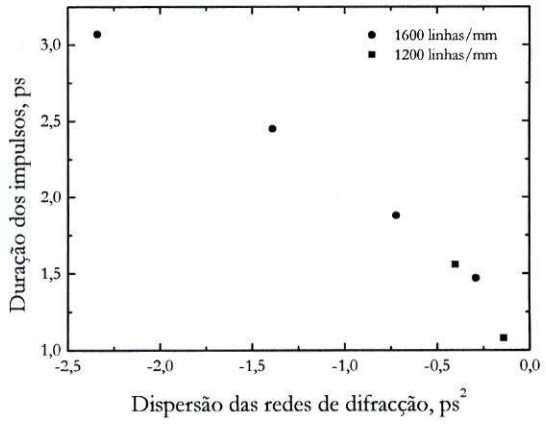


Figura 3.29 – Duração dos impulsos em função da dispersão das redes de difracção.

Finalmente, para concluir o estudo da importância da compensação da dispersão, no interior da cavidade na duração dos impulsos, estudou-se a influência do comprimento de onda na duração dos impulsos. Esse estudo, foi também realizado com a cavidade sintonizável na região dos 980 nm, sendo todos os resultados apresentados na Figura 3.30.

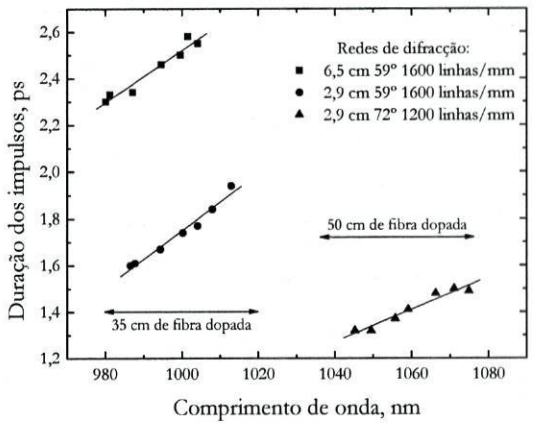


Figura 3.30 – Duração dos impulsos em função do comprimento de onda, para diferentes configurações das redes de difracção.

Como se pode verificar na figura anterior, para uma determinada configuração das redes de difracção, e ajustando apenas a posição da objectiva na frente do SESAM, obtinham-se impulsos cuja duração aumentava linearmente com o comprimento de onda. O facto do declive da recta da direita ser ligeiramente menor que os declives das outras duas rectas é explicado pela utilização de diferentes redes de difracção e de diferentes ângulos de incidência e separações entre as redes.

3.3.4 Compressão externa

Em seguida estudou-se o comportamento dos impulsos no exterior da cavidade, de modo a se poder avaliar a dispersão sofrida por estes. Para tal, começou-se por avaliar o alargamento da duração temporal dos impulsos, quando estes se propagavam numa secção de fibra PureMode, que foi adicionada após o isolador óptico, e cujo comprimento foi sendo alterado.

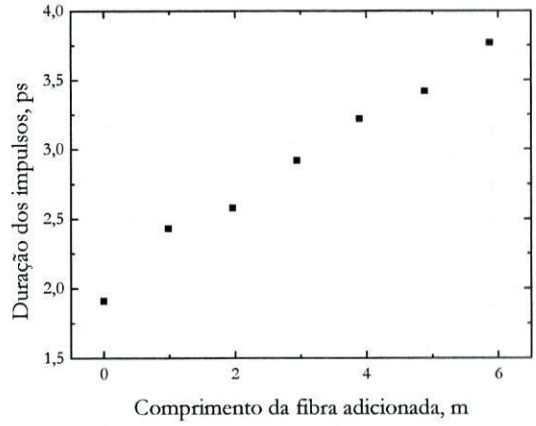


Figura 3.31 – Duração dos impulsos em função do comprimento de fibra monomodo adicionada.

Como se pode verificar na figura anterior, o aumento da duração dos impulsos era linear, tal como seria de esperar, de acordo com o que foi discutido na secção 2.3.5, sendo o declive dessa recta da ordem dos 0,3 ps/m. Utilizando esses dados para corrigir o valor obtido à saída do isolador óptico, que possuía *pigtails*

com cerca de 3 m de comprimento, estima-se que à saída do espelho em anel os impulsos tinham uma duração de apenas 1,1 ps.

Para terminar, estudou-se a compressão dos impulsos no exterior da cavidade, utilizando um conjunto de redes de difracção com 600 linhas/mm. Esse conjunto de redes, da Newport, é indicado para a região de comprimentos de onda em torno de 1,5 μm, pelo que a sua eficiência é algo reduzida na região do 1 μm. Este facto limita a potência à saída, mas não afecta a compressão dos impulsos. Por outro lado, o facto dessas redes terem uma frequência espacial que é cerca de metade do valor das outras redes disponíveis, possibilita um ajuste mais fino da dispersão.

Para além da inclusão desse conjunto de redes de difracção, optou-se também pela remoção do isolador óptico da saída da cavidade. Desse modo evitava-se o alargamento dos impulsos nos *pigtails* do isolador, funcionando as redes de difracção como "isoladores", evitando a reflexão para dentro da cavidade de feixes indesejáveis, que poderiam perturbar o funcionamento do laser.

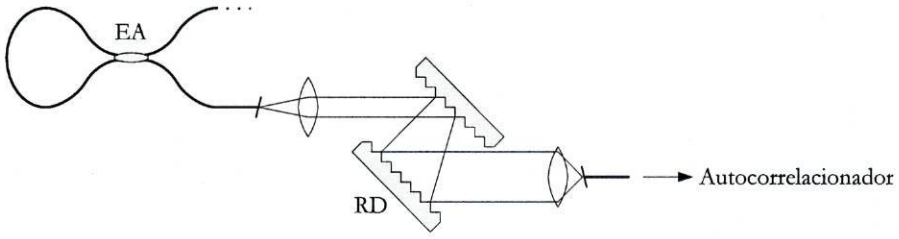


Figura 3.32 – Esquema da compressão de impulsos no exterior da cavidade.

Após as redes de difracção, utilizou-se uma pequena secção de fibra PureMode, com cerca de 70 cm de comprimento, para colectar a radiação e assim se poder medir a duração dos impulsos no autocorrelacionador da Femtochrome Research.

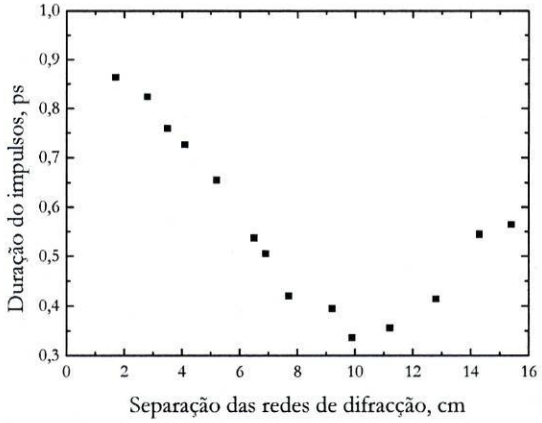


Figura 3.33 – Duração dos impulsos em função da separação entre as redes de difracção utilizadas para realizar a compressão externa.

Como se pode observar na figura anterior, a duração dos impulsos após a compressão externa era bastante menor, sendo no mínimo da ordem dos 340 fs, para uma separação entre as redes de difracção de cerca de 10 cm, e para um ângulo de incidência de 39 °.

De referir que os resultados apresentados na Figura 3.33 foram obtidos corrigindo os valores obtidos no autocorrelacionador, de modo a compensar o alargamento dos impulsos no colector de 70 cm. Olhando para os resultados relativos ao produto tempo largura de banda, apresentados na Figura 3.34, verificou-se mais uma vez, que a separação de cerca de 10 cm era a que produzia impulsos cujo TBP se aproxima mais do caso ideal. Ainda assim, o menor valor de TBP obtido foi de 0,57 o que parece indicar que a compressão dos impulsos não foi completa, o que então o *chirp* presente nesses impulsos não era apenas linear. Pensa-se que para impulsos com essa duração os fenómenos de dispersão de terceira ordem não são relevantes.

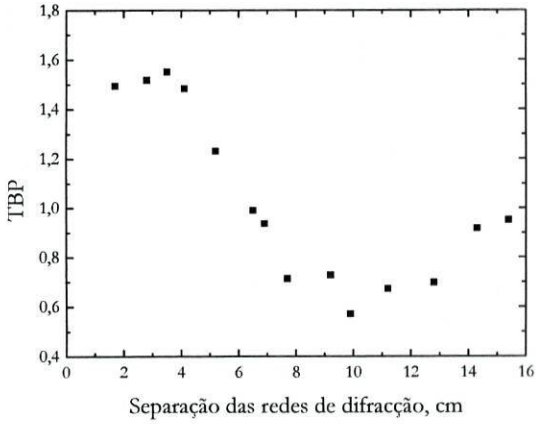


Figura 3.34 – O produto tempo largura de banda para os impulsos depois da compressão fora da cavidade, em função da separação entre as redes de difracção.

3.3.5 Amplificação dos impulsos

A geração de impulsos numa cavidade de alta potência, com uma secção de fibra óptica dopada com dupla bainha, foi também ensaiada. Infelizmente, o desenvolvimento dessa cavidade afigurou-se demasiado complexo, devido à dificuldade de adaptação dos SESAM's disponíveis às fluências presentes no interior dessa cavidade, tendo por isso sido abandonado esse estudo. Optou-se então por recorrer a um esquema de oscilador principal amplificado, MOPA, para amplificar a potência dos impulsos gerados numa cavidade convencional.

A cavidade apresentada na secção 3.3.1, optimizada para funcionar na região dos 1050 nm, foi utilizada como oscilador principal, sendo o amplificador um amplificador de alta potência fornecido pela Fianium. Esse amplificador era composto por uma fibra dopada com Yb, com dupla bainha, e por um módulo de bombagem, constituído por 4 díodos laser a 915 nm. A saída dos díodos de bombagem era combinada no interior do módulo, fornecendo à saída deste uma potência máxima de 4W. O módulo de bombagem possuía ainda um divisor de feixe dicróico, que permitia separar os feixes de bombagem e de sinal, funcionando como um acoplador direccional. A saída do amplificador era obtida à saída do módulo de bombagem, sendo a bombagem contra-propagante em relação ao sinal.

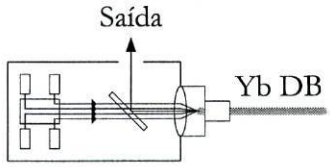


Figura 3.35 – Esquema do módulo de bombagem do amplificador de alta potência: Yb DB - Fibra dopada com Yb, com dupla bainha.

A fibra dopada tinha cerca de 50 cm de comprimento, e possuía um núcleo "duplo" com 50 μm de diâmetro, e uma abertura numérica de 0,22. Uma das suas extremidades estava conectorizada de modo a ser ligada ao módulo de bombagem, sendo esse conector adequado aos níveis de potência utilizados.

Antes de se iniciar o estudo da amplificação dos impulsos, começou-se por estudar o comportamento do amplificador sem sinal aplicado. Na figura seguinte pode ser observado ver o perfil da ASE emitida para diferentes potências de bombagem.

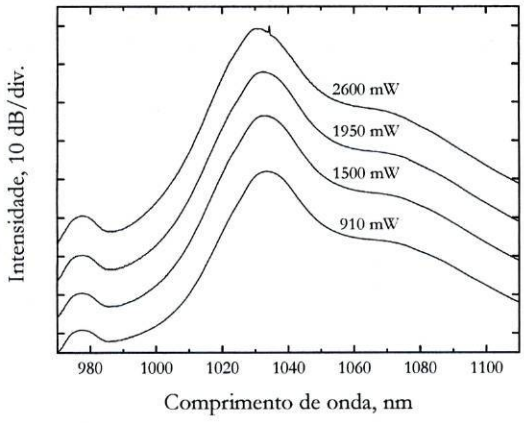


Figura 3.36 – Espectros da ASE do amplificador de alta potência para diferentes potências de bombagem. (Os espectros foram deslocados na vertical, para facilitar a visualização)

Como se pode observar, os perfis espectrais eram estáveis até cerca de 2 W de potência de bombagem, sendo que para potências superiores a esse valor, surgiam alguns picos instáveis no espectro do amplificador. Esses picos são explicados pelos elevados níveis de potência de bombagem presentes na cavidade, que permitiam que o ganho ultrapassa-se o valor limiar de acção laser, mesmo com as pequenas reflexões residuais existentes nas extremidades da fibra dopada.

Esses picos não foram detectados quando o sinal do laser pulsado foi injectado na entrada do amplificador, o que demonstra que o sinal era suficientemente intenso para saturar completamente o amplificador. Esse efeito é visível na Figura 3.37, onde se apresentam dois espectros, obtidos com e sem sinal aplicado na entrada do amplificador.

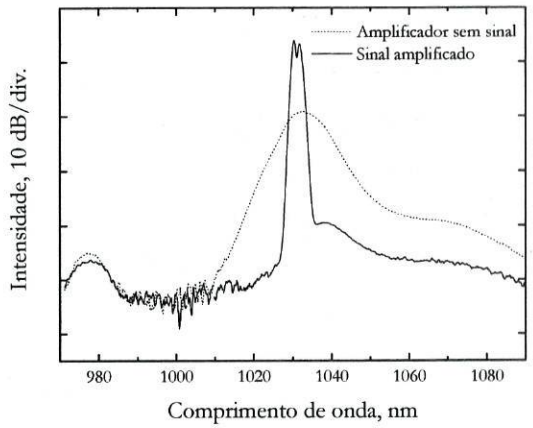


Figura 3.37 – Espectros do amplificador com e sem sinal de entrada, para cerca de 2 W de bombagem.

O sinal do laser *mode locked* foi injectado no amplificador, através de um acoplador 95/5 % e de um WDM 915/1050 nm, tal como se representa na Figura 3.38. O acoplador de 5 % foi introduzido no esquema de modo a possibilitar a monitorização do laser de sinal antes do amplificador. O WDM foi introduzido para evitar que alguma bombagem, eventualmente não absorvida na fibra com dupla bainha, atingisse o laser, provocando alguma instabilidade.

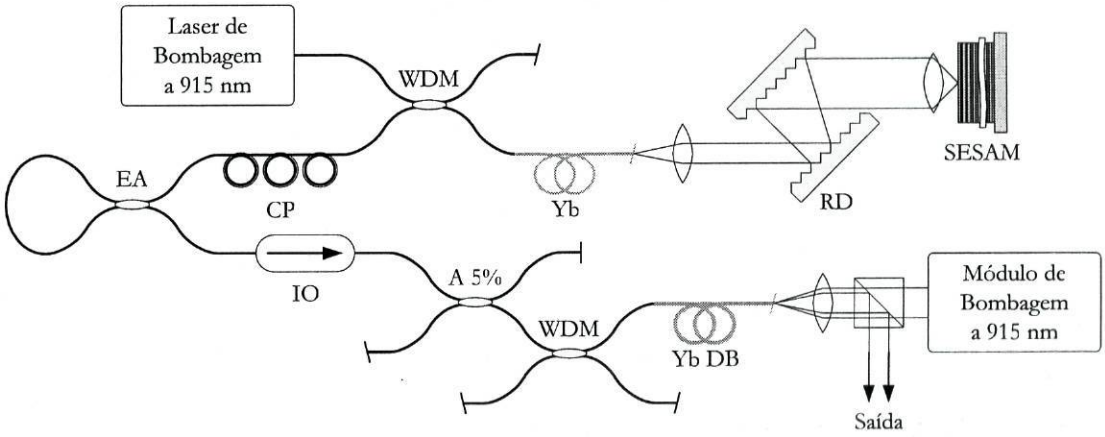


Figura 3.38 – Esquema da montagem completa, composta pelo laser e o amplificador da Fianium: EA - Espelho em anel; CP - Controlador da polarização; IO - Isolador óptico; WDM - Acoplador direccional; A 5% - Acoplador 95/5 %; Yb - Fibra dopada com Yb; Yb DB - Fibra dopada com Yb com dupla bainha; RD - Redes de difracção; SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor.

3.3.6 Resultados

Na Figura 3.39 está representada a potência emitida pelo laser de sinal, que se encontrava sintonizado para os 1030 nm. De referir que a geração dos impulsos era auto iniciada para potências de bombagem superiores a 35 mW, sendo estável para potências até cerca de 25 mW.

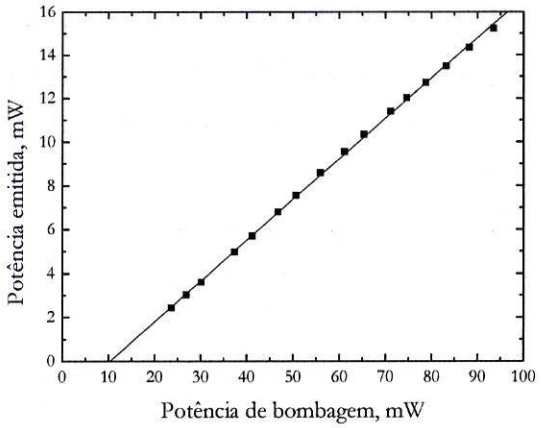


Figura 3.39 – Potência dos impulsos emitidos em função da potência de bombagem.

Como se pode observar, no máximo eram emitidos cerca de 15 mW, para cerca de 93 mW de potência de bombagem, o que representa uma eficiência de aproximadamente 20 %, um valor idêntico ao obtido anteriormente, com a cavidade destinada à emissão na região dos 980 nm. Considerando-se a taxa de repetição dos impulsos, que era de cerca de 30 MHz, conclui-se que a energia por impulso, antes da amplificação, era de aproximadamente 0,5 nJ, o que é um valor relativamente baixo, e insuficiente para muitas aplicações (nomeadamente as aplicações industriais de processamento de materiais).

Tal como se apresenta na Figura 3.40, à saída do amplificador, os impulsos tinham uma potência máxima ligeiramente superior a 700 mW, o que corresponde a uma energia máxima por impulso da ordem dos 23 nJ. Estima-se que a potência de pico seria da ordem dos 6 kW.

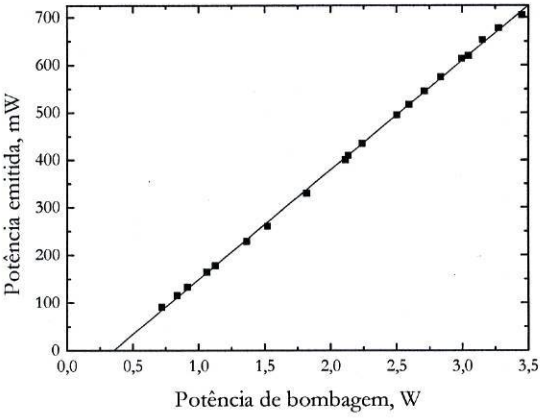


Figura 3.40 – Potência à saída do amplificador, com 15 mW de potência injectada pelo laser de sinal.

Em termos de eficiência, o amplificador apresentou uma eficiência de cerca de 23 %, o que sendo superior à eficiência do laser ainda assim não é um valor muito elevado. De referir que não se observou nenhum efeito de saturação, quer no laser quer no amplificador. A potência máxima de bombagem não foi utilizada, pois não se dispunha, na altura, de um meio adequado para dissipar toda a energia térmica libertada pelo módulo de bombagem. A má dissipação térmica conduzia ao rápido aquecimento do módulo, com a consequente diminuição da potência emitida.

Relativamente à propagação dos impulsos no amplificador, deve ser referido que o tamanho relativamente reduzido da fibra dopada do amplificador permitia minimizar o efeito dos fenómenos não lineares e da dispersão. Ainda assim, é bem visível na Figura 3.41 o efeito da SPM, que provocou um claro alargamento dos impulsos, em termos espectrais.

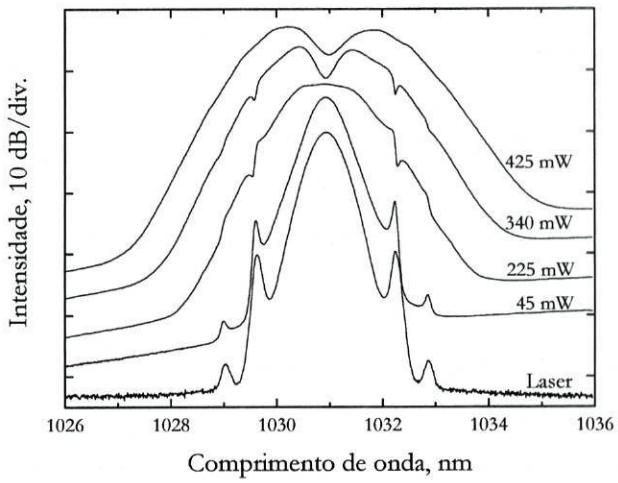


Figura 3.41 – Comportamento do espectro dos impulsos à saída do amplificador, para diferentes potências emitidas. (Os espectros foram deslocados na vertical, para facilitar a visualização).

Como se pode observar na figura anterior, para intensidades de saída baixas os impulsos praticamente mantinham o seu perfil espectral, ao passo que para potências elevadas os espectros dos impulsos eram fortemente distorcidos. Em termos temporais, verificou-se igualmente um ligeiro alargamento dos impulsos, devido em parte à dispersão da fibra, mas essencialmente devido à acção da SPM.

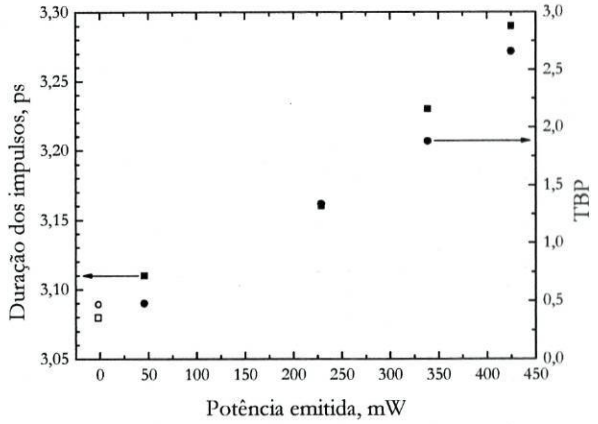


Figura 3.42 – Duração dos impulsos e produto tempo largura de banda à saída do amplificador, em função da potência emitida. Os quadrados representam a duração dos impulsos e os círculos o TBP.

Na Figura 3.42, além dos pontos experimentais obtidos à saída do amplificador (representados a cheio), estão também indicados (com símbolos abertos) os resultados obtidos à saída do laser. Como se pode verificar, o aumento da duração temporal dos impulsos, para baixas potências emitidas era pequeno, da

ordem de 1 %, e deve-se essencialmente à dispersão da fibra do amplificador. Com o aumento da potência emitida, esse alargamento tornou-se mais pronunciado, pelo que é óbvio o papel dos efeitos não lineares, nomeadamente a SPM.

Verificou-se igualmente que o produto tempo largura de banda dos impulsos também aumenta, afastando-se do valor, quase ideal, obtido à saída do laser. Isto significa que os impulsos depois do amplificador poderiam ainda ser comprimidos para uma menor duração temporal, ao exemplo do que foi feito na secção 3.3.4, mas que não foi ensaiado aqui.

3.4 Lasers *mode locked* no regime de dispersão anómala obtido através da utilização de um GTI

Como já foi referido na secção 2.3.4, actualmente é frequente a utilização de interferómetros de Gires-Tournois, GTI's, para a compensação da dispersão de lasers de estado sólido. No entanto essa técnica nunca foi utilizada para a compensação da dispersão de lasers em fibra, pois esses lasers geralmente possuem valores de dispersão muito elevados, que resultam dos comprimentos muito longos, da ordem dos vários metros ou mesmo várias dezenas de metros, das cavidades em fibra [14].

No entanto os GTI's são dispositivos potencialmente muito atractivos, pois são baratos, compactos, livres de manutenção e são facilmente integráveis em cavidades laser. Por esse motivo, e porque se procurava uma alternativa às redes de difracção, demasiado volumosas e que requerem um alinhamento preciso, decidiu-se estudar a compensação da dispersão com um GTI. Para tal, construiu-se uma nova cavidade laser linear, semelhante à primeira cavidade ensaiada, mas utilizando uma nova fibra dopada.

3.4.1 Fibra dopada com elevada concentração de Yb

A nova fibra dopada, fornecida pela Liekki, possuía uma concentração de Yb muito elevada, o que por sua vez permitia construir cavidades em fibra de dimensões muito reduzidas. Segundo o fabricante, apesar da elevada concentração de Yb, essa fibra não sofria da presença de *clusters* de iões, habituais em fibras com concentrações dessa ordem de grandeza, e que provocam perdas elevadas. A ausência desses *clusters* ficava a dever-se à tecnologia de deposição directa de nanoparticulas, desenvolvida pelo fabricante [15].

Ainda segundo o fabricante, o comprimento de onda de corte dessa fibra era de 910 nm, sendo a abertura numérica 0,22, e a diferença de índices de refracção da ordem dos $16{,}3 \times 10^{-3}$. Infelizmente o fabricante, tal como a INO, não forneceu nenhum dado sobre a dispersão dessa fibra, nem tão pouco outros dados que permitissem estimar numericamente esse valor.

Para se proceder à caracterização dessa fibra, em termos de absorção, utilizou-se uma fonte de luz branca e a técnica de *cut-back*, cortando sucessivamente secções de fibra, e registando o espectro e a potência obtidos para cada secção [16]. O espectro de absorção dessa fibra, é apresentado na figura seguinte, e tal como seria de esperar, é semelhante à curva da secção eficaz de absorção das fibras dopadas com Yb, apresentada na Figura 2.16.

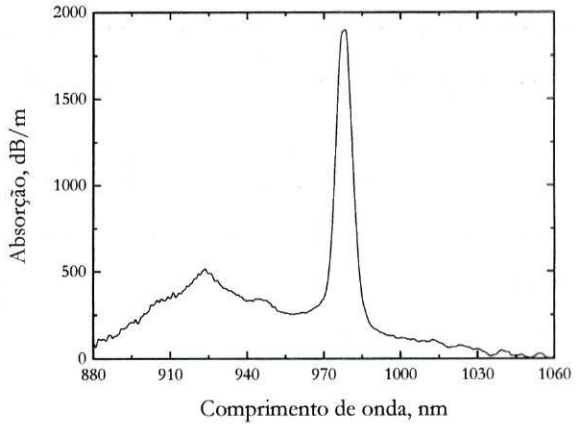


Figura 3.43 – Espectro de absorção da fibra dopada com Yb da Liekki.

Estima-se que a absorção dessa fibra era da ordem dos 1900 dB/m a 977 nm, e de aproximadamente 500 dB/m a 920 nm. Estes valores foram obtidos cortando secções muito pequenas de fibra, com apenas alguns milímetros de comprimento, pelo que a incerteza associada é relativamente elevada, da ordem dos 10 %.

A determinação experimental da dispersão desta fibra não se revelou exequível, devido à elevada absorção, que obrigava à utilização de secções muito reduzidas de fibra dopada, o que por seu lado, implicava que a dispersão dessa secção se situasse abaixo do limiar de resolução da montagem experimental. No entanto, e exactamente porque a absorção era muito elevada, o comprimento das secções de fibra dopada utilizadas nas cavidades, foi necessariamente reduzido, no máximo poucos centímetros, pelo que se pensa que a dispersão introduzida por essas secções não era determinante. Este assunto será novamente abordado na secção 3.4.4.

Na figura seguinte é apresentada uma fotografia que mostra a fotoluminescência de uma secção com aproximadamente 4 cm dessa fibra, quando excitada por bombagem a 915 nm.

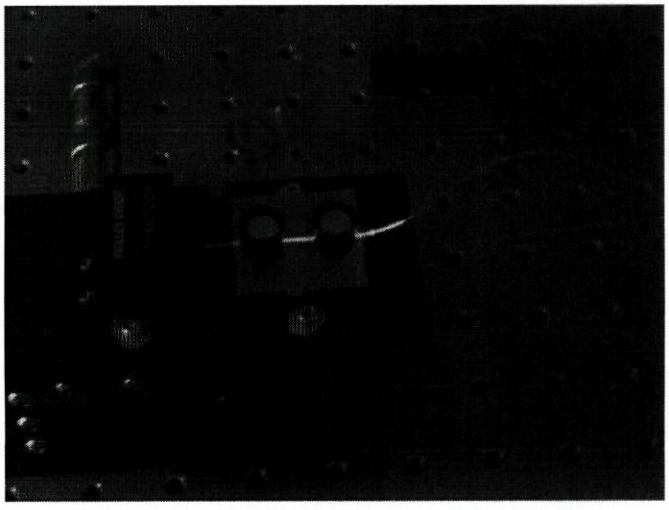


Figura 3.44 – Detalhe da fotoluminescência da fibra dopada com Yb.

3.4.2 Cavidade com um GTI

Tal como foi discutido na secção 2.3.4, a dispersão anómala gerada por um GTI não é normalmente muito elevada. Além disso é necessário recordar que se se pretende operar o dispositivo no máximo da dispersão anómala, então o dispositivo irá também introduzir na cavidade perdas não desprezáveis. Torna-se pois imperioso reduzir ao mínimo a dispersão que será compensada pelo GTI. Por esse motivo, optou-se por construir uma nova cavidade, em que todos os componentes em fibra foram fabricados com *pigtails* tão curtos quanto possível, e em que se utilizou a fibra dopada descrita na secção anterior.

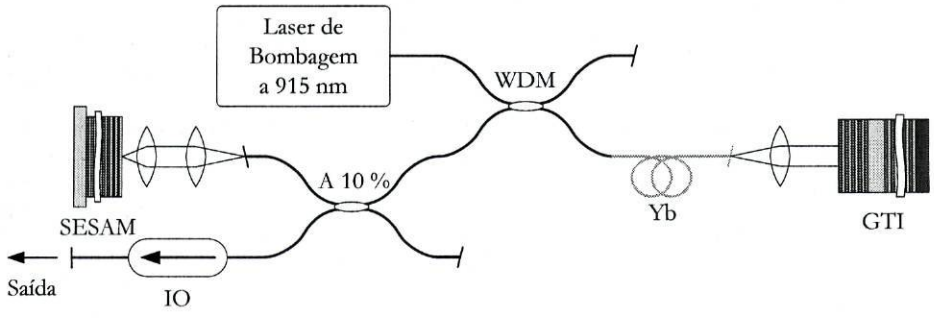


Figura 3.45 – Esquema da cavidade utilizada para demonstrar a compensação da dispersão com um GTI: SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor; IO - Isolador óptico; A 10 % - Acoplador 90/10 %; WDM - Acoplador direccional; Yb - Fibra dopada com Yb; GTI - Interferómetro de Gires-Tournois.

Ao optimizar-se o comprimento da fibra dopada observou-se, mais uma vez, a dependência da ASE com o comprimento da fibra dopada, com a emissão a deslocar-se para comprimentos de onda mais longos à medida que o comprimento da fibra dopada era aumentado. Na Figura 3.46 podem-se observar dois espectros da ASE, para diferentes comprimentos de fibra dopada, quando essa fibra era bombeada com cerca de 50 mW de potência de bombagem.

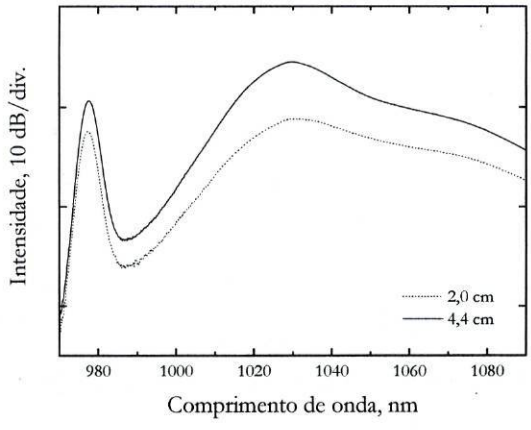


Figura 3.46 – Espectros de emissão da ASE da fibra dopada da Liekki, com cerca de 50 mW de potência de bombagem.

Na figura anterior o facto do pico situado nos 1030 nm se tornar dominante, com o aumento do comprimento da fibra, demonstra mais uma vez que nessa fibra se observava esse efeito de deslocação da ASE para comprimentos de onda mais longos. Verificou-se ainda que para se obter emissão na região dos

1020 a 1030 nm se deveriam utilizar apenas 2,5 cm de fibra dopada, ou seja um comprimento aproximadamente 20 vezes menor que o utilizado nas montagens anteriores.

O díodo laser de bombagem utilizado foi o mesmo que foi utilizado no esquema inicial, com cerca de 100 mW de potência acoplada na fibra no comprimento de onda de 915 nm. Quer o WDM 915/1050 nm quer o acoplador 90/10 % foram fabricados localmente, com a fibra PureMode 1060 apresentada na secção 3.1.1. O comprimento total de fibra na cavidade era de apenas 74 cm, sendo que se estima que a dispersão total da cavidade, sem o GTI e para uma volta completa, fosse da ordem dos +0,04 ps^2. Este valor foi obtido ignorando a contribuição da dispersão da fibra dopada, cujo valor se desconhece.

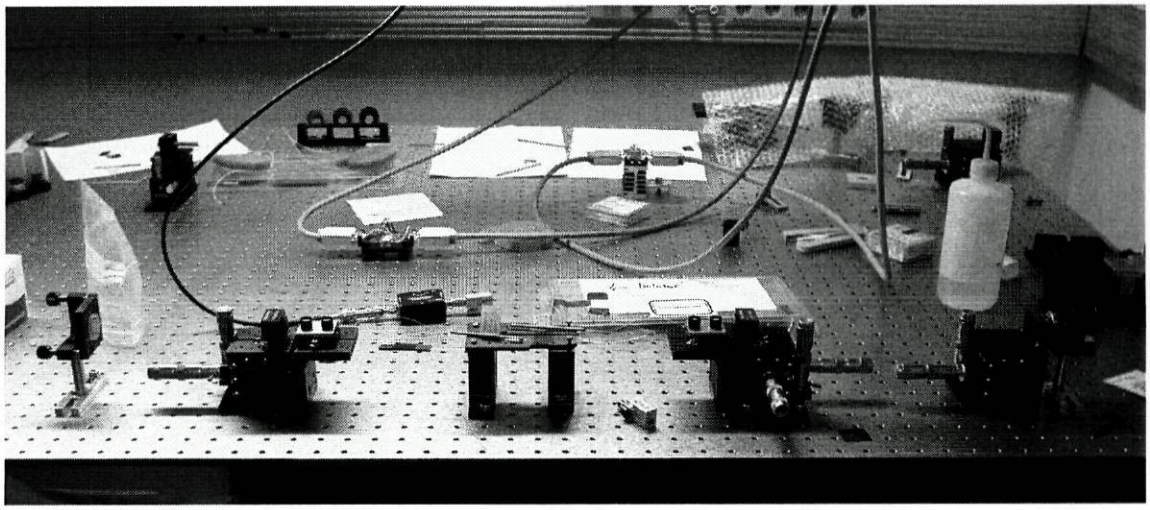


Figura 3.47 – Fotografia da montagem experimental para a demonstração da compensação da dispersão com um GTI.

Na Figura 3.47 pode ser observada a montagem experimental, tendo do lado direito o suporte do SESAM e a respectiva objectiva de focagem. Do lado esquerdo da fotografia encontra-se um espelho de alta reflectividade, utilizado para se estudar o funcionamento da cavidade com e sem o GTI.

3.4.3 Interferómetro de Gires-Tournois

O GTI utilizado está representado na Figura 3.48. Esse dispositivo foi construído localmente, com um evaporador de feixe de electrões, e era formado por dois DBR's dieléctricos de SiO_2/TiO_2, depositados num substrato de GaAs. Os detalhes sobre a construção do GTI podem ser encontrados na referência [17].

O espelho inferior era composto por 10 pares de camadas alternadas de $\lambda/4$ de comprimento, com uma reflectividade estimada em 99,89 % no comprimento de onda de 1023 nm. O espelho superior era formado por 4,5 pares de camadas alternadas, e a sua reflectividade foi calculada como sendo de 93,56 %, para o mesmo comprimento de onda.

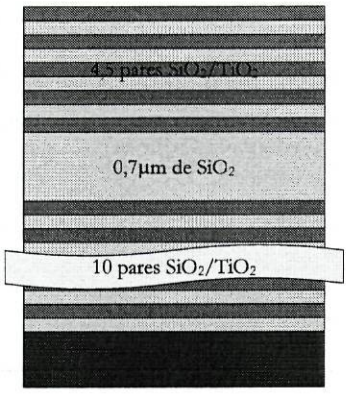


Figura 3.48 – Esquema do GTI utilizado neste trabalho.

A camada entre os dois espelhos, que define a dimensão da cavidade do GTI, era de SiO_2, e tinha uma altura de 0,7 μm. Como foi referido na teoria, devido à reflectividade limitada do espelho inferior, observa-se uma ressonância na curva de reflectividade desse dispositivo. Essa ressonância está assinalada na figura seguinte, e situava-se a 1025,8 nm.

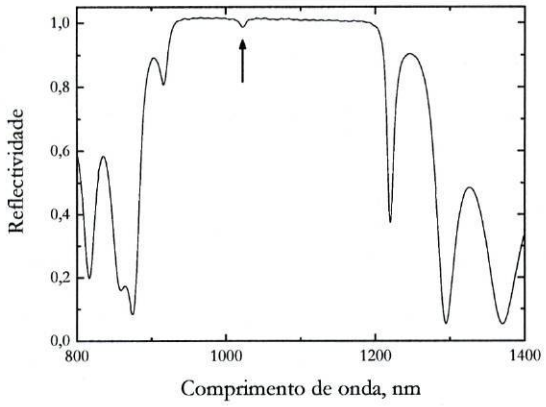


Figura 3.49 – Curva de reflectividade do GTI.

A partir do ajuste da curva de reflectividade, na região da ressonância, foi calculada a curva de dispersão desse dispositivo, seguindo o método explicitado na secção 2.3.4, e que passa por calcular a derivada do tempo de atraso introduzido por esse dispositivo. Na Figura 3.50 são apresentadas as curvas da reflectividade (experimental) e da dispersão (estimada), para esse GTI.

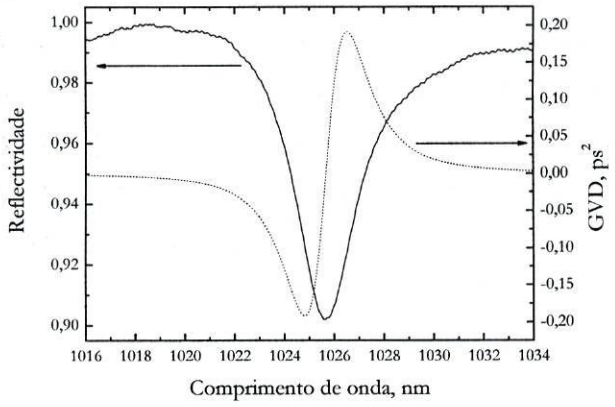


Figura 3.50 – A reflectividade, a cheio, e a dispersão, a tracejado, do GTI utilizado.

Tal como se pode observar na figura anterior, o máximo da dispersão anómala gerada por esse dispositivo era da ordem dos -0,20 ps^2, a 1025 nm. No entanto, devido à presença da ressonância na curva de reflectividade, as perdas adicionais introduzidas pelo GTI eram da ordem dos 9 %, para esse mesmo comprimento de onda. Este facto demonstra mais uma vez que caso se pretenda utilizar um GTI capaz de gerar uma elevada dispersão anómala, terão que se admitir perdas significativas, o que raramente será aceitável.

Tendo em conta as duas curvas apresentadas na Figura 3.50, era de esperar que o laser tivesse uma tendência natural para operar em comprimentos de onda mais curtos, para os quais a dispersão anómala gerada pelo GTI é menor, mas também as perdas introduzidas são mais reduzidas.

3.4.4 Resultados

Optou-se por utilizar nesta cavidade o SESAM de GaInNAs, descrito na secção 3.2.1. Essa escolha ficou a dever-se, principalmente, a elevada modulação não linear da reflectividade (cerca de 12 %) que esse dispositivo apresentava.

Pensava-se assim tirar partido desse elevado contraste, para se conseguir observar o funcionamento do laser no regime de dispersão anómala, admitindo-se que as perdas adicionais introduzidas pelo GTI seriam balanceadas por um aumento da reflectividade do SESAM. Esse aumento da reflectividade do SESAM ficava a dever-se ao aumento da fluência dos impulsos, devido à redução da sua duração temporal, motivada pela dispersão anómala introduzida pelo GTI.

Esperava-se igualmente que o comprimento de onda de funcionamento do laser fosse definido pelo balanço entre as perdas e a dispersão, geradas pelo GTI, e a modulação não linear da reflectividade, do SESAM, pelo que não se introduziu na cavidade nenhum elemento para a sintonia do comprimento de onda.

Efectivamente, verificou-se que para potências de bombagem superiores a 15 mW se conseguia obter o funcionamento *cw* da cavidade, sendo o *mode locking* auto iniciado para potências de bombagem superiores a 40 mW. A potência emitida era no entanto muito baixa, no máximo da ordem de 1 mW, para 100 mW de bombagem. Pensa-se que essa eficiência tão reduzida se fica a dever, essencialmente, à fibra dopada, e em particular à grande diferença entre os seus parâmetros físicos (diâmetro do núcleo e NA) e os parâmetros da restante fibra.

Na Figura 3.51 estão representados os espectros dos impulsos obtidos com o GTI e com um espelho. Na parte superior dessa figura são também apresentadas as curvas de reflectividade e de dispersão do GTI, de modo a facilitar a compreensão do papel desempenhado por esse dispositivo. Como se pode verificar, os impulsos gerados com o GTI estavam centrados a 1022,8 nm, e tinham uma largura espectral de cerca de 1 nm, FWHM. O espectro é naturalmente assimétrico, devido à curva de reflectividade do GTI. Para o comprimento de onda central da emissão, a dispersão gerada pelo GTI era aproximadamente -0,05 ps^2, sendo as perdas adicionais apenas 1 %.

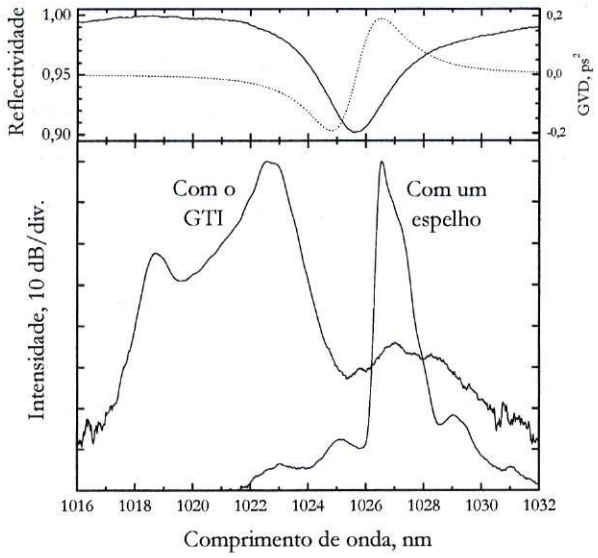


Figura 3.51 – Espectros dos impulsos obtidos com o GTI e com um espelho.

Recordando o valor anteriormente estimado para a dispersão da fibra da cavidade (+0,04 ps²), estima-se que com a inclusão do GTI a dispersão total da cavidade fosse ligeiramente negativa, da ordem dos -0,01 ps², o que parece ser confirmado pela presença de duas pequenas bandas laterais, centradas em 1018,7 e 1027 nm.

Em seguida, substituiu-se o GTI por um espelho de elevada reflectividade, tendo-se conseguido obter novamente o *mode locking* da cavidade, o que demonstra a capacidade do SESAM de GaInNAs para gerar o *mode locking* em ambos os regimes de dispersão. Tal como se pode observar na figura anterior, os impulsos emitidos estavam centrados a 1026,5 nm e tinham cerca de 0,22 nm de largura espectral. Esse facto demonstra que a cavidade tinha uma tendência natural para funcionar em comprimentos de onda ligeiramente mais longos, sendo a emissão deslocada para comprimentos de onda mais curtos, por acção do GTI.

De referir que nem o espectro obtido com o GTI nem o espectro obtido com o espelho podiam ser ajustados com nenhum dos perfis habituais, embora o perfil obtido com o espelho se assemelhe aos espectros quadrados, característicos dos lasers *stretched*.

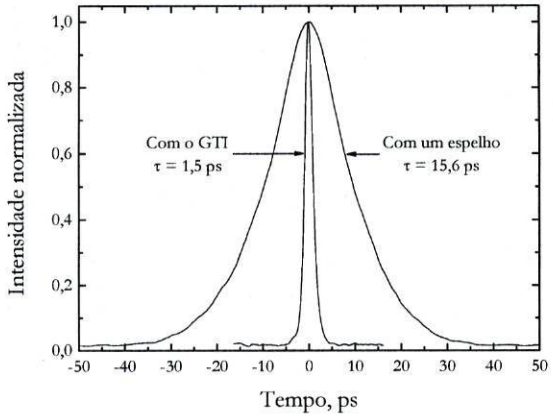


Figura 3.52 – Autocorrelação dos impulsos obtidos com o GTI e com um espelho.

Em termos temporais, os impulsos obtidos eram Gaussianos, com uma largura FWHM de 1,5 ps no caso de se utilizar o GTI, e de 15,6 ps no caso de se utilizar um espelho. O efeito de redução temporal dos impulsos devido à compensação da dispersão é bem evidente, sendo a redução da ordem das 10 vezes.

Os produtos TBP desses impulsos eram respectivamente de 0,43 e 0,98, o que indica que os impulsos obtidos com o GTI eram quase *transform-limited*. Estes valores devem no entanto ser assumidos com alguma reserva, uma vez que o perfil espectral dos impulsos não era Gaussiano, e visto que não foi contabilizado o efeito dos *pigtails* do isolador. A taxa de repetição dos impulsos era de 95 MHz, nos dois casos, o que corresponde à emissão de um impulso por volta na cavidade.

Comparativamente aos impulsos gerados nas cavidades descritas nas secções anteriores, conclui-se que os impulsos obtidos com o GTI possuíam sensivelmente a mesma duração temporal, que os impulsos obtidos em cavidades que se utilizaram redes de difracção para efectuar a compensação da dispersão. Infelizmente, em termos de potência emitida, os valores obtidos com esta cavidade são muito inferiores aos valores obtidos com as cavidades anteriores, o que de algum modo inviabiliza a sua utilização.

Em resumo, e tanto quanto é do conhecimento do autor, foi demonstrada pela primeira vez a compensação da dispersão de um laser em fibra, através da utilização de um GTI. Para tal, minimizou-se o comprimento da cavidade, graças à utilização de uma fibra com uma dopagem extremamente elevada. Essa cavidade era capaz de suportar a geração de impulsos em ambos os regimes de dispersão, tendo sido observada uma redução da duração temporal dos impulsos em uma ordem de grandeza, graças à inclusão do GTI.

3.5 Lasers *mode locked* no regime de dispersão normal

Nesta secção serão apresentados os resultados relativos à geração de impulsos em cavidades com dispersão normal. Serão apresentadas três cavidades distintas, em que se recorreu novamente à utilização de SESAM's para a geração do *mode locking*.

A primeira dessas cavidades seguiu um esquema de espelho em anel amplificador, que permitia reduzir drasticamente o comprimento da fibra óptica dentro da cavidade (que neste caso era inferior a 12 cm, entre os dois espelhos), e assim minimizar a respectiva dispersão. Por esse motivo optou-se igualmente por utilizar a fibra dopada da Liekki, que possuía uma elevada concentração de Yb, e por isso permitia que se utilizassem apenas alguns centímetros de fibra dopada.

Em seguida ensaiou-se uma nova cavidade, com um esquema idêntico ao da primeira cavidade experimental, descrita na secção 3.2, mas sem a inclusão das redes de difracção. Essa cavidade foi utilizada para o estudo da bombagem a 980 nm e de um novo SESAM, ressonante, capaz de introduzir na cavidade alguma dispersão anómala. Finalmente, na terceira cavidade, demonstrou-se a utilização de uma CFBG como espelho numa cavidade *mode locked* em fibra, com o objectivo de ser avaliar da sua capacidade de compensação da dispersão.

3.5.1 Cavidade com espelho em anel amplificador

O esquema da cavidade com um espelho em anel amplificador está representado na figura seguinte. Trata-se de um tipo de cavidade muito pouco explorado, apesar de já ter sido apresentado por outros autores [18].

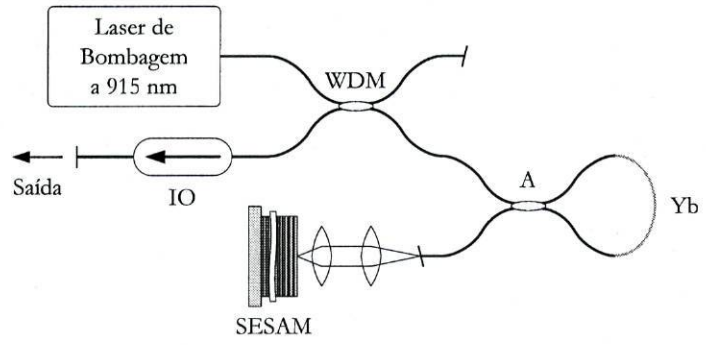


Figura 3.53 – Esquema da menor cavidade ensaiada: IO - Isolador óptico; SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor; WDM - Acoplador direccional; A - Acoplador; Yb - Fibra dopada com Yb.

Tal como se pode verificar na Figura 3.53, era mais uma vez de uma cavidade linear, com o SESAM de um lado, e um espelho em anel do outro. A principal diferença consistia no facto da fibra dopada se encontrar no interior do espelho em anel, o que permitia retirar do interior da cavidade os acopladores de bombagem e de saída. Foi assim possível reduzir ao mínimo a fibra presente na cavidade, o que além de minimizar a dispersão introduzida pela fibra, aumenta a taxa de repetição dos impulsos.

O laser de bombagem e o isolador óptico foram os mesmos que foram utilizados na cavidade optimizada para operar na região dos 1050 nm, e que cujas características foram descritas na secção 3.3.1. Quanto ao SESAM optou-se por utilizar o SESAM de GaInNAs (descrito na secção 3.2.1), devido mais uma vez à elevada modulação não linear da reflectividade apresentada por esse dispositivo.

Os restantes componentes em fibra, nomeadamente o acoplador e o WDM 915/1050 nm, foram construídos especificamente para essa cavidade, com a fibra PureMode 1060 apresentada anteriormente. O acoplador utilizado para construir o espelho em anel foi desenhado com o duplo objectivo de funcionar como um espelho com cerca 80% de reflectividade na região do 1 μm, e ao mesmo tempo, dividir quase simetricamente a potência de bombagem, a 915 nm, o que permitia obter uma bombagem praticamente uniforme da fibra dopada.

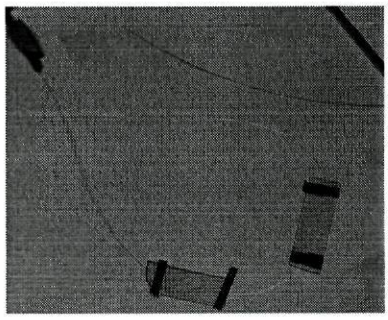


Figura 3.54 – Fotografia do anel com a fibra dopada da Liekki.

De referir que seria ainda possível reduzir um pouco mais o comprimento da cavidade, retirando o conjunto de objectivas utilizado para colimar e focar o feixe no SESAM, utilizando a técnica de acoplamento directo, *butt-coupling*. Optou-se por não explorar essa técnica, pois esse estudo iria requerer a optimização do SESAM, de modo a adequar a fluência de saturação do SESAM à fluência dos impulsos na fibra. Essa adaptação poderia ser feita alterando a reflectividade de topo do SESAM, (por exemplo através da deposição de um filme dieléctrico), ou construindo um novo dispositivo. (De referir que quando se considera a construção de dispositivos comerciais, a utilização do acoplamento directo é desejável, por um lado pela redução no número de componentes, e por outro porque elimina a necessidade de alinhamento.)

3.5.2 Resultados

Em termos de comprimento de onda, observou-se mais uma vez o fenómeno já referido ao longo deste trabalho, de variação do comprimento de onda de emissão com comprimento da fibra dopada. Na figura seguinte podem ser observados os espectros dos impulsos obtidos com 4,1, 3,4 e 2,1 cm de fibra dopada, para cerca de 100 mW de potência de bombagem acoplada na fibra.

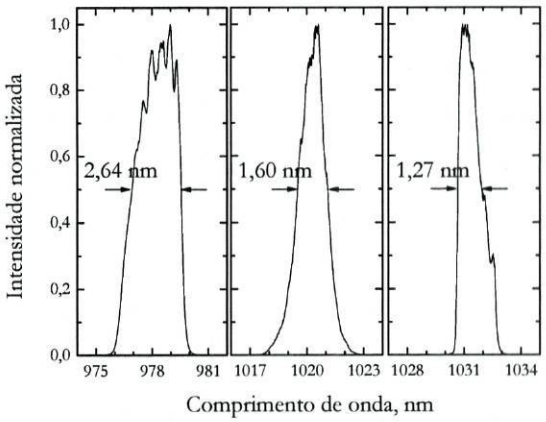


Figura 3.55 – A sintonia do laser em função do comprimento da fibra dopada, para 2,1, 3,4 e 4,1 cm de fibra dopada, e com 100 mW de potência de bombagem.

Como se pode verificar, à medida que se aumentou o comprimento da fibra dopada, o comprimento de onda central da emissão foi-se deslocando para comprimentos de onda mais longos, o que é explicado pela reabsorção do sinal ao longo da fibra. Outro dado importante é que a largura espectral dos impulsos foi-se reduzindo à medida que o comprimento da fibra aumentava. Pensa-se que esse facto se deve, em parte, à redução da secção eficaz de emissão, à medida que o comprimento de onda se afasta do pico de emissão a 977 nm, mas principalmente ao aumento da dispersão.

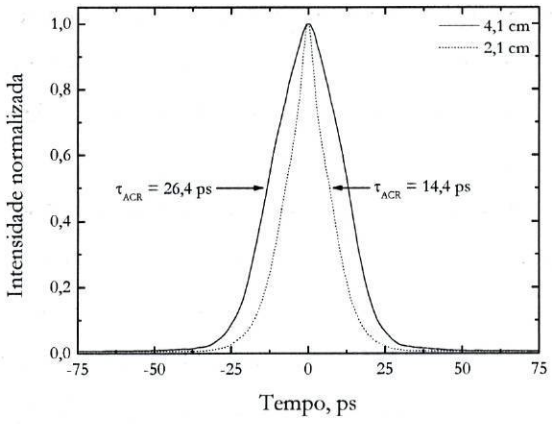


Figura 3.56 – Autocorrelação dos impulsos obtidos para dois comprimentos de fibra dopada diferentes.

Na Figura 3.56, pode-se observar o aumento da duração dos impulsos com o aumento do comprimento da fibra, o que é consistente com o aumento da dispersão da cavidade. Os perfis de autocorrelação obtidos não podiam ser ajustados com nenhum dos perfis habituais, pelo que apenas se indicam as suas larguras FWHM, que eram de 26,4, 18,0, e 14,4 ps, para os três comprimentos de onda apresentados na Figura 3.55. De referir ainda que não se observou a presença de pedestal em nenhuma das configurações.

Em termos de potência de bombagem, verificou-se que se obtinha funcionamento em regime *cw* para potências de bombagem de cerca de 20 mW, sendo o *mode locking* alcançado para potências de bombagem superiores a 40 mW. Era no entanto necessário um pouco mais, cerca de 50 mW, para que a geração de impulsos fosse auto-iniciada. Em termos de potência emitida, obtiveram-se valores muito baixos, ligeiramente inferiores 1 mW, para o máximo da potência de bombagem. Essa baixa potência emitida deve-se, tal como foi referido na secção 3.4.4, à baixa eficiência da fibra dopada utilizada nessas duas cavidades.

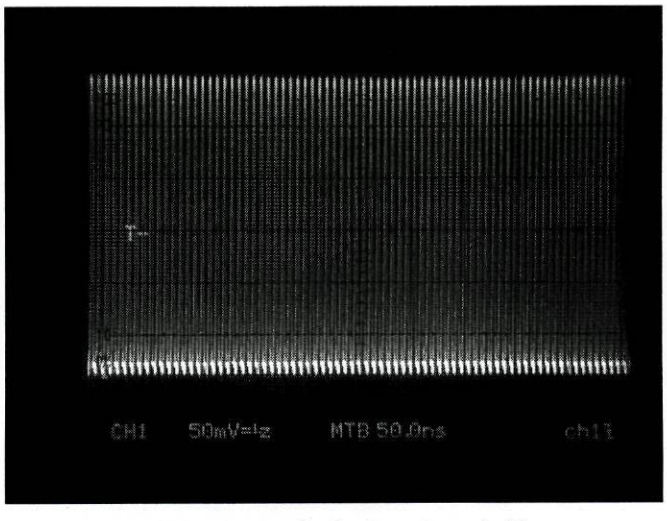


Figura 3.57 – Fotografia dos impulsos obtidos com a cavidade com um espelho em anel amplificador.

Como se pode ver na figura anterior, a taxa de repetição dos impulsos era muito elevada, da ordem dos 140 MHz, o que se fica a dever à reduzida dimensão da cavidade. De notar que este valor é relativamente próximo da largura de banda do nosso osciloscópio, 200 MHz, o que explica o facto da zona inferior dos impulsos não estar muito definida na fotografia anterior.

A energia dos impulsos emitidos era muito baixa, da ordem dos 7 pJ, devido à reduzida potência emitida e à elevada taxa de repetição. A potência de pico foi estimada em valores da ordem dos 0,3 W, um valor reduzido e que é também explicado pelo facto dos impulsos serem razoavelmente longos. Tendo em conta esse facto, pensa-se que os efeitos não-lineares, nomeadamente a SPM, não desempenhavam um papel relevante no anel amplificador. Além disso, a reduzida extensão de fibra óptica utilizada também contribuiu para minimizar o eventual papel desses fenómenos não lineares, pelo que se pode concluir que o principal responsável pela formação e formatação dos impulsos era efectivamente o SESAM.

3.5.3 Cavidade linear sem compensação da dispersão

Em seguida, estudou-se a geração de impulsos numa cavidade com um esquema semelhante ao da primeira cavidade apresentada, mas na qual não foi incluído o conjunto de redes de difracção. Outra alteração a salientar, é o facto de se ter optado por utilizar nesta nova cavidade a bombagem a 980 nm, tendo essa opção sido motivada, essencialmente, pela maior disponibilidade díodos laser de bombagem nessa região.

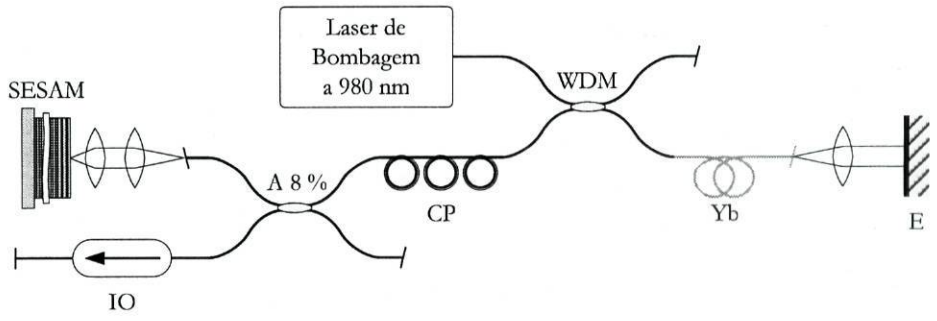


Figura 3.58 – Esquema da cavidade linear sem compensação da dispersão: SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor; IO - Isolador óptico; A 8 % - Acoplador de 92/8 %; CP - Controlador da polarização; WDM - Acoplador direccional; Yb - Fibra dopada com Yb; E - Espelho.

Como se pode observar na figura anterior, tratava-se de uma cavidade linear, terminada de um lado por um espelho, com mais de 97 % de reflectividade para toda a região do 1 μm, e do outro por um SESAM, que será descrito na secção seguinte. A cavidade era bombeada através de um acoplador direccional WDM 980/1050 nm, sendo a potência máxima de bombagem acoplada na fibra da ordem dos 100 mW.

No interior da cavidade, além da fibra dopada com Yb, encontravam-se um WDM 980/1050 nm, um acoplador 92/8 %, e ainda um controlador do estado da polarização, inserido entre o acoplador de saída e o WDM. À saída colocou-se um isolador óptico Senko, a 1050 nm (cujas características foram apresentadas na secção 3.1.1), para evitar reflexões indesejáveis que poderiam afectar o funcionamento da cavidade. Optou-se também pela utilização da fibra dopada da INO (igualmente descrita na secção 3.1.1), tendo sido utilizada

uma secção com cerca de 45 cm de comprimento. O comprimento total da secção em fibra da cavidade era da ordem dos 170 cm.

3.5.4 Absorvedor ressonante em GaInNAs

O SESAM utilizado nesta cavidade está representado na Figura 3.59, e é, à primeira vista, idêntico ao primeiro absorvedor, apresentado na secção 3.2.1. No entanto, existe uma diferença fundamental, que reside no facto deste SESAM ser um dispositivo ressonante, D-SAM, pelo que, além da acção de geração do *mode locking*, introduz também na cavidade uma certa dispersão, tal como foi discutido na secção 2.4.5.

Como se pode observar, este D-SAM era constituído por 5 QW, colocados sobre um espelho DBR, com 30 pares de camadas alternadas de GaAs/AlAs. A reflectividade do espelho inferior estava centrada nos 1050 nm e estendia-se por cerca de 120 nm. Os QW de GaInNAs tinham 5,8 nm de espessura, e estavam separados entre si por 17 nm de GaAs. O conjunto de QW estava posicionado 100 nm acima do DBR inferior existindo ainda uma camada de GaAs, de 90 nm, por cima dos QW, de modo a se formar a cavidade ressonante, de altura óptica λ, com os QW na posição de anti-nodo. De referir que a concentração de N presente nos QW deste dispositivo era muito baixa, pelo que o número de defeitos na estrutura era igualmente baixo, o que tornava este dispositivo mais lento que o outro dispositivo de GaInNAs apresentado anteriormente.

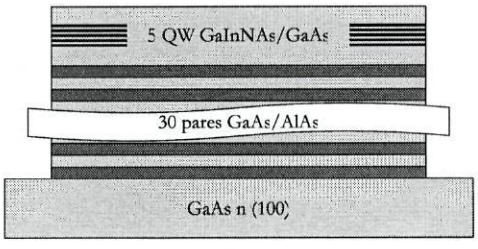


Figura 3.59 – Esquema do terceiro SESAM utilizado.

Após a construção deste dispositivo, num reactor de MBE, as amostras foram sujeitas a um revestimento com um filme dieléctrico, de modo a aumentar a *finesse* da cavidade, cuja ressonância se situava aproximadamente nos 1037 nm. Na figura seguinte podem-se ver as curvas de reflectividade, para baixas intensidades, do SESAM *as-grown* e após o revestimento.

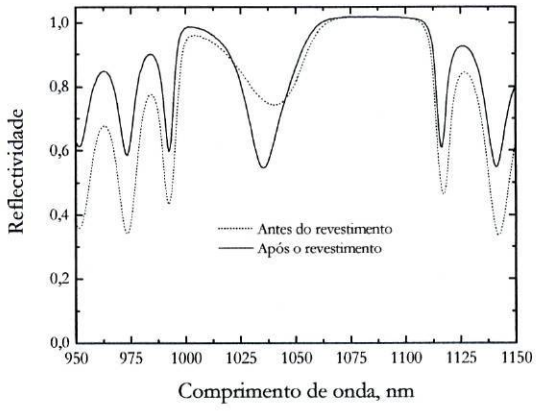


Figura 3.60 – Reflectividade do SESAM ressonante antes e depois do revestimento com um filme dieléctrico.

As amostras revestidas foram caracterizadas, em termos de modulação não linear da reflectividade, e da fluência de saturação, utilizando a configuração descrita na secção 3.2.1. Visto tratar-se de um elemento ressonante, tornava-se particularmente importante conhecer o seu comportamento para diferentes comprimentos de onda, o que foi feito sintonizando o laser de estado sólido.

Na Figura 3.61 podem-se observar as curvas da modulação não linear da reflectividade para dois comprimentos de onda, deslocados respectivamente +10 e +14 nm da ressonância. No gráfico são também indicados os parâmetros de ajuste das curvas apresentadas, que permitem verificar que para comprimentos de onda mais próximos da ressonância a modulação não linear da reflectividade aumenta, ao passo que a fluência de saturação diminui. Esse comportamento era esperado, e está de acordo com o que foi discutido na secção 2.4.6, em que foi referido que o produto desses dois termos deve ser constante, para um absorvedor ressonante.

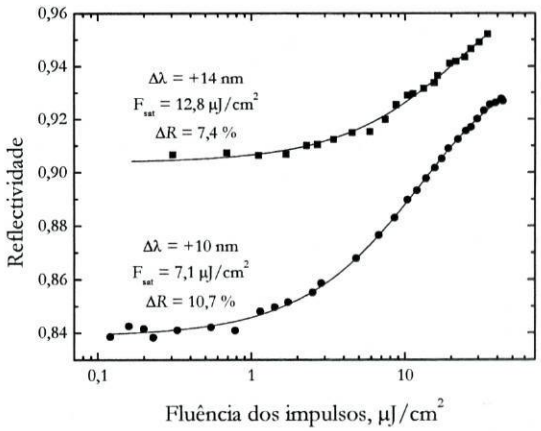


Figura 3.61 – Curvas da modulação não linear da reflectividade do SESAM em função da fluência dos impulsos incidentes, para dois comprimentos de onda diferentes.

Neste caso tal não se verifica rigorosamente, apesar dos valores serem próximos. Pensa-se que essa discrepância se deve ao aumento das perdas não saturáveis na proximidade da ressonância, um facto que não foi considerado na secção 2.4.6. Face aos valores obtidos, estima-se que para o comprimento de onda de ressonância a modulação não linear da reflectividade (ΔR) deste dispositivo seja da ordem dos 20 %.

3.5.5 Resultados

Com esse SESAM inserido na cavidade apresentada na Figura 3.62, observou-se a geração auto-iniciada de impulsos *mode locked*, para potências de bombagem superiores a 60 mW, sendo a emissão estável para potências superiores a 50 mW. A potência máxima emitida no regime *mode locked* era de cerca de 2 mW. Na figura seguinte pode-se observar o comportamento da duração dos impulsos em função da potência de bombagem.

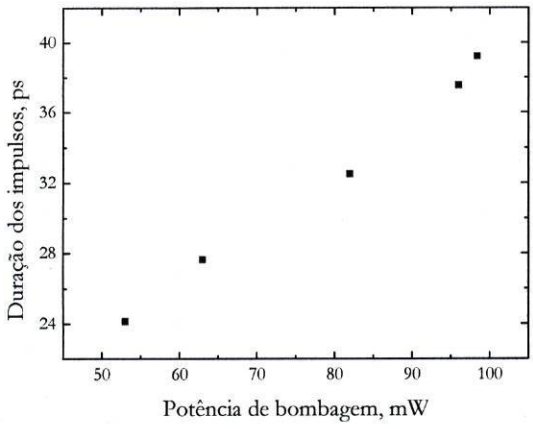


Figura 3.62 – Duração dos impulsos em função da potência de bombagem.

Como se pode verificar, a duração dos impulsos aumenta, acompanhando o aumento da potência de bombagem, um comportamento oposto ao observado na secção 3.3.3. Pensa-se que esse comportamento se fica a dever ao facto da dispersão introduzida pelo D-SAM não ser suficiente para compensar a dispersão da secção em fibra da cavidade, sendo a dispersão total da cavidade normal. Esse facto também explica a duração dos impulsos obtidos, da ordem das várias dezenas de ps, enquanto que, anteriormente os impulsos obtidos eram da ordem dos ps.

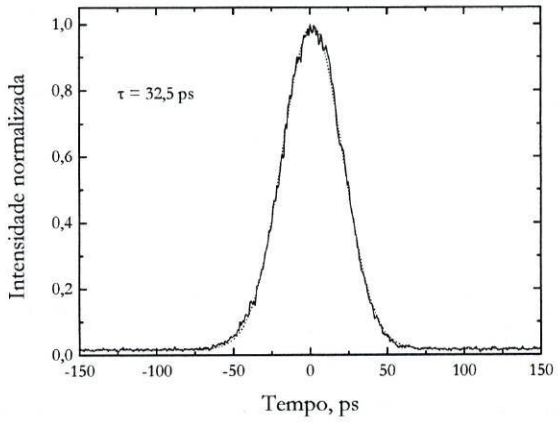


Figura 3.63 – Autocorrelação dos impulsos obtidos com cerca de 80 mW de bombagem.

Na figura anterior pode-se observar o perfil de autocorrelação desses impulsos, obtidos com cerca de 80 mW de bombagem, e que tinham uma duração de aproximadamente 32,5 ps, assumindo um perfil Gaussiano. Em termos espectrais, esses impulsos estavam centrados, tal como seria de esperar, na ressonância do absorvedor, e possuíam um espectro típico dos lasers *stretched*, com uma largura a meia altura de 0,93 nm.

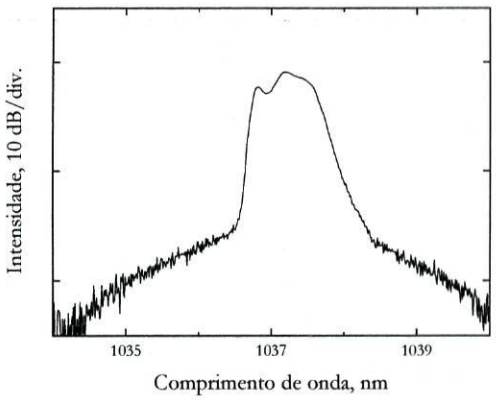


Figura 3.64 – Espectro dos impulsos obtidos com cerca de 80 mW de bombagem.

O produto tempo largura de banda para esses impulsos era de 8,4, um valor que demonstra claramente que esses impulsos não eram *transform-limited*, tal como seria de esperar visto que a dispersão era normal., além da dispersão gerada pelo próprio D-SAM.

Em conclusão, esta cavidade, com uma configuração extremamente simples, permitiu a geração de impulsos relativamente longos (quando comparados com os impulsos obtidos com as cavidades em que foram utilizadas técnicas de compensação da dispersão). Ainda assim, pensa-se que esses impulsos serão suficientemente curtos para diversas aplicações, pelo que um esquema de cavidade tão compacto poderá vir a encontrar aplicações.

3.5.6 Cavidade com uma rede de Bragg com *chirp* em fibra óptica

Finalmente, decidiu-se construir uma cavidade para demonstrar a utilização de redes de Bragg com *chirp* em fibra óptica, CFBG, como espelhos em cavidades laser *mode locked*. Essas redes, ao contrário das redes de Bragg normais, possuem um espectro de reflectividade largo, que permite suportar a geração de impulsos curtos [19].

Tal como nos espelhos *chirped*, que hoje em dia são utilizados em muitos lasers *mode locked* de estado sólido, o espectro de reflectividade das CFBG's resulta da variação espacial do período da rede, o que permite também controlar a dispersão desses dispositivos [20]. Neste estudo, e visto não se dispor de informações relativas à dispersão do CFBG utilizado, nem tão pouco relativamente à direcção do *chirp* da rede, limitou-se o estudo à demonstração da possibilidade da utilização de CFBG's numa cavidade *mode locked* com um SESAM.

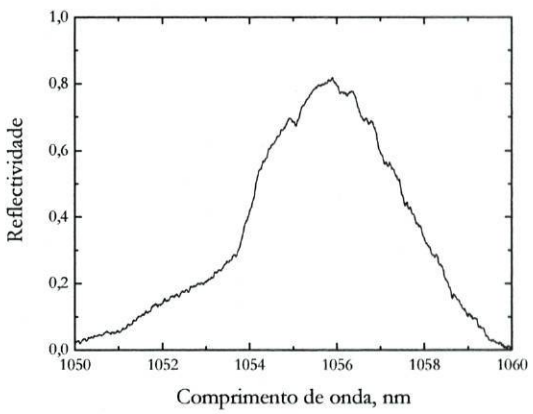


Figura 3.65 – Reflectividade da rede de Bragg com *chirp* em fibra óptica.

Na Figura 3.65 pode-se observar o espectro de reflectividade do CFBG utilizado, e que foi fornecido por um dos parceiros do ORC. A curva de reflectividade apresentada foi obtida iluminando a rede com a ASE de um pequeno amplificador em fibra dopada com Yb, registando o espectro incidente e transmitido pela rede, e subtraindo um pelo outro. Como se pode observar, o espectro dessa curva não era muito suave, apresentando alguns picos indesejáveis, que não se ficavam a dever a ruído na medição, mas sim ao processo de fabrico da rede.

Ao efectuar-se a medição anterior, detectou-se ainda que esse CFBG introduzia cerca de 1 dB de perdas, para toda a região do 1 μm (essas perdas não se encontram representadas na figura anterior, tendo o respectivo gráfico sido normalizado). Esse facto era naturalmente indesejável, ainda para mais porque esse componente iria ser colocado no interior da cavidade, onde as perdas são de todo inaceitáveis.

Finalmente, um terceiro factor fazia com que este CFBG não fosse ideal para este estudo, pois o seu pico de reflexão, a 1055 nm, encontrava-se muito longe da ressonância do SESAM utilizado (e que era a 1037 nm). Por esse motivo a dispersão, eventualmente gerada pelo D-SAM, seria tão reduzida no comprimento de onda da CFBG, que certamente não teria qualquer influência no funcionamento da cavidade. Apesar de todas essas contrariedades, decidiu-se continuar com a construção da cavidade, cujo esquema está representado na Figura 3.66.

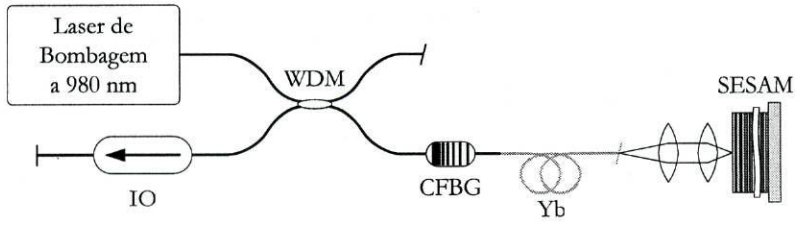


Figura 3.66 – Esquema da cavidade que incorporava uma rede de Bragg: IO - Isolador óptico; WDM - Acoplador direccional; CFBG - Rede de Bragg *chirped* em fibra óptica; Yb - Fibra dopada com Yb; SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor.

Como se pode ver, tratava-se mais uma vez de uma cavidade linear, com o SESAM de um lado e a rede de Bragg do outro. Visto que a rede de Bragg é transparente para o comprimento de onda de bombagem, o WDM 980/1050 nm foi colocado fora da cavidade. A fibra dopada, o SESAM e o isolador óptico a 1050 nm (colocado à saída do WDM) foram os mesmos que foram utilizados na secção anterior. Devido às perdas no CFBG, o díodo laser de bombagem foi substituído por um outro díodo laser de bombagem a 980 nm, mas de maior potência.

3.5.7 Resultados

De modo determinar a potência de bombagem que efectivamente alcançava a fibra dopada, decidiu-se realizar a calibração do laser de bombagem após a colocação na montagem da CFBG. A potência de bombagem máxima obtida à saída do CFBG era da ordem dos 150 mW.

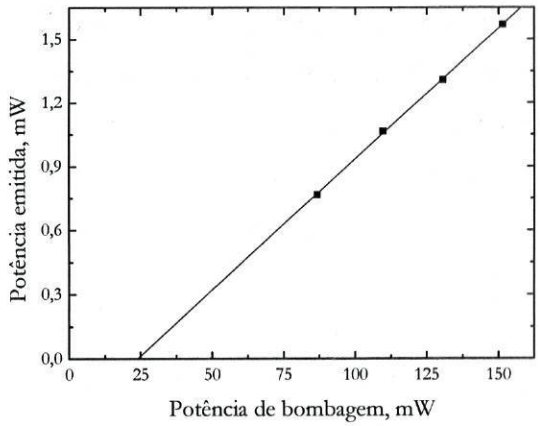


Figura 3.67 – Potência emitida em função da potência de bombagem.

Na Figura 3.67 apresenta-se o gráfico da potência emitida pelo laser em regime *mode locked*, em função da potência de bombagem efectiva. De notar que a potência emitida foi medida após o isolador óptico, pelo que na realidade a potência máxima emitida pela cavidade era de aproximadamente 3 mW, o que ainda assim representa uma eficiência de apenas 2 %. A emissão de impulsos era auto-iniciada para potências de bombagem superiores a 80 mW. A taxa de repetição era de aproximadamente 125 MHz, o que indica que a energia dos impulsos era da ordem dos 13 pJ.

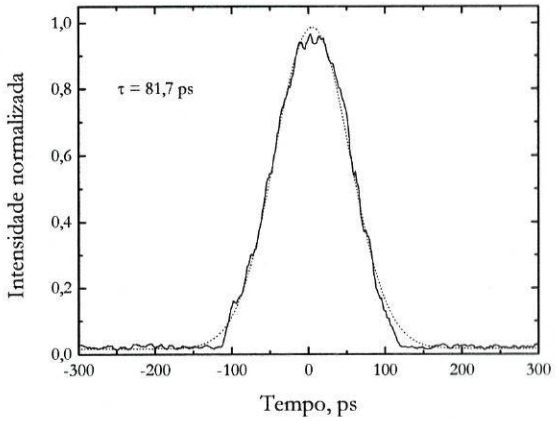


Figura 3.68 – Autocorrelação dos impulsos obtidos com cerca de 85 mW de potência de bombagem, e a tracejando o ajuste com uma função Gaussiana.

Na Figura 3.68 encontra-se representado o perfil de autocorrelação dos impulsos obtidos com cerca de 85 mW de potência de bombagem. Esses impulsos tinham uma duração de aproximadamente 82 ps, se se assumir um ajuste com um perfil Gaussiano, tal como é apresentado na figura anterior. De referir que esse ajuste, apesar de não ser inteiramente correcto, é superior ao ajuste com uma função $Sech^2$. De notar ainda que os impulsos não apresentavam qualquer pedestal.

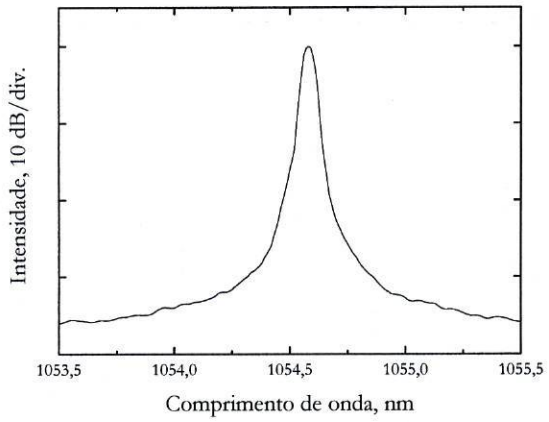


Figura 3.69 – Espectro dos impulsos obtidos com cerca de 85mW de potência de bombagem.

Em termos espectrais, como se pode ver na Figura 3.69, os impulsos eram extremamente estreitos, com uma largura espectral de apenas 0,07 nm, o que está quase no limite de resolução do OSA. O produto tempo largura de banda para esses impulsos era 1,55, o que indica que esses impulsos não eram *transform-limited.*

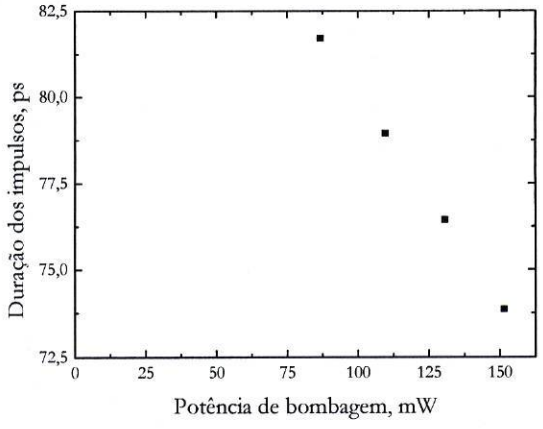


Figura 3.70 – Duração dos impulsos em função da potência de bombagem.

Finalmente, se se olhar para a duração dos impulsos em função da potência de bombagem, representada na Figura 3.70, observa-se que os impulsos se tornavam mais curtos à medida que a bombagem aumentava. Esse comportamento só foi observado em cavidades em que a dispersão total era negativa [secção 3.3.3], o que parece indicar que o CFBG compensava a dispersão normal introduzida pela fibra. O facto da duração dos impulsos ser muito elevada poderia eventualmente ser explicado se a CFBG introduzisse um valor muito elevado de dispersão anómala, sobrecompensado largamente a dispersão da secção em fibra da cavidade. Uma vez que não foram observadas bandas laterais no espectro (características dos impulsos gerados no regime de dispersão anómala), e que se desconhece o valor dessa dispersão introduzida pelo CFBG, esta análise é inconclusiva.

Infelizmente, um acidente no manuseamento do CFBG, levou à sua destruição, pelo que o estudo desta cavidade teve que ser abandonado neste ponto. Ainda assim, com os resultados obtidos foi possível demonstrar a geração de impulsos, com uma cavidade em fibra dopada com Yb, terminada por um CFBG e

um SESAM. Tanto quanto é do conhecimento do autor, esse esquema nunca foi apresentado anteriormente, para a região do 1 μm.

3.6 Estudo da dinâmica de geração de impulsos nos dois regimes de dispersão

Para completar o estudo da geração de impulsos com SESAM's, pretendeu-se estudar a dinâmica de geração dos impulsos, ou seja, a forma como evolui a radiação dentro da cavidade, a partir do instante em que a bombagem é ligada, até ao momento em que se atinge o estado de *mode locking* estável. Em particular, pretendeu-se observar se ocorria, ou não, a formação de impulsos intensos, do tipo *Q switched*, nesse de intervalo de tempo que o laser demorava a atingir o regime de funcionamento estável. Esse estudo era ainda importante para avaliar da possibilidade de ocorrerem danos ópticos nos SESAM's durante esse período de arranque.

Para tornar esse estudo mais abrangente, decidiu-se realizá-lo nos dois regimes de dispersão e utilizando duas amostras do mesmo SESAM, com diferentes tempos de recuperação. A cavidade construída para esse estudo está representada na Figura 3.71.

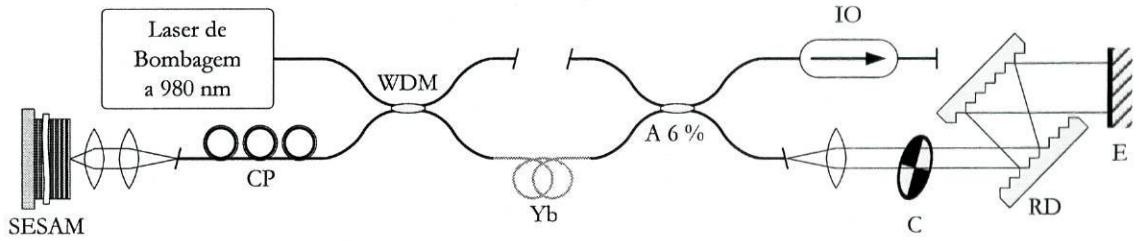


Figura 3.71 – Esquema da cavidade construída para estudar a dinâmica de geração dos impulsos: SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor; CP - Controlador da polarização; WDM - Acoplador direccional; Yb - Fibra dopada com Yb; A 6 % - Acoplador 94/6 %; IO - Isolador óptico; C - *Chopper*; RD - Redes de difracção; E - Espelho.

Como se pode verificar, a principal novidade desta cavidade consistia na presença de um *chopper* no seu interior, o que permitia simular o ligar e desligar do laser. Aparte desse facto, tratava-se de uma cavidade linear, com a particularidade do acoplador de 94/6 %, a 1050 nm, ter sido colocado após a fibra dopada. A fibra dopada era uma secção de fibra INO, com cerca de 45 cm de comprimento, e era bombeada por um díodo laser de bombagem a 980 nm, com cerca de 200 mW de potência acoplada na fibra.

O SESAM utilizado foi o absorvedor ressonante de GaInNAs, apresentado na secção 3.5.4. Foi utilizada uma amostra *as-grown* e outra que havia sido bombardeada com 10^{12} iões de Ni. O bombardeamento dessa amostra foi efectuado para aumentar o número de defeitos não radiativos, e assim reduzir o seu tempo de recuperação, compensando a reduzida concentração de N, introduzida durante a construção do dispositivo.

Para efectuar o estudo no regime de dispersão anómala, introduziu-se na cavidade um conjunto de redes de difracção, com 1200 linhas/mm, alinhadas para um ângulo de incidência de 72 °, e com uma separação de 2,1 cm. Nessa configuração as redes de difracção introduzem na cavidade uma dispersão anómala de cerca de -0,13 ps^2, a 1030 nm, o que permitia compensar completamente a dispersão normal introduzida pela fibra.

Na Figura 3.72 podem-se observar as fotografias obtidas para as quatro configurações estudadas: cavidade com um SESAM *as-grown* ou bombardeado, com ou sem compensação da dispersão. A potência de bombagem foi aproximadamente 110 mW, em todas as configurações, o que garantia a geração auto-iniciada dos impulsos.

De referir que nas fotografias apresentadas se observam algumas "sombras" e "imagens fantasmas", que se verificou experimentalmente terem origem no funcionamento algo instável do *chopper* e do *trigger* do osciloscópio, e não no laser. Nessas fotografias a instabilidade aparece agravada pelo facto do tempo de exposição da máquina digital utilizada ser muito elevado. Optou-se por apresentar a fotografia mais estável obtida para cada uma das configurações estudadas, ainda que algumas se encontrem em diferentes escalas de tempo.

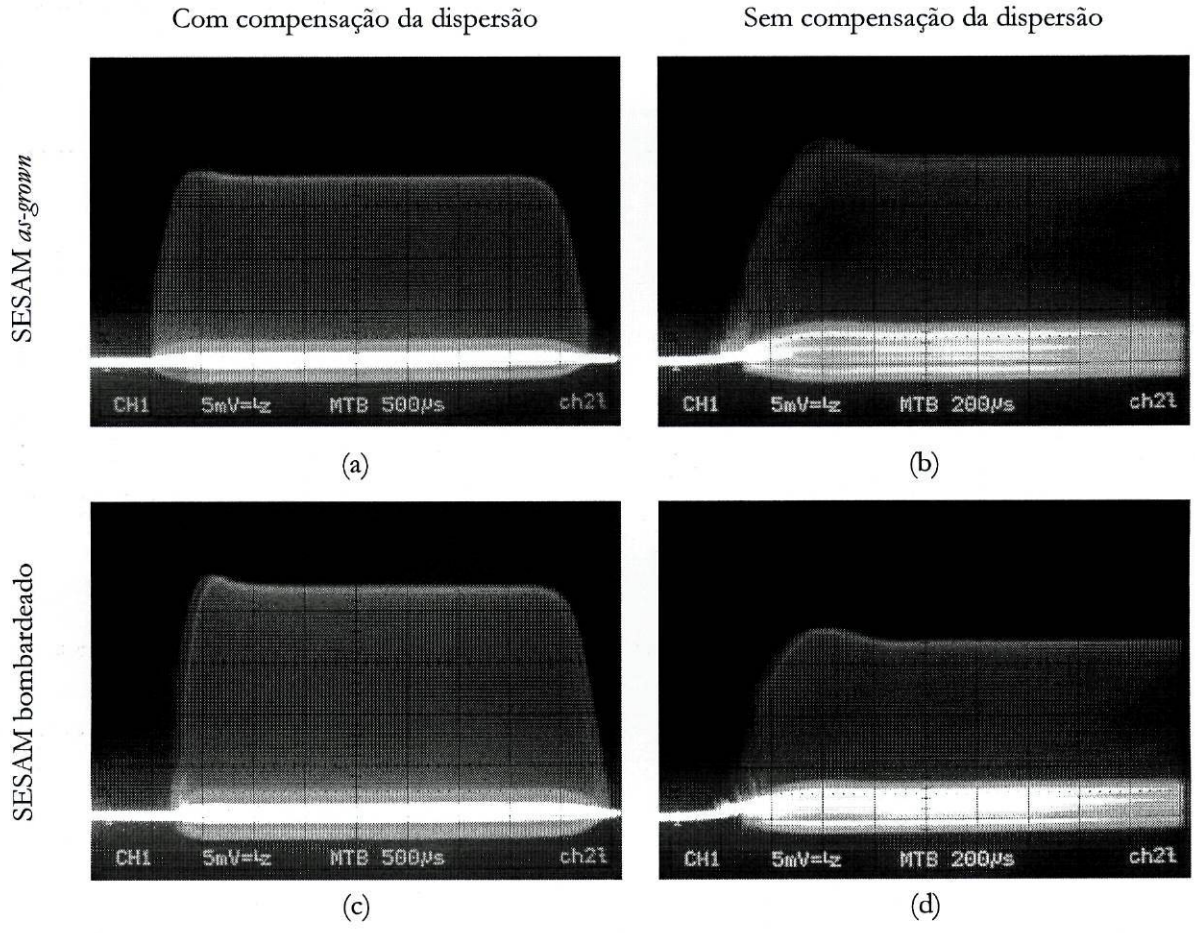


Figura 3.72 – Fotografias do sinal observado no osciloscópio, para as diferentes configurações estudadas.

Como se pode verificar observaram-se em todos os casos impulsos muito intensos, do tipo *Q switch*, antes da formação do *cw mode locking*. No laboratório observou-se que esses impulsos eram particularmente

intensos na situação (a), apesar de tal não ser, eventualmente, muito notório nessa fotografia. De referir ainda que para a determinação do tempo de arranque, se recorreu a escalas de tempo mais curtas, de modo a obter-se uma melhor resolução temporal. Esses resultados serão apresentados na tabela da página seguinte.

Na figura seguinte apresenta-se a duração dos impulsos obtidos, para cada configuração, assumindo-se em todos os casos um perfil de autocorrelação Gaussiano. Os gráficos de autocorrelação apresentados são mais ruidosos que os apresentados anteriormente, visto que a energia média emitida era agora menor (devido à presença do *chopper*).

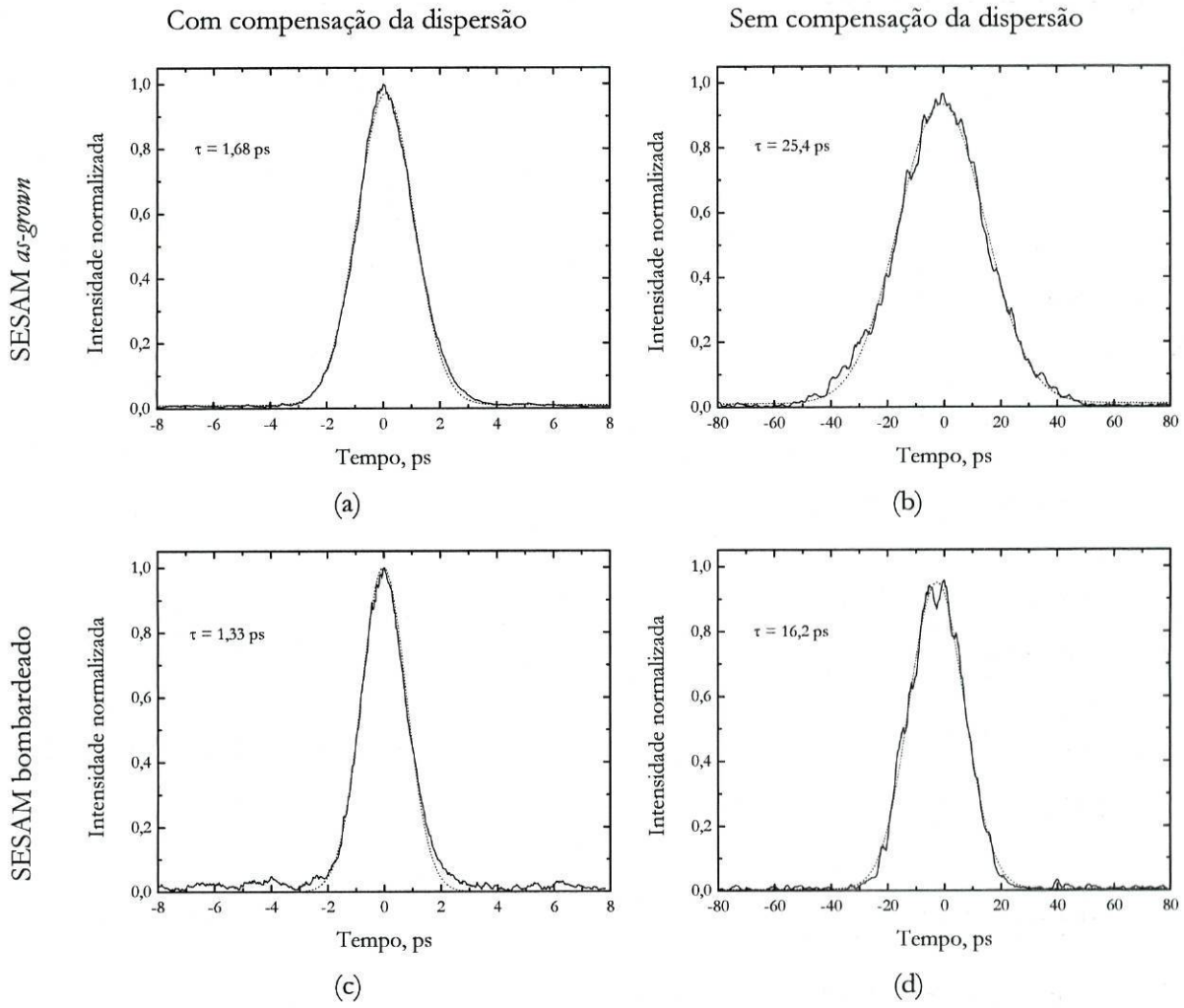


Figura 3.73 – Autocorrelação dos impulsos obtidos, para as diferentes configurações da cavidade estudadas.

Para facilitar a análise dos resultados apresentados nas duas figuras anteriores, estes encontram-se resumidos na Tabela da página seguinte:

Configuração	SESAM	Dispersão da cavidade	Tempo de arranque, μs	Presença de *Q switch*	Duração dos impulsos, ps
(a)	*As-grown*	Anómala	600	Sim, forte	1,68
(b)		Normal	600	Sim	25,4
(c)	Bombardeado	Anómala	560	Sim	1,33
(d)		Normal	560	Sim	16,2

Tabela 3.1 – Resultados relativos à dinâmica de geração dos impulsos, para uma cavidade com e sem compensação da dispersão, e com duas amostras do mesmo SESAM, uma *as-grown* e a outra bombardeada com iões.

Como se pode verificar, os impulsos obtidos com compensação da dispersão são, pelo menos uma ordem de grandeza, menores que os impulsos obtidos sem compensação da dispersão, independentemente do tipo de SESAM utilizado. Esse facto já havia sido verificado na cavidade em que foi incluído um GTI (secção 3.4.4), e é aliás facilmente compreensível, pois sabe-se que a compensação da dispersão contribui para a compressão dos impulsos.

Verifica-se também que os impulsos obtidos com o absorvedor rápido são mais curtos que os obtidos com a amostra *as-grown*. A diferença na duração dos impulsos é no entanto muito menor do que a observada no caso da compensação da dispersão, o que indica que o papel da dispersão é dominante em termos da definição da duração dos impulsos, pelo menos no que diz respeito a esta cavidade.

Finalmente, relativamente ao tempo de arranque, deve ser referido que não se verificaram diferenças significativas nas quatro configurações estudadas. Prevaleceu no entanto a convicção de que nas configurações com o absorvedor rápido a geração dos impulsos era ligeiramente mais rápida, o que demonstra que o bombardeamento do absorvedor não provocou um aumento das suas perdas. A dispersão da cavidade não pareceu afectar a dinâmica de geração dos impulsos, sendo os tempos de arranque idênticos nos dois regimes.

3.7 Lasers com realimentação com desvio de frequência, FSF

Em seguida, estudou-se a geração de impulsos curtos através da técnica de realimentação com desvio de frequência. O interesse pelo estudo dessa técnica de *mode locking* prendia-se sobretudo com a comparação da dinâmica de formação dos impulsos, relativamente aos impulsos gerados com absorvedores saturáveis.

Para gerar o desvio de frequência, optou-se por incluir na cavidade um modulador acusto-óptico, AOM. O princípio de funcionamento desses moduladores baseia-se na adição de uma onda acústica à onda óptica incidente [21]. Dessa adição resulta um desvio na frequência da onda óptica à saída, cujo valor é aproximadamente igual à frequência de modulação do AOM. Esse desvio, apesar de muito pequeno, em comparação com a frequência da radiação óptica, pode ter valores da ordem das várias dezenas de megahertz.

Nestes estudos, utilizou-se um modulador acusto-óptico AA-MT-110, da AA Optoeletronic, com uma frequência de modulação de 110 MHz, e cujo cristal de TeO_2 assegurava uma elevada eficiência de difracção, para comprimentos de onda entre os 700 e os 1100 nm. As aberturas laterais desse AOM tinham dimensões da ordem de 1 x 2 mm^2, sendo o modulador optimizado para radiação polarizada linearmente.

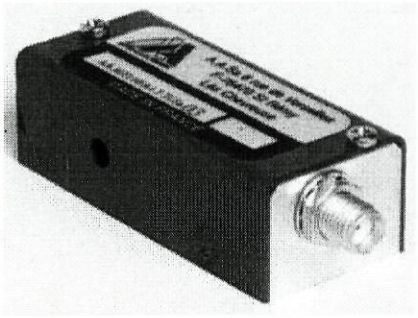


Figura 3.74 – Fotografia do modulador acusto-óptico utilizado.

Utilizando um díodo laser a 1050 nm, com cerca de 10 mW de potência máxima, e tendo colimado a radiação com auxilio de uma objectiva, começou-se por determinar a eficiência de difracção do AOM. Visto que o *driver* fornecido pelo fabricante não apresentava nenhuma indicação sobre a potência RF fornecida ao AOM, optou-se por construir uma escala, com 15 divisões, tendo se avaliado a eficiência do AOM em função dessa escala. Como se pode verificar na Figura 3.75, a eficiência máxima do AOM era cerca de 90 %.

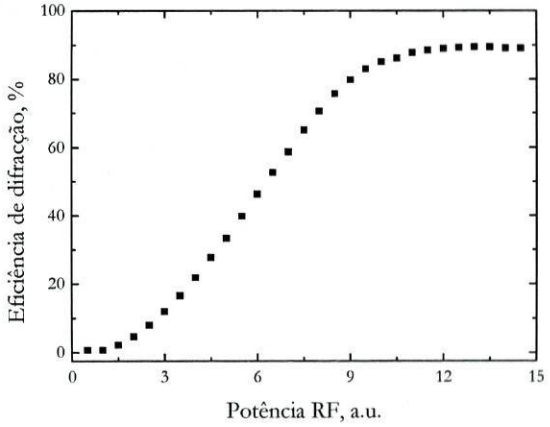


Figura 3.75 – Eficiência de difracção do modulador acusto-óptico.

Para realizar o estudo da geração de impulsos através da realimentação com desvio de frequência, optou-se por utilizar uma cavidade baseada na cavidade apresentada na secção anterior, tendo-se preservando toda a secção em fibra. As diferenças, ilustradas na Figura 3.76, residiam além da presença do AOM, no facto da cavidade ser agora terminada do lado do controlador do estado da polarização, por uma rede de difracção, com 600 linhas/mm, que desempenhava a função de filtro espectral.

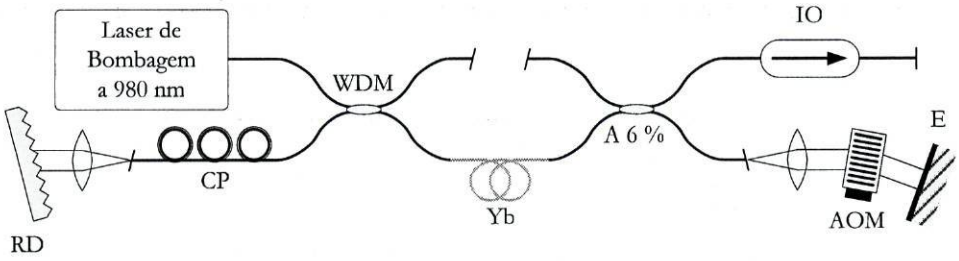


Figura 3.76 – Esquema da cavidade com realimentação com desvio de frequência: RD - Rede de difracção; CP - Controlador da polarização; WDM - Acoplador direccional; Yb - Fibra dopada com Yb; A 6 % - Acoplador 94/6 %; IO - Isolador óptico; AOM - Modulador acusto-óptico; E - Espelho.

Essa rede não era apropriada para comprimentos de onda na região do 1 μm, mas ainda assim decidiu-se utilizá-la, por ser, de entre as redes disponíveis, aquela que possuía a menor frequência espacial, e por isso funcionava como um filtro espectral mais largo. Assim, a curva de reflectividade dessa rede não limitava a largura espectral dos impulsos, o que permitia obter impulsos mais curtos, apesar de ser sacrificada a potência emitida.

Efectivamente, a potência emitida em regime *mode locked* era relativamente reduzida. Mesmo utilizando o máximo da eficiência de difracção do AOM, obtinham-se apenas cerca de 7 mW à saída, para quase 200 mW de bombagem, o que indica uma eficiência da ordem dos 3 %. De notar que este valor foi obtido após o isolador óptico, não tendo sido corrigido para anular as perdas introduzidas por esse elemento. Como termo de comparação, pode-se referir que este valor é semelhante ao valor obtido com a primeira cavidade experimental, antes da optimização da potência emitida, apesar de se tratarem de técnicas de geração de impulsos completamente distintas.

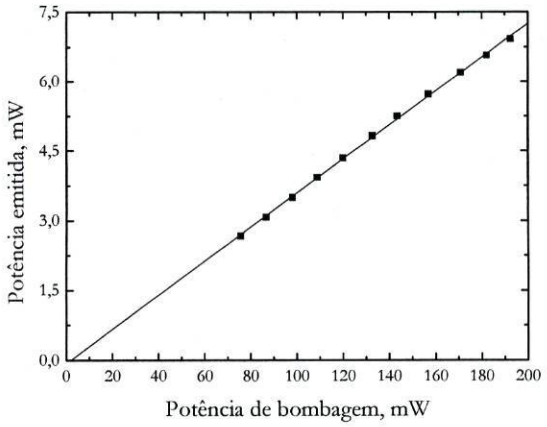


Figura 3.77 – Potência emitida em função da potência de bombagem, para a eficiência máxima de difracção.

De referir que o laser era *mode locked* para potências de bombagem acima dos 70 mW, sendo o comprimento de onda de emissão sintonizável através da rotação da rede de difracção. A sintonia podia ser realizada entre os 1020 e os 1060 nm, sem variação assinalável da potência emitida. Na figura seguinte são

apresentadas as curvas que representam a duração dos impulsos em função da potência de bombagem para dois comprimentos de onda distintos.

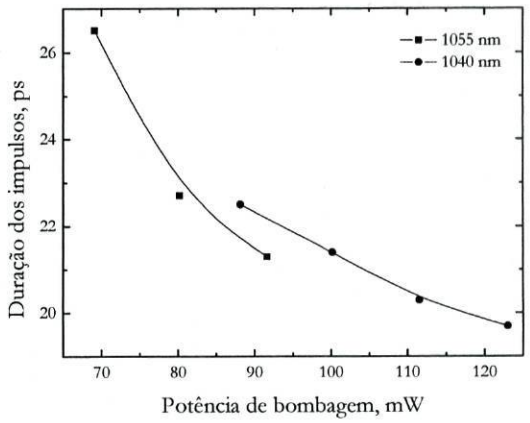


Figura 3.78 – Duração dos impulsos emitidos em função da potência de bombagem.

Como se pode verificar, com o aumento da potência de bombagem os impulsos apresentavam uma tendência para a redução da sua duração temporal, mesmo tratando-se de uma cavidade com dispersão normal. Esse comportamento não é no entanto comparável com o comportamento observado nas cavidades *mode locked* com SESAM's, pois o processo de geração dos impulsos é completamente distinto. Essa diferença também explica o facto destes impulsos serem ajustados por um perfil $Sech^2$, ao passo que os impulsos gerados com SESAM's possuíam perfis Gaussianos.

Para terminar este estudo, ensaiou-se a compensação da dispersão, introduzindo, entre a rede de difracção e o controlador do estado da polarização, um par de redes de difracção, com 1200 linhas/mm. As redes foram posicionadas com um ângulo de 21 ° em relação à radiação incidente, tendo a sua separação sido variada, de modo a se alterar a dispersão total da cavidade.

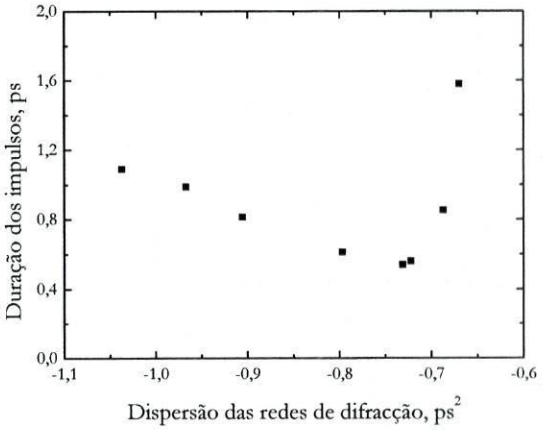


Figura 3.79 – Duração dos impulsos em função da dispersão gerada pelas redes de difracção.

Na Figura 3.79 podem-se observar os resultados obtidos com o laser sintonizado nos 1030 nm, com 150 mW de bombagem e para a eficiência máxima de difracção do AOM. Esses resultados demonstram ser possível a compressão dos impulsos para valores da ordem dos 550 fs, à saída do isolador.

3.7.1 Comparação das duas técnicas

Para terminar decidiu-se repetir a análise da dinâmica da geração dos impulsos, efectuada na secção 3.6, comparando esses resultados com os resultados obtidos para o funcionamento de um laser FSF. Decidiu-se também estudar uma configuração híbrida, em que se utilizou simultaneamente a realimentação com desvio de frequência e um SESAM. O estudo dessas três configurações foi feito nos dois regimes de dispersão, sendo o regime de dispersão anómala obtido através da inclusão de um par de redes de difracção na cavidade.

A secção em fibra da cavidade foi mais uma vez a secção descrita na secção 3.6, e que já havia sido utilizada na secção anterior. O *chopper* foi colocado à saída do acoplador de 94/6 %, e as redes de difracção, quando incluídas, foram colocadas junto ao controlador do estado de polarização, tal como se representa na Figura 3.80.

Essas redes, com uma frequência espacial de 1200 linhas/mm, foram colocadas com um ângulo de 26 ° em relação à radiação incidente, e com uma separação de 4,0 cm. Nessa configuração as redes geravam cerca de -1,00 ps² de dispersão anómala, o que permitia compensar completamente a dispersão normal introduzida pela secção em fibra. Junto das redes de difracção, a cavidade foi terminada ora por uma rede de difracção de 600 linhas/mm, a funcionar como filtro, ora por uma amostra bombardeada do SESAM ressonante (descrito na secção 3.5.4).

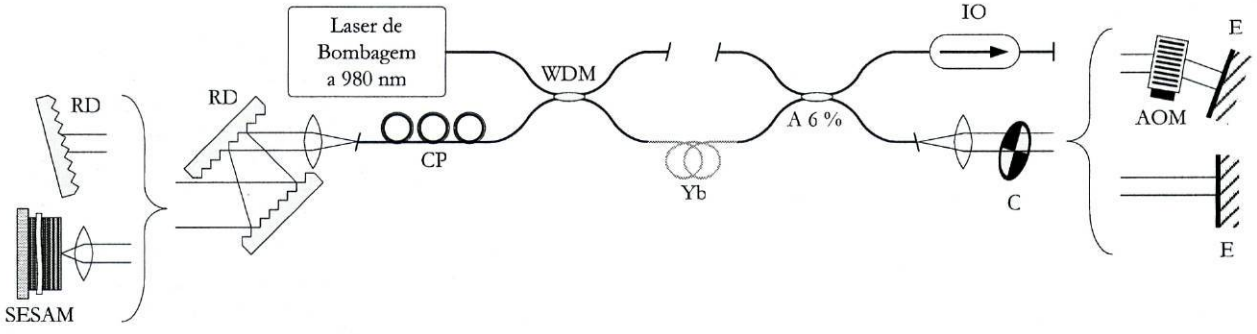


Figura 3.80 – Esquema da cavidade utilizada para estudar a dinâmica de geração de impulsos com FSF e SESAM's: RD - Rede de difracção; SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor; CP - Controlador da polarização; WDM - Acoplador direccional; Yb - Fibra dopada com Yb; A 6 % - Acoplador 94/6 %; IO - Isolador óptico; C - Chopper; AOM - Modulador acusto-óptico; E - Espelho.

No lado oposto da cavidade foram colocaram-se o AOM e um espelho de alta reflectividade, para se estudar a realimentação com desvio de frequência, ou apenas um espelho, quando se pretendia estudar a geração de impulsos com o SESAM. Na figura seguinte são apresentadas as fotografias obtidas, para as diferentes configurações da cavidade.

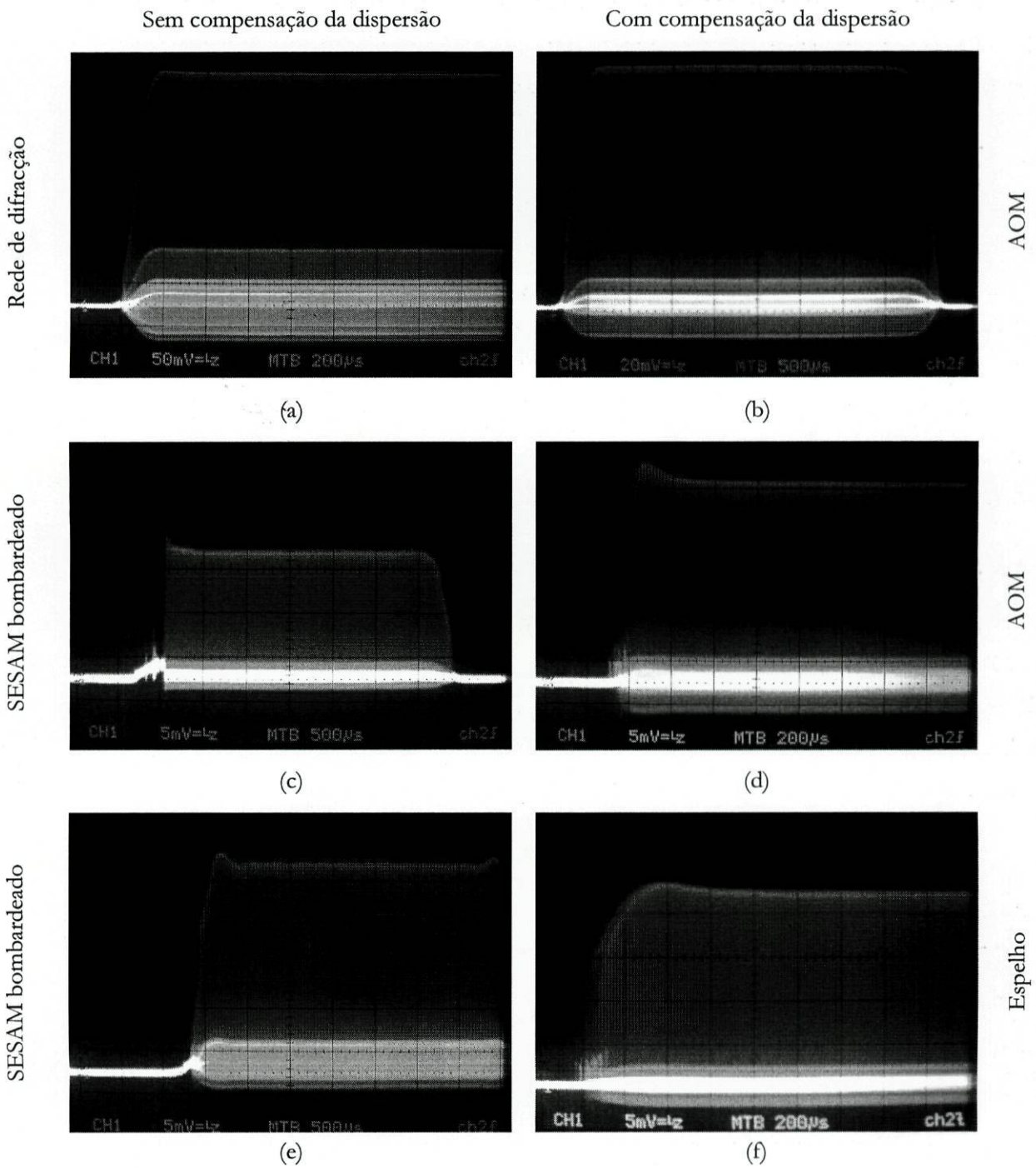


Figura 3.81 – Fotografias do sinal observado no osciloscópio, para as diferentes configurações.

Como se pode verificar, apenas nas duas primeiras configurações (em que só foi utilizado o mecanismo de realimentação com desvio de frequência) não se registou a ocorrência de impulsos intensos, antes do laser alcançar o funcionamento *mode locked* estável. Deve no entanto ser referido que, no caso da cavidade com compensação da dispersão, apesar de não se terem observado impulsos intensos, notou-se alguma instabilidade antes do *cw mode locking* ser alcançado.

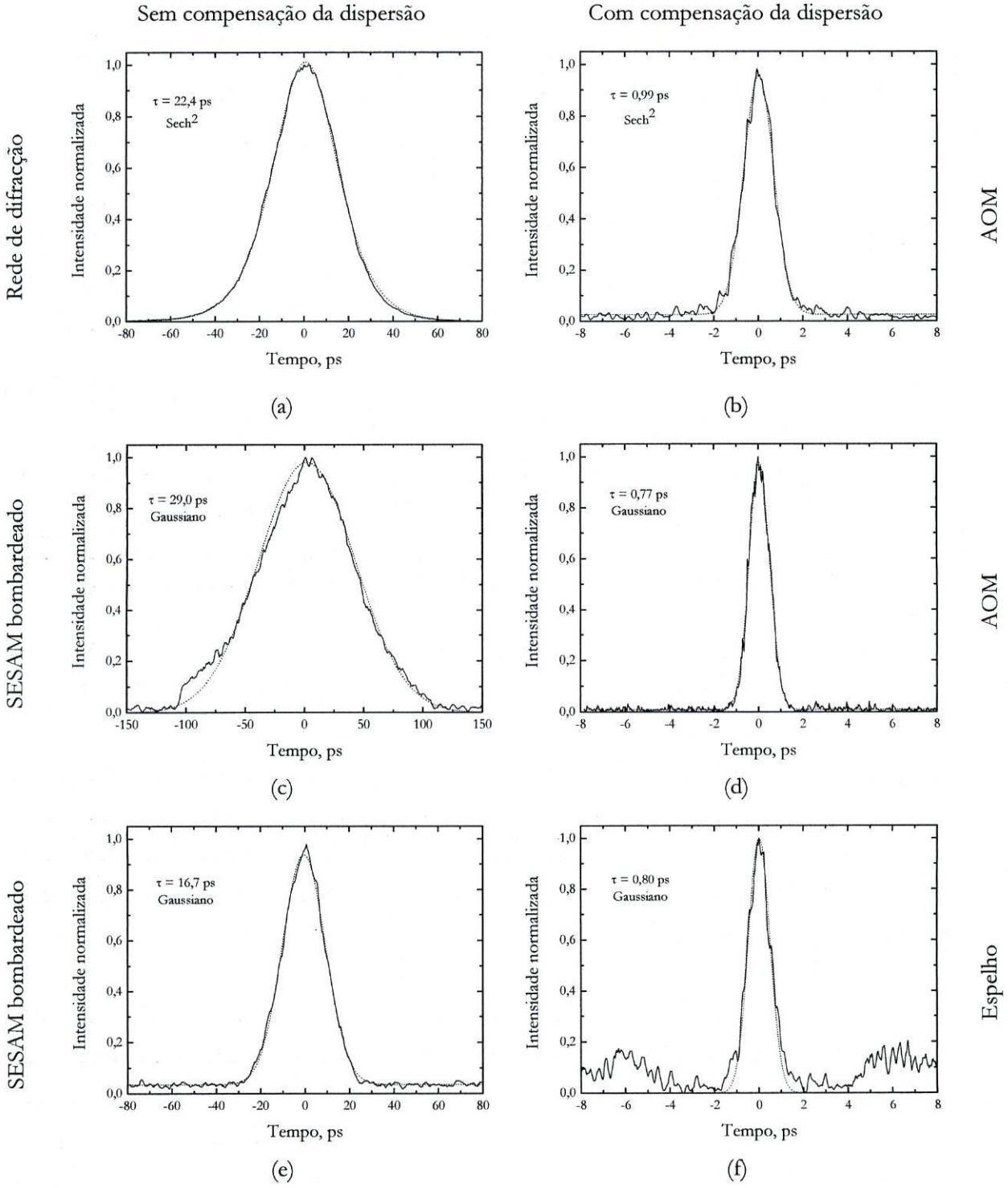


Figura 3.82 – Autocorrelação dos impulsos obtidos, para as diferentes configurações da cavidade.

Todos os resultados apresentados nas duas figuras anteriores foram obtidos com o laser sintonizado nos 1030 nm, e para uma potência de bombagem de cerca de 110 mW. Para facilitar a análise desses dados é apresentada a seguinte tabela:

Config.	Esquema da Cavidade		Dispersão	Tempo de	Presença de	Duração dos
	à Esquerda	à Direita	da cavidade	Arranque	*Q switch*	impulsos
(a)	Rede de difracção	AOM	Normal	280 μs	Não	22,4 ps (Sech²)
(c)	SESAM	AOM	Normal	500 μs	Sim	29,0 ps (Gaussiano)
(e)	SESAM	Espelho	Normal	800 μs	Sim	16,7 ps (Gaussiano)
(b)	Rede de difracção	AOM	Anómala	600 μs	*Não*	0,99 ps (Sech²)
(d)	SESAM	AOM	Anómala	380 μs	Sim	0,77 ps (Gaussiano)
(f)	SESAM	Espelho	Anómala	600 μs	Sim	0,80 ps (Gaussiano)

Tabela 3.2 – Resultados relativos à dinâmica de geração dos impulsos, para as diferentes configurações apresentadas.

Numa primeira análise aos resultados da Tabela anterior, pode-se facilmente verificar que os impulsos obtidos com compensação da dispersão são mais curtos que os obtidos sem compensação da dispersão. Esta observação vem apenas confirmar o que já tinha sido verificado anteriormente.

Comparando as duas técnicas de geração de impulsos, conclui-se que a inclusão de um SESAM tende a gerar impulsos mais curtos do que a técnica de realimentação com desvio de frequência, independentemente da dispersão da cavidade. De notar no entanto que a diferença entre a duração dos impulsos gerados com uma e outra técnica é muito menor do que a diferença que se verifica entre os dois regimes de dispersão, utilizando qualquer uma das técnicas.

Nas duas configurações híbridas estudadas, observou-se um comportamento distinto consoante o regime de dispersão da cavidade. No caso da dispersão ser normal, verificou-se que a duração dos impulsos é superior à duração dos impulsos obtidos quando se introduz na cavidade apenas um dos mecanismos de geração de *mode locking*. Pelo contrário, no caso da dispersão ser anómala, verificou-se que os impulsos tinham uma duração inferior à dos impulsos obtidos com qualquer uma das técnicas. O facto de a diferença na duração dos impulsos ser muito pequena, relativamente ao método de geração de impulsos com um SESAM, e de o perfil temporal dos impulsos ser o mesmo, indica que nessa configuração híbrida, com compensação da dispersão, o papel do SESAM foi dominante na geração dos impulsos.

Em termos de tempo de arranque, verificou-se que os lasers FSF tendiam a ser ligeiramente mais rápidos, do que os lasers *mode locked* com absorvedores. Além disso, como já foi referido, nas cavidades em que se utilizou apenas a realimentação com desvio de frequência, não se observou a presença de *Q switching*.

Deve no entanto ser referido que apesar de terem sido observadas essas instabilidades durante o processo de formação dos impulsos, as cavidades *mode locked* com SESAM's demonstraram uma excelente

robustez, mantendo o funcionamento estável ao fim de várias horas de funcionamento, mesmo com o *chopper* activo no seu interior. Este facto demonstra que os absorvedores não eram danificados por esses impulsos, podendo ser utilizados para iniciar a geração de impulsos curtos em cavidades em ambos os regimes de dispersão.

3.8 Lasers *mode locked* com SESAM's em fibra dopada com Nd

O último tema a ser abordado nesta tese foi a geração de impulsos curtos na região dos 900 nm, em lasers em fibra dopada com Nd, *mode locked* através da inclusão de um SESAM na cavidade. O interesse pelo estudo da transição, $^4F_{3/2}$–$^4I_{9/2}$ do Nd [22, Figura 2.17], tem vindo a crescer nos últimos anos, pois essa transição é potencialmente muito atractiva para a geração de lasers no azul, através da duplicação de frequência [23], ou como fonte de bombagem para outros lasers que necessitem de radiação na região dos 900 nm, como por exemplo os laser de Yb [24].

Um problema que tem vindo a afectar seriamente o desenvolvimento dos lasers em fibra dopada com Nd, é a inexistência de fontes de bombagem adequadas. Este facto pode parecer um contra senso, visto que os díodos laser a 800 nm são extremamente comuns. No entanto, a verdade é que não se encontram disponíveis comercialmente lasers de bombagem a esse comprimento de onda, com saída em fibra óptica monomodo, e com níveis de potência adequados. Por esse motivo, a maior parte dos trabalhos publicados recentemente têm recorrido à utilização de fibras dopadas com dupla bainha, para ultrapassarem esse obstáculo [25]. Infelizmente essa opção nem sempre é directamente aplicável no caso de lasers pulsados, sendo os autores muitas vezes obrigados a recorrer à bombagem com os "clássicos" lasers de Ti:Safira [26].

Felizmente, para a realização deste estudo foi possível obter junto de um dos parceiros industriais do ORC, três lasers de bombagem a 808 nm, com cerca de 100 mW de potência, em fibra monomodo. Esses dispositivos foram utilizados pela equipa do ORC para a demonstração de um laser *mode locked* em fibra óptica dopada com Nd, que emitia impulsos ultra-curtos, no menor comprimento de onda alguma vez obtido num laser em fibra [27].

De um modo muito sucinto, deve-se referir que a equipa do ORC demonstrou a emissão de impulsos, com cerca de 360 fs de duração, para comprimentos de onda entre os 894 e os 909 nm, com uma potência de saída da ordem do 1 mW. Neste trabalho pretendia-se aperfeiçoar esses resultados, em termos de alargamento da gama de sintonia e optimização da potência emitida pelo laser.

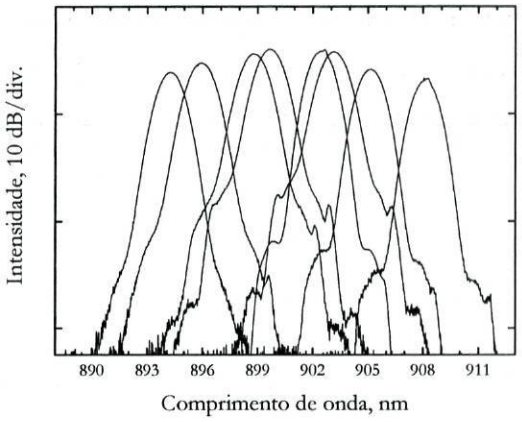


Figura 3.83 – Sintonia do comprimento de onda de emissão do laser de Nd, demonstrada pela equipa do ORC [27].

Infelizmente esses objectivos não foram alcançados, pois os referidos díodos laser de bombagem revelaram uma enorme falta de fiabilidade, sofrendo falhas catastróficas, ao fim de poucas horas de funcionamento, e sem qualquer motivo aparente. Por esse motivo, optou-se por recorrer à bombagem com um laser de estado sólido, cedido durante dois dias, pelo departamento de Química da Universidade Técnica de Tampere.

Tendo em conta essa contingência, optou-se por limitar consideravelmente os objectivos do trabalho, passando a concentrar-se o estudo na influência do tempo de recuperação do SESAM na duração dos impulsos. Decidiu-se efectuar esse estudo numa cavidade com dispersão normal, pois esse efeito, tal como foi referido na secção 2.4.2, e observado na secção 3.6, torna-se mais importante nesse regime de dispersão.

3.8.1 Esquema do laser de Nd e o SESAM utilizado

A cavidade ensaiada foi idêntica à que havia sido utilizada pela equipa do ORC, apesar de todos os componentes serem novos. A cavidade linear, representada na Figura 3.84, era terminada num dos lados pelo SESAM e no outro por um espelho em anel, com cerca de 92 % de reflectividade a 900 nm. Para além da fibra dopada, a cavidade era constituída por um acoplador direccional, WDM 808/900 nm, e um controlador do estado da polarização. Como foi referido, optou-se por efectuar o estudo no regime de dispersão normal, pelo que inicialmente não foram incluídas na cavidade as redes de difracção que haviam sido pela equipa do ORC.

O laser de bombagem foi um laser *cw* de Ti:Safira da Avesta Project, sintonizado para os 808 nm, sendo o feixe emitido focado no exterior da cavidade, através de uma objectiva de microscópio, para a porta de entrada do WDM. A potência captada pela fibra óptica monomodo era da ordem dos 200 mW.

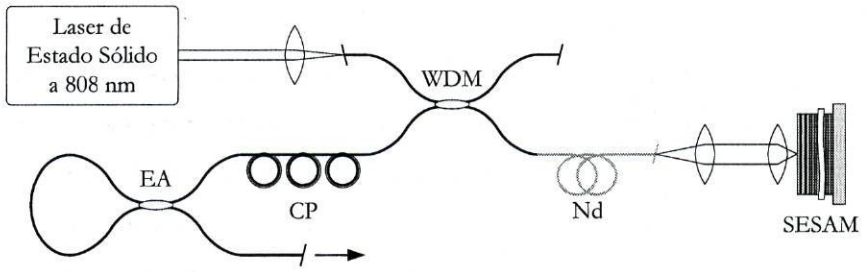


Figura 3.84 – Configuração do laser de Nd ensaiado: EA - Espelho em anel; CP - Controlador da polarização; WDM - Acoplador direccional; Nd - Fibra dopada com Nd; SESAM - Espelho com absorvedor saturável semicondutor.

A fibra dopada com Nd tinha um núcleo com cerca de 3,7 μm de diâmetro, uma NA de 0,16 e um comprimento de onda de corte de 755 nm. A absorção a 807 nm era de cerca de 25 dB/m, e a atenuação aproximadamente 5,9 dB/km, a 1150 nm. Todos os restantes componentes foram construídos localmente, com uma fibra monomodo, com 4,8 μm de diâmetro do núcleo, 0,13 de abertura numérica, e um comprimento de onda de corte de cerca de 735 nm. A atenuação dessa fibra, a 800 nm, era inferior a 8 dB/km.

O SESAM utilizado, novamente do tipo SBR discutido na secção 2.4.5, era composto por um espelho inferior do tipo DBR, com 20 pares de camadas de $\lambda/4$ de $AlAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As$, e por uma região activa com 6 QW de $In_{0,12}Ga_{0,88}As$, com 6 nm de largura, separados por 16 nm de GaAs. A região dos QW estava separada do DBR inferior por uma camada de GaAs com 100 nm de altura, e existia igualmente uma camada com 50 nm de altura de GaAs no topo do dispositivo.

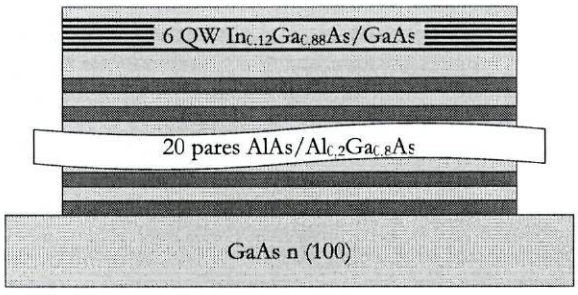


Figura 3.85 – O SESAM utilizado no laser de Nd.

A reflectividade desse dispositivo estendia-se desde os 860 até aos 960 nm, com uma modulação não linear da reflectividade estimada em cerca de 2 – 3 %. A fluência de saturação foi também estimada, pela equipa do ORC, em cerca de 3 $\mu J/cm^2$ [27].

Foram utilizadas duas amostras desse SESAM, uma delas *as-grown* e a outra que havia sido sujeita ao bombardeamento com iões de Ni. A concentração de iões utilizada foi de $4,9 \times 10^{11}$ iões/cm^2, com uma energia de 20 MeV, e um tempo de irradiação de 22 s. Segundo o laboratório da Universidade Técnica de Helsínquia, responsável pelo bombardeamento das amostras, o tempo de recuperação da amostra não bombardeada era de 53 ps, ao passo que o tempo de recuperação da amostra bombardeada era de apenas 4,4 ps.

3.8.2 Resultados

A dispersão das duas fibras utilizadas foi medida a 915 nm, utilizando o *setup* existente para o efeito no ORC [1], tendo-se obtido um resultado de +34 ps^2/km para a fibra dopada com Nd, e de +31 ps^2/km para a fibra monomodo. Considerando que foram utilizados 1,5 m de fibra dopada e 1,78 m da fibra convencional, estima-se que a dispersão total da cavidade, para volta completa era da ordem dos +0,22 ps^2.

Com o correcto alinhamento da cavidade, conseguiram-se obter impulsos, com ambas as amostras do SESAM, sendo para ambos os casos a potência emitida da ordem do 1 mW, o que demonstra que o bombardeamento do absorvedor não aumenta significativamente as perdas não saturáveis. Essa potência era ainda assim muito reduzida, mas devido aos condicionalismos já expostos, não foi possível proceder à sua optimização. Os impulsos eram emitidos com uma separação temporal correspondente ao tempo de volta da cavidade, cerca de 32,8 ns, o que é equivale a uma taxa de repetição da ordem dos 30,5 MHz.

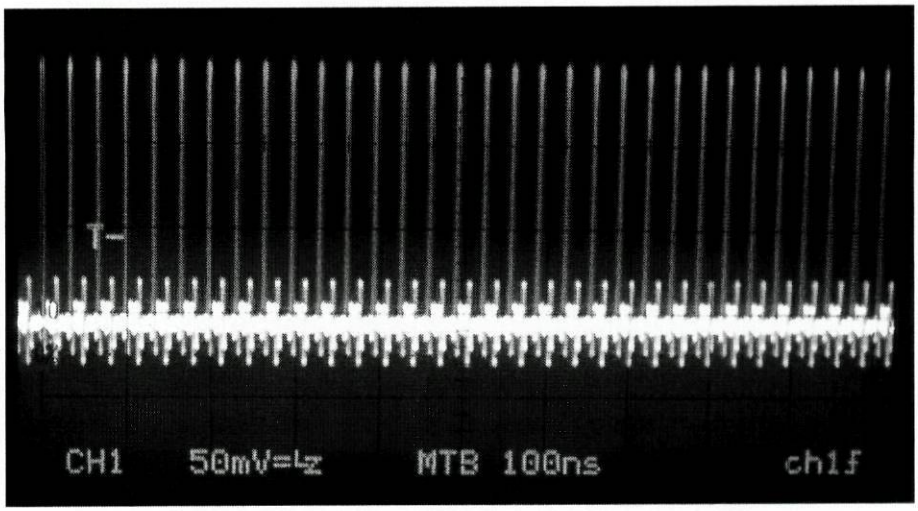


Figura 3.86 – Fotografia dos impulsos obtidos com laser de Nd.

Em termos temporais, e como pode ser observado na figura seguinte, os impulsos obtidos com o absorvedor sem bombardeamento, tinham cerca de 46,7 ps de duração, se se assumir um perfil Gaussiano, apesar de algo ruidoso.

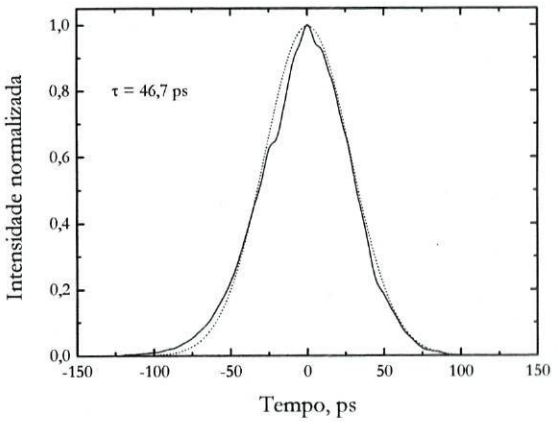


Figura 3.87 – Autocorrelação dos impulsos obtidos com o laser de Nd e o SESAM *as-grown*.

Relativamente ao espectro, apresentado na Figura 3.88, esses impulsos apresentavam uma largura a meia altura de cerca de 2 nm, com uma forma próxima dos espectros rectangulares, característicos dos lasers *stretched*, apesar de o topo ser ligeiramente arredondado.

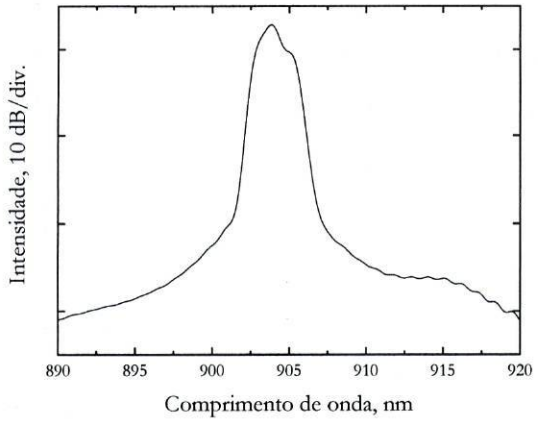


Figura 3.88 – Espectro dos impulsos obtidos com o SESAM *as-grown*.

Com o absorvedor bombardeado, que tinha um tempo de recuperação cerca de 10 vezes inferior, obtiveram-se impulsos ligeiramente mais curtos, com apenas 35,2 ps, e novamente com um perfil Gaussiano. Esse perfil, apresentado na Figura 3.89, apesar de também sofrer de algum ruído, era mais estável que o obtido com o SESAM *as-grown*, sendo o ajuste com a função Gaussiana mais fiel.

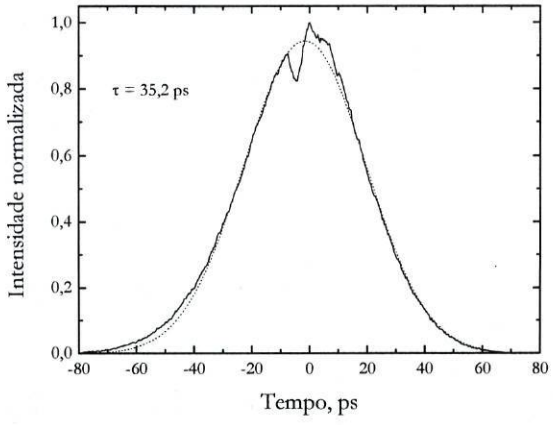


Figura 3.89 – Autocorrelação dos impulsos obtidos com o SESAM bombardeado.

Como se pode observar na Figura 3.90, o espectro desses impulsos era nitidamente rectangular, o que confirma o facto de se estar na presença de um laser *stretched*. Em termos de largura espectral, esses impulsos tinham a mesma largura espectral que os impulsos obtidos com o SESAM *as-grown*, ou seja cerca de 2 nm, FWHM.

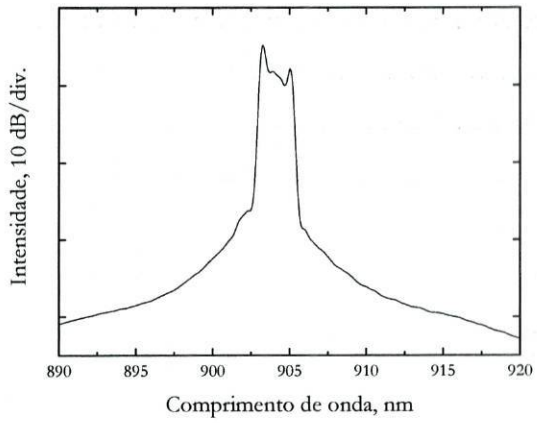


Figura 3.90 – Espectro dos impulsos obtidos com o SESAM bombardeado

Comparando os tempos de recuperação dos absorvedores com as durações dos impulsos obtidos, verifica-se que no caso do absorvedor *as-grown* se está na presença de um absorvedor lento. No caso do absorvedor bombardeado, está-se perante um caso intermédio, de um absorvedor que apesar de não ser lento, provavelmente não é suficientemente rápido para se poder utilizar a aproximação apresentada na secção 2.4.2. Ainda assim, os resultados obtidos confirmam mais uma vez a importância do tempo de recuperação do SESAM na duração dos impulsos gerados, e confirmam que é desejável a utilização de absorvedores rápidos para a obtenção de impulsos curtos.

Finalmente, ensaiou-se a colocação de um par de redes de difracção dentro da cavidade, entre a fibra dopada e o SESAM, com o objectivo de reduzir a dispersão total da cavidade, mantendo no entanto uma dispersão total normal. As redes de difracção utilizadas, as já referidas Spectrogon PC 1600, possuíam 1600 linhas/mm, e foram colocadas a 72,5 °, com uma separação de 1,5 cm. A dispersão gerada por essas redes foi estimada em -0,15 ps^2, o que coloca a dispersão total da cavidade em valores da ordem dos +0,07 ps^2.

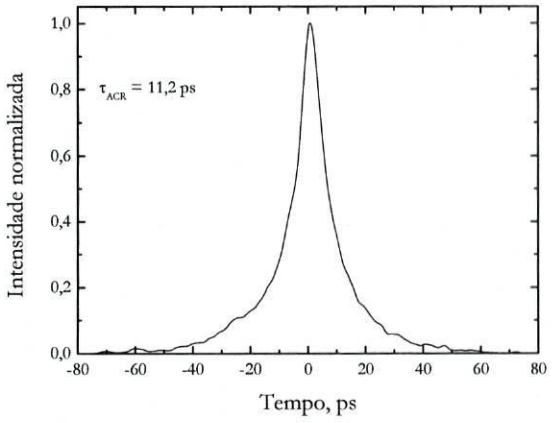


Figura 3.91 – Autocorrelação dos impulsos obtidos após a introdução de um par de redes de difracção na cavidade.

Com essas redes na cavidade, e utilizando o SESAM bombardeado, obtiveram-se impulsos cujo perfil de autocorrelação, apresentado na Figura 3.91, não podia ser ajustado por nenhum dos perfis habituais

(Gaussiano ou Sech²). A largura a meia altura desse perfil de autocorrelação era cerca de 11,2 ps, o que aponta para uma largura real dos impulsos inferior a 10 ps.

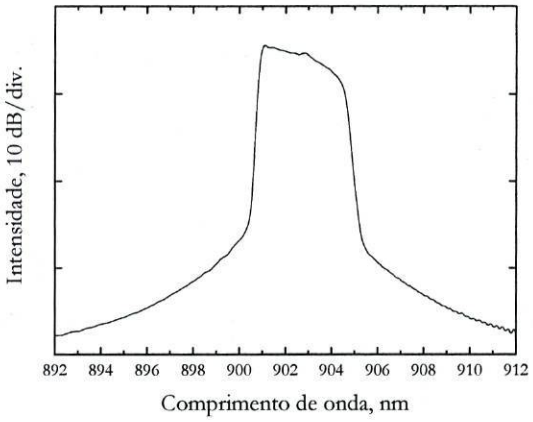


Figura 3.92 – Espectro dos impulsos obtidos após a inclusão de um par de redes de difracção na cavidade.

Por seu lado, o espectro dos impulsos, apresentado na figura anterior, exibia um perfil claramente rectangular, com uma largura FWHM de cerca de 3,2 nm. Esse perfil, como já foi referido, é característico dos lasers *stretched* o que confirma que a dispersão total da cavidade era normal. Por seu lado, o facto da duração dos impulsos emitidos ser menor que a obtida sem a presença dos gratings resulta da redução da dispersão total da cavidade, por um factor de cerca de quatro vezes.

Em resumo, pode-se afirmar que o estudo dos lasers em fibra dopada com Nd se revelou útil, pois permitiu confirmar a importância do tempo de reacção dos SESAM's na duração dos impulsos *mode locked*. Tal como havia sido discutido na secção 2.4.2, verificou-se que um SESAM com um tempo de recuperação mais rápido permite a geração de impulsos mais curtos. Verificou-se também, tal como seria de esperar, que a compensação da dispersão da cavidade implica uma redução da duração temporal dos impulsos.

Referências

1 A. Isomäki, "Semiconductor mirrors for optical noise suppression and dispersion compensation", Tese de Mestrado, Universidade Técnica de Tampere, Março 2003.

2 M. Rusu, "Single Mode Fused Fiber Couplers for WDM Technology", Tese de Mestrado, Polytechnic University of Bucharest, Setembro 2002.

3 X. Dong, P. Shum, N.Q. Ngo, C.C. Chan, B.-O. Guan e H.-Y. Tam, "Effects of active fiber length on the tunability of erbium-doped fiber lasers", Optics Express, vol. 11, pp.3622-3627, Dezembro 2003.

4 A. Liu, M.A. Norsen e R.D. Mead, "60-W green output by frequency doubling of a polarized Yb-doped fiber laser", Opt. Lett., vol. 30, pp. 67-69, Janeiro 2005.

5 F.X. Kärtner, I.D. Jung e U. Keller, "Soliton mode-locking with saturable absorbers", IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., vol. 2, pp. 540–556, Setembro 1996.

6 M. Kondow, K. Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S. Watahiki e Y. Yazawa, "GaInNAs: A Novel Material for Long-Wavelength-Range Laser Diodes with Excellent High-Temperature Performance", Jpn. J. Appl. Phys., vol. 35, pp. 1273-1275, Fevereiro 1996.

7 N. Xiang, "Monolithic semiconductor aturable absorber mirrors for ultra-short optical pulse generation", Tese de Doutoramento, Universidade Técnica de Tampere, Novembro 2003.

8 O.G. Okhotnikov, A.B. Grudinin e M. Pessa, "Ultra-fast fibre laser systems based on SESAM technology: new horizons and applications", New J. of Phys., vol. 6, pp. 177, Novembro 2004.

9 D.S. Chemla, A.B. Miller, P.W. Smith, A.C. Gossard e W. Wiegmann, "Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures", IEEE J. Quantum Electron., vol. 20, pp. 265-275, Março 1984.

10 W.H. Knox, D.S. Chemla, G. Livescu, J.E. Cunningham e J.E. Henry, "Femtosecond carrier thermalization in dense Fermi seas", Physical Review Lett., vol. 61, pp. 1290-1293, Setembro 1988.

11 A.E. Siegman, "How to (maybe) measure laser beam quality", DPSS Lasers: Applications and Issues (OSA TOPS), vol. 17, pp. 184-199, 1998.

12 J.M. Khosrofian e B.A. Garetz, "Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data", Appl. Opt., vol. 22, pp. 3406-3410, Novembro 1983.

13 C. Jagadish, H.H. Tan, A. Krotkus, S. Marcinkevicius, K.P. Korona e M. Kamiska, "Ultrafast carrier trapping in high energy ion implanted gallium arsenide", Appl. Phys. Lett., vol. 68, pp. 2225-2227, Abril 1996.

14 M.J.F. Digonnet (Editor) "Rare earth doped fiber lasers and amplifiers", Marcel Dekker, Nova Iorque, ISBN 0-8247-8785-4, 1993.

15 S. Tammela, P. Kiiveri, S. Sarkilathi, M. Hotoleanu, H. Valkonen, M. Rajaal, J. Kurki e K. Janika, "Direct nanoparticle deposition process for manufacturing very short high gain Er-doped silica glass fibers", Proc. ECOC 2002, pp. 9.4.2, Setembro 2002.

16 G. Keiser, "Optical fiber communications", 2ª Edição, McGraw Hill, ISBN 0-07100785-7, 1991.

17 L. Orsila, "Interferometric dielectric reflectors for dispersion compensation in fiber lasers", Tese de Mestrado, Universidade Técnica de Tampere, Maio 2003.

18 M.E. Fermann, M. Hofer, F. Haber, A.J. Schmidt e L. Turi, "Additive-pulse-compression mode locking of a neodymium fiber laser", Opt. Lett., vol. 4, pp. 244-246, Fevereiro 1991.

19 K.O. Hill e G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview", IEEE J. Light. Tech., vol. 15, pp. 1263-1276, Agosto 1997.

20 J.A.R. Williams, I. Bennion, K. Sugden e N.J. Doran, "Fiber dispersion compensation using a chirped in-fiber Bragg grating", IEEE Electron. Lett., vol. 30, pp. 985-986, Junho 1994.

21 A.-A. Optoelectronic, "Do you know acousto-optics", Aplication notes, Saint-Rémy-lès-Chevreuse, França.

22 O.G. Okhotnikov e J.R. Salcedo, "Spectroscopy of the transient oscillations in a Nd^{3+}-doped fiber laser for the four-level $^4F_{3/2}$ - $^4I_{11/2}$ (1060 nm) and three-level $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$ (900 nm) transitions", Appl. Phys. Lett., vol. 64, pp. 2619-2621, Maio 1994.

23 C.-W. Wang, Y.-L. Weng, P.-L. Huang, H.-Z. Cheng e S.-L. Huang, "Passively Q-switched quasithree-level laser and its intracavity frequency doubling", Appl. Opt., vol. 41, pp. 1075-1081, Fevereiro 2002.

24 I.A. Bufetov, V.V. Dudin, A.V. Shubin, A.K. Senatorov, E.M. Dianov, A.B. Grudinin, S.E. Goncharov, I.D. Zalevskii, A.N. Gur'yanov, M.V. Yashkov, A.A. Umnikov e N.N. Vechkanov, "Efficient 0.9-μm neodymium-doped single-mode fibre laser", Quantum Electron., vol. 33, pp. 1035-1037, Dezembro 2003.

25 L.B. Fu, M. Ibsen, D.J. Richardson, J. Nilsson, D.N. Payne e A. B. Grudinin, "Compact high-power tunable three-level operation of double cladding Nd-doped fiber laser", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 17, pp. 306-308, Fevereiro 2005.

26 R. Hofer, M. Hofer, G.A. Reider, M. Cernusca e M.H. Ober, "Modelocking of a Nd-fiber laser at 920 nm", Opt. Commun., vol. 140, pp. 242–244, Dezembro 1997.

27 M. Rusu, S. Karirinne, M. Guina, A.B. Grudinin e O.G. Okhotnikov, "Femtosecond neodymium-doped fiber laser operating in the 894-909-nm spectral range", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 16, pp. 1029-1031, Abril 2004.

4 Conclusões

A principal conclusão a destacar deste trabalho foi a demonstração do enorme potencial dos lasers em fibra óptica dopada com Yb, *mode locked* através da inclusão de SESAM's na cavidade, para a geração de impulsos estáveis na região do 1 μm. Este facto demonstra a versatilidade dos absorvedores saturáveis utilizados, que permitiram a geração de impulsos em diferentes cavidades e em ambos os regimes de dispersão.

Todas as cavidades experimentais ensaiadas seguiram uma configuração linear, também chamada de Fabry-Pérot, pois esse esquema facilita a introdução na cavidade dos absorvedores saturáveis utilizados, que funcionam em reflexão. De referir que os quatro SESAM's estudados eram baseados em dois materiais distintos, o GaInAs e o GaInNAs. O primeiro desses compostos é um material bem conhecido, e com grande aplicação no fabrico de dispositivos, activos e passivos, para comprimentos de onda entre os 700 e os 1100 nm.

Por seu lado, o nitrogénio diluído, GaInNAs, é um sistema material relativamente recente, cujo desenvolvimento deriva da necessidade de encontrar alternativas ao InP para a construção de dispositivos a comprimentos de onda superiores a 1,3 μm. A utilização desse material para a construção de absorvedores na região do 1 μm, permitiu demonstrar a aplicação do GaInNAs numa gama de comprimentos de onda até aqui não explorada. Os dois dispositivos construídos com GaInNAs permitiram ainda comprovar a vantagem da utilização desse novo material, no que diz respeito ao desenvolvimento de absorvedores rápidos, permitindo eliminar alguns passos de pós-processamento, nomeadamente o bombardeamento com iões de Ni, necessário nos absorvedores de GaInAs.

A importância da velocidade dos SESAM's foi verificada nos dois regimes de dispersão, tendo para esse fim sido utilizados absorvedores idênticos, mas com diferentes tempos de recuperação. Observou-se que os impulsos gerados com os absorvedores rápidos eram efectivamente mais curtos, independentemente do regime de dispersão, apesar dessa redução não ser muito significativa (normalmente não ultrapassando os 30 %). Esse facto foi igualmente verificado no único laser *mode locked* em fibra dopada com Nd ensaiado, tendo sido observada uma redução da ordem dos 25 % na duração dos impulsos obtidos com absorvedores bombardeados, relativamente aos impulsos obtidos com o mesmo absorvedor mas sem bombardeamento.

Por outro lado, o facto de na região do 1 μm a dispersão das fibras ópticas convencionais ser sempre normal, conduziu à implementação de diferentes técnicas de compensação da dispersão, com o objectivo de reduzir a duração temporal dos impulsos emitidos. A primeira dessas técnicas foi a bem conhecida técnica de compensação com um par de redes de difracção, que permitiu demonstrar a compressão dos impulsos, dentro e fora da cavidade. Recorrendo apenas à compressão no interior da cavidade foram gerados impulsos

com cerca de 1 ps de duração mínima, sendo esse valor reduzido para valores da ordem dos 340 fs, quando foi igualmente utilizada a compressão externa. Recorrendo apenas à compressão interna, observou-se ainda a que a duração dos impulsos aumentava, de forma aproximadamente linear, com o comprimento de onda, o que é explicado pela redução da dispersão gerada pelas redes de difracção.

A segunda técnica de compensação da dispersão a ser explorada consistiu na introdução de um GTI numa cavidade, em que foi utilizada uma fibra dopada com uma concentração de Yb muito elevada. Essa fibra permitiu minimizar o comprimento da secção em fibra da cavidade, e consequentemente, reduzir a dispersão dessa secção. O GTI utilizado, capaz de gerar até -0,20 ps^2 de dispersão anómala, permitiu demonstrar a redução da duração temporal dos impulsos por um factor de uma ordem de grandeza, comparativamente aos impulsos gerados sem compensação da dispersão. De salientar também o facto do comprimento de onda dos impulsos ter resultado da interacção entre a dispersão gerada pelo GTI e o aumento não linear da reflectividade do SESAM, que compensava as perdas adicionais introduzidas pelo GTI.

Um outro fenómeno observado nas cavidades com dispersão anómala, foi a redução da duração dos impulsos à medida que se aumentava a potência de bombagem. Ao invés, nas cavidades em que a dispersão da velocidade de grupo era positiva, verificou-se um aumento da duração dos impulsos, acompanhando o acréscimo na potência de bombagem.

O comportamento esperado para uma cavidade com dispersão total anómala foi igualmente observado, na cavidade em que se demonstrou, pensa-se que pela primeira vez, a utilização de uma CFBG para a compensação da dispersão de um laser em fibra mode locked através de um SESAM. Visto desconhecer-se a dispersão, gerada por essa rede, não se pode afirmar com convicção que a dispersão da cavidade para esse comprimento de onda fosse efectivamente negativa. Uma outra observação que apenas se verificou para essa cavidade foi o facto do perfil dos impulsos ser melhor ajustado por uma função do tipo $Sech^2$, ao contrário de todos os outros lasers *mode locked* com SESAM's, em que os impulsos eram Gaussianos. Em termos espectrais, os impulsos obtidos nas cavidades com compensação da dispersão eram igualmente Gaussianos, ao passo que nas cavidades com dispersão normal observaram-se habitualmente espectros rectangulares, tal como seria de esperar em lasers *stretched.*

A fibra dopada com uma elevada concentração de Yb, utilizada na cavidade em que se explorou a compensação da dispersão com um GTI, foi também utilizada para demonstrar a geração de impulsos numa cavidade sem compensação da dispersão, em que se colocou a fibra dopada no interior de um espelho em anel. Nessa cavidade, tal como em todas as outras, observou-se a dependência do comprimento de onda dos impulsos em função do comprimento da fibra dopada. Essa dependência, que se traduzia na necessidade de utilizar maiores comprimentos de fibra dopada para se obter a emissão em comprimentos de onda mais longos. Esse comportamento era esperado, e deriva da reabsorção da luz ao longo da fibra.

Na cavidade com o espelho em anel amplificador observou-se ainda que a duração dos impulsos aumentava com o aumento do comprimento da fibra dopada, um comportamento que se atribuiu ao aumento da dispersão. De referir ainda que essa foi a cavidade que permitiu obter a mais elevada taxa de repetição dos impulsos, cerca de 140 MHz. No entanto, a potência emitida nessa montagem, e na outra

cavidade em que foi utilizada a mesma fibra dopada, era muito baixa, no máximo da ordem do 1 mW, um valor insuficiente para a maior parte das aplicações. Essa baixa eficiência foi atribuída às propriedades dessa fibra dopada.

Nas restantes cavidades, em que foi utilizada uma fibra dopada com uma menor concentração de Yb, mas mais eficiente, a potências emitidas foram mais elevadas. Na principal cavidade estudada, em que se procedeu à optimização da potência emitida, através da substituição do acoplador de saída, foi demonstrada a emissão de cerca de 15 mW de potência média, em regime *mode locked*, para cerca de 100 mW de potência de bombagem, o que representa uma eficiência da ordem dos 20 %.

A energia desses impulsos, da ordem dos 0,5 nJ, era ainda insuficiente para algumas áreas de aplicação (*e.g.* processamento de materiais), pelo que foi estuda a sua amplificação num amplificador em fibra óptica com dupla bainha. Foram obtidos à saída desse amplificador impulsos com mais de 700 mW de potência média, o que corresponde a uma potência de pico da ordem dos 6 kW e a uma energia por impulso de cerca de 23 nJ. Apesar do reduzido comprimento da fibra dopada do amplificador, observou-se a ocorrência de algum alargamento não linear dos impulsos, originado pela auto-modulação de fase.

A sintonia em comprimento de onda dos impulsos foi igualmente demonstrada, tendo sido apresentadas três cavidades que, em conjunto, representam a possibilidade de sintonia em cerca de 140 nm, entre os 977 e os 1115 nm. Essa gama de sintonia é relativamente elevada, se comparada com outros lasers *mode locked* na região do 1 μm, sendo até superior às gamas de sintonia de alguns lasers de Ti:Safira comerciais.

De referir que as três cavidades apresentadas diferiam entre si no tipo de absorvedor saturável e acoplador direccional utilizados, e ainda no comprimento da fibra dopada. Caso se pretenda construir uma só cavidade com uma banda de sintonia dessa ordem de grandeza, os dois primeiros obstáculos referidos anteriormente podem ser ultrapassados, através da construção de absorvedores optimizados e da utilização de acopladores direccionais com maiores larguras de banda. A optimização do comprimento da fibra dopada é certamente o maior problema a ser ultrapassado, mas pensa-se que sacrificando a potência emitida ou recorrendo à bombagem nos dois comprimentos de onda, será possível desenvolver um dispositivo com uma elevada gama de sintonia. Uma vez que o interesse por dispositivos com essas características se situa essencialmente na área biomédica, o facto de se sacrificar a potência emitida não é muito relevante, pois essas aplicações, normalmente, não requerem potências muito elevadas.

Finalmente, o estudo da dinâmica de formação dos impulsos *mode locked* foi realizado, introduzindo numa cavidade um *chopper*, que permitiu simular o ligar e desligar do laser. Observou-se, em todas as configurações que incluíam SESAM's, e independentemente do regime de dispersão, a formação de impulsos intensos, semelhantes ao *Q switching*, antes do laser atingir o regime estacionário. Verificou-se ainda que o tempo de arranque era relativamente reduzido, da ordem do meio ms, sendo praticamente independente quer da dispersão quer da velocidade do absorvedor. De salientar que os impulsos observados durante o período de arranque, aparentemente, não eram suficientemente intensos para provocar danos no absorvedor, que assegurou o funcionamento estável do laser, durante horas, mesmo com o *chopper* activo no interior da cavidade.

De referir que esses impulsos, instáveis, não foram observados quando foi implementada nessa mesma cavidade a técnica de geração de impulsos por realimentação com desvio de frequência, através da inclusão de um modulador acusto-óptico e uma rede de difracção. Verificou-se ainda que o tempo de arranque do *mode locking* gerado com o FSF era ligeiramente mais curto, mas da mesma ordem de grandeza, que o tempo de arranque dos impulsos gerados pelos SESAM's.

Ainda utilizando a mesma cavidade, observou-se que a técnica de FSF gerava impulsos ligeiramente mais longos, que os impulsos gerados através da utilização de SESAM's, independentemente do regime de dispersão. De referir que apesar de mais longos, esses impulsos tinham ainda assim durações da ordem dos ps, ou mesmo sub-ps (graças à compensação da dispersão), e que apresentavam normalmente um perfil temporal do tipo $Sech^2$. A taxa de repetição era determinada pelo comprimento da cavidade, e não pela frequência de modulação do AOM utilizado, sendo a sintonia do comprimento de onda realizada através da rotação do filtro espectral presente na cavidade. A potência emitida utilizando a técnica de realimentação com desvio de frequência, era idêntica à emitida nas cavidades com absorvedores saturáveis.

Tendo em conta estes resultados, e considerando a complexidade e custos acrescidos, que a técnica de geração de impulsos por realimentação com desvio de frequência implica, facilmente se conclui que a geração de impulsos com SESAM's é naturalmente mais atractiva.

4.1 Comentário final e perspectivas futuras

Como já foi referido, o principal resultado a destacar deste trabalho foi a demonstração da aplicação da tecnologia dos SESAM's para o *mode locking* de lasers em fibra dopada com Yb na região do 1 μm. A utilização de absorvedores saturáveis de GaInNAs para essa região de comprimentos de onda, bem como a aplicação de um GTI para a compensação da dispersão de um laser em fibra, e ainda a possibilidade de sintonia em comprimento de onda dos impulsos emitidos, são outros resultados a salientar.

Apesar de este trabalho se ter centrado apenas no desenvolvimento de fontes ópticas, verificando a validade de conceitos já aplicados noutros comprimentos de onda, pensa-se que não será difícil encontrar aplicações para estes dispositivos. Tanto mais que foi demonstrada a capacidade de geração de impulsos, sintonizáveis em termos de comprimento de onda, com durações da ordem dos ps ou menos, com potências da ordem das poucas dezenas de mW (directamente à saída da cavidade) ou com cerca de 6 kW de potência de pico (após amplificação).

Este breve resumo dos resultados demonstra bem o enorme potencial destas fontes, para aplicação em diversas áreas, de investigação e não só, desde o estudo de semicondutores, à área biomédica ou até na micro-maquinação e tratamento de materiais. Se se considerem ainda outros factores, como o tamanho, requisitos de instalação e manutenção, e finalmente o custo, potencialmente muito reduzido, facilmente se conclui que este tipo de dispositivos poderá vir a concorrer no futuro próximo com os dispositivos de estado sólido *bulk*.

No entanto deve ser referido que não se entende o trabalho aqui apresentado como um fim, mas acima de tudo como um ponto de partida, para uma área de investigação até aqui pouco explorada, e que tem

certamente um longo caminho pela frente. O aumento da potência emitida, por exemplo, através da optimização da fibra dopada ou das bandas de bombagem, ou a utilização de novos métodos de compensação da dispersão, como as CFBG e as PCF, serão certamente temas a desenvolver, e que permitirão elevar a eficiência destes lasers, reduzir a duração dos impulsos, e ao mesmo tempo tornar possível a construção de cavidades ainda mais compactas. Por outro lado, toda uma área de desenvolvimento permanece ainda por explorar, como por exemplo no que diz respeito à duplicação ou quadruplicação de frequência (que tornará acessível a região do verde e do ultra-violeta), ou até no estudo da geração do *super-continuum.*

Por tudo o que foi exposto até aqui, pensa-se que é evidente o interesse e a valia do trabalho desenvolvido. No entanto talvez a relevância deste trabalho deva ainda ser avaliada pelo interesse que outros revelaram sobre ele. Assim, julga-se ser de salientar que o trabalho aqui apresentado mereceu, pelo menos por três vezes, referência em revistas de divulgação, nomeadamente na Photonics Spectra, (Junho e Novembro 2003) e na Lightwave Europe (Junho 2003), para além dos vários artigos publicados em revistas internacionais com *referee.*

Para terminar, de referir que é com enorme satisfação que se sabe que dispositivos baseados, em parte, no trabalho aqui apresentado, se encontram, já hoje, disponíveis comercialmente, tal como é ilustrado na Figura 4.1.



Figura 4.1 – Fotografia do laser Femtomaster 1060 da Fianium.

Anexo I – Outros resultados

Neste anexo serão apresentados os resultados de três trabalhos não directamente relacionados com o tema principal desta tese, e que resultam de colaborações pontuais, em projectos que vinham a ser desenvolvidos nas duas instituições de acolhimento. A inclusão destes resultados nesta tese deve-se ao facto desses trabalhos terem dado origem a algumas publicações.

Os primeiros resultados a serem apresentados são relativos a um amplificador em fibra óptica dopada com Érbio para a chamada banda L das telecomunicações. Esse dispositivo foi desenvolvido pelo autor, na Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos, UOSE, do INESC Porto, no âmbito do projecto WIDCOM, realizado em conjunto com o IT Aveiro, e financiado pela FCT.

Na secção seguinte irá ser apresentado um laser de cavidade vertical com emissão à superfície, na região dos 1,3 μm, desenvolvido no ORC de Tampere. O trabalho efectuado consistiu na caracterização em termos espectrais e de potência emitida desse dispositivo, quando o mesmo se encontrava ainda numa fase inicial do seu desenvolvimento.

Finalmente, será apresentado um novo conceito de modulador óptico, baseado na saturação da absorção dos QW de um laser de emissão lateral, e que foi desenvolvido com o objectivo de permitir a modulação activa de lasers fibra, a taxas de modulação potencialmente muito elevadas. A colaboração do autor centrou-se na preparação de uma montagem experimental destinada à caracterização desses dispositivos, em termos de modulação da reflectividade em função do comprimento de onda.

Amplificador para a banda L

A sempre crescente procura de largura de banda levou a que nos últimos anos as empresas de telecomunicações procurassem formas de maximizar a capacidade das redes de fibra óptica já instaladas [1]. De entre as várias opções, a técnica de multiplexagem em comprimento de onda surgiu naturalmente como umas das mais atraentes, pois permite multiplicar, por um factor de até algumas dezenas, o número de canais transmitidos numa fibra [2, 3].

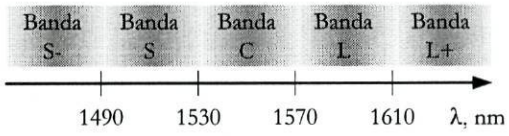


Figura I.1 – As bandas da terceira janela das telecomunicações.

No entanto o aumento da largura de banda dos sistemas de transmissão está limitado pela capacidade dos amplificadores neles existentes, nomeadamente pela largura de banda do meio de ganho dos

amplificadores ópticos [4]. Por esse motivo, surgiu a necessidade de desenvolver novos amplificadores, que permitissem cobrir outras bandas de comprimentos de onda, da chamada terceira janela das telecomunicações (a região dos 1,5 μm), para além da banda convencional, mais conhecida por banda C (1530 – 1570 nm).

Dos diferentes amplificadores desenvolvidos, e em desenvolvimento, para as diferentes bandas [5, 6, 7], os que mais rapidamente se impuseram foram, os amplificadores de fibra óptica dopada com Érbio para a banda L [8, 9]. O facto dos EDFA's para a banda C serem hoje uma tecnologia bem estabelecida, muito contribuiu para que esses amplificadores para a banda L, baseados na mesma tecnologia, tenham rapidamente alcançado uma forte implementação nas redes ópticas.

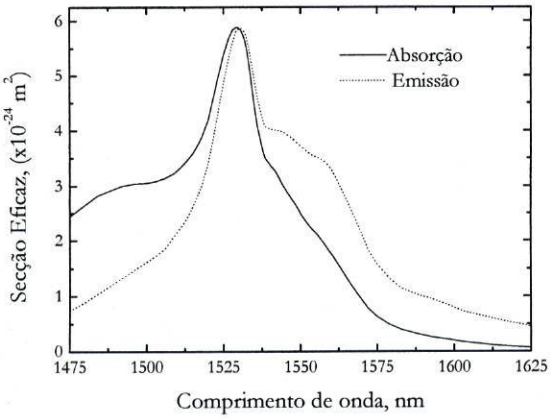


Figura I.2 – Secções eficazes de absorção e emissão do Er na sílica [10].

Tal como se pode verificar na figura anterior, a transição do nível $^4I_{13/2}$ para o nível $^4I_{15/2}$ nos iões de Er possuí um perfil de emissão centrado na região dos 1530 – 1570 nm. Para se conseguir que a emissão ocorra em comprimentos de onda mais longos, onde a secção eficaz de emissão é mais reduzida, torna-se necessário promover a reabsorção da radiação, emitida na banda C, para que esta seja re-emitida na banda L.

O primeiro método a ser demonstrado para esse fim, baseia-se na utilização de fibras dopadas convencionais, mas com secções de fibra dopada mais longas que as habitualmente utilizadas nos amplificadores para a banda C [11]. Nesses amplificadores a reabsorção dá-se nas secções da fibra mais distantes da fonte de bombagem, nas quais a probabilidade de absorção é superior à de emissão. Outra técnica recorre à utilização de fibras com dopagens muito elevadas [9, 12], para que a probabilidade de reabsorção seja elevada, mesmo recorrendo a comprimentos relativamente curtos de fibra dopada. Além desses dois métodos, existem diversas outras técnicas que permitem optimizar a emissão na banda L [13, 14, 15], e que em geral, se baseiam na introdução dentro do amplificador para a banda L, de um laser a funcionar na região dos 1530 nm. O sinal desse laser é totalmente absorvido ao longo da fibra dopada, sendo em seguida essa energia reemitida na banda L, com uma elevada eficiência.

Neste trabalho, tendo em vista maximizar a potência emitida, mas tentando manter um esquema o simples possivel, optou-se por combinar as duas técnicas inicialmente referidas, utilizando um comprimento comparativamente longo, de uma fibra especialmente desenhada para operar na banda L, e recorrendo à bombagem bidireccional da fibra dopada.

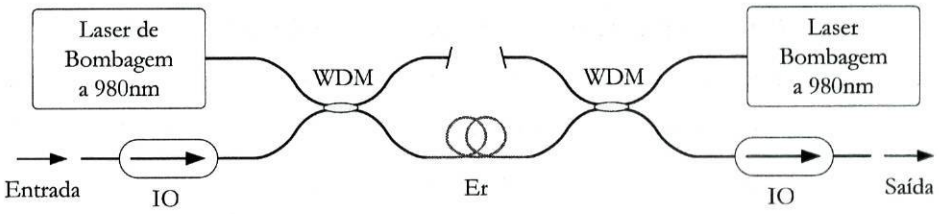


Figura I.3 – Esquema do amplificador para a banda L: IO - Isolador óptico; WDM - Acoplador direccional; Er - Fibra dopada com Er.

O esquema do amplificador desenvolvido encontra-se representado na Figura I.3. Esse amplificador era formado por dois acopladores direccionais, WDM 980 / 1550 nm, da Gould, com uma janela de transmissão suficientemente larga para envolver toda a banda L, e dois isoladores Casix ISO15, também para a banda L. A fibra dopada, desenvolvida pela Sumitomo Electric Ltd., tinha cerca de 30 m de comprimento. A absorção dessa fibra é de cerca de 3 dB/m no comprimento de onda de 1480 nm. O diâmetro modal, MFD, é de 5,5 μm a 1550 nm, e o comprimento de onda de corte é da ordem dos 1460 nm. As perdas no comprimento de onda de 1200 nm são inferiores a 10 dB/km.

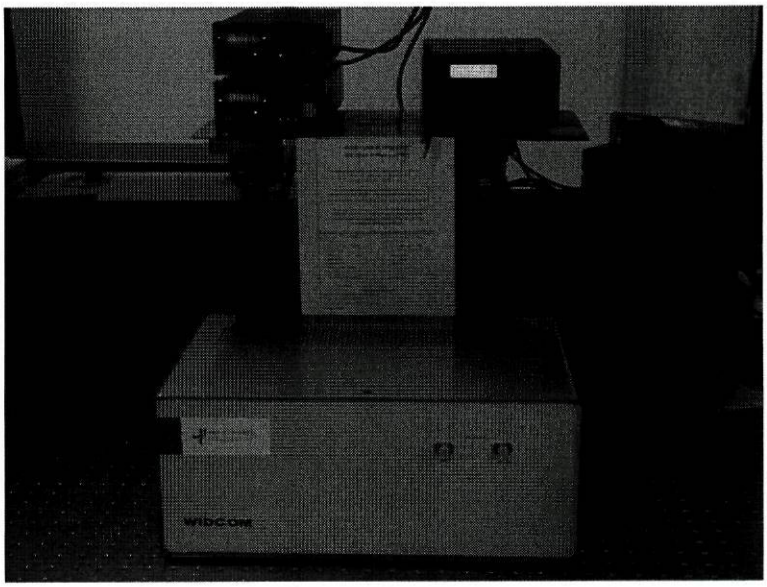


Figura I.4 – O amplificador preparado para testes no IT Aveiro.

Devido aos cortes efectuados no financiamento do projecto, por parte da FCT, a caracterização do dispositivo não pode ser efectuada no INESC Porto, tendo essa caracterização ficado a cargo do grupo do IT Aveiro.

Na figura seguinte apresentam-se as curvas de ganho, obtidas para potências de bombagem acopladas na fibra, em ambos os sentidos, de 175, 150, 125, 100 e 75 mW. Como se pode verificar, o ganho para a potência máxima de bombagem, era de cerca de 37 dB, entre os 1570 e os 1600 nm, sendo superior a 33 dB para toda a banda L.

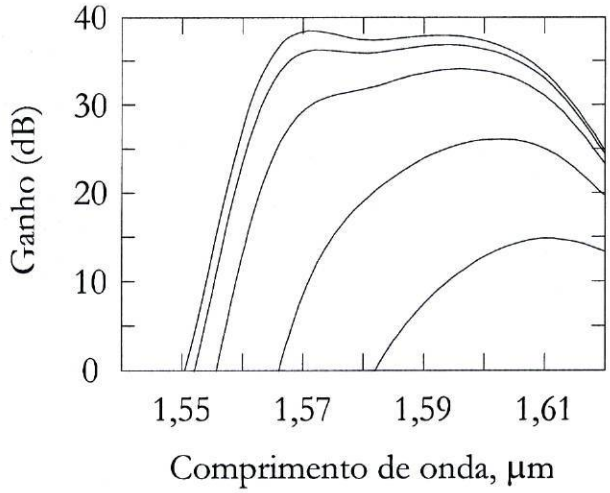


Figura I.5 – Ganho do amplificador para diferentes potências de bombagem.

Além dos ensaios realizados em Aveiro, com a finalidade de estudar o comportamento deste amplificador quando integrado num *loop* de transmissão de dados, este amplificador foi também utilizado, por outros elementos do INESC Porto, para o desenvolvimento de um laser em fibra, sintonizável na banda L [16].

Laser de cavidade vertical com emissão à superfície

Os lasers de cavidade vertical com emissão à superfície, VCSEL's, são uma classe de lasers semicondutores que têm recentemente recebido um enorme interesse, não só em termos académicos, mas essencialmente em termos comerciais [17, 18]. Esse interesse deve-se ao facto dos VCSEL's terem um custo potencialmente muito reduzido, pelo que são, quase unanimemente, considerados como as fontes ópticas que irão permitir o avanço da tecnologia de fibra até à casa, FTTH *Fiber To The Home.*

Essa possível redução do custo deriva da geometria dessas estruturas, que tal como o nome indica, é vertical. É essa alteração que permite simplificar o processo de fabrico, eliminando muitos dos passos habituais de fotolitografia e de clivagem dos dispositivos, o que além de cortar nos custos também resulta num rendimento superior (ou seja é possível obter mais dispositivos a partir da mesma *wafer*). Além disso, a obtenção de *arrays* bidimensionais torna-se um processo bastante mais simples, e beneficia da possibilidade dos VCSEL's serem testados na própria *wafer*, sem necessidade de nenhum pós-processamento [19, 20].

Outra importante vantagem, para a construção de dispositivos com saída em fibra óptica, é o facto do feixe de saída não sofrer do forte astigmatismo, que afecta os feixes dos lasers convencionais, de emissão lateral, EML *Edge Emitting Laser.* No caso dos VCSEL's, a abertura pela qual o dispositivo emite é, regra geral, definida pelos eléctrodos utilizados para bombear electricamente o dispositivo, sendo que esses contactos podem ser projectados de modo a maximizar a eficiência de acoplamento do VCSEL à fibra [21].

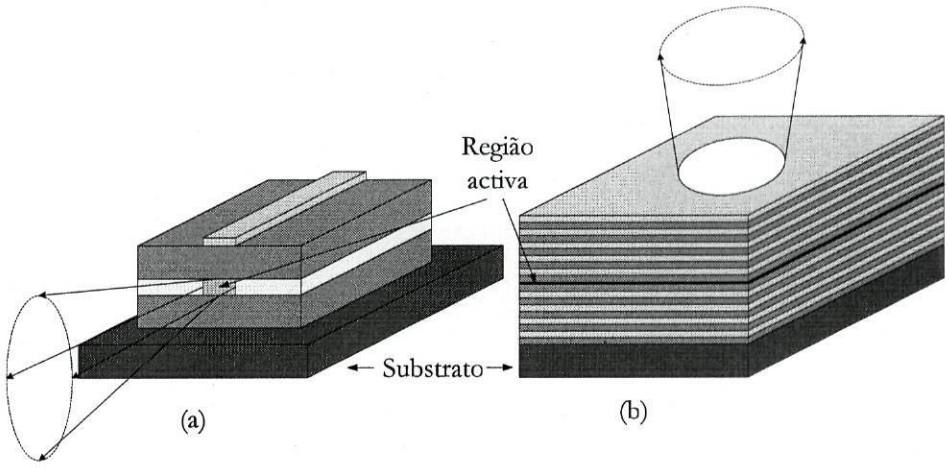


Figura I.6 – Esquemas dos lasers semicondutores: (a) de emissão lateral, EML, e (b) de cavidade vertical com emissão à superfície, VCSEL.

Tal como é ilustrado na figura anterior, num laser semicondutor EML a cavidade é paralela ao substrato, sendo definida através de sucessivos passos de fotolitografia e clivagem. Nesses lasers os espelhos são normalmente formados pela interface entre o semicondutor e o ar, o que garante reflectividades elevadas. No caso dos VCSEL's, a cavidade é perpendicular ao substrato, sendo formada entre dois espelhos DBR, separados pelo meio de ganho, cuja espessura corresponde a um múltiplo de meios comprimento de onda. O meio de ganho é geralmente constituído por QW, colocados nas posições de anti-nodo da cavidade. Recentemente surgiram também algumas demonstrações da utilização de pontos quânticos, QD *Quantum Dots*, como meio de ganho nesses e noutros dispositivos semicondutores [22].

No ORC a pesquisa na área dos VCSEL's centrava-se no desenvolvimento de dispositivos com emissão na região dos 1,3 μm, destinados à aplicação em redes metropolitanas. Em particular, esse estudo incidia no GaInNAs, que tal como foi referido na secção 3.2.1, se espera possa vir a permitir a construção de dispositivos com maior potência e melhor comportamento térmico que os dispositivos baseados em InP [23].

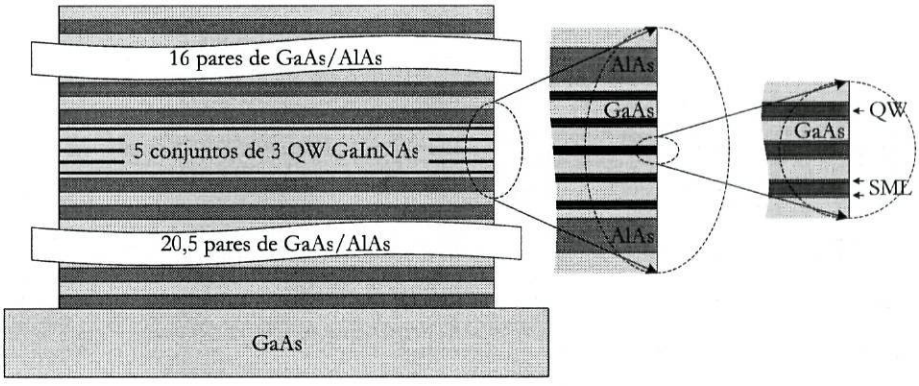


Figura I.7 – Esquema do VCSEL ensaiado.

O dispositivo testado era formado por dois espelhos DBR de GaAs/AlAs, com 16 e 20,5 pares de camadas, com $\lambda/4$ de espessura, e reflectividades calculadas respectivamente em 99,3 e 99,8 %. A cavidade tinha 3-λ de espessura, e nas cinco posições de anti-nodo encontravam-se conjuntos de três QW de $Ga_{0,65}In_{0,35}N_{0,013}As_{0,987}$. Esses QW, de 7 nm de espessura, encontravam-se espaçados entre si por 13 nm de

GaAs, e estavam rodeados de camadas adaptadoras da tensão, SML *Strain-Mediating Layers* [24], de $Ga_{0,73}In_{0,27}N_{0,014}As_{0,986}$ com 2 nm de espessura.

De referir que este dispositivo se encontrava ainda numa fase inicial de desenvolvimento, pelo que não possuía eléctrodos, sendo a sua bombagem efectuada através de radiação óptica [25, 26]. O ensaio de estruturas deste tipo é um passo habitual no processo de desenvolvimento dos VCSEL's, pois permite avaliar as capacidades de emissão da estrutura, antes de ser ensaiada a construção de dispositivos com eléctrodos.

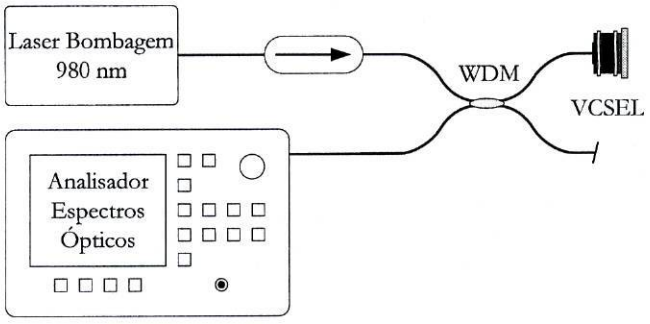


Figura I.8 – Esquema da montagem experimental para o ensaio do VCSEL: WDM - Acoplador direccional.

O esquema da montagem experimental está representado na Figura I.8. A bombagem do dispositivo foi efectuada através de um acoplador direccional, WDM 980 / 1300 nm, feito com fibra monomodo, com 6,9 μm de diâmetro do núcleo. A bombagem provinha de um laser de bombagem, com cerca de 350 mW de potência no comprimento de onda de 980 nm, normalmente utilizado para bombear fibras dopadas com Er. Esse laser encontrava-se protegido por um isolador óptico, a 980 nm da OFR, para evitar que eventuais reflexões da bombagem no VCSEL provocassem instabilidades, ou mesmo danos, no laser de bombagem. A saída era obtida directamente no WDM, sendo observada num analisador de espectros ópticos, que se utilizou quer para as medições espectrais, quer para as medições da potência óptica.

Ensaiando o VCSEL apresentado na Figura I.7, observou-se a emissão na região dos 1280 nm, com uma potência máxima acoplada na fibra de 3,2 mW, para uma potência de bombagem à saída da fibra de cerca de 190 mW. De referir que não se observou a saturação da potência de emitida.

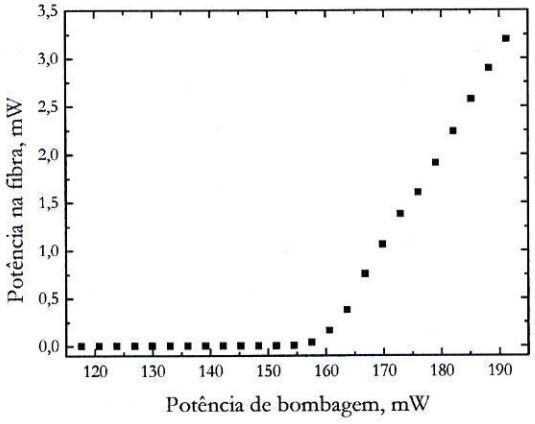


Figura I.9 – Potência emitida pelo VCSEL acoplada na fibra, em função da potência de bombagem à saída da fibra.

Estes eram, na altura em que foram publicados, os melhores resultados alguma vez obtidos com VCSEL's monolíticos, baseados em GaAs, a funcionar na região dos 1,3 μm [27]. Em termos espectrais, o perfil emitido apresentava um ligeiro desvio para o vermelho, à medida que se aumentava a potência de bombagem.

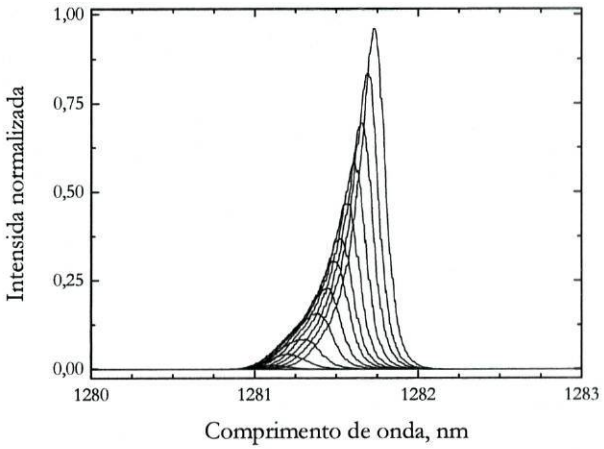


Figura I.10 – Espectros de emissão do VCSEL em função da potência de bombagem.

A largura FWHM do espectro era de cerca de 0,2 nm, sendo a emissão monomodo para todos os valores de potência de bombagem ensaiados, e com uma supressão dos modos laterais, SMSR *Side-Mode Suppression Ratio*, superior a 50 dB. Todos estes resultados foram obtidos como o dispositivo à temperatura ambiente.

Modulador monolítico

A necessidade de moduladores rápidos e eficientes para a modulação de feixes ópticos é bem conhecida, quer seja para a sua utilização como moduladores externos, ou para a sua introdução no interior de uma cavidade laser (por exemplo para a geração de *mode locking*) [28, 29]. Um factor fundamental na avaliação desses dispositivos é o seu custo. No entanto existem outros aspectos que também se devem igualmente considerar, tais como o tamanho e a facilidade de integração desses dispositivos em diferentes sistemas[30].

No caso dos moduladores destinados às redes ópticas em fibra [31, 32], existem ainda alguns requisitos indispensáveis, como por exemplo, as baixas perdas de inserção. Além disso, são desejáveis índices de modulação bastante elevados, de modo a ser possível definir correctamente os níveis lógicos do sinal.

Neste trabalho caracterizou-se um novo tipo de modulador, baseado na saturação da absorção dos QW presentes na cavidade de um laser semicondutor EML [33, 34]. Esse dispositivo combinava a geometria vertical do modulador, que funcionava em reflexão, com a geometria convencional do laser EML. De referir que o dispositivo foi construído monoliticamente, ou seja num só crescimento epitaxial, num reactor de

MBE. Esse facto é de salientar, pois pode permitir a construção de dispositivos com um custo relativamente baixo, e com rendimentos elevados.

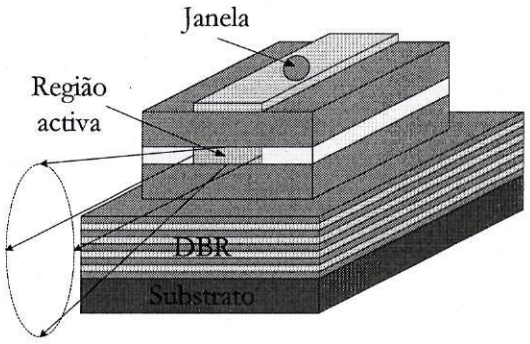


Figura I.11 – Esquema simplificado do modulador monolítico.

Como se pode observar na figura anterior, o modulador era composto por um laser EML, construído sobre um espelho DBR. No eléctrodo superior do laser foi criada uma janela, com o objectivo de gerar uma zona da região activa que não era excitada pela bombagem eléctrica. Era através da modulação da absorção dos QW, nessa zona da região activa, que era possível controlar a reflectividade do modulador. Os parâmetros de funcionamento dessa zona da região activa podiam ser ajustados, aproveitando o facto dessa zona se encontrar dentro de uma cavidade de Fabry-Pérot, definida pelo espelho inferior e a janela aberta no topo do modulador. Assim, e tal como foi referido na secção 2.4.6, a energia de saturação eficaz deste dispositivo é diferente da energia de saturação dos QW, quando considerados isoladamente [35].

O princípio de funcionamento desse modulador está representado na Figura I.12, e pode ser descrito do seguinte modo: Quando o laser EML é bombeado electricamente, a radiação gerada na região activa satura a absorção dos QW da zona da janela, que não é bombeada. A absorção dessa zona é assim reduzida, e o feixe, que incide verticalmente no modulador através da janela, é pouco atenuado, sendo reflectido no DBR. Por outro lado, quando o laser não é bombeado electricamente, os QW da região activa atenuam fortemente o feixe incidente, anulando o feixe reflectido.

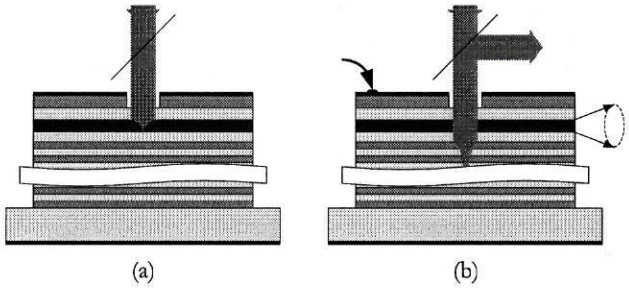


Figura I.12 – Princípio de funcionamento do modulador monolítico: (a) Quando o laser não é bombeado a absorção da região activa é elevada, e o sinal é fortemente atenuado; (b) Quando o laser é bombeado a absorção da região activa é reduzida, e o sinal é reflectido no DBR.

O trabalho realizado consistiu na elaboração de uma montagem experimental que permitisse testar, de forma automática, as diferentes amostras que se pretendiam estudar. Essa montagem era controlada através do software LabView, e consistia num laser sintonizavel (que fornecia o sinal de prova), um gerador de sinais

(para actuar o modulador), um fotodíodo ligado a um osciloscópio (para se observar a modulação do sinal), e um medidor de potência óptica (para medir a potência emitida pelo laser EML). A amostra era mantida a uma temperatura constante, através de um dispositivo Peltier.

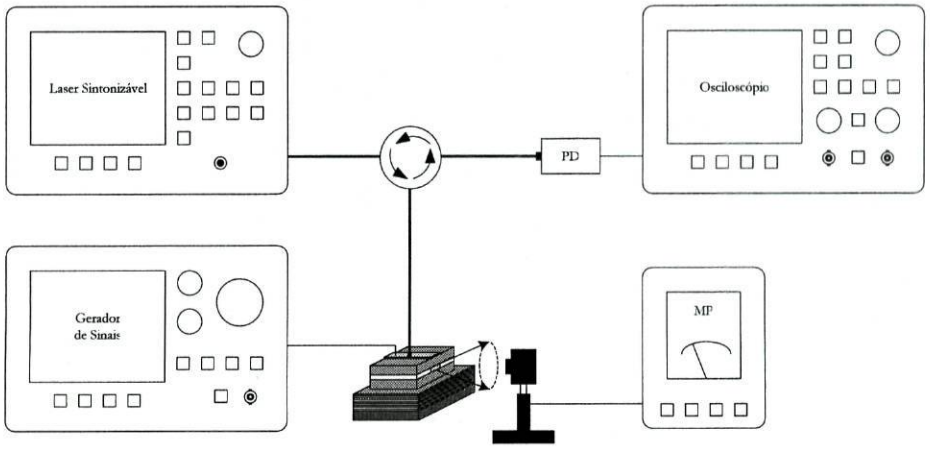


Figura I.13 – Esquema simplificado da montagem experimental:
PD - Fotodíodo; MP - Medidor da potência óptica.

A título de exemplo, apresentam-se os resultados obtidos com uma das amostras ensaiadas, e que se encontra representada na Figura I.14. O espelho DBR inferior dessa amostra, composto por 19,5 pares de n-GaInAs/n-InP, foi construído sobre um substrato de n-InP, que funcionava como um dos eléctrodos. Por cima desse DBR encontrava-se o laser EML, formado por 5 QW de GaInAsP, posicionados numa cavidade de InP, e finalmente na parte superior, foi depositada uma camada de p-GaInAs, que constituía o eléctrodo superior.

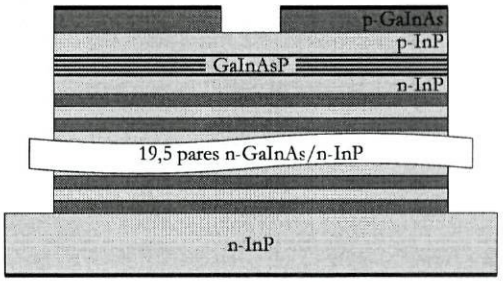


Figura I.14 – Esquema completo do modulador monolítico ensaiado.

A região activa, definida pelo contacto superior, era de aproximadamente 20 x 350 μm^2, e a janela aberta nesse contacto, por ataque químico, tinha um diâmetro de cerca de 30 μm. As faces laterais do laser foram ainda revestidas com filmes dieléctricos, por forma a aumentar a sua reflectividade e assim diminuir a corrente limiar do laser EML.

A modulação da reflectividade dessa amostra, em função do comprimento de onda está representada na figura seguinte. Essa modulação apresentava um perfil inverso ao da reflectividade do dispositivo sem bombagem eléctrica, que apresentava uma ressonância, devido à cavidade de Fabry-Pérot, definida pelo DBR e o topo do dispositivo. A maior variação da reflectividade, $\Delta R/R_0$, ocorreu para o comprimento de onda da ressonância, próximo de 1545 nm, sendo essa variação de cerca de 20 %.

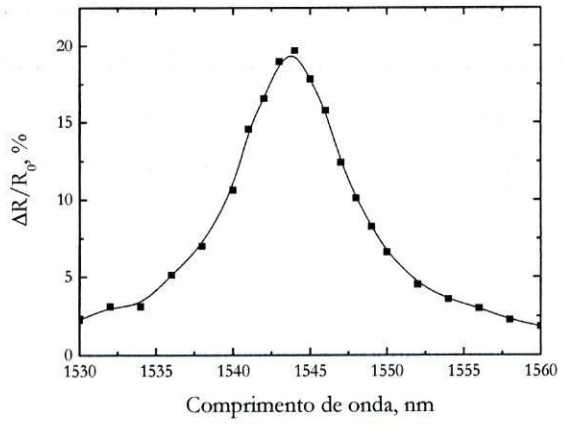


Figura I.15 – Modulação da reflectividade do modulador em função do comprimento de onda.

De referir que a amostra aqui apresentada, foi posteriormente utilizada para modular activamente um laser *mode locked* na região dos 1550 nm [36]

Referências

1 A. Cárdenas, M. García-Molina, S. Sales e José Capmany, "A New Model of Bandwidth Growth Estimation Based on the Gompertz Curve: Application to Optical Access Networks", J. of Lightwave Tech., vol. 22, pp. 2460-2468, Novembro 2004.

2 H. Bartelt e J. Götz, "Paper tape data transmission by wavelength multiplexing through a single fibre", Opt. & Laser Tech., vol. 11, pp. 263-264, Outubro 1979.

3 C.A. Brackett, "Dense wavelength division multiplexing networks: principles and applications", IEEE J. on Sel. Areas in Communications, vol. 8, pp. 948-964, Agosto 1990.

4 E. Desurvire, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications", Wiley-Interscience, ISBN 0471589772, Março 1994.

5 M.J.F. Digonnet (Editor) "Rare earth doped fiber lasers and amplifiers", Marcel Dekker, Nova Iorque, ISBN 0-8247-8785-4, 1993.

6 G. van den Hoven, "Alternative Amplifiers", Proc. Optical Fiber Communication Conference, OFC 2004, artigo ThJ3, Fevereiro 2004.

7 J. Bromage, "Raman amplification for fiber communication systemns", J. of Lightwave Tech., vol. 22, pp. 79-93, Janeiro 2004.

8 H. Ono, M. Yamada, T. Kanamori, S. Sudo e Y. Ohishi, "1.58-μm band gain-flattened erbium-doped fiber amplifiers for WDM transmission systems", J. of Lightwave Tech., vol. 17, pp. 490-496, Maio 1999.

9 E. Desurvire, D. Bayart, B. Desthieux e S. Bigo, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Device and System Developments", Wiley-Interscience, ISBN 0471419036, Julho 2002.

10 Folha de características, fibra 742, Highwave Optical Technologies, Junho 2001.

11 J. Nilsson, S.Y. Yun, S.T. Hwang, J.M. Kim e S.J. Kim, "Long-wavelength erbium-doped fiber amplifier gain enhanced by ASE end-reflectors", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 10, pp. 1551-1553, Novembro 1998.

12 R. di Muro, "The Er^{3+}-fiber gain coefficient derived from a dynamic gain tilt technique", J. Lightwave Tech, vol. 18, pp. 343-347, Março 2000.

13 J. Lee, U.-C. Ryu, S.J. Ahn e N. Park, "Enhancement of power conversion efficiency for an L-band EDFA with a secondary pumping effect in the unpumped EDF section", IEEE Photonics Tech. Lett., vol. 11, pp. 42-44, Janeiro 1999.

14 M.A. Mahdi e H. Ahmad "Gain enhanced L-band Er^{3+}-doped fiber amplifier utilizing unwanted backward ASE", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 13, pp. 1067-1069, Outubro 2001.

15 S. Yamashita e M. Nishihara, "L-band erbium-doped fiber amplifier incorporating an inline fiber grating laser", IEEE Sel. Topics in Quantum Electron., vol. 7, pp. 44-48, Janeiro/Fevereiro 2001.

16 M. Melo, O. Frazão, A. Teixeira, L.A. Gomes, F. Rocha e H.M. Salgado, "Tunable L-Band Erbium Doped Fibre Ring Laser by Means of Induced Cavity Loss Using a Fibre Taper", Appl. Phys. B, vol. 77, pp. 139-142, Agosto 2003.

17 J.L. Jewell, J.P. Harbison, A. Scherer, Y.H. Lee e L.T. Florez, "Vertical-cavity surface-emitting lasers: Design, growth, fabrication, characterization", IEEE J. Quantum Electron., vol. 27, pp. 1332-1346, Junho 1991.

18 E. Towe, R.F. Leheny e A.Yang, "A historical perspective of the development of the vertical-cavity surface-emitting laser", IEEE Sel. Topics in Quantum Electron., vol. 6, pp. 1458-1464, Novembro/Dezembro 2000.

19 W.W. Chow, K.D. Choquette, M.H. Crawford, K.L. Lear e G.R. Hadley, "Design, fabrication and performance of infrared and visible vertical-cavity surface-emitting lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. 33, pp. 1810-1824, Outubro 1997.

20 J.A. Tatum e J.K. Guenter, "The VCSEL's are comming", Proc. SPIE, vol. 4994, pp. 1-11, Junho 2003

21 S. Calvez, D. Bums e M.D. Dawson, "Optimization of an optically pumped 1.3-μm GaInNAs vertical-cavity surface-emitting laser", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 14, pp. 131-133, Fevereiro de 2002.

22 D. Bimberg, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, B.V. Volovik, A.F. Tsatsul'nikov, P.S. Kop'ev e Zh.I. Alferov, "Quantum dot lasers: breakthrough in optoelectronics", Thin Solid Films, vol. 367, pp. 235-249, Maio 2000.

23 T. Jouhti, "Dilute Nitride Compound Semiconductors for Optoelectronic Devices", Tese de Doutoramento, Universidade Técnica de Tampere, Novembro 2003.

24 E.-M. Pavelescu, C.S. Peng, T. Jouhti, J. Konttinen, W. Li, M. Pessa, M. Dumitrescu e S. Spânulescu, "Effects of insertion of strain-mediating layers on luminescence properties of 1.3-μm GaInNAs/GaNAs/GaAs quantum-well structures", Appl. Phys. Lett., vol. 80, pp. 3054-3056, Abril 2002.

25 M.C. Larson, M. Kondow, T. Kitatani, Y. Yazawa e M. Okai, "Room temperature continuous-wave photopumped operation of 1.22 μm GaInNAs/GaAs single quantum well vertical cavity surface-emitting laser", Electron Lett., vol.33, pp. 959-960, Maio 1997.

26 M. Fischer, M. Reinhardt e A. Forchel, "A monolithic GaInAsN vertical-cavity surface-emitting laser for the 1.3-μm regime", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 12, pp. 1313-1315, Outubro 2000.

27 T. Jouhti, C.S. Peng, E.-M. Pavelescu, J. Konttinen, L.A. Gomes, O. Okhotnikov e M. Pessa, "Strain-compensated GaInNAs structures for 1.3-μm lasers", IEEE Journal of Selected Topics on Quantum Electronics, vol. 8, pp 787-794, Julho / Agosto 2002.

28 E. Yoshida, N. Shimizu e M. Nakazawa, "A 40-GHz 0.9-ps regeneratively mode-locked fiber laser with a tuning range of 1530-1560 nm", IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 11, pp. 1587-1589, Dezembro 1999.

29 C.X. Yu, H.A. Haus, E.P. Ippen, W.S. Wong e A. Sysoliatin, "Gigahertz-repetition-rate mode -locked fiber laser for continuum generation", Opt. Lett., vol. 25, pp. 1418-1420, Outubro 2000.

30 M. Guina, "Absorptive semiconductor reflectors for controlling dynamic properties of fiber lasers", Tese de Doutoramento, Universidade Técnica de Tampere, Dezembro 2002.

31 E.L. Wooten, K.M. Kissa, A. Yi-Yan, E.J. Murphy, D.A. Lafaw, P.F. Hallemeier, D. Maack, D.V. Attanasio, D.J. Fritz, G.J. McBrien e D.E. Bossi, "A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems", IEEE Sel. Topics in Quantum Electron., vol. 6, pp. 69-82, Janeiro/Fevereiro 2000.

32 T. Ido, S. Tanaka, M. Suzuki, M. Koizumi, H. Sano e H. Inoue, "Ultra-high-speed multiple-quantum-well electro-absorption optical modulators with integrated waveguides", J. Light. Tech., vol. 14, pp. 2026-2034, Setembro 1996.

33 A. Hirano, H. Kobayashi, H. Tsuda, R. Takahashi, M. Asobe, K. Sato e K. Hagimoto, "10 Gbit/s RZ all-optical discrimination using refined saturable absorber optical gate," Electron. Lett., vol. 34, pp. 198-199, Janeiro 1998.

34 J. F. Heffernan, M. H. Moloney, J. Hegarty, J. S. Roberts e M. Whitehead, "All optical, high contrast absorptive modulation in an asymmetric Fabry-Perot étalon," Appl. Phys. Lett., vol. 58, pp. 2877–2879, Junho 1991.

35 L.R. Brovelli, U. Keller e T.H. Chiu, "Design and operation of antiresonant Fabry-Perot saturable semiconductor absorbers for modelocked solid-state lasers," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 12, pp. 311–322, Fevereiro 1995.

36 M. Guina, A. Vainionpää, A. Harkonen, L. Orsila, J. Lyytikäinen e O.G. Okhotnikov, "Vertical-cavity saturable-absorber intensity modulator", Opt. Lett., vol. 28, pp. 43-45, Janeiro 2003.

Anexo II – Lista de publicações decorrentes do trabalho realizado

---

Artigos publicados em revistas internacionais com referee:

1. "Strain-compensated GaInNAs structures for 1.3-μm lasers", T. Jouhti, C.S. Peng, E.-M. Pavelescu, J. Konttinen, L.A. Gomes, O. Okhotnikov e M. Pessa, IEEE Journal of Selected Topics on Quantum Electronics, vol. 8, pp 787-794, Julho / Agosto 2002.

2. "Dilute nitride vertical-cavity surface-emitting lasers", T. Jouhti, O. Okhotnikov, J. Konttinen, L.A. Gomes, C.S. Peng, S. Karirinne, E.-M. Pavelescu e M. Pessa, New Journal of Physics, vol. 5, pp. 84.1-84.6, Julho 2003.

3. "Tunable L-Band Erbium Doped Fibre Ring Laser by Means of Induced Cavity Loss Using a Fibre Taper", M. Melo, O. Frazão, A. Teixeira, L.A. Gomes, F. Rocha e H.M. Salgado, Applied Physics B, vol. 77, pp. 139-142, Agosto 2003.

4. "Mode-locked ytterbium fiber laser tunable in the 980 – 1070 nm spectral range", O.G. Okhotnikov, L.A. Gomes, N. Xiang, T. Jouhti e A. Grudinin, Optics Letters, vol. 28, pp. 1522-1524, Setembro 2003.

5. "Saturable Absorver Intensity Modulator", M. Guina, A. Vainionpää, L. Orsila, A. Harkonen, J. Lyytikäinen, L.A. Gomes e O. Okhotnikov, Journal of Quantum Electronics, vol. 39, pp. 1143-1149, Setembro 2003.

6. "980-nm picosecond fiber laser", O.G. Okhotnikov, L.A. Gomes, N. Xiang, T. Jouhti, A.K. Chin, R. Singh e A.B. Grudinin, IEEE Photonic Technology Letters, vol. 15, p. 1519-1521, Novembro 2003.

7. "Picosecond SESAM based Ytterbium Mode-Locked Fiber Lasers", L.A. Gomes, L. Orsila, T. Jouhti e O.G. Okhotnikov, Journal of Selected Topic on Quantum Electronics, vol. 10, pp. 1902-1906, Janeiro/Fevereiro 2004.

8. "Mode-locked ytterbium fiber lasers", L. Orsila, L.A. Gomes, N. Xiang, T. Jouhti e O.G. Okhotnikov, Applied Optics, vol. 43, pp. 129-136, 20 de Março 2004.

9. "Optical Fiber Communications: Recent Contributions in Photonic Device Technology", J. Carvalho, R. Romero, M. Melo, L.A. Gomes, O. Frazão, M.B. Marques e H. Salgado, Fiber and Integrated Optics, vol. 24, pp. 371-394, 2 de Abril 2005.

Comunicações orais apresentadas em Conferências Internacionais com referee:

1. "Diluted Nitride Edge-emitting and Vertical-cavity Lasers for 1.3-μm Fibre-optic Networks", T. Jouhti, C. S. Peng, E.-M. Pavelescu, J. Konttinen, W. Li, L.A. Gomes, O. Okhotnikov e M. Pessa, 4th Internacional Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), Varsóvia, Polónia, 21 a 25 de Abril 2002.

2. "Diluted Nitride Quantum Well Structures and Lasers for 1,3μm Fiber-optic Networks", T. Jouhti, J. Konttinen, E.-M. Pavelescu, C.S. Peng, L.A. Gomes, S. Karirinne, O. Okhotnikov e M. Pessa, LongWave on GaAs Conference, Napa Valley, 4 e 5 de Junho 2002.

3. "Effects of C-Band Pumping on the Performance of L-Band Erbium Doped Fibre Amplifiers", A. Teixeira, M. Melo, C. Santos, D. Pereira, M. Lima, P. André, O. Frazão, L.A. Gomes, H.M. Salgado e F. Rocha, Telecomunications Electronics and Control, Santiago de Cuba, Cuba, 17 a 19 de Julho 2002.

4. "Effects of Multiple C-Band Pumping on the L-Band EDFA gain profile", A. Teixeira, A. Santos, D. Pereira, M. Lima, P. André, F. Rocha, M. Melo, O. Frazão, L.A. Gomes e H.M. Salgado, Global Optical and Wireless Network Conference (GOWN'02), Wolin, Polónia, 25 a 30 de Agosto 2002.

5. "Novel Ga-As-Based Nitride and Antimonide Long-Wavelength VCSEL's", T. Jouhti, C.S. Peng, E.-M. Pavelescu, J. Konttinen, L.A. Gomes, O. Okhotnikov e M. Pessa, Symposium on Nano and Giga Challenges in Microelectronics Research and Opportunities in Russia, Moscovo, Rússia, 10 a 13 de Setembro 2002.

6. "Widely Tunable L-band Erbium Doped Fiber Ring Laser by Means of Induced Cavity Loss Control", M. Melo, A. Teixeira, O. Frazão, L.A. Gomes, M. Lima, C. Santos, D. Pereira, F. Rocha e H. M. Salgado, 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, Glasgow, Escócia, 10 a 14 de Novembro 2002.

7. "Mode-locked ytterbium fiber laser tunable in the 980 – 1070 nm spectral range", L.A. Gomes, N. Xiang, T. Jouhti, O.G. Okhotnikov e A. Grudinin, 87th OSA Annual Meeting "Frontiers in Optics", Tucson, Arizona, U.S.A., Outubro 2003.

8. "140-MHz stretched pulse ytterbium fiber laser operating in the 980 – 1030 nm spectral range", L.A. Gomes, N. Xiang, T. Jouhti, O.G. Okhotnikov, M. Hotoleanu, A. Salomaa e S. Tammela, 87th OSA Annual Meeting "Frontiers in Optics", Tucson, Arizona, U.S.A., Outubro 2003.

Comunicações Orais apresentadas em Conferências Nacionais:

1. "Broadly Tunnable Mode-Locked Ytterbium Doped Fiber Laser", L.A. Gomes e O.G. Okhotnikov, I SITE-ON, Aveiro, 17 de Junho 2003.

2. "Vertical-Cavity Saturable Absorber Intensity Modulator", L.A. Gomes, M. Guina, A. Vainionpää, A. Härkönen, L. Orsila, J. Lyytikäinen, M.B. Marques e O.G. Okhotnikov, ConfTele 2003, Aveiro, 18 a 20 de Junho 2003.

Posters Apresentados em Conferências Nacionais:

1. "Lasers de Alta Potência de Cavidade-Vertical com Emissão à Superficie em GaInNAs / GaAs", L.A. Gomes, T. Jouhti, J. Konttinen, M.B. Marques e O.G. Okhotnikov, XIIIª Conferência Nacional de Física, FÍSICA 2002, Évora, 6 a 10 de Setembro 2002.

2. "L-Band Erbium Doped Fiber Amplifier Design Limitations Due to C-Band Signal Power Injection", M. Melo, A. Teixeira, L.A. Gomes, C. Santos, D. Pereira, O. Frazão, M. Lima, P. André, F. Rocha e H.M. Salgado, XIIIª Conferência Nacional de Física, FÍSICA 2002, Évora, 6 a 10 de Setembro 2002.

3. "Tunable L-Band Erbium Doped Fibre Ring Laser", M. Melo, O. Frazão, L.A. Gomes, A. Teixeira, C. Santos, D. Pereira, M. Lima, F. Rocha e H.M. Salgado, XIIIª Conferência Nacional de Física, FÍSICA 2002, Évora, 6 a 10 de Setembro 2002.

4. "Novel Semiconductor Quantum Well Lasers for Next Generation Fiber-Optic Telecommunication Networks", T. Jouhti, S. Karirinne, C.S. Peng, J. Konttinen, L.A. Gomes, O. Okhotnikov e M. Pessa, Physics Days, Helsinquia, Finlândia, 20 a 22 de Março 2003.

Faculdade de Ciências do Porto
Biblioteca do Departamento de Física

93715