

Luís Armando de Aguiar Oliveira Gomes

**Lasers em Fibra Óptica
com Realimentação com
Desvio de Frequência**



Biblioteca
Faculdade de Ciências
Universidade do Porto



Departamento de Física
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

TA1800 GOMf L 2009

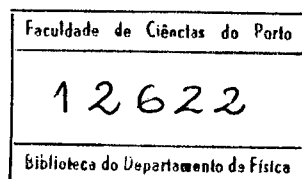
OFERTA À BIBLIOTECA
DO DEP. FÍSICA, FCUP
Luis Aguiar

Luís Armando de Aguiar Oliveira Gomes

Lasers em Fibra Óptica com Realimentação com Desvio de Frequência



*Dissertação submetida para a obtenção do
grau de Mestre em Optoelectrónica e Lasers*



Departamento de Física
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
Abril de 2001

Dissertação realizada sob a orientação do
Doutor Manuel Joaquim Bastos Marques,
Professor Auxiliar do Departamento de Física
da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

*“Regrets, I’ve had a few
But then again, too few to mention...”
In “My Way”*

Para a Licínia

Agradecimentos

Correndo o risco de cometer alguma imperdoável omissão, não posso deixar de agradecer em especial

ao professor Manuel Joaquim Marques, por ter assumido a responsabilidade da orientação do meu mestrado, numa altura em que já se encontrava sobrecarregado.

ao professor João Sousa, da Universidade de Aveiro, por toda a assistência prestada, quer a nível teórico quer a nível experimental, apesar das dificuldades criadas pela distância.

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.

aos meus colegas de mestrado, com quem partilhei muitas das alegrias e tristezas dos últimos dois anos.

aos meus colegas da unidade de Optoelectrónica, em especial à Luísa, ao Rui, ao Dionísio, ao Paulo e ao Filipe, pelo óptimo ambiente de trabalho proporcionado, que muito ajudou à realização deste trabalho.

à minha família, por apoiar todas as minhas decisões.

à minha namorada que, tal como eu escrevi há dois anos atrás, incrivelmente ainda me atura.

ao INESC Porto, pela disponibilização dos meios indispensáveis à realização do trabalho aqui apresentado.

a Fundação para a Ciência e Tecnologia, pelo apoio prestado, no âmbito de uma Bolsa de Mestrado (apoio à dissertação).

Resumo

Durante este mestrado foram abordados dois temas distintos, dentro da área das fontes em fibra óptica, através do estudo de dois dispositivos representativos. O primeiro a ser estudado foi um amplificador *flared*, em fibra óptica dopada com érbio, e o segundo foi um laser em fibra óptica com realimentação com desvio de frequência.

O estudo que se pretendia levar a cabo com o amplificador *flared*, e que estava relacionado com a medição da sua figura de ruído, não pôde ser concluído, devido à elevada instabilidade do sistema de bombagem utilizado.

Procedeu-se de seguida ao estudo dos lasers com realimentação com desvio de frequência, tendo sido demonstrada a geração de impulsos curtos e ultra-curtos para três cavidades diferentes. A duração dos impulsos gerados por estes lasers foi da ordem de 1 a 2 ps, o que está de acordo com outros resultados encontrados na bibliografia.

Foi observada a emissão de um ou mais impulsos por volta da cavidade, em função da potência de bombagem, e estudados os diferentes regimes de funcionamento pulsado. No caso da geração de harmónicos da frequência base, a taxa de repetição máxima obtida foi cerca de 245 MHz. Foi também observada a emissão de pacotes de impulsos à frequência base da cavidade, e o funcionamento em regime simultaneamente *Q-switched* e *mode-locked*. Ao contrário do que é referido na bibliografia, não foi observada nenhuma alteração no comportamento do sistema quando a frequência base da cavidade correspondia a um múltiplo da frequência de modulação do modulador acusto-óptico.

De seguida procedeu-se à implementação de um método de controlo da taxa de repetição dos impulsos, baseado na introdução de um interferómetro de Michelson na cavidade. A separação temporal dos impulsos não pôde ser observada no autocorrelacionador, pelo que não foi possível verificar os resultados desta técnica.

Explorando o mecanismo de encurtamento dos impulsos baseado na rotação não-linear da polarização, foram gerados impulsos ultra-curtos, com apenas 375 fs de duração. Estes impulsos são, tanto quanto é do conhecimento do autor, os impulsos mais curtos alguma vez obtidos directamente de um laser com realimentação com desvio de frequência, em anel de fibra dopada com érbio.

Abstract

During this master's program two distinct subjects in the field of optical fiber sources were addressed, through the study of two symbolic devices. The first to be studied was a flared optical amplifier made with erbium-doped fiber. The second was a frequency shifted feedback fiber laser, capable of generating short and ultra-short pulses.

The study we intended to carry out with the optical amplifier, which consisted in the measurement of its noise figure, could not be completed, due to the fact that our pumping scheme was too unstable.

Frequency shifted feedback fiber lasers were studied by demonstrating the generation of short and ultra-short optical pulses, in three separate cavities. The typical duration of the pulses was in the 1 to 2 ps region, which is in accordance to previously reported results.

Depending on pump power, the generation of one or more pulses per cavity round-trip was observed, and the different regimes of pulsed operation were studied. In the case of harmonic generation, the highest repetition rate observed was close to 245 MHz. The generation of bursts of closely packed pulses at the cavity round-trip frequency, was observed, as was the simultaneously Q-switched and mode-locked regime. No change in the behavior of laser was observed when the cavity length was changed, even when the cavity round-trip frequency was a multiple of the acousto-optic modulator frequency.

A method for repetition rate control, based on a Michelson interferometer, was implemented. The pulse separation could not be measured, and therefore we cannot be sure of the results of this technique.

Exploiting a pulse shortening mechanism, based on the non-linear polarization rotation effect, ultra-short pulses with just 375 fs duration were observed. These are, as far we know, the shortest pulses ever obtained from a frequency shifted feedback fiber ring laser.

Índice

| | | |
|-------|---|----|
| 1 | Introdução | 9 |
| 1.1 | Motivação..... | 9 |
| 1.2 | Trabalho desenvolvido | 11 |
| 1.3 | Estrutura da dissertação..... | 12 |
| 2 | Lasers em fibra óptica com realimentação com desvio de frequência..... | 14 |
| 2.1 | Breve introdução aos lasers..... | 14 |
| 2.2 | Lasers em fibra óptica | 19 |
| 2.3 | Lasers com realimentação com desvio de frequência | 22 |
| 2.3.1 | Breve historial de desenvolvimento | 23 |
| 2.3.2 | Princípio de funcionamento..... | 28 |
| 2.3.3 | Regimes de funcionamento pulsado | 31 |
| 2.4 | Geração de impulsos ultra-curtos | 33 |
| 2.5 | Controlo da taxa de repetição..... | 35 |
| 2.6 | Conclusões | 36 |
| 3 | Geração de impulsos pela técnica de realimentação com desvio de frequência .. | 38 |
| 3.1 | Caracterização de lasers com realimentação com desvio de frequência | 38 |
| 3.2 | Controlo da taxa de repetição..... | 46 |
| 3.3 | Geração de impulsos ultra-curtos..... | 51 |
| 3.4 | Conclusões | 58 |
| 4 | Comentário final e perspectivas de trabalho futuro | 61 |
| 4.1 | Comentário final..... | 61 |
| 4.2 | Perspectivas de trabalho futuro | 62 |
| | Anexos | 64 |
| | Anexo I – Amplificador “flared” com perfil de emissão monomodo..... | 65 |
| 1. | Introdução..... | 65 |
| 2. | Amplificador “flared” | 66 |
| 3. | Sistema de medida..... | 67 |
| 4. | Lasers sintonizáveis..... | 72 |
| 5. | Resultados | 74 |
| 6. | Comentário final e perspectivas de trabalho futuro | 77 |
| | Anexo II – Comunicações decorrentes do trabalho efectuado | 78 |
| | Referências | 79 |

1 Introdução

1.1 Motivação

O crescimento acelerado da Internet tem vindo a alterar profundamente o sector das telecomunicações, demonstrando que a largura de banda de um sistema de transmissão nunca é demasiado grande. Para fazer face a essa procura crescente, os operadores de telecomunicações são cada vez mais forçados a procurar novos métodos para aumentar a capacidade das suas redes.

Neste contexto, as redes de comunicação em fibra óptica têm vindo a ganhar uma importância cada vez maior, apesar dos elevados custos de instalação. No entanto esses custos podem ser rentabilizados explorando a elevada largura de banda das fibras ópticas.

Essa elevada largura de banda permite que as fibras não sejam, de um modo geral, o principal elemento limitador da capacidade do sistema, podendo, em princípio, a capacidade ser aumentada alterando apenas os sistemas de emissão, amplificação, regeneração e recepção do sinal. A maximização da capacidade pode ser feita aumentando a taxa de transmissão de cada canal (TDM), ou aumentando o número de canais transmitidos (WDM). Explorando essas duas tecnologias é possível obter valores de custo/bit/quilómetro muito reduzidos, que tornam as redes em fibra óptica muito atractivas, e que justificam a sua cada vez maior penetração no mercado.

Em consequência da elevada procura de sistemas ópticos de transmissão de alto débito tem-se observado nas últimas décadas um grande desenvolvimento na área das comunicações ópticas e nas tecnologias associadas (fibras ópticas, fontes e receptores ópticos, amplificadores ópticos, dispositivos de comutação, etc.).

Esse grande desenvolvimento começou após a invenção do laser, por T.H. Maiman em 1960, e foi acompanhado por uma enorme evolução nas técnicas de fabrico das fibras, nomeadamente na eliminação das impurezas no vidro. Esses aperfeiçoamentos permitiram reduzir progressivamente as perdas das fibras, dos cerca de 1000 dB/km nos anos cinquenta, para valores inferiores a 0,2 dB/km nas fibras actuais. Essas baixíssimas perdas, aliadas a outras características das fibras, como por exemplo a elevada largura de banda e a elevada fiabilidade, fizeram com que as fibras se transformassem num meio de transporte de informação por excelência.

Outro desenvolvimento extremamente importante na área das fibras ópticas ocorreu pouco tempo depois da invenção do laser, com a demonstração do primeiro laser em fibra óptica. Esse dispositivo foi obtido através da dopagem do núcleo da fibra com íons activos, e demonstrou a possibilidade da fabricação de fibras nas quais é possível obter acção laser.

Surgiu assim uma nova área de desenvolvimento na óptica, a das fontes em fibra óptica, dedicada ao desenvolvimento de lasers e amplificadores, em que o meio de ganho é a própria fibra. A utilização de fibras ópticas como meio de ganho apresenta uma grande vantagem em relação aos lasers tradicionais, pois o elevado confinamento da luz no interior da fibra e as baixas perdas da mesma possibilitam a existência de distâncias de interacção elevadas. Essas distâncias permitem obter sistemas com baixo limiar de acção laser, oscilação laser em materiais com ganho reduzido, e elevados ganhos com níveis de bombagem reduzidos.

Embora a área das fontes em fibra óptica tenha surgido nos anos sessenta, foi só na década de oitenta que essa área se começou verdadeiramente a desenvolver. Uma diversidade de íons activos foi ensaiada, tendo alguns deles demonstrado a sua utilidade, permitindo actualmente a obtenção de acção laser em diversas regiões do espectro visível e infravermelho.

Um ião que demonstrou ser particularmente útil foi o de érbio (Er^{3+}), pois permite obter acção laser na região dos 1550 nm, que é exactamente a região na qual a atenuação das fibras ópticas é mínima. (Essa região é conhecida como 3ª janela da telecomunicações, sendo que a 1ª se situa nos 850 nm e a 2ª nos 1310 nm). É pois natural que os desenvolvimentos mais significativos na área das fibras dopadas se tenham dado com fibras dopadas com Er^{3+} .

Como já foi referido, uma das técnicas que pode ser utilizada para aumentar a capacidade de um sistema de transmissão baseia-se no aumento da taxa de transmissão de cada canal (TDM). Com esse fim foram já desenvolvidos diversos tipos de lasers em fibra, capazes de trabalhar a frequências de dezenas ou centenas de gigahertz, e que se apresentam como fortes candidatos à substituição dos tradicionais lasers em semicondutor, cujo desempenho está limitado pelas exigências tecnológicas desses dispositivos.

Por outro lado, e de forma a aumentar a distância a que os sinais são transmitidos, e desta forma reduzir o número de regeneradores ao longo de um sistema de transmissão a longa distância, torna-se necessário aumentar a potência do sinal. Com esse objectivo têm sido realizado muito trabalho experimental nesta área, tendo já sido desenvolvidos muitos

lasers e amplificadores em fibra óptica, sendo que estes últimos são já hoje comuns nos sistemas de transmissão de dados.

Para além destes dois tópicos, outros têm progredido aceleradamente na área das fontes em fibra óptica; em particular, podemos referir dois outros desenvolvimentos com grande importância na área das telecomunicações. Um deles é o alargamento das bandas de transmissão dos sistemas, nomeadamente através da utilização da chamada banda L (1570-1610 nm). Essa tecnologia, apesar de muito recente, começa já a ser explorada, com o aparecimento dos primeiros dispositivos comerciais. Outro exemplo é o dos amplificadores Raman, baseados num fenómeno não-linear que exige potências e distâncias de interacção elevadas, e que permite obter ganho em regiões para as quais não existem iões activos apropriados.

1.2 Trabalho desenvolvido

O trabalho desenvolvido no decorrer deste mestrado insere-se no âmbito dos projectos que têm vindo a ser realizados na área das fontes ópticas pela Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos (UOSE) do INESC Porto. Trata-se, sem dúvida, de uma unidade de excelência nalgumas áreas de estudo das fibras ópticas, facto que é cada vez mais reconhecido, quer a nível nacional quer a nível internacional.

Inicialmente esta dissertação foi realizada sob a orientação do Prof. Doutor Oleg Okhotnikov, que em Fevereiro de 2000 abandonou a Universidade do Porto, tendo nessa altura a orientação ficado a cargo do Prof. Doutor Manuel Joaquim Bastos Marques. Este trabalho contou ainda com a colaboração laboratorial do Prof. Doutor João Manuel da Silva de Sousa, da Universidade de Aveiro.

O primeiro trabalho desenvolvido no âmbito deste mestrado abordou o tema dos amplificadores em fibra óptica. Em particular, foi estudado um amplificador *flared* em fibra óptica dopada com Er^{3+} , cuja entrada é formada por fibra monomodo e a saída por fibra multimodo, apesar de o perfil da luz emitida permanecer monomodo. Este amplificador havia sido desenvolvido na Unidade e foi entretanto patenteado (INPI nº 102089).

A utilização de fibras multimodo permite obter níveis de potência mais elevados, enquanto que o perfil de emissão monomodo assegura uma boa qualidade do feixe. Apesar deste tipo de amplificadores não ser compatível com as redes de fibra óptica

convencionais, poderá ser muito interessante noutra tipo de aplicações, como por exemplo, nas comunicações ópticas em linha de vista, ou mesmo em sistemas de detecção remota (*Lidar*).

O objectivo do trabalho desenvolvido com este amplificador consistia na sua caracterização em termos de ganho e de ruído. Para tal mediu-se o ganho e a figura de ruído (*Noise Figure*), que é o parâmetro normalmente utilizado na caracterização dos amplificadores em fibra óptica.

O segundo trabalho desenvolvido neste mestrado abordou o tema da geração de impulsos, através do estudo de um laser com realimentação com desvio de frequência. Este tipo de lasers surgiu nos anos 60, e está novamente a ser alvo de alguma atenção, devido à capacidade de geração de impulsos curtos, a taxas de repetição potencialmente muito elevadas, e com elevada estabilidade.

Durante o estudo deste laser foram analisados os diversos factores envolvidos na geração de impulsos, tendo sido obtidos resultados interessantes, em particular no caso da geração de impulsos ultra-curtos. Os impulsos ultra-curtos obtidos, com duração inferior a 1 picosegundo, poderão ser pouco interessantes em termos de comunicações ópticas, pois são demasiado curtos, mas poderão ser interessantes na observação de fenómenos rápidos, por exemplo reacções químicas, biológicas, etc. Foi ainda ensaiado o controlo da taxa de repetição dos mesmos.

Finalmente, foi ainda abordado um outro regime de funcionamento, possível de obter nos lasers com realimentação com desvio de frequência, no qual eles emitem em contínuo vários comprimentos de onda, com um espaçamento bem definido. Os estudos preliminares desse tema não apresentaram os resultados pretendidos, tendo por isso esse estudo sido interrompido.

1.3 Estrutura da dissertação

Esta dissertação está dividida em 4 capítulos e 2 anexos. Após este primeiro capítulo introdutório, segue-se um capítulo sobre a teoria dos lasers com realimentação com desvio de frequência. Nesse capítulo é feita uma breve introdução aos lasers em fibra, sendo em seguida descrito o princípio de funcionamento dos lasers com realimentação com desvio de frequência. É ainda apresentado um breve historial de desenvolvimento desses lasers, e são

descritos sumariamente os métodos de geração de impulsos ultra-curtos e de controlo da taxa de repetição que foram implementados.

No terceiro capítulo é descrito o trabalho realizado na caracterização de três lasers com realimentação com desvio de frequência. Nesse capítulo são também apresentados os resultados relativos à geração de impulsos ultra-curtos, e é descrita a experiência de controlo da taxa de repetição. No quarto capítulo são feitas algumas considerações finais e descritas as perspectivas de trabalho futuro.

No anexo I é descrito o trabalho realizado com o amplificador *flared*, nomeadamente a medição do ganho e da figura de ruído. O anexo II contém a lista das comunicações decorrentes do trabalho efectuado.

2 Lasers em fibra óptica com realimentação com desvio de frequência

2.1 Breve introdução aos lasers

Desde a invenção do primeiro laser¹, por T.H. Maiman em 1960, que muitos e variados tipos de lasers têm sido desenvolvidos. A importância destes dispositivos é hoje comprovada não só pelo esforço realizado no desenvolvimento de novos materiais e de novas técnicas de emissão laser, mas também pelas inúmeras aplicações que se encontram no dia a dia.

Antes de apresentar o trabalho desenvolvido neste mestrado, vamos começar por apresentar um modelo muito simplificado de um laser^{2,3}, que vai ser útil na explanação de alguns aspectos do trabalho realizado. Esse modelo explica o funcionamento de um laser à custa de dois componentes fundamentais, o meio de ganho e a cavidade responsável pela realimentação.

O meio de ganho é descrito como um meio que, quando excitado externamente, permite obter a amplificação do sinal óptico que o atravessa. Hoje em dia são utilizados com esse fim os mais diversos meios⁴, como por exemplo, cristais com iões activos, líquidos com corantes, fibras dopadas com terras raras, gases, e semicondutores.

Esses meios, embora distintos, têm um ponto comum, que é o facto de serem constituídos por um hospedeiro no qual se encontram alojados os elementos activos, que tipicamente são iões. O hospedeiro, não sendo directamente responsável pela amplificação do sinal, tem no entanto um papel extremamente importante na definição das propriedades do meio de ganho, nomeadamente as espectroscópicas. O tipo de hospedeiro é também fundamental para a determinação do tipo de bombagem apropriado a cada caso, e que pode ser feita⁵, 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.

De acordo com este modelo, consideremos que os níveis de energia dos iões activos no interior do meio hospedeiro, podem ser descritos por um modelo simplificado de dois níveis, tal como é representado na Figura 2.1. Este é um sistema muito simplificado, mas que é suficiente para o modelo que estamos a apresentar.

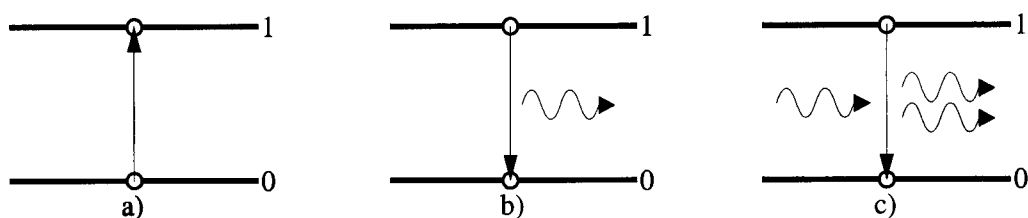


Figura 2.1 – Diagrama de energia para um sistema de dois níveis: a) excitação dos electrões para o nível 1, b) decaimento por emissão espontânea; c) decaimento por emissão estimulada.

Por acção da bombagem, os electrões que se encontram no nível fundamental são promovidos para o nível excitado, (Figura 2.1 a)), permanecendo nesse nível durante algum tempo, pelo facto de se tratar de um nível metaestável. Ao fim desse tempo os electrões decaem para o nível fundamental através de dois processos distintos: o primeiro desses processos corresponde à emissão espontânea de um fóton, e o segundo à emissão estimulada (representados respectivamente nas Figura 2.1 b) e c)). Nesse último caso, quando um fóton com energia igual à diferença de energia entre os níveis 0 e 1 passa na proximidade do ião excitado, este decai para o nível 0, emitindo um outro fóton com a mesma energia, a mesma direcção e em fase com o fóton incidente.

É este último processo que permite obter a amplificação do sinal a partir de um ião excitado. Caso o ião não se encontre previamente excitado, a situação é a oposta, sendo o fóton absorvido, excitando ele próprio o ião (Figura 2.1 a)). Considerando o meio como um todo, conclui-se que para termos ganho, temos que ter mais iões por unidade de volume no estado excitado $[N_1]$ do que no estado fundamental $[N_0]$. Essa situação em que a população do nível excitado é superior à do nível fundamental é designada por *inversão da população*.

De acordo com o nosso modelo simplificado, o ganho $[g]$ que obtemos de um meio excitado é proporcional à inversão da população $[N_1 - N_0]$, sendo a constante de proporcionalidade designada secção eficaz de emissão $[\sigma_e]$.

$$g = \sigma_e (N_1 - N_0) \quad (2.1)$$

A secção eficaz⁶ é um parâmetro do meio que descreve as interacções deste com a radiação, em função da frequência desta. A secção eficaz de absorção indica a que frequências o meio pode ser excitado, ao passo que a secção eficaz de emissão diz-nos onde é possível obter emissão. Estes dois parâmetros resultam não só das propriedades espectrais dos iões activos, mas também da interacção com o hospedeiro.

Na equação (2.1) não estão presentes diversos factores, que foram desprezados no nosso modelo simplificado, mas que são extremamente importantes nos sistemas reais. Um desses factores, que não podemos deixar de referir, é a saturação do ganho. A saturação resulta da redução da inversão da população, quando o decaimento induzido pela emissão estimulada é comparável à taxa de bombagem.

De seguida vamos examinar o efeito da introdução do meio de ganho no interior de uma cavidade. De acordo com o modelo simplificado que estamos utilizar, vamos considerar uma cavidade formada apenas por dois espelhos planos e paralelos, separados por uma distância L , entre os quais se encontra o meio de ganho.

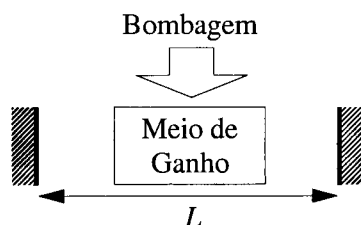


Figura 2.2 – Esquema simplificado de uma cavidade laser.

O meio de ganho ao ser excitado pela bombagem emite fótons espontaneamente, em todas as direcções. Os fótons que não sejam emitidos perpendicularmente aos espelhos acabam, ao fim de algumas voltas, por sair da cavidade. Os fótons emitidos perpendicularmente aos espelhos permanecem na cavidade, sendo sucessivamente amplificados pelo meio de ganho.

No entanto, esse número de fótons não cresce indefinidamente porque existem perdas na cavidade, que se devem a diversos factores, como por exemplo, o espalhamento, a absorção nos espelhos e a saída da luz da cavidade. Em regime estacionário (*cw – continuous-wave*), isto é quando o número de fótons dentro da cavidade é constante, o ganho fornecido pelo meio tem que balancear exactamente as perdas da cavidade. Esse valor do ganho é designado por *ganho limiar*, e representa o valor a partir do qual é possível obter acção laser.

Por outro lado, nem todos os feixes perpendiculares aos espelhos respeitam as leis do electromagnetismo. Essas leis impõem soluções⁷ formadas por pares de ondas contrapropagantes, cuja frequência é dada pela equação (2.2).

$$v_m = \frac{mc}{2L} \quad (2.2)$$

onde v_m representa a frequência do modo m e c é a velocidade da luz. Esses pares de ondas representam ondas estacionárias no interior da cavidade, e são designados modos longitudinais.

A presença de ondas estacionárias na cavidade dá origem a um fenómeno designado por *spatial hole burning*, e que é motivado pela saturação do ganho nos locais em que o campo eléctrico é máximo, e a não extracção de energia nos locais em que ele é mínimo. Esse fenómeno é responsável pela diminuição do ganho observado por cada modo em cerca de 50%.

Em termos espectrais, os modos representam um pente de frequências permitidas pela cavidade, separadas entre si pela banda espectral livre (FSR – *Free Spectral Range*). Da sobreposição desse pente de frequências à curva de ganho do meio resulta um conjunto de modos nos quais o laser pode oscilar.

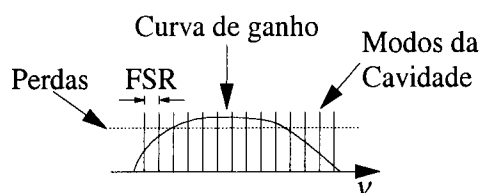


Figura 2.3 – Representação dos modos da cavidade e da curva de ganho.

Pelo facto de em regime cw o ganho se encontrar preso ao ganho limiar, o número de modos emitidos é ainda mais limitado. Isto porque a maior parte dos modos que estão dentro da curva de ganho encontra-se muito abaixo do ganho limiar. Apesar dessa limitação, observa-se normalmente a emissão simultânea de um conjunto reduzido de modos, sem nenhuma relação de fase entre eles. É possível obter emissão monomodo, através da aplicação de uma das diversas técnicas existentes⁷.

Abordemos de seguida o tema da geração de impulsos em lasers. Os dois métodos mais utilizados para obter funcionamento em regime pulsado são o *Q-switching* e o *mode-locking*. O *Q-switching* permite obter impulsos com duração da ordem de 10^{-7} ou 10^{-8} segundos, com potências de pico elevadas. O *mode-locking* permite obter impulsos mais curtos, com duração geralmente inferior a 10^{-12} segundos, mas cuja potência não é muito elevada.

O princípio de funcionamento do *Q-switching* baseia-se na comutação abrupta do Q da cavidade entre um valor reduzido e um valor elevado. Uma cavidade com um Q elevado

possui perdas reduzidas, ao passo que uma cavidade com um Q reduzido apresenta perdas muito elevadas.

Um dos primeiros métodos⁸ utilizados para efectuar essa comutação foi a rotação, a uma frequência elevada, de um dos espelhos da cavidade. Durante a maior parte do período de rotação os espelhos não estão alinhados, pelo que as perdas da cavidade são muito elevadas, não sendo possível o ganho atingir o valor limiar. Durante esse período de tempo a extracção de energia do meio é reduzida, acumulando-se a energia de bombagem no interior do meio de ganho, sob a forma de inversão da população. No instante em que os espelhos se encontram alinhados, as perdas decaem muito rapidamente, permitindo a formação de um impulso intenso, que extrai a energia acumulada no meio.

Hoje em dia os métodos utilizados para variar rapidamente as perdas baseiam-se na introdução na cavidade de comutadores electro-ópticos ou acusto-ópticos⁹, ou de absorvedores saturáveis¹⁰.

O *mode-locking* é um processo mais complexo. Como foi referido anteriormente, é possível um laser oscilar simultaneamente em vários modos. Caso exista uma relação de fase fixa entre esses modos, observam-se impulsos, cuja duração é inversamente proporcional ao número de modos relacionados.

Os diversos métodos capazes de gerar essa relação de fase são classificados¹¹ em duas categorias: o *mode-locking* activo e o *mode-locking* passivo. No primeiro caso a introdução da relação entre os modos é feita modulando a amplitude (*AM mode-locking*), ou a fase (*FM mode-locking*) dos modos, utilizando para tal moduladores acusto-ópticos ou electro-ópticos. Uma limitação extremamente importante deste tipo de *mode-locking* é o facto da frequência de modulação desses moduladores ter que ser exactamente¹² um múltiplo (ou submúltiplo) da separação entre os modos. Essa 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 desejável a utilização de processos de *mode-locking* passivo, nos quais a condição de ressonância é garantida automaticamente. Desses métodos, o habitualmente utilizado recorre à introdução de um absorvedor saturável na cavidade¹³.

Quando um impulso se propaga através de um absorvedor saturável, os flancos desse impulso são mais atenuados do que a parte central, que é suficientemente intensa para saturar o absorvedor. Como resultado, o impulso à saída é mais curto que o impulso à entrada. O encurtamento dos impulsos fornece um mecanismo através do qual o laser minimiza as perdas da cavidade emitindo impulsos intensos.

A formação dos impulsos resulta de flutuações na emissão espontânea, que são amplificadas pelo absorvedor saturável, até que um impulso suficientemente intenso para saturar o absorvedor se forma. O impulso é continuamente encurtado, até que a sua largura espectral ultrapassa a largura permitida pelo meio de ganho.

Outro processo de geração de impulsos curtos, que é normalmente incluído na categoria dos processos de *mode-locking* passivo, é o da realimentação com desvio de frequência. Esse método será descrito em maior detalhe na secção 2.3.

2.2 Lasers em fibra óptica

Nesta secção vamos efectuar uma breve apresentação aos lasers em fibra. Iremos começar por apresentar alguns dados históricos relacionados com o desenvolvimento desse tipo de lasers, e em seguida vamos expor algumas das suas vantagens. Para terminar esta secção serão abordados os temas das cavidades em fibra, e será descrito sucintamente o funcionamento das fibras dopadas com Er^{3+} como meio de ganho.

O primeiro laser em fibra óptica foi demonstrado¹⁴ por Snitzer, que em 1961 utilizou uma fibra dopada com Nd^{3+} de dimensões transversais algo elevadas (cerca de 300 μm), para obter emissão laser a 1,06 μm . Três anos mais tarde o mesmo autor, acompanhado por Koester, demonstrou¹⁵ a utilização de uma fibra dopada com Nd^{3+} para amplificar o sinal proveniente de outro laser. As dimensões do núcleo desta fibra eram pela primeira vez da ordem de grandeza das fibras actuais (cerca de 10 μm).

Nestes dois casos a bombagem era realizada lateralmente com lâmpadas de descarga eléctrica. Esse método de bombagem era pouco eficiente, exigindo elevadas potências para se atingir o limiar de acção laser, o que implicava o recurso à utilização de fontes de bombagem pulsadas.

Em 1973 Stone e Burrus demonstraram¹⁶ pela primeira vez a bombagem “longitudinal”, de meios de ganho com geometria semelhante à das fibras ópticas. Esses meios eram pequenos segmentos, compostos por um núcleo dopado com Nd^{3+} , de dimensões mais ou menos reduzidas (entre 15 e 800 μm), rodeado por uma bainha de índice de refração inferior. Nas faces laterais desses meios de ganho haviam sido depositados filmes dieléctricos, que permitiam a transmissão da bombagem, mas reflectiam o sinal. A bombagem era efectuada por lasers de corantes ou de árgon, e era injectada

directamente no núcleo, sobrepondo-se ao sinal. Este método de bombagem revelou-se muito eficiente, permitindo ultrapassar as limitações da bombagem lateral.

No ano seguinte os mesmos autores demonstraram¹⁷ pela primeira vez a utilização de díodos laser para efectuar a bombagem de uma fibra dopada com Nd^{3+} . O núcleo das fibras ensaiadas tinha um perfil de índice de refração parabólico, e um diâmetro entre 25 e 60 μm . A bombagem era realizada longitudinalmente por um díodo laser a emitir a 880 nm, e apesar dessa não ser a melhor banda de absorção da fibra, foi observada a emissão laser a 1,06 μm .

Estes dois passos foram essenciais no desenvolvimento dos lasers em fibra, pois demonstraram um método prático e eficiente para bombear as fibras dopadas. Esse método é ainda hoje o mais utilizado para bombear lasers em fibra.

Apesar desses resultados encorajadores, foi apenas no início da década de 80 que o trabalho na área das fontes em fibra óptica se começou a desenvolver aceleradamente, beneficiando de desenvolvimentos entretanto ocorridos na área da fabricação das fibras, nomeadamente em termos da redução da atenuação e da utilização de novos iões activos nas fibras¹⁸. Um desses iões, o de Er^{3+} , revelou-se particularmente útil, pois a sua banda de emissão corresponde à chamada 3ª janela de telecomunicações, na qual a atenuação das fibras ópticas é mínima. Para além disso, o desenvolvimento ocorrido quer em termos de técnicas, quer em termos de dispositivos, permite actualmente construir inúmeros dispositivos activos em fibra (lasers, amplificadores, fontes de espectro largo, etc.), cobrindo praticamente todo o espectro visível e também grande parte do infravermelho.

São assim exploradas as características de propagação da radiação na fibra, que permitem construir dispositivos com baixo limiar de acção laser, quando comparados com sistemas laser convencionais. Limiares esses que são facilmente alcançados através da bombagem longitudinal da fibra por díodos laser, permitindo a obtenção de potências de emissão elevadas. A essas vantagens juntam-se ainda todas as 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.

Por seu lado, o desenvolvimento na área das fontes em fibra óptica motivou desenvolvimentos noutras áreas da óptica. Como exemplo, podemos referir os fenómenos não-lineares, (e.g.¹¹ os solitões e os processos de espalhamento estimulado de Raman e de Brillouin), cujo estudo foi facilitado pelas propriedades das fibras, nomeadamente o elevado confinamento e as grandes distâncias de interacção.

As cavidades dos lasers em fibra podem ser desenhadas com as mais diversas configurações¹⁹, que são normalmente classificadas em duas categorias: as cavidades lineares ou em anel. Nas cavidades lineares, também chamadas de Fabry-Perot, a cavidade é formada por dois elementos reflectores, um de cada lado da fibra dopada. Esses elementos podem ser, por exemplo, espelhos encostados às extremidades da fibra²⁰, ou depositados nas faces da fibra²¹, redes de Bragg²² ou interferómetros construídos em fibra²³.

Nas cavidades em anel, a necessidade de incluir elementos reflectores desaparece, sendo a cavidade fechada sobre si mesma. Em geral, quando se opta por uma cavidade desse tipo é incluído na cavidade um isolador óptico, para assegurar funcionamento unidireccional. Deste modo deixam de existir ondas estacionárias na cavidade, o que impede o *spatial hole burning*, aumentando a potência à saída.

Dependendo das características dos níveis de energia dos iões activos, os esquemas de bombagem são classificados de sistemas de três ou quatro níveis²⁴. As fibras dopadas com iões de Er^{3+} , utilizadas neste trabalho, podem ser representadas por um sistema de três níveis.

Assim, dependendo do tipo de bombagem utilizada, os electrões desses iões podem ser promovidos do nível 0 para o nível 1 ou directamente para o nível 2. Os electrões que sejam promovidos ao nível 2 acabam por decair muito rapidamente, e de forma não radiativa para o nível 1, tal como se representa na Figura 2.4. É deste modo que é obtida a inversão da população que permite obter a amplificação do sinal.

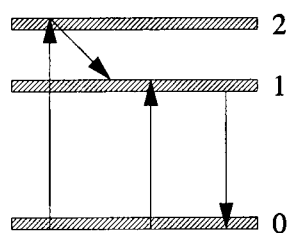


Figura 2.4 – Diagrama de energias simplificado dos iões de Er^{3+} hospedados numa fibra óptica de silica.

Tal como já foi referido na secção anterior, o ganho que obtemos a partir de um meio é proporcional à inversão da população, sendo a constante de proporcionalidade a secção eficaz de emissão. Na Figura 2.5 estão representadas as secções eficazes de emissão e de absorção para uma fibra dopada com Er^{3+} , entre 1400 e 1650 nm.

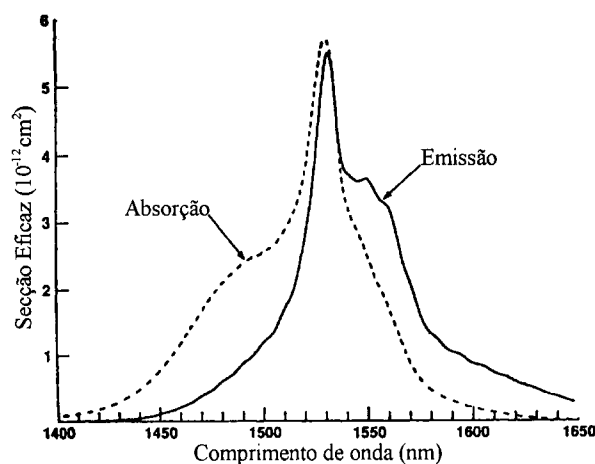


Figura 2.5 – Seção eficaz de absorção e de emissão dos íons de Er^{3+} em função do comprimento de onda.²⁵

O deslocamento existente entre os dois espectros, permite que este sistema seja descrito²⁶ como um sistema de quasi dois níveis, com a bombagem a ser efectuada na região dos 1480 nm, e a emissão entre os 1500 e os 1600 nm. Esse deslocamento dos espectros é explicado pela não uniformidade dos níveis de Stark ocupados²⁵.

Para além da bombagem a 1480 nm, existem outras bandas onde é possível efectuar a bombagem das fibras dopadas com Er^{3+} , nomeadamente a 980 e a 800 nm. A banda dos 800 nm, é pouco eficiente e sofre de absorção do estado excitado, razão pela qual é raramente utilizada. A bombagem a 980 nm é normalmente a escolhida, pois permite reduzir a emissão espontânea, que constitui a maior fonte de ruído destes sistemas²⁷.

As fibras dopadas com Er^{3+} podem também ser co-dopadas²⁸ com itérbio (Yb^{3+}). Essa co-dopagem permite alargar a banda de absorção do 800 nm para os 820-830 nm, onde a absorção do estado excitado é consideravelmente inferior. Uma comparação²⁹ das características de lasers em fibra dopada com Er^{3+} e com $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ permitiu concluir que a inclusão do Yb^{3+} permitia aumentar a potência de saída do laser.

2.3 Lasers com realimentação com desvio de frequência

Vamos de seguida apresentar uma classe de lasers em que a frequência da radiação que é reencaminhada para o meio de ganho é desviada. São os lasers com realimentação com desvio de frequência, normalmente conhecidos pelo acrónimo inglês FSF (*Frequency-Shifted-Feedback*).

Esse desvio na frequência provoca uma alteração radical das propriedades espectrais dos lasers, pois elimina a estrutura de modos existente num laser convencional. Essas

propriedades têm sido exploradas para criar diversos dispositivos, nomeadamente lasers capazes de gerar impulsos curtos, lasers com emissão simultânea em vários comprimentos de onda e fontes de espectro largo.

O método normalmente utilizado para gerar o desvio de frequência dentro da cavidade recorre à inclusão de um modulador acusto-óptico (AOM – *Acousto-Optic Modulator*) na cavidade. O princípio de funcionamento destes moduladores baseia-se na adição de uma onda acústica à onda óptica incidente. Dessa adição resulta um desvio na frequência da onda óptica à saída, cujo valor é aproximadamente igual à frequência de modulação do AOM, e que apesar de ser pequeno, em comparação com a frequência da radiação óptica, pode ter valores da ordem das várias dezenas de megahertz.

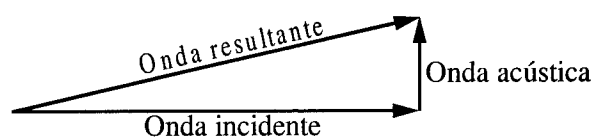


Figura 2.6 – Diagrama representando os vectores de onda das três ondas envolvidas num modulador acusto-óptico.

Antes de explicar o princípio de funcionamento deste tipo de lasers, em particular no que diz respeito à geração de impulsos curtos, é conveniente apresentar um breve historial³⁰ do seu desenvolvimento.

2.3.1 Breve historial de desenvolvimento

Em 1965 Foster *et al.* demonstraram³¹ pela primeira vez o funcionamento em regime *mode-locked* de um laser de He-Ne convencional, através da introdução de um desvio na frequência de realimentação. Esse comportamento foi obtido acoplando o laser a uma cavidade externa, na qual se encontrava uma célula de difracção acusto-óptica, cuja frequência de modulação era metade da separação entre os modos do laser, não tendo os autores indicado as características temporais e espectrais dos impulsos obtidos.

Cinco anos mais tarde, Streifer *et al.* sugeriram³² que seria possível sintonizar electronicamente um laser de corantes, através da inclusão na cavidade de uma célula acusto-óptica. Esses autores procederam à análise teórica do sistema, e forneceram as primeiras indicações relativas ao espectro de saída. Essa análise considerava o desvio de frequência em termos de modos cuja frequência era continuamente desviada (*chirped*). Tratava-se de uma análise algo limitada, pois não incluía nem o estudo da fase dos modos

nem a presença de efeitos não lineares. Os autores sugeriram que se esses efeitos fossem incluídos seria provável o funcionamento em regime *mode-locked*.

Nos anos seguintes não foram registados desenvolvimentos significativos nos lasers FSF, sendo o tema retomado em 1987 por Gurov *et al.*. Esses autores demonstraram³³ a sintonia, em torno dos 840 nm, de um laser cw de semiconductor AlGaAs, acoplado a uma cavidade externa. A primeira aplicação deste método de sintonia a um laser em fibra óptica dopada com terras raras foi apresentada³⁴ por Wysocki *et al.* em 1990. Estes autores demonstraram a sintonia de um laser em fibra óptica dopada com Er³⁺ com cavidade linear, em duas bandas de comprimento de onda (a primeira entre 1529 e 1533 nm e a segunda entre 1543 e 1563 nm). A sintonia dentro dessas duas bandas era obtida variando a frequência de modulação do AOM inserido na cavidade. No seguimento desse trabalho, os mesmos autores descreveram³⁵ um laser em fibra óptica dopada com Er³⁺ com varrimento contínuo do comprimento de onda de saída (WSFL – *wavelength swept fibre laser*). Esse regime de funcionamento era obtido através do varrimento da frequência de modulação do AOM.

Em 1987, Kowalski *et al.* injectaram³⁶ luz de um laser de He-Ne numa cavidade passiva em anel unidireccional, na qual estava inserido um AOM. A cavidade era fechada com a primeira ordem difractada pelo 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 (80 MHz), correspondendo às voltas que o sinal injectado dava na cavidade. Devido à interferência entre esses picos espectrais resultavam, em termos temporais, impulsos com 2 ns de duração e com uma taxa de repetição igual a frequência de modulação do AOM.

Através da inclusão de um meio de ganho (jacto de corantes) numa cavidade semelhante à anterior, Kowalski *et al.* produziram³⁷, radiação laser cw com uma largura espectral algo elevada (0,75 nm). Como o equipamento utilizado por esses autores possuía um tempo de integração elevado, não foi possível na altura verificar se se tratava efectivamente de um laser de espectro largo, ou de um laser WSFL. Em 1991, Littler *et al.* exploraram as ideias de Kowalski *et al.* para desenvolver³⁸ um laser cw de corantes, com espectro mais largo que um laser cw convencional (12 GHz), e demonstraram que ele de facto não possuía a estrutura de modos típica. No ano seguinte, Littler em conjunto com outros autores, publicou mais dois artigos sobre esse tema. No primeiro desses artigos o autor descreveu³⁹ um modelo teórico com o qual estudou computacionalmente a posição e a largura do perfil espectral, quer em estado estacionário quer em regime transitório. No

segundo apresentou⁴⁰ um laser cw de espectro largo, ao qual reduziu a largura do espectro, com o objectivo de aumentar a densidade espectral à saída. Essa redução da largura espectral foi conseguida através da introdução de filtros (*étalons* de Fabry-Pérot) na cavidade e da escolha de frequências de modulação do AOM apropriadas.

No seguimento desse trabalho, a mesma equipa demonstrou⁴¹, em 1992, a geração de um pente de frequências, num laser de corantes com FSF. Esse regime de funcionamento foi obtido com uma cavidade em anel unidireccional, na qual era injectado um sinal semente. A geração de um pente de frequências *chirped* sem necessidade de um sinal semente foi demonstrada⁴² por Balle *et al.* em 1993, igualmente num laser de corantes. Esses autores utilizaram uma cavidade linear, na qual estavam colocados dois AOM de modo a que um anulasse o efeito do outro. Aplicando frequências de modulação ligeiramente diferentes aos AOM era possível obter pequenos desvios de frequência (pois o valor desse desvio era igual ao dobro da diferença das frequências de modulação dos AOM).

Os autores observaram que a taxa de desvio do espectro emitido (*chirp*) dependia não só do valor do desvio de frequência, mas também da separação entre os modos da cavidade. Para potências de bombagem reduzidas, o espaçamento do pente emitido era igual à separação entre os modos da cavidade. A formação dos modos e do *chirp* foi explicada à custa das características passivas da cavidade, assumindo que o desvio de frequência era pequeno em comparação com a separação entre os modos. A primeira demonstração⁴³ da geração de pentes de frequências num laser em fibra óptica foi realizada por Perry *et al.* em 1994, com um laser em fibra dopada com Er³⁺, com cavidade linear.

No entanto, a primeira demonstração⁴⁴ da geração de um pente de frequências cw foi feita por Coppin *et al.* em 1990, utilizando uma cavidade com um amplificador de semiconductor como meio de ganho, muito semelhante à que mais tarde Litter utilizou⁴¹. Ainda em 1990, Coppin *et al.* demonstraram⁴⁵ o funcionamento de um sistema semelhante a este, no qual foi incorporando uma linha de atraso de modo com o objectivo de separar temporalmente os dentes do pente de frequências. Utilizando um modulador de Mach-Zehnder à saída da cavidade, os autores demonstraram que podiam escolher o dente que pretendiam, obtendo assim a translação em frequência do sinal. Em 1993, Shimizu *et al.* apresentaram⁴⁶ um sistema semelhante a este, com capacidade de translação de cerca de 68 GHz. Esses autores continuaram a interessar-se por este tema, tendo desenvolvido⁴⁷ em 1997 um sistema capaz de gerar uma série de frequências pulsadas que cobriam uma banda de 1,4 THz, espaçadas entre elas por 10 GHz.

Como já foi referido³⁷, em 1988 Kowalski et al. desenvolveram uma cavidade FSF, na qual era injectado um sinal para produzir radiação cw de espectro largo. Ainda nesse ano, a mesma equipa desenvolveu⁴⁸ um laser FSF de corantes pulsado. Com esse objectivo introduziram na cavidade anterior um *étalon*, e asseguraram que a frequência de modulação do AOM [Ω] (cerca de 110 MHz) respeitava a seguinte equação.

$$\Omega = \frac{2n\pi c}{L} \quad (2.3)$$

onde n é um número inteiro, c é a velocidade da luz e L é o comprimento da cavidade. Esse laser produzia impulsos com duração entre 9,6 e 29,2 ps, com taxas de repetição entre 220 e 1760 MHz, sempre em múltiplos de 220 MHz. Em 1990, Hale *et al.* apresentaram⁴⁹ um modelo teórico baseado numa cavidade FSF passiva, e com ele calcularam as características espectrais e temporais dos impulsos. Os autores verificaram que a emissão de impulsos curtos era possível quando a condição de ressonância, expressa pela equação (2.3), era respeitada.

Dois anos mais tarde, Cutler publicou dois artigos nos quais abordou o tema da formação dos impulsos, apresentando⁵⁰ um modelo teórico, que posteriormente simulou⁵¹ computacionalmente. Esse modelo estudava o comportamento de um sinal com amplitude Gaussiana, numa cavidade FSF, com uma curva de filtragem igualmente Gaussiana, e na qual estava presente uma não-linearidade função da intensidade. Nesse modelo foram incluídos os efeitos da dispersão, mas desprezado o ruído. O autor verificou, ao fim de um número elevado de voltas na cavidade, 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.* apresentaram⁵² pela primeira vez um laser FSF, em fibra dopada com Er^{3+} , a funcionar simultaneamente nos regimes *Q-switched* e *mode-locked*. Os autores apontaram o mecanismo de auto modulação de fase (SPM – *Self-Phase Modulation*) como responsável pelo fenómeno de geração de impulsos por eles observado. O efeito da SPM nos lasers FSF foi analisado^{53,54} em detalhe por Sabert *et al.*, tanto a nível teórico como experimental. Os estudos efectuados por estes autores indicaram que essa não-linearidade, presente nas fibras ópticas, era de facto 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 base da cavidade, e outros, nos quais vários impulsos, tipo solitões, circulam simultaneamente na cavidade.

No ano seguinte Perry *et al.* estudaram⁴³ o funcionamento de um laser FSF em regime pulsado, tendo observado três regimes de funcionamento diferentes. Os autores ajustaram a frequência de modulação do AOM, de acordo com a equação (2.3), e variaram a eficiência de difracção do AOM, tendo verificado que para valores até cerca de 2% obtinham impulsos com cerca de 1 ns de duração, à frequência de modulação do AOM. Para eficiências de difracção entre cerca de 2 e 3% obtinham impulsos idênticos, mas cuja amplitude era modulada por oscilações de relaxação, com um período de cerca de 30 μ s. Para eficiências de difracção superiores a 3%, os autores observaram a geração de impulsos com um período igual ao tempo de volta na cavidade (*cavity round-trip time*). Ainda em 1994, Bale *et al.* demonstraram⁵⁵ um laser FSF de corantes, no qual o número de impulsos emitidos, por cada volta na cavidade, crescia com a bombagem, tendo verificado que esse número de impulsos apresentava histerese.

Também em 1994, Kodama *et al.* apresentaram⁵⁶ um método para melhorar a estabilidade dos sistemas de transmissão de solitões com amplificação e filtragem periódicas. O método apresentado por estes 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^{57,58}, em que a frequência central dos filtros era deslocada. Dadas as semelhanças entre os dois métodos, os modelos que já haviam sido aplicados a este último foram adaptados, com o objectivo de modelizar o comportamento de um laser FSF em fibra.

A validade desses modelos foi verificada por diversos autores⁵⁹, tendo Romagnoli *et al.* demonstrado⁶⁰ pela primeira vez que a existência de efeitos não-lineares de polarização permitiam a diminuição da largura temporal dos impulsos. Estes autores estudaram ainda o efeito da dispersão da velocidade de grupo (GVD – *Group Velocity Dispersion*) na geração de impulsos, e verificaram⁶¹ que o facto de existir GVD nula ou positiva não era impeditivo da formação de impulsos nos lasers FSF em fibra. No seguimento de todos estes trabalhos, Sterke *et al.* desenvolveram⁶² um modelo de um laser 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.

Um dos últimos desenvolvimentos na área da geração de impulsos em lasers FSF foi descrito por Okhotnikov em 1998. Este autor demonstrou⁶³ um laser FSF em fibra óptica

dopada com Er^{3+} , no qual não existia nenhum filtro espectral, sendo esse papel desempenhado pela curva de ganho do Er^{3+} . A ausência do filtro permitia o alargamento espectral do impulso, com a correspondente redução temporal, o que permitiu a geração de impulsos com apenas 2 ps de duração. Este autor, utilizando o mesmo laser, demonstrou⁶⁴ também a geração de impulsos curtos simultaneamente em vários comprimentos de onda.

Um ponto comum a todas as montagens anteriores é a presença de um AOM. Nos lasers a presença desse elemento no interior da cavidade é normalmente indesejada, porque introduz uma importante fonte de perdas e reflexões que prejudicam, e muitas vezes impedem, a operação do laser. Nos sistemas em fibra óptica esse problema é ainda mais significativo, pelo que novos dispositivos têm sido estudados^{65,66,67} para tentar substituir o AOM. Os progressos nesta área permitem pensar que daqui a algum tempo será possível construir cavidades integralmente em fibra, nas quais será possível ajustar dinamicamente o desvio de frequência e outros parâmetros tais como a filtragem e a polarização.

2.3.2 Princípio de funcionamento

O funcionamento deste tipo de lasers ainda não foi completamente explicado. Existem diversos modelos, que explicam algumas das observações realizadas, mas que não conseguem ainda explicar todos os detalhes observados no funcionamento deste tipo de lasers. O modelo em que nos vamos basear é o de Sabert *et al.*⁵⁴, que descreveu a cavidade à custa de quatro elementos fundamentais, tal como o fizeram, mais tarde, Sterke *et al.*⁶².

Esses quatro elementos da cavidade são o AOM (que produz um desvio de frequência Δf), o filtro passa-banda (caracterizado pela função de transferência $t_F(\nu)$), o meio com ganho g_s , e o meio no qual está presente um efeito não-linear (caracterizado pelo seu coeficiente n_2). Na análise que vamos apresentar é descrita uma cavidade em anel (Figura 2.7), mas a mesma análise poderá ser aplicada, com pequenas alterações, a uma cavidade linear.

Começamos por consideremos essa cavidade sem o desvio de frequência. Nessa situação esse laser iria oscilar próximo da frequência central $[\nu_c]$ do filtro, e o ganho por volta na cavidade $[g(\nu_c)]$ seria 1 (ou seja, o ganho fornecido pelo meio iria balancear exactamente as perdas da cavidade, e em termos globais não teríamos nem ganho nem perdas).

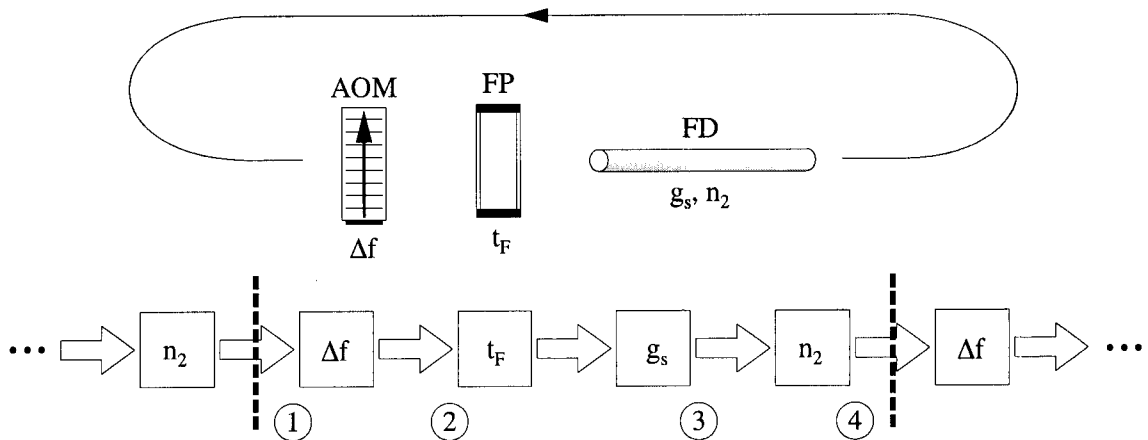


Figura 2.7 – Esquema básico de uma cavidade FSF, composta por um modulador acusto-óptico (AOM), um filtro espectral (*étalon* – FP), e uma fibra dopada (FD) responsável pelo ganho e pelo efeito não-linear.

O desvio de frequência retira continuamente a radiação da proximidade de ν_c e desloca-a para regiões onde o filtro impõe perdas mais elevadas. Essas perdas adicionais implicam que o pico do ganho [$g(\nu_c) = t_F(\nu_c)g_s$] assumam valores muito maiores que 1, mesmo em estado estacionário (Figura 2.8 a)).

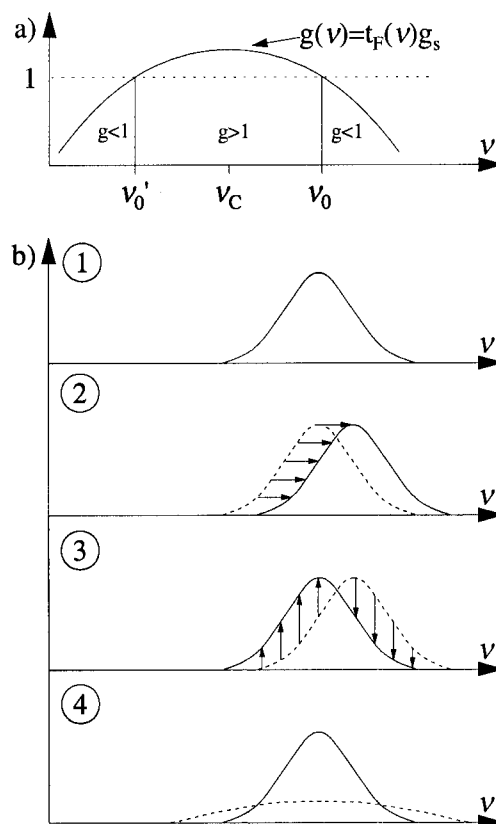


Figura 2.8 – Diagrama de funcionamento de um laser FSF.

Por esse motivo, uma componente espectral é amplificada [$g > 1$] quando se encontra na vizinhança de ν_c , sendo atenuada [$g < 1$] à medida que se afasta da região central do

filtro. Esse comportamento em que o espectro inicial ① é desviado ② e depois reposto ③ por acção do filtro e do meio de ganho está representado na Figura 2.8 b).

No entanto, se as componentes que são desviadas para fora da banda do filtro não forem reintroduzidas no extremo contrário da banda do filtro, é impossível manter um espectro estável e a emissão acaba por desaparecer. Isto porque as componentes que se situam muito abaixo da banda do filtro são fortemente atenuadas antes de atingirem a zona onde seriam amplificadas, sendo a sua contribuição para o espectro muito reduzida.

Por esse motivo é necessário a presença de um sinal semente que reponha essas componentes, e que vai influenciar fortemente as características temporais e espectrais da saída. A descrição mais simples deste comportamento é dada pela equação (2.4).

$$a_{m+1}(v) = g_s t_F(v) a_m(v - \Delta f) + a_s(v) \quad (2.4)$$

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 o sinal semente [a_s], em função dos outros parâmetros da cavidade. Para que o laser seja auto-suficiente, o sinal semente deverá ser gerado pelo próprio sistema, sem necessidade de intervenção exterior.

No caso da emissão laser cw em banda-larga referida na secção 2.3.1, a emissão espontânea do próprio meio de ganho é a componente principal do sinal semente. Como a fase de cada componente da emissão espontânea varia aleatoriamente, o espectro de saída é composto por componentes que não estão relacionadas entre si.

No caso da geração de impulsos, o sinal semente é predominantemente formado pelas componentes geradas pelo fenómeno de auto-modulação de fase (Figura 2.8 b) ④), presente nas fibras ópticas. A SPM é uma não-linearidade do tipo Kerr¹¹, descrita pela seguinte equação:

$$n(I) = n_1 + n_2 I \quad (2.5)$$

Ou seja o índice de refração do meio [n] é função da intensidade [I]. Essa dependência do índice de refração dá origem a um desvio de fase que é função da intensidade, e logicamente função do tempo. A variação temporal do desvio de fase pode ser entendida como uma variação da frequência instantânea da radiação, ou seja, pode ser entendida como um conjunto de novas componentes espectrais. Dado que a fase das novas componentes espectrais está univocamente relacionada com a fase da componente central do impulso que lhes deu origem, cria-se através do *feedback* uma relação de fase que

envolve gradualmente todas as componentes do espectro. Quando essa relação existe, observamos a geração de impulsos.

Os impulsos obtidos com este tipo de lasers têm normalmente durações da ordem de alguns picosegundos, sendo essa duração normalmente limitada pela largura do filtro espectral utilizado. Recentemente, Okhotnikov demonstrou⁶³ que era possível não utilizar o filtro, sendo o papel deste desempenhado pela curva de ganho da fibra dopada. Nesse sistema o comprimento de onda de funcionamento era determinado pelo equilíbrio entre o desvio de frequência, e a tendência, em direcção oposta, do laser oscilar no máximo da curva de ganho (dependente do declive do mesmo). A ausência do filtro permite o alargamento espectral dos impulsos, com a correspondente redução temporal.

Este tipo de lasers é normalmente incluído na categoria dos lasers *mode-locked* passivos, o que não é inteiramente correcto pois, como já foi dito, neste tipo de lasers não existe a estrutura de modos típica dos lasers *mode-locked*. No entanto, devido às semelhanças entre este método e o método do absorvedor saturável, este método é normalmente incluído nessa categoria¹¹.

2.3.3 Regimes de funcionamento pulsado

Desde a primeira demonstração da geração de impulsos num laser FSF, que foi observada a possibilidade de obtenção de mais do que um impulso por cada volta na cavidade. De então para cá foi observado que esses impulsos podem estar organizados de dois modos distintos, ou agrupados em pacotes emitidos à frequência base, ou espalhados uniformemente pela cavidade.

Esses dois regimes de funcionamento foram estudados por diversos autores, mas até hoje ainda não foi estabelecido nenhum modelo definitivo, que permita afirmar em qual desses regimes um laser FSF irá funcionar.

Num dos primeiros trabalhos sobre este tema, Kowalski *et al.* utilizaram um laser FSF, em que o comprimento da cavidade respeitava a condição de ressonância (equação (2.3)), e demonstraram⁴⁸ a geração de diversos harmónicos da frequência de modulação do AOM, variando a eficiência de difracção do AOM e a potência de bombagem.

Posteriormente Sabert *et al.* demonstraram⁵³ experimental e computacionalmente a geração, à frequência base da cavidade, de pacotes de impulsos próximos, com uma separação temporal constante (cerca de 1,5 ns). Esses autores observaram que não era

necessário respeitar nenhuma condição de ressonância, e que o número de impulsos em cada pacote era determinado pela potência de bombagem. O modelo por eles desenvolvido permitiu explicar o aparecimento destes pacotes de impulsos, quando a SPM acumulada ultrapassava um certo limiar.

Esse modelo foi aperfeiçoado⁵⁴ pelos mesmos autores, de modo a incluir os efeitos da dinâmica de saturação do ganho, tendo sido observado um novo regime de funcionamento pulsado. Esse regime era o *Q-switching* auto-induzido, observado para desvios de frequência entre 10 e 100 MHz. Para desvios de frequência inferiores era observada a geração de impulsos, e para desvios superiores era observada a geração de radiação laser cw em banda-larga.

No entanto esse modelo não explicava o regime de funcionamento observado por Kowalski *et al.*, em que os impulsos se distribuíam uniformemente na cavidade, gerando harmônicos da frequência base. Sabert *et al.* sugeriram que o afastamento dos impulsos contidos nos pacotes para posições equidistantes se ficava a dever a um processo de recuperação do ganho. Devido a esse processo, os diversos impulsos apenas sofriam o mesmo ganho se se encontrassem igualmente espaçados.

Em 1995 Romagnoli *et al.*⁶⁰ combinaram as observações de Kowalski *et al.* e de Sabert *et al.*, explicando a existência de pacotes de impulsos ou de harmônicos da frequência do AOM, em função da condição de ressonância (equação (2.3)). Esses autores concluíram que quando a condição de ressonância era verificada se obtinham solitões uniformemente espaçados à frequência de modulação do AOM, ao passo que quando essa condição não era verificada se obtinham pacotes de impulsos próximos, à frequência base da cavidade. Esses autores não apresentaram nenhuma justificativa para o funcionamento em regime *Q-switched* observado por Sabert *et al.*

Outro estudo dos regimes de funcionamento pulsado de um laser FSF foi efectuado por Perry *et al.* em 1994, com uma cavidade que não respeitava a condição de ressonância. Variando a eficiência de difracção do AOM, os autores observaram⁴³ a geração de impulsos à frequência base da cavidade ou à frequência de modulação do AOM (com ou sem oscilações de relaxação). Este tipo de comportamento não foi referido por mais nenhum autor.

Num estudo complementar a estes, Balle *et al.* verificaram⁵⁵ que o comportamento do número de impulsos por volta da cavidade em função da potência de bombagem apresentava histerese, tendo esse comportamento sido explicado pelo facto de os impulsos resultarem da presença de efeitos não-lineares.

Importa referir que os dois regimes de funcionamento observados por Kowalski *et al.* e Sabert *et al.* foram também descritos noutros tipos de lasers a funcionar no regime de *mode-locking*. Por exemplo, em 1993 Grudin *et al.* apresentaram⁶⁸ um laser *mode-locked* passivo, em anel em fibra óptica no qual observaram esses dois regimes. Através do ajuste da polarização, era possível observar o afastamento progressivo dos impulsos que compunham os pacotes, até que eles se distribuíssem uniformemente pela cavidade.

No ano seguinte Doerr *et al.* apresentaram⁶⁹ um laser *mode-locked* activo com emissão assíncrona com a frequência da cavidade. O modulador de fase presente na cavidade desse laser foi deliberadamente dessincronizado (20 kHz) do 28º harmónico da frequência da cavidade, sendo no entanto possível continuar a obter 28 impulsos igualmente espaçados, por volta na cavidade. Os autores verificaram que o número de impulsos diminuía com a redução da bombagem, mantendo-se, no entanto, a separação entre os impulsos. Quando a bombagem era aumentada observava-se a sobreposição do último impulso de um pacote com o primeiro do pacote seguinte.

2.4 Geração de impulsos ultra-curtos

Os lasers FSF são capazes de gerar impulsos com durações típicas da ordem dos picosegundos. Impulsos com duração dessa ordem de grandeza são normalmente suficientes para sistemas de transmissão de dados, pois os detectores utilizados possuem normalmente tempos de resposta da ordem das dezenas ou centenas de picosegundo. No entanto, existem certas aplicações para as quais é necessário, ou pelo menos desejável, utilizar impulsos mais curtos, nomeadamente na área da observação das reacções químicas e biológicas.

Na secção 2.1 foi já abordado um método que permite gerar impulsos ultra-curtos, através da inclusão na cavidade de um absorvedor saturável. De seguida vamos apresentar outro método, baseado na rotação não-linear da polarização. Esse método, tal como o método baseado nos anéis amplificadores não-lineares, é funcionalmente semelhante ao do absorvedor saturável¹¹.

A rotação não-linear da polarização^{70,71} é provocada pela birrefringência induzida na fibra por duas não-linearidades, a auto-modulação de fase e a modulação de fase cruzada.

Para explicarmos como funciona este método de encurtamento dos impulsos consideremos um sistema a funcionar em reflexão. No entanto esta análise poderá ser aplicada, com pequenas alterações, a sistemas a funcionar em transmissão.

Esse sistema é composto por um polarizador, um espelho e uma fibra naturalmente birrefringente, cujos eixos próprios estão alinhados com os eixos x e y (Figura 2.9).

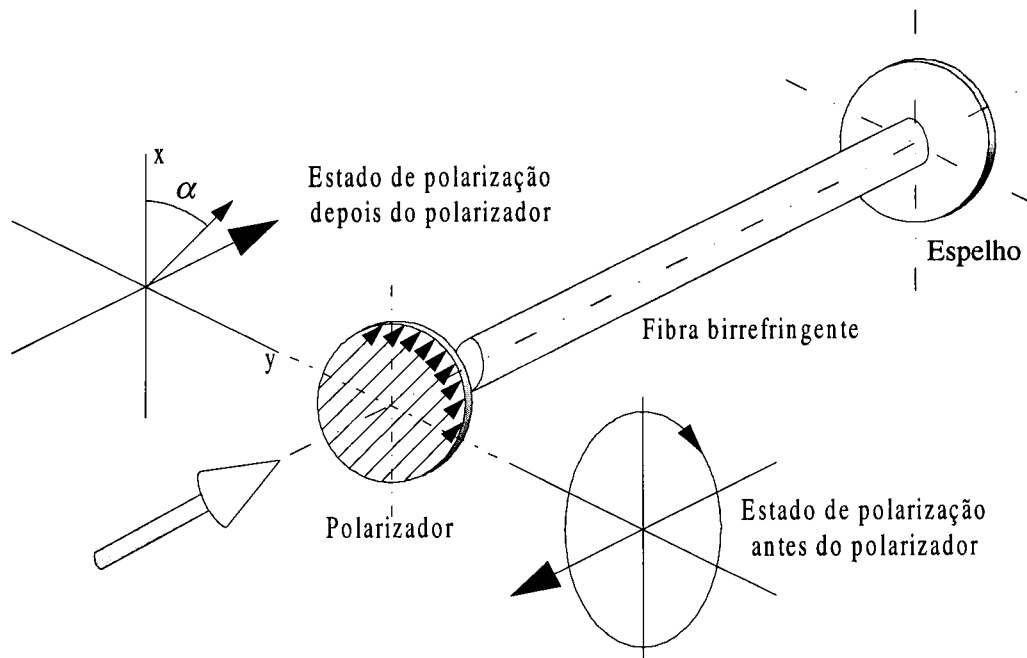


Figura 2.9 – Esquema do método de rotação não-linear da polarização para a redução temporal dos impulsos.

Consideremos uma onda luminosa que após atravessar o polarizador linear tem amplitude A , e que pode ser decomposta em duas componentes paralelas aos eixos próprios da fibra.

$$\begin{aligned} A_x &= A \cdot \cos \alpha \\ A_y &= A \cdot \sin \alpha \end{aligned} \quad (2.6)$$

Essas duas componentes propagam-se ao longo da fibra, sendo reflectidas no espelho e regressando ao polarizador, acumulando nesse percurso atrasos de fase devidos a efeitos lineares e não-lineares. Esses atrasos são descritos pelas equações (2.7), sendo que os três termos entre chavetas descrevem respectivamente os termos de fase linear, de auto-modulação de fase e de modulação de fase cruzada.

$$\begin{aligned} \Phi_x &= \left\{ \beta_x + k \cdot n_2 \left[|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right] \right\} 2L \\ \Phi_y &= \left\{ \beta_y + k \cdot n_2 \left[|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right] \right\} 2L \end{aligned} \quad (2.7)$$

onde β_x e β_y representam as constantes de propagação segundo os eixos x e y , k é a constante de propagação no vácuo, n_2 é o índice de refração não-linear e L é o comprimento da fibra.

Depois do polarizador, as duas componentes recombinam-se, dando origem a uma intensidade, que normalizada pela potência de entrada (A^2) nos dá o coeficiente de reflexão R_{nl} desta montagem, descrito pela seguinte equação:

$$R_{nl} = \cos^4 \alpha + \sin^4 \alpha + 2 \cdot \cos^2 \alpha \cdot \sin^2 \alpha \cdot \cos(\Phi_x - \Phi_y) \quad (2.8)$$

Este coeficiente de reflexão é função, entre outros parâmetros, da não-linearidade da fibra, e conseqüentemente função da intensidade. Como a intensidade ao longo do impulso varia, a reflectividade também varia, sendo possível ajustar os diversos parâmetros do sistema de tal modo que o pico do impulso não seja atenuado, mas os seus flancos sejam fortemente atenuados. É este o método que nos permite encurtar os impulsos.

Este método foi aqui apresentado com o objectivo de encurtar os impulsos, mas pode ser aplicado com outros objectivos, como por exemplo a uniformização da potência dos impulsos produzidos por lasers *mode-locked* activos^{72,73}.

2.5 Controlo da taxa de repetição

Como já foi referido na secção 2.3.3 é possível obter, com um laser FSF, pacotes de impulsos muito próximos, à frequência base da cavidade. O número de impulsos dentro desses pacotes depende da potência de bombagem disponível. Nesta secção é descrito um método que permite controlar a separação dos impulsos dentro desses pacotes, tornando possível a geração assíncrona de impulsos.

Esse método baseia-se na introdução de um interferómetro de Michelson na cavidade, que por sua vez é responsável pela geração de impulsos, que funcionam como sementes para os impulsos seguintes. A separação entre esses impulsos é determinada apenas pelo interferómetro, não sendo influenciada pela cavidade⁷⁴.

Num interferómetro de Michelson⁷⁵ a onda incidente é dividida em dois feixes perpendiculares com intensidades iguais. Em seguida cada um desses feixes percorre uma determinada distância, acabando por se recombinarem à saída do interferómetro. Da sobreposição destes dois feixes resulta um padrão de interferência sinusoidal, cujo período é função da diferença de fase entre os dois feixes, que por sua vez é devida essencialmente

à diferença de caminho óptico $[2d]$. Em termos espectrais, o ajuste do desbalanceamento do interferómetro de Michelson permite que as componentes do espectro responsáveis pela taxa de repetição sejam presas pelos máximos de transmissão do interferómetro³⁰.

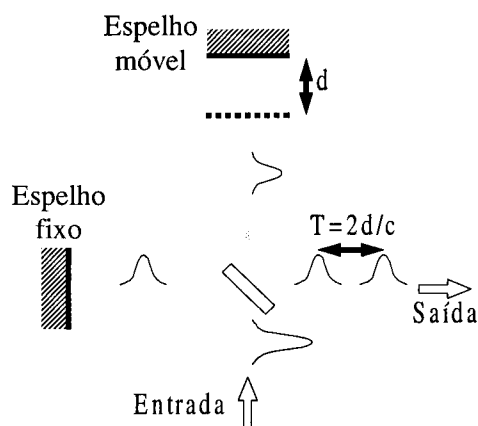


Figura 2.10 – Interferómetro de Michelson.

Em termos temporais esta situação pode ser entendida de um modo distinto. Se tivermos um impulso à entrada do interferómetro, este vai ser dividido em dois que percorrem distâncias diferentes dentro do interferómetro. À saída vamos obter dois impulsos espaçados no tempo por um período $[T]$, que corresponde à diferença de caminho óptico $[2d]$ a dividir pela velocidade da luz $[c]$.

Se este interferómetro estiver incluído na cavidade de um laser FSF os dois impulsos assim gerados vão servir de semente aos impulsos da volta seguinte, estabelecendo-se assim a separação dos impulsos em função apenas do desbalanceamento do interferómetro. Esta é de facto a grande vantagem deste método, pois permite que a taxa de repetição seja extremamente estável.

2.6 Conclusões

Neste capítulo foram descritos os lasers em fibra óptica dopada com Er^{3+} com realimentação com desvio de frequência. Inicialmente foi apresentado um modelo muito simplificado de um laser convencional, que nos permitiu explicar o princípio de funcionamento de um laser, quer em regime estacionário, quer em regime pulsado.

Em seguida foram abordados os lasers em fibra óptica, com particular destaque para os construídos com fibras dopadas com Er^{3+} . Foram também referidos os factos mais importantes do historial de desenvolvimento deste tipo de lasers, tendo também sido abordado o tema das cavidades em fibra óptica.

A descrição dos lasers FSF iniciou-se com um breve historial, ao longo do qual foram referidos os desenvolvimentos mais importantes, nos diversos regimes de funcionamento observados com este tipo de lasers. Em seguida foi descrito, com algum detalhe, o processo de geração de impulsos neste tipo de lasers e abordados os diferentes regimes de funcionamento pulsado.

Foram também abordados dois temas não exclusivamente relacionados com os lasers FSF, mas que pela sua importância não deveríamos deixar de referir. Foram eles a geração de impulsos ultra-curtos, através do mecanismo de rotação não-linear da polarização, e o controlo da taxa de repetição dos impulsos, através de um método interferométrico.

3 Geração de impulsos pela técnica de realimentação com desvio de frequência

3.1 Caracterização de lasers com realimentação com desvio de frequência

De seguida vamos apresentar os resultados obtidos com um laser FSF em fibra óptica, implementado experimentalmente com o objectivo de verificar a geração de impulsos curtos em lasers deste tipo.

Essa montagem baseava-se no esquema apresentado na secção 2.3.2, mas sem um filtro espectral, tal como havia sido demonstrado por Okhotnikov⁶³. Tratava-se de uma cavidade em anel unidireccional, em que o meio activo era uma fibra dopada com Er^{3+} (Figura 3.1).

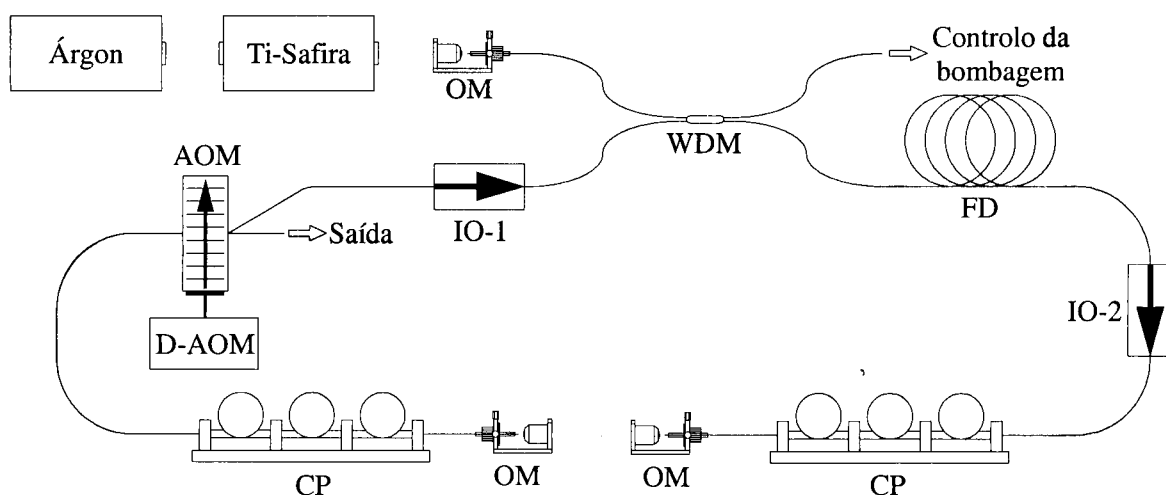


Figura 3.1 – Esquema da primeira cavidade experimental. (OM – Objectiva de microscópio com posicionador tridimensional, WDM – acoplador em fibra óptica, FD – fibra dopada com Er^{3+} , IO – isolador óptico, CP – controlador do estado de polarização, AOM – modulador acusto-óptico, D-AOM – *driver* do AOM)

Para efectuar a bombagem dessa fibra era utilizado um laser de titânio-safira, que por sua vez era bombeado por um laser de árgon. Este tipo de bombagem não é o mais indicado, devido à sua instabilidade (ver Anexo I), mas era o único meio que dispúnhamos que nos permitia atingir as potências desejadas. A injeção da luz do laser de titânio-safira na fibra óptica era feita através de uma objectiva de microscópio e de um posicionador, que permitia um ajuste tridimensional da posição da face lateral da fibra (a eficiência deste tipo de montagem é tipicamente inferior a 50%).

A radiação que se propagava nessa fibra era depois introduzida no anel através de um acoplador WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), que permite injectar numa fibra (que contém o sinal) a radiação de outra (contendo a bombagem). A potência residual observada na saída livre do acoplador permitia monitorar a potência de bombagem, nomeadamente durante o processo de alinhamento do posicionador.

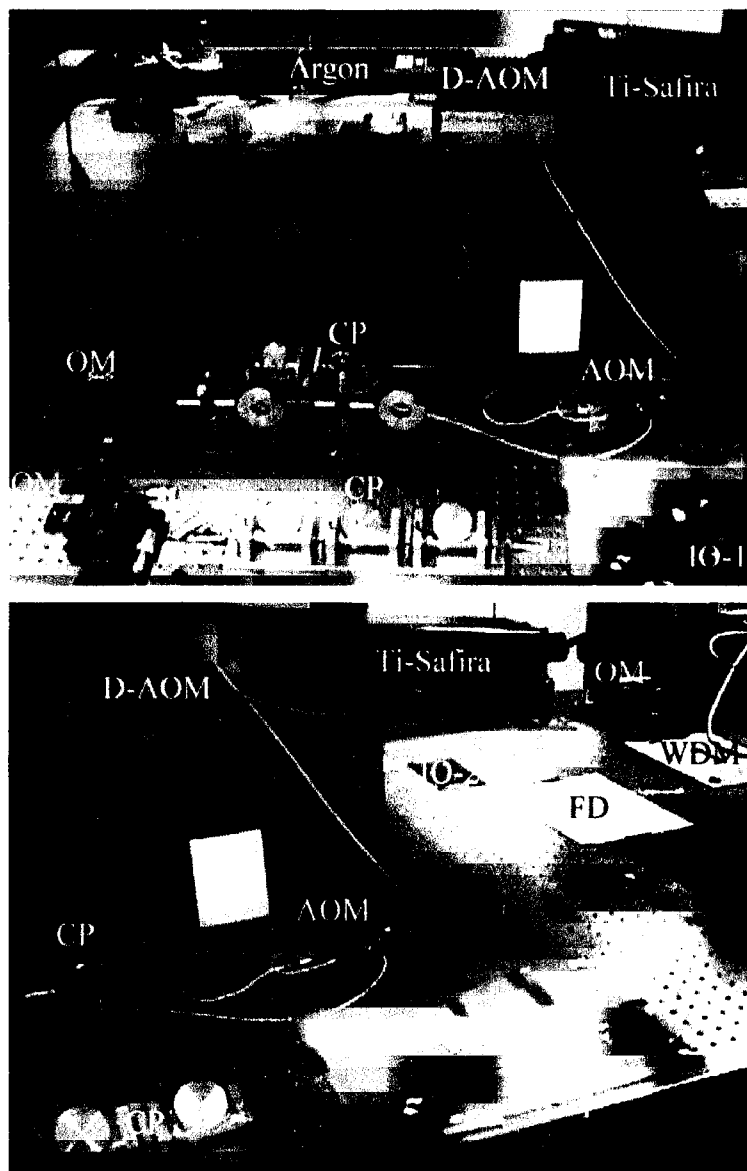


Figura 3.2 – Fotografias da primeira montagem experimental.

A fibra dopada era uma INO-NOI Er-HC, com 2,7 m de comprimento. Essa fibra possui uma elevada concentração de Er^{3+} (cerca de 5300 p.p.m., em massa), e é co-dopada com alumínio (2,8% em massa). A estes níveis de dopagem correspondem elevados coeficientes de absorção a 980 nm (22 dB/m) e a 1535 nm (34 dB/m).

O diâmetro do núcleo da fibra é bastante reduzido (3,4 μm), originando perdas elevadas quando eram feitas curvas apertadas com essa fibra. Por outro lado, a pequena dimensão do núcleo desta fibra, em relação aos núcleos das restantes, provocava reflexões nas fusões entre as fibras (*splices*). Todos os restantes troços de fibra pertenciam aos elementos utilizados.

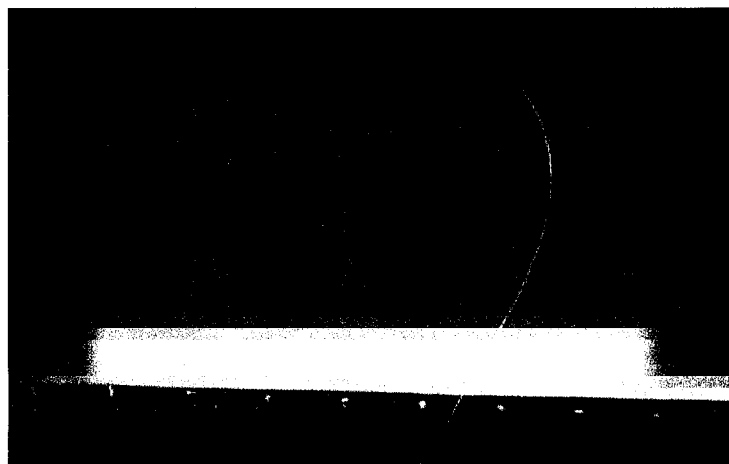


Figura 3.3 – Fotografia da fibra dopada excitada (fluorescência verde).

Os controladores do estado de polarização utilizados era constituídos por três pequenos anéis de fibra, que podiam ser torcidos independentemente uns dos outros, e que permitiam gerar todos os estados de polarização dentro da fibra.

O modulador acusto-óptico era um Brimrose AMM-100-8-70-3FP-1550 com entrada e saídas em fibra óptica (*pigtails*). A frequência de modulação era 100 MHz, e a eficiência de difracção podia ser escolhida através da tensão que era fornecida ao *driver* do AOM, até ao máximo de 70%. A cavidade era fechada com a primeira ordem de difracção, sendo a saída do laser obtida na ordem 0, na qual estava montado um conector APC (Angled Polished Connector).

A cavidade em fibra foi aberta de modo permitir a inclusão de elementos *bulk*, como por exemplo polarizadores, lâminas de atraso de fase ou interferómetros.

Inicialmente foi apenas colocado um isolador óptico na cavidade, (IO-1 da Figura 3.1), mas verificou-se que quando o modulador acusto-óptico estava desligado (ou seja quando a cavidade estava interrompida), o sistema emitia radiação laser em contínuo, no pico da curva de ganho da fibra de Er^{3+} (próximo dos 1535 nm). Esse comportamento foi explicado pela existência de reflexões nas faces da fibra e nos *splices*. Mesmo com as faces da fibra cortadas em ângulo esse comportamento não desaparecia.

A presença dessa emissão laser em contínuo é prejudicial ao funcionamento em regime pulsado do laser, impedindo-o em muitos casos, e implicando quase sempre a presença de um pedestal a acompanhar os impulsos. Por esse motivo foi colocado um segundo isolador óptico (IO-2) na cavidade, tendo-se conseguido eliminar, na maior parte dos casos, a acção laser cw.

Para caracterizar os impulsos em termos espectrais foi utilizado um analisador de espectros ópticos (OSA – *Optical Spectrum Analyzer*) da Ando, modelo AQ-6315-B. As características temporais dos impulsos foram observadas através de um autocorrelacionador e de três fotodetectores, que apesar de rápidos, não nos permitiam medir a duração dos impulsos, mas apenas a sua taxa de repetição.

O autocorrelacionador utilizado foi um FR-103XL da Femtochrome Research, com uma resolução de cerca de 100 fs. O princípio de funcionamento deste dispositivo assenta na geração do segundo harmónico, por sobreposição num cristal com propriedades não-lineares, de dois feixes do sinal. Um desses feixes percorre sempre o mesmo percurso, ao passo que o outro sofre um atraso que varia periodicamente. Era possível observar num osciloscópio os impulsos gerados à frequência do segundo harmónico, que têm uma duração ($\Delta t_{osc.}$) que está relacionada⁷⁶ com a duração real (Δt_{real}) pela seguinte equação.

$$\Delta t_{real} = 2,0736 \times 10^{-8} \Delta t_{osc.} \quad (3.1)$$

Deve referir-se que se entende por duração a largura total a meia altura dos impulsos (FWHM – *Full Width at Half Maximum*), e que se pressupõe que os impulsos têm a forma de uma secante hiperbólica quadrática (sech^2), caso contrário a constante da equação (3.1) seria diferente.



Figura 3.4 – Fotografia do autocorrelacionador FR-103XL da Femtochrome Research, e de dois dos fotodetectores utilizados.

Inicialmente foi montado um fotodetector Epitaxx ERM 501 RFC, que possuía uma largura de banda de aproximadamente 57 MHz. Essa largura de banda revelou-se insuficiente para as nossas necessidades, pelo que esse fotodetector foi rapidamente substituído por um Richdoor RD-66, com cerca de 500 MHz de largura de banda.

Esse foi o fotodetector utilizado durante a maior parte do nosso trabalho para observar o funcionamento do sistema. No entanto, esse fotodetector não nos permitia resolver os impulsos quando estes se encontravam agrupados em pacotes, pelo que foi nessas situações substituído por um HP 83410 C (com cerca de 3 GHz de largura de banda). Este fotodetector da HP foi utilizado apenas em algumas situações, devido às elevadas potências envolvidas, e que poderiam danificar o fotodíodo.

Os sinais do autocorrelacionador e dos fotodetectores eram observados num osciloscópio Tektronix 7854. Esse osciloscópio estava equipado com um módulo de amostragem, com um tempo de resposta inferior a 25 ps, para observar os impulsos captado pelo fotodetector da HP. Os traços desse osciloscópio eram adquiridos por um sistema informático, com o software LabView 2.0. Eram normalmente realizadas 200 médias de cada traço do osciloscópio.

Começou-se por estudar o comportamento do laser em função da eficiência de difracção do AOM. Para tal fechou-se a secção aberta da cavidade, e variou-se a tensão fornecida ao driver do AOM desde 550 mV (o mínimo que nos permitia obter impulsos) até 1000 mV (o máximo de eficiência de difracção), observando quer a potência quer a largura dos impulsos obtidos. Na Figura 3.5 apresentam-se os ajustes dos impulsos obtidos, assumindo para todos a forma sech^2 .

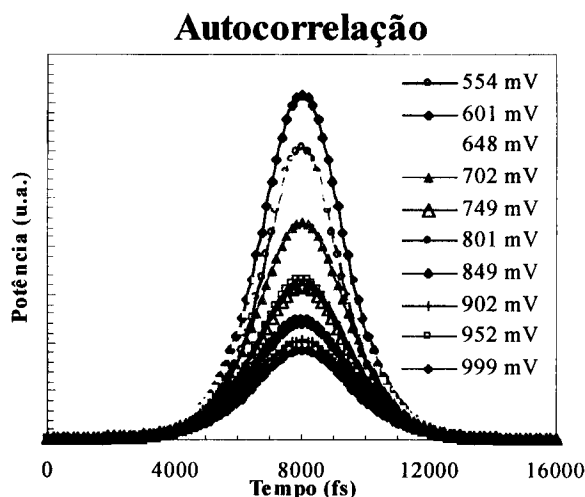


Figura 3.5 – Ajustes dos impulsos obtidos com a cavidade fechada, para diferentes valores da eficiência de difracção.

Para nos apercebermos melhor do comportamento desses dois parâmetros dos impulsos, são apresentados na Figura 3.6 dois gráficos, que evidenciam a variação da potência e da largura dos impulsos com a eficiência de difracção.

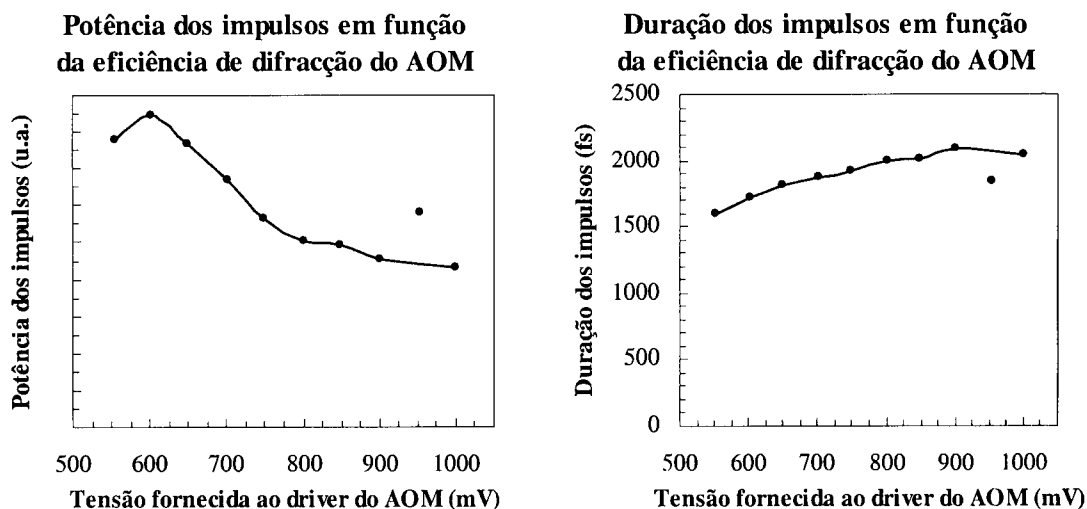


Figura 3.6 – Gráficos da potência e da duração dos impulsos, em função da tensão fornecida ao driver do AOM.

A análise da dependência da potência dos impulsos com a eficiência de difracção do AOM permite-nos concluir que existe um valor ideal da eficiência de difracção que garante a maior potência dos impulsos, e que se situa próximo do mínimo que permite a obtenção de impulsos. Este comportamento da potência dos impulsos em função da eficiência de difracção é semelhante ao observado nos lasers tradicionais, quando se varia a reflectividade de um dos espelhos⁷⁷.

Em relação à duração dos impulsos podemos verificar que é exactamente para as menores eficiências de difracção que os impulsos são mais curtos. Isto pode ser interpretado se tivermos em consideração que quanto maior for a potência de pico dos impulsos mais importantes serão os fenómenos não-lineares (cruciais na determinação da sua duração). (Na análise destes dois gráficos não foi considerado o ponto obtido com 952 mV, pois esse ponto era algo duvidoso, talvez devido a instabilidade da bombagem)

Depois deste ensaio abrimos a cavidade, e verificamos a possibilidade de geração múltiplos da frequência base da cavidade, através do ajuste dos controladores de polarização. Utilizando a eficiência máxima de difracção do AOM, foi observada a geração dos 2º, 3º, 5º, 7º e 13º harmónicos da frequência base da cavidade (18,9 MHz).

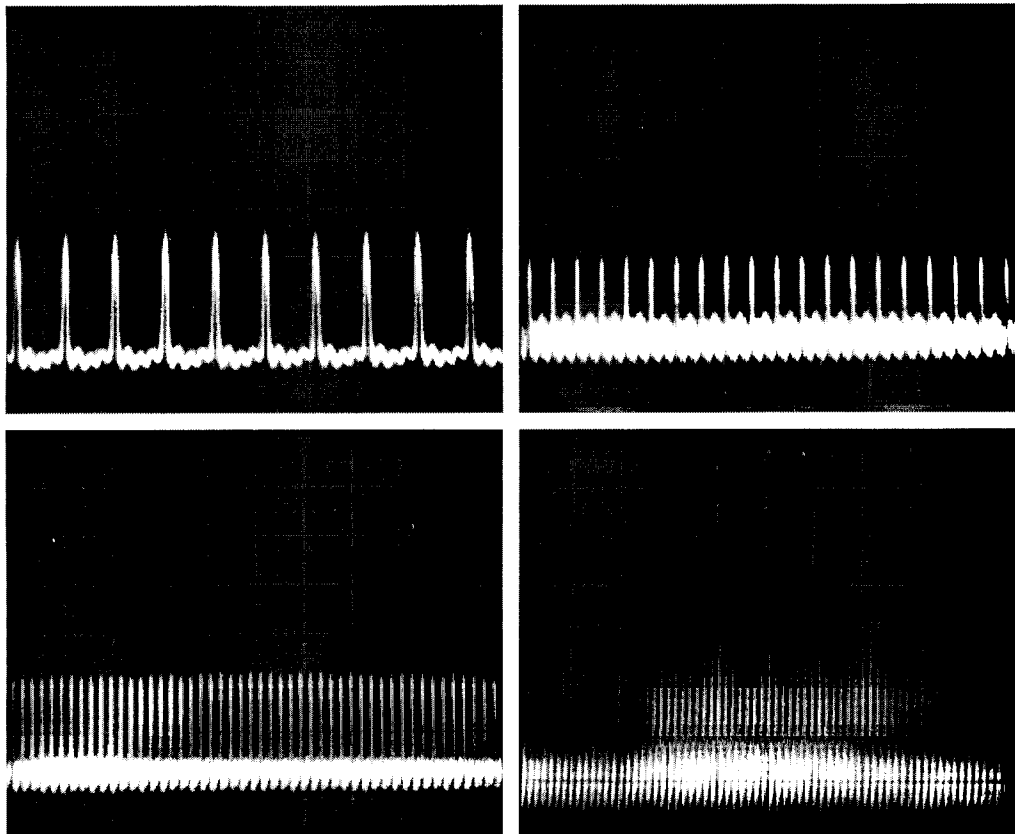


Figura 3.7 – Fotografias dos trem de impulsos obtidos por ajuste dos controladores do estado de polarização, demonstrando a geração da frequência base da cavidade e dos 2º, 5º e 13º harmônicos (da esquerda para a direita, e de cima para baixo). A escala de tempo é de 50 ns em todas as fotografias.

Em seguida colocou-se na secção aberta da cavidade um polarizador, ou mais propriamente um cubo divisor de feixes polarizador (PBSC – *Polarizing Beam Splitter Cube*). Foi observado que, com o polarizador na cavidade, continuava a ser possível gerar os mesmos múltiplos, apesar da sua potência diminuir ligeiramente. A inclusão desse polarizador na cavidade tinha o objectivo de permitir a geração de impulsos ultra-curtos, explorando o mecanismo de encurtamento descrito na secção 2.4. Esse estudo será apresentado na secção 3.3.

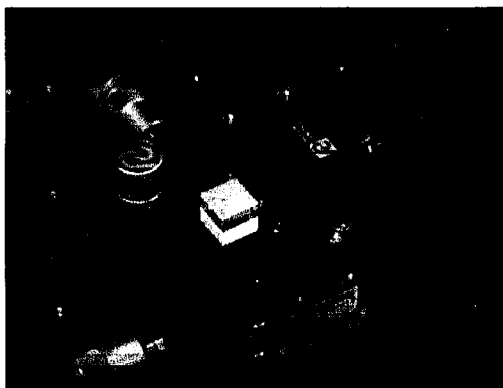


Figura 3.8 – Fotografia do cubo divisor de feixes polarizador (PBSC).

Com o PBSC na cavidade, foi também possível observar o funcionamento em regime simultaneamente *Q-switched* e *mode-locked*, já referido por Sabert *et al.*⁵⁴ e por Porta *et al.*⁷⁸. Neste regime podíamos observar grupos de impulsos, separados entre si por aproximadamente $4,5 \mu\text{s}$, que continham no seu interior um elevado número de impulsos, e cuja envolvente era típica dos impulsos *Q-switched*.

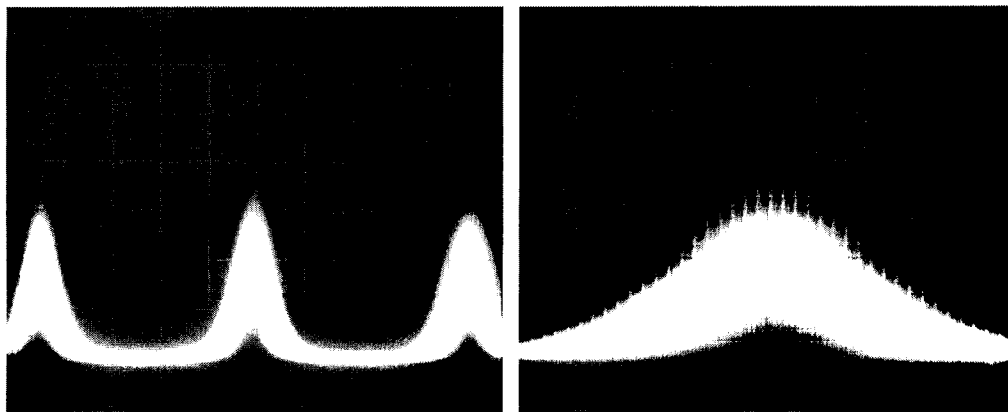


Figura 3.9 – Fotografias do trem de impulsos observados no regime *Q-switched* e *mode-locked*.

Foi também observada a geração de pacotes de impulsos muito próximos, sendo a frequência de repetição desses pacotes a frequência base da cavidade.

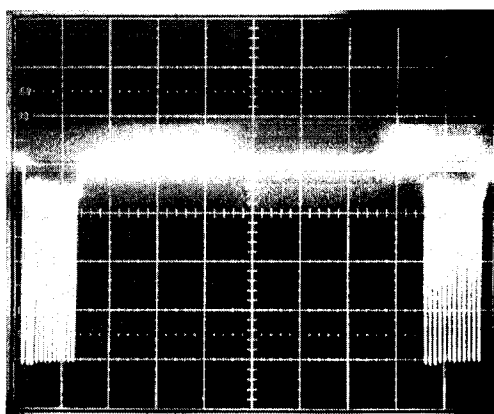


Figura 3.10 – Fotografia de dois pacotes de impulsos próximos, emitidos à taxa de repetição da cavidade.

Finalmente, foi ensaiada a colocação de lâminas de atraso de fase no lugar do polarizador, tendo sido observado que através da rotação dessas lâminas eram muito facilmente obtidos diferentes harmónicos da frequência base. Infelizmente estes harmónicos não eram muito estáveis, tendo o sistema tendência para decair ao fim de alguns segundos para a emissão de apenas um impulso por volta da cavidade. Pensamos que esta instabilidade se devia essencialmente à fonte de bombagem, e não às lâminas de atraso de fase.

3.2 Controlo da taxa de repetição

Procedeu-se de seguida ao estudo do controlo da taxa de repetição dos impulsos desta montagem. Esperava-se conseguir controlar a taxa de repetição dos impulsos de um modo totalmente assíncrono da taxa de repetição da cavidade. Seria assim possível ajustar a separação entre os impulsos, gerando harmónicos da taxa base de um modo controlado.

Para tal, introduzimos um interferómetro de Michelson na secção aberta da cavidade, e ajustamos a eficiência de difracção e os controladores de polarização de modo a obtermos a emissão de um pacote de impulsos próximos, semelhante ao apresentado na Figura 3.10. Os braços desse interferómetro eram pequenos (cerca de 3 cm), de modo a tentar minimizar as flutuações térmicas.

Tal como foi explicado na secção 2.5, a separação temporal desses impulsos seria definida pelo desbalanceamento do interferómetro de Michelson. Infelizmente, devido a um problema com o autocorrelacionador, não foi possível observar a separação temporal dos impulsos nesta cavidade. No entanto, foi possível observar o cancelado característico do interferómetro de Michelson, sobreposto à curva de ganho do Er^{3+} . Na Figura 3.11 podemos observar alguns desses espectros, obtidos à saída do AOM, quando este se encontrava desligado.

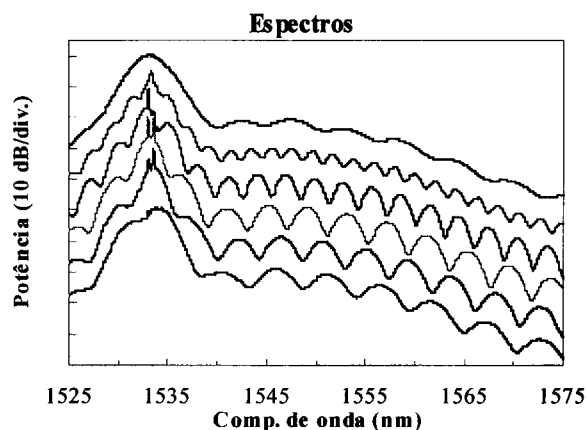


Figura 3.11 – Espectros para diferentes desbalanceamentos do interferómetro de Michelson (nota: os espectros foram deslocados para não se sobreporem).

Quando o problema com o autocorrelacionador foi finalmente resolvido, uma avaria muito demorada na fonte de alimentação do laser de árgon impediu o regresso aos trabalhos, pelo que não foi possível observar a separação temporal dos impulsos.

De referir que este método já tinha sido anteriormente aplicado³⁰, nesta Unidade, a um outro laser FSF, tendo na altura sido obtidas taxa de repetição até 150 GHz. Na altura os autores não tiveram sucesso ao tentarem obter harmónicos da frequência base.

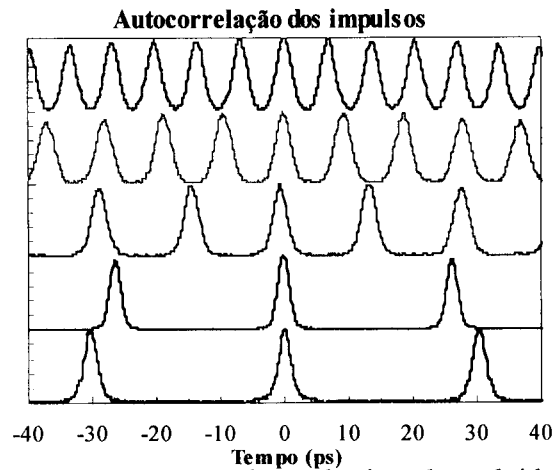


Figura 3.12 – Autocorrelação dos impulsos obtidos anteriormente nesta Unidade, para cinco valores diferentes de desbalanceamento.

Procedeu-se então à montagem de uma segunda cavidade. Para além de evitar a utilização do laser de árgon, pretendia-se reduzir o comprimento da cavidade, de modo a que fosse necessário um menor ganho para preencher toda a cavidade com impulsos.

Essa cavidade era novamente uma cavidade em anel, mas desta vez o meio de ganho era um amplificador comercial em fibra óptica dopada com Er^{3+} , tendo também sido incluído na cavidade um filtro passa-banda sintonizável.

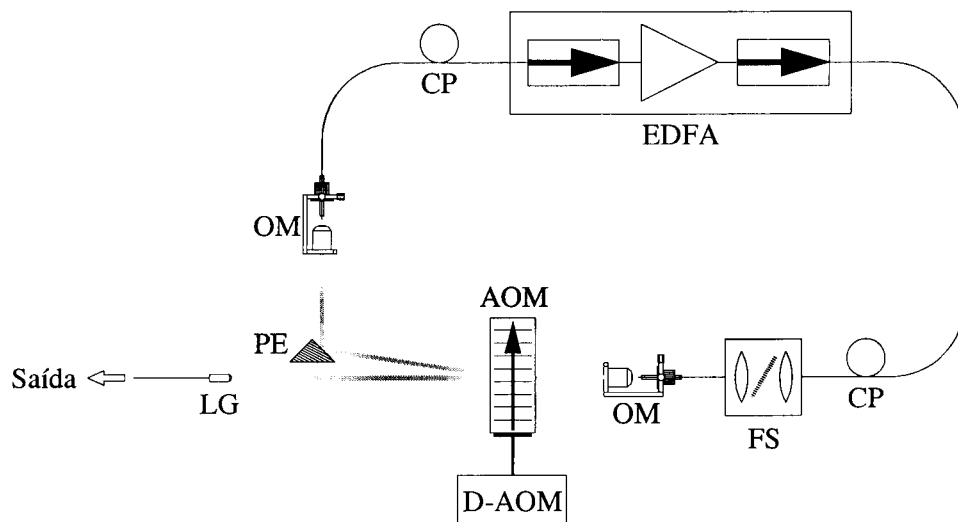


Figura 3.13 – Esquema da segunda cavidade experimental. EDFA – Amplificador em fibra óptica dopada com Er^{3+} , CP – controlador do estado de polarização, FS – filtro passa-banda sintonizável, D-AOM – driver do AOM, OM – objectiva de microscópio, PE – prisma espelhado, LG – lente GRIN.

O filtro sintonizável era um Koshin-Kogaku, constituído por um suporte no qual podiam ser inseridos filtros interferométricos, com diferentes larguras de banda. A rotação desses filtros, controlada através de um parafuso micrométrico, permitia sintonizar a frequência central do filtro. Foram ensaiados os dois filtros de que dispúnhamos, tendo-se

verificado rapidamente que deveríamos utilizar sempre os filtros com maior largura de banda (3 nm). Este facto está relacionado com o declive da curva de ganho resultante do produto entre a curva de ganho da fibra dopada e a função de transmitância do filtro⁶³.

O amplificador utilizado era um IRE POLUS EAU-100 capaz de fornecer até 100 mW na região dos 1500 nm. Internamente este amplificador é formado por uma fibra dopada com Er^{3+} , bombeada com díodos laser a 980 nm, e por dois isoladores ópticos (um à entrada e outro à saída).

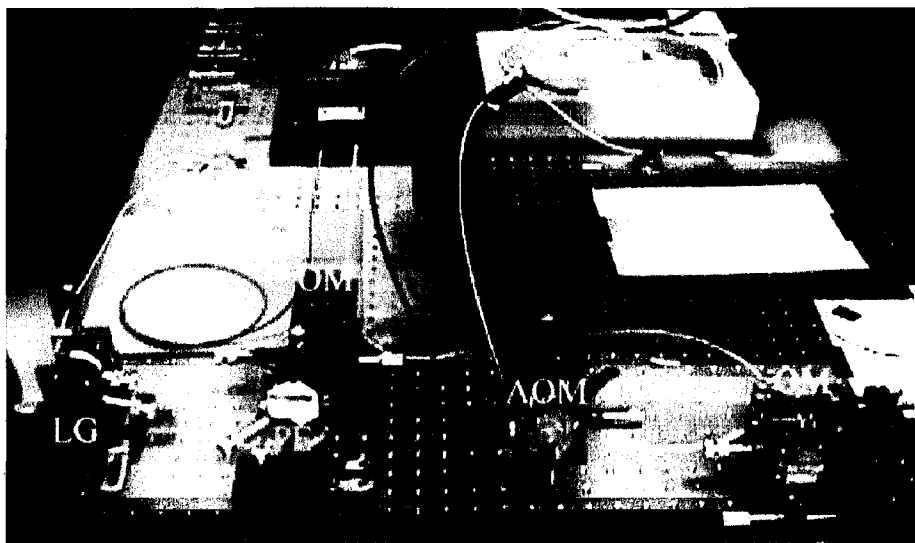


Figura 3.14 – Fotografia da segunda montagem experimental.

O AOM utilizado era um AA Opto-electronic AA.MGAS.110, com uma frequência de modulação de 110 MHz. A eficiência de difracção era ajustada através do driver do AOM, tendo o valor máximo de 85%. Como este dispositivo não dispunha nem de entrada nem de saídas em fibra foi necessário recorrer a duas objectivas de microscópio para colimar os feixes. Foi também utilizado um prisma espelhado para separar espacialmente os dois feixes difractados.

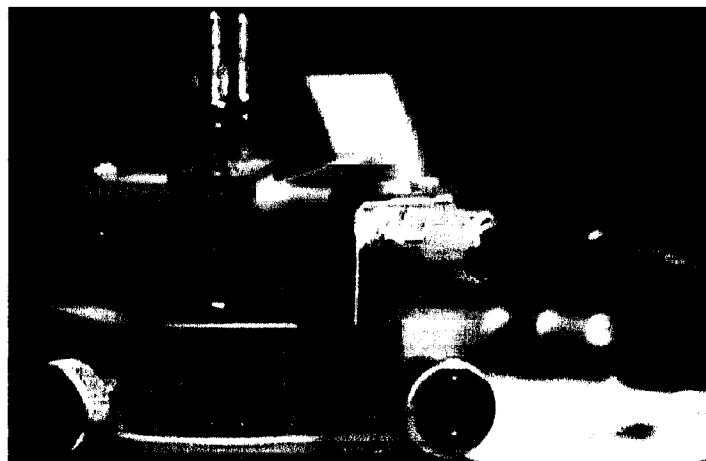


Figura 3.15 – Fotografia do modulador acusto-óptico AA.MGAS.110.

A ordem zero do AOM foi captada por um *pigtail* com lente GRIN (*Gradient Refractive Index*), de modo a termos uma saída em fibra óptica, necessária para permitir a ligação aos instrumentos de medição utilizados.

A energia dos impulsos obtidos com esta cavidade era bastante inferior à energia dos impulsos obtidos com a cavidade anterior, pelo que não era possível observar estes impulsos no autocorrelacionador. Não foi assim possível determinar a duração dos impulsos.

Começou-se por estudar a influência do comprimento da cavidade na taxa de repetição dos impulsos. Pretendia-se assim testar a influência da condição de ressonância no regime de funcionamento dos lasers FSF, verificando a observação de Romagnoli *et al.*⁶¹. Com esse objectivo adicionou-se à cavidade um segmento de fibra convencional (SMF-28), que foi sendo sucessivamente cortado, e movimentaram-se as duas objectivas de microscópio, de modo a variar lentamente o comprimento da cavidade.

Verificou-se experimentalmente que o comprimento da cavidade não tinha qualquer outra influência no comportamento do laser, para além de alterar a frequência base da cavidade, sendo possível observar a emissão de pacotes de impulsos ou de harmónicos da frequência base da cavidade, em função do ajuste dos anéis de polarização e da frequência central do filtro passa-banda.

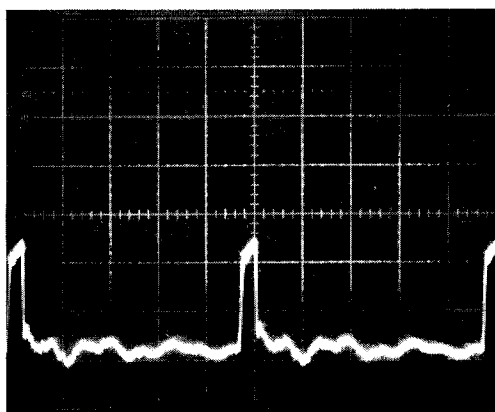


Figura 3.16 – Pacotes de impulsos (não resolvidos) emitidos com a segunda montagem experimental.

A tendência verificada para esses pacotes se desfazerem, gerando harmónicos da frequência base, era reduzida através da introdução de lâminas de atraso de fase, ou do ajuste dos controladores do estado da polarização. Reduzindo a potência de bombagem era possível observar a redução da largura dos pacotes de impulsos, consequência directa da redução do número de impulsos.

A única consequência observada com a variação do comprimento da cavidade prendia-se com uma ligeira diminuição do número de impulsos para os maiores comprimentos da cavidade ensaiados, sendo esse facto atribuído ao aumento das perdas, quando a distância das objectivas ao AOM era elevada (mais de meio metro).

Procedeu-se em seguida ao estudo do comportamento do sistema quando se variava a potência de bombagem. Verificou-se que número de impulsos emitidos pelo sistema exibia a histerese característica dos fenómenos não lineares, e que já havia sido referida por Bale *et al.*⁵⁵.

Mas verificou-se outro facto, que ocorria quando tínhamos o laser a gerar múltiplos da frequência base da cavidade, e reduzíamos a bombagem, de modo a termos menos um impulso por volta. Nesse caso os impulsos mantinham a separação temporal que possuíam anteriormente. Este comportamento é semelhante ao que foi descrito por Doer *et al.*⁶⁹ num laser *mode-locked* activo. Para explicar melhor o que pretendemos dizer, vejamos um exemplo.

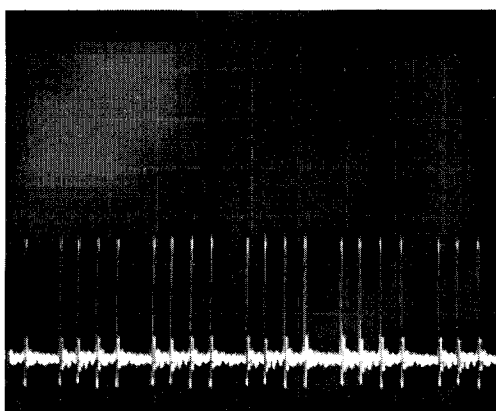


Figura 3.17 – Fotografia apresentando quatro impulsos, emitidos à frequência do 5º harmónico da frequência da cavidade.

Ajustando as propriedades do sistema conseguia-se que ele emitisse cinco impulsos por cada volta da cavidade. Em seguida, reduzia-se a potência de bombagem, sem alterar mais nenhum parâmetro do sistema, e verificava-se que o número de impulsos emitidos se reduzia a quatro, apesar de os impulsos manterem a separação correspondente ao quinto harmónico (Figura 3.17).

Pensa-se que este comportamento estará relacionado com uma pequena modulação existente no espectro do amplificador IRE POLUS (ver anexo I). Essa modulação seria responsável pelo *lock* das componentes espectrais responsáveis pela definição da taxa de repetição, à semelhança do que pretendíamos fazer com o interferómetro de Michelson. No entanto, não podemos afirmar que fosse de facto esse o fenómeno presente, visto ser

possível obter pacotes de impulsos e também outros harmônicos da frequência base, para os quais a modulação do espectro teria que ser obrigatoriamente diferente.

Com esta montagem não foi possível preencher toda a cavidade com impulsos, pois apesar de a cavidade ser mais curta, as perdas eram consideravelmente mais elevadas. Essas perdas tinham origem essencialmente na utilização de elementos *bulk*.

3.3 Geração de impulsos ultra-curtos

Como já foi referido, foi introduzido na secção aberta da primeira cavidade experimental um polarizador, com o objectivo de estudar a geração de impulsos ultra-curtos, explorando o mecanismo de encurtamento dos impulsos descrito na secção 2.4.

Com esse polarizador na cavidade, e ajustando da eficiência de difracção do AOM e os controladores do estado da polarização, foi possível obter impulsos com apenas 115 fs de duração.

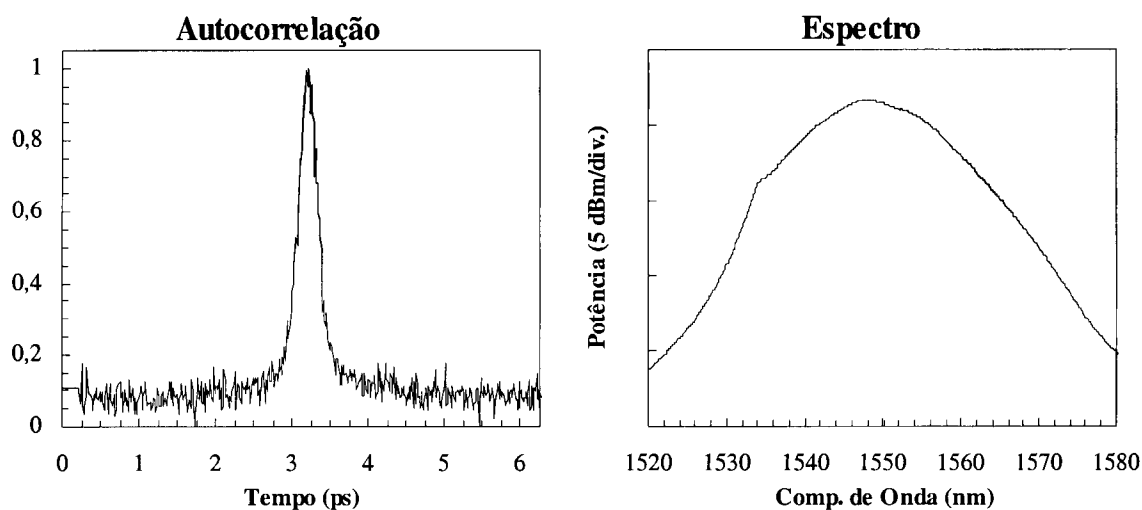


Figura 3.18 – Autocorrelação e espectro dos impulsos mais curtos por nós obtidos.

Este valor é muito próximo da resolução do nosso autocorrelacionador, devendo por isso ser considerado com algum cuidado. O produto tempo-largura de banda (TBP – *Time-Bandwidth Product*) destes impulsos era 0,34, o que significa que eles são *transform-limited*^{79,80}, ou seja, eram os impulsos mais curtos que podiam ser obtidos com um espectro dessa largura.

Infelizmente, esses impulsos eram acompanhados por um enorme pedestal, tal como pode ser observado na Figura 3.19. A presença desse pedestal fica a dever-se à existência de emissão cw, que terá provavelmente origem em pequenas reflexões que ocorriam nos

splices efectuados entre a fibra dopada e as restantes fibras. Essas reflexões devem-se à grande diferença entre os diâmetros do modo numa e noutra fibra²⁴.

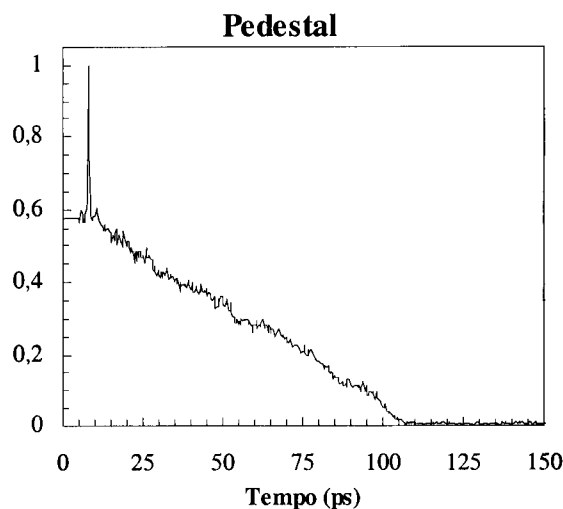


Figura 3.19 – Pedestal dos impulsos com 115 fs de duração.

Um patamar tão elevado significa que, na prática, estes impulsos nunca poderiam ser utilizados directamente num sistema real. No entanto, estes impulsos poderiam ser filtrados de modo a reduzir o patamar. Existem diversos métodos que o permitem fazer, sendo que um dos mais utilizados assenta na utilização de um espelho não-linear de fibra em anel (NALM – *Non-linear Amplifying Loop Mirror*). Esse dispositivo permite não só a supressão do patamar^{81,82}, como também pode ser utilizado para comprimir temporalmente os impulsos^{83,84}.

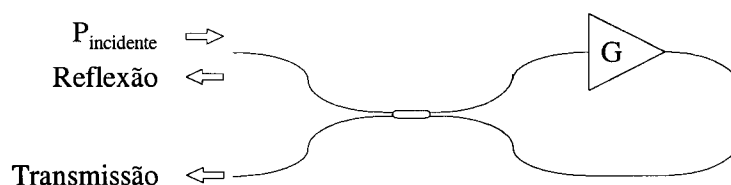


Figura 3.20 – Espelho não-linear de fibra em anel.

Esse dispositivo é formado por um acoplador e um amplificador (G), sendo que o amplificador deve ser colocado no anel formado pelos *pigtails* do acoplador numa posição não simétrica à do acoplador. A função de transmitância deste dispositivo é determinada pela interferência no acoplador das ondas que percorrem o interferómetro em sentidos contrários, acumulando nesse percurso diferentes desvios de fase não-linear, pois possuem intensidades muito diferentes (uma é amplificada logo à entrada do anel, e a outra apenas à saída). Dessa interferência resulta uma função de transmitância que apresenta dois estados de transmissão muito diferentes em função da intensidade do sinal.

Ajustando alguns dos parâmetros deste dispositivo (ganho do amplificador, razão de acoplamento e comprimento do anel), é possível criar uma função de transmitância que permita que apenas os impulsos saiam do sistema, não sendo o pedestal transmitido.

Este dispositivo não foi implementado no nosso sistema, pois considerou-se que seria pouco exequível, dentro de um período de tempo limitado. Este facto deve-se essencialmente ao facto dos diversos parâmetros deste sistema terem que ser otimizados, o que certamente implicaria uma certa demora nos trabalhos. Outro facto que pesou nesta decisão prendia-se com o elevado comprimento do anel que teria que ser implementado. Isto porque num anel dessas dimensões seria muito provável a presença de efeitos não lineares indesejáveis.

Decidiu-se então continuar a estudar o sistema, tentando obter impulsos mais longos mas sem patamar, através do ajuste dos controladores do estado da polarização. Os impulsos mais curtos obtidos nestas condições estão representados na Figura 3.21, e tinham uma duração de 421 fs, e um TBP de 0,39.

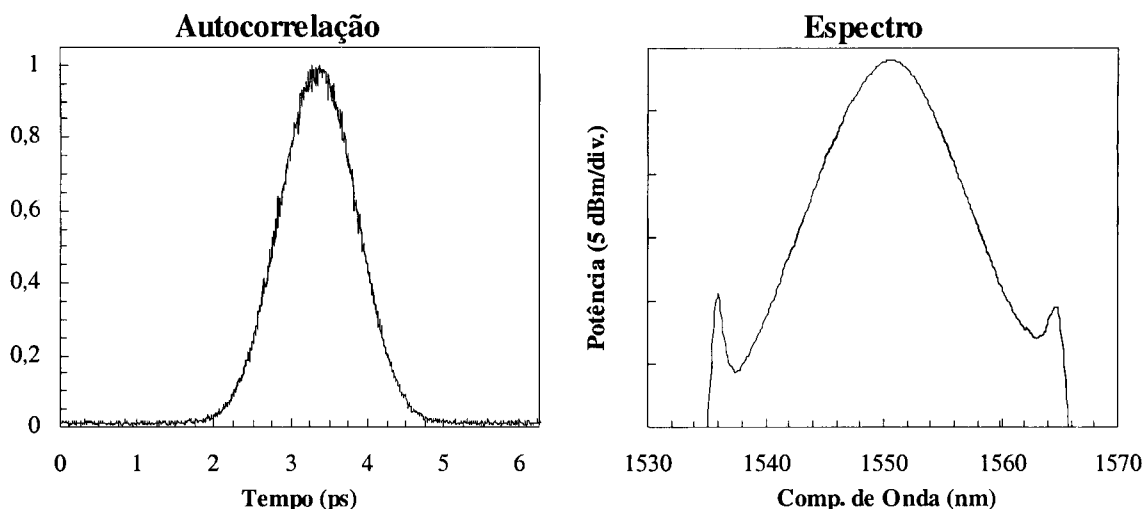


Figura 3.21 – Autocorrelação e espectro dos impulsos mais curtos obtidos sem patamar.

Os dois picos laterais observados no espectro deste impulso são característicos dos solitões, e têm origem em perturbações periódicas, que afectam os solitões em cada volta na cavidade. Os solitões reagem a essas perturbações perdendo parte da sua energia, na forma de ondas dispersivas, que no caso das perturbações periódicas têm certas frequências de ressonância, que correspondem aos picos observados⁸⁵.

Como se pode ver na Figura 3.22 estes impulsos praticamente não possuíam pedestal, sendo que, tal como no caso dos impulsos anteriores, eram emitidos à frequência base da cavidade.

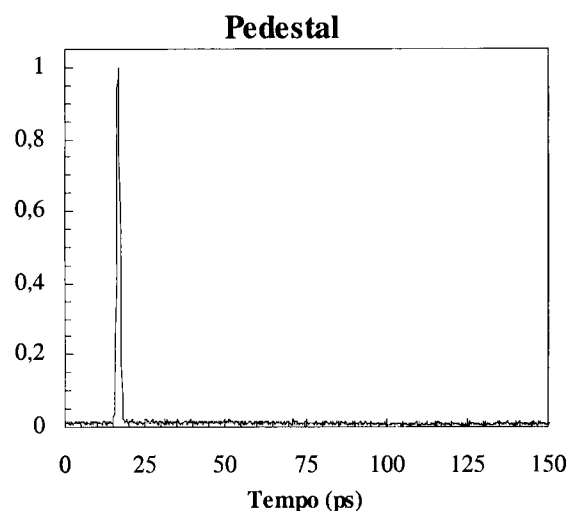


Figura 3.22 – Patamar dos impulsos com 421 fs.

Decidimos então alterar a cavidade, sendo a principal alteração o facto de agora a bombagem ser contrapropagante²⁷.

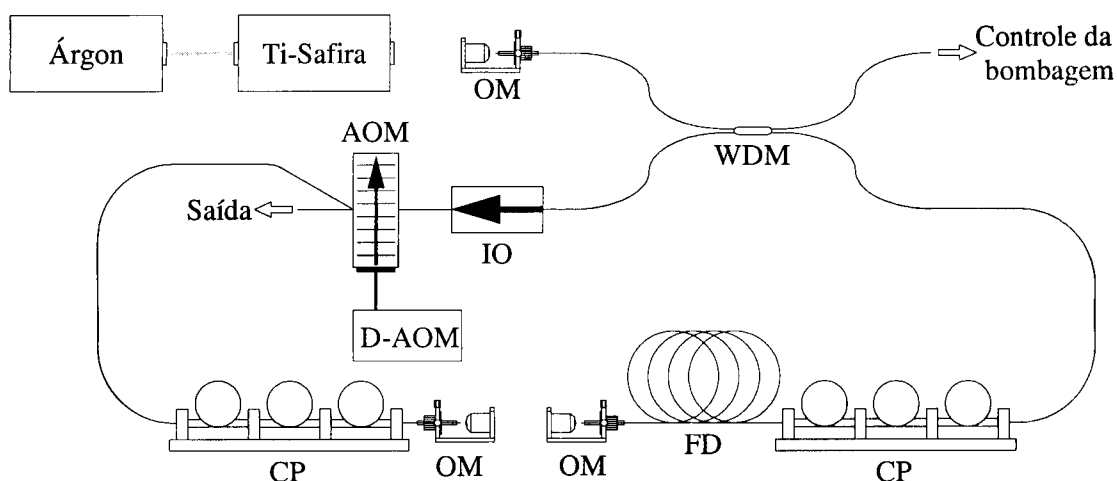


Figura 3.23 – Esquema da terceira cavidade estudada. OM – Objectiva de microscópio com posicionador tridimensional, WDM – acoplador em fibra óptica, CP – controlador do estado de polarização, FD – fibra dopada com Er^{3+} , IO – isolador óptico, AOM – modulador acusto-óptico, D-AOM – *driver* do AOM.

Os primeiros resultados experimentais com a nova cavidade foram obtidos com a cavidade fechada. Os impulsos observados tinham durações entre 1 e 1,5 ps, sendo que continuava a existir um valor óptimo da eficiência de difracção que nos permitia minimizar a duração dos impulsos.

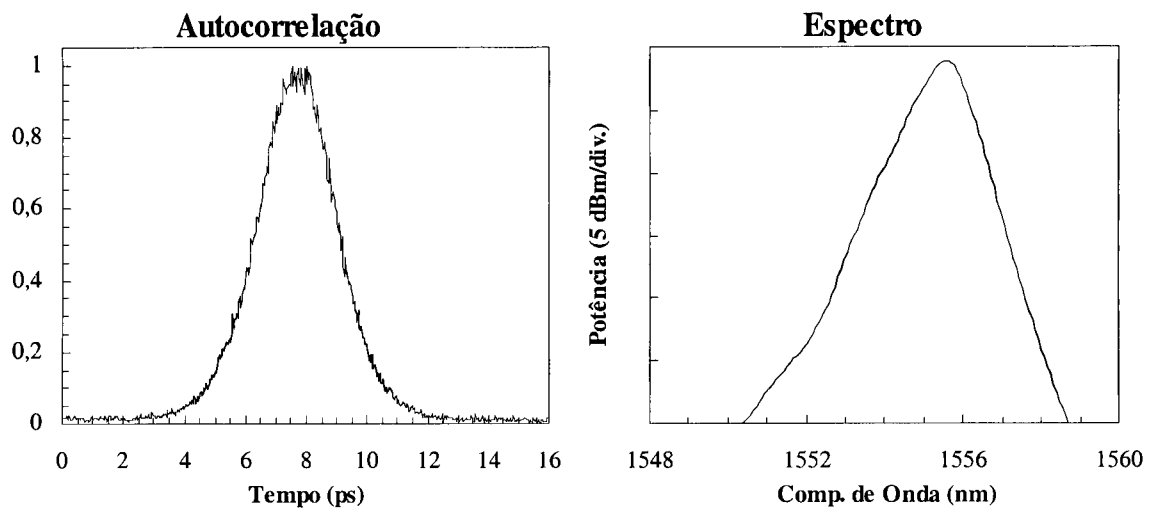


Figura 3.24 – Autocorrelação e espectro dos impulsos mais curtos observados com a terceira cavidade fechada.

Na Figura 3.24 está representado exactamente o impulso mais curto que foi obtido, sendo a sua duração 1,07 ps, e o seu TBP 0,33. Este é o valor ideal que se espera obter com impulsos com a forma sech^2 , e que nos permite afirmar que estes impulsos são *transform-limited*. Os TBP's para os outros impulsos eram ligeiramente superiores a este valor.

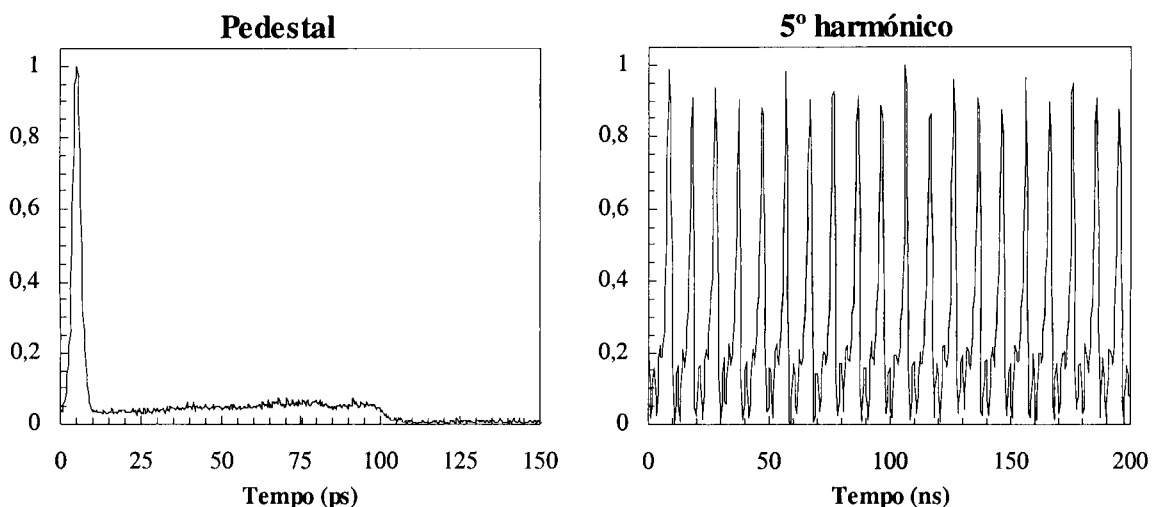


Figura 3.25 – Gráficos da saída do autocorrelacionador, mostrando o pequeno pedestal dos impulsos, e da saída do fotodetector, mostrando a geração do 5º harmónico da frequência base da cavidade.

De acordo com a Figura 3.25, estes impulsos possuíam pedestal, sendo emitidos com uma separação temporal de 48,7 ns, ou seja, à frequência base da cavidade (aproximadamente 20,5 MHz). Era também possível observar a geração de harmónicos superiores, até à quinta ordem, aumentando a eficiência de difracção e ajustando o controlo da polarização. Na Figura 3.25 está exactamente representada a geração do 5º harmónico,

sendo que a aparente instabilidade na potência dos impulsos se deve a falta de resolução do nosso sistema de aquisição de dados, e não a instabilidades do laser.

Terminados estes ensaios, tentou-se abrir a cavidade, tendo-se verificado a tendência para a emissão cw no pico da curva de ganho da fibra quando o AOM estava desligado. Quando o AOM era ligado verificava-se que para baixas eficiências de difracção o laser mantinha a tendência para funcionar em regime cw próximo dos 1535 nm, sendo no entanto possível obter impulsos para comprimentos de onda superiores, elevando a eficiência de difracção do AOM e ajustando os controladores do estado da polarização.

No entanto, nos espectros dos impulsos assim obtidos podia ainda ser observado um pequeno pico próximo dos 1535 nm. Em termos temporais verificava-se a existência de um pedestal considerável que acompanhava os impulsos (Figura 3.26), sendo que a duração dos impulsos era semelhante à duração dos impulsos obtidos com a cavidade fechada.

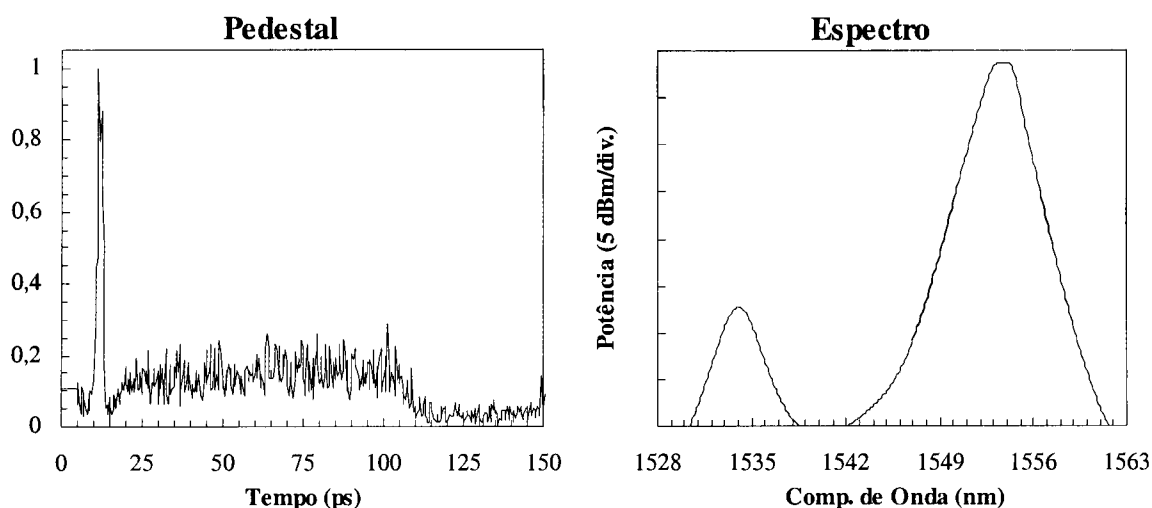


Figura 3.26 – Autocorrelação e espectro de um impulso obtido com a terceira cavidade aberta, e com a fibra da INO-NOI.

Decidiu-se então substituir a fibra dopada por outra com um núcleo de maiores dimensões, evitando-se assim as reflexões nos *splices*, que davam origem ao pedestal. A escolha recaiu numa fibra monomodo desenhada especificamente para o amplificador *flared* descrito no Anexo I. O núcleo dessa fibra, que se encontrava ligeiramente descentrado, tinha aproximadamente 5 μm de diâmetro. O segmento utilizado tinha 6,55 m de comprimento, e a concentração de Er^{3+} nessa fibra era de cerca de 1000 p.p.m. (em massa), tendo o perfil de dopagem sido estudado para garantir o funcionamento em regime monomodo (ver Anexo I). A atenuação a 980 nm era 9,5 dB/m.

Foram efectuados diversos ensaios, com diferentes eficiências de difracção, tendo sido observados impulsos com aproximadamente 400 fs de duração, para todos os casos

em que a eficiência de difracção era suficiente para garantir o funcionamento em regime pulsado. Esses impulsos estavam livres de pedestal.

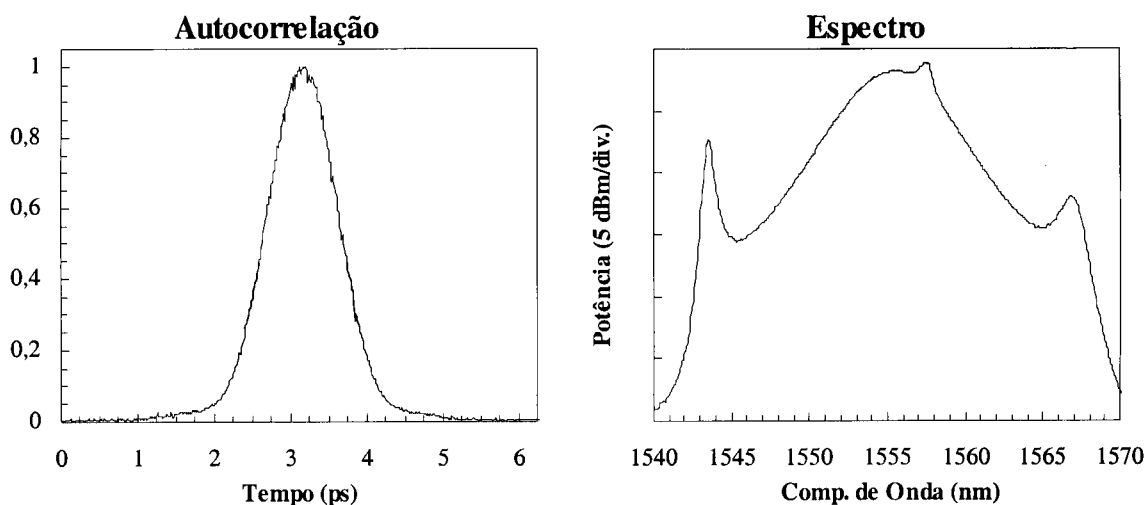


Figura 3.27 – Autocorrelação e espectro dos impulsos mais curtos observados com a terceira cavidade experimental.

Os impulsos mais curtos foram obtidos com a menor eficiência de difracção que ainda permitia o funcionamento em regime pulsado, e estão representados na Figura 3.27. Esses impulsos tinham uma duração de 375 fs e um produto TBP de 0,34.

Esses impulsos são, tanto quanto é do conhecimento do autor, os impulsos mais curtos alguma vez obtidos directamente de um laser FSF, em anel de fibra dopada com Er^{3+} .

O período dos impulsos era cerca de 68 ns, o que significa uma taxa de repetição de aproximadamente 15 MHz. Por vezes era observado um segundo impulso a deslocar-se na cavidade, mas que desaparecia rapidamente.

É importante referir que estes resultados foram obtidos com o polarizador na secção aberta da cavidade, e ajustando a posição dos anéis do controlador de polarização. Caso esse polarizador não fosse colocado na montagem os impulsos obtidos tinham uma duração de aproximadamente 2 ps.

Foram ainda colocadas na secção aberta da cavidade lâminas de atraso de fase juntamente com o polarizador, mas não foi verificada nenhuma alteração no comportamento do laser.

3.4 Conclusões

Com o trabalho desenvolvido no âmbito deste mestrado verificamos a possibilidade dos lasers com realimentação com desvio de frequência funcionarem como fontes de impulsos curtos e ultra-curtos. Durante os trabalhos foram estudadas três cavidades desse tipo, tendo sido observada a geração de impulsos em todas elas. Foram também observados os diferentes regimes de funcionamento, nos quais o laser emite mais que um impulso por volta da cavidade.

Começou-se por estudar o comportamento de uma cavidade FSF, em anel unidireccional, em que o meio activo era uma fibra dopada com elevada concentração de Er^{3+} , e um núcleo de dimensões reduzidas. Foi estudado o comportamento da duração e da potência dos impulsos, em função da eficiência de difracção, tendo sido observados impulsos com duração entre 1,5 e 2 ps. Concluiu-se que, tanto para a potência como para a duração dos impulsos, era benéfica a utilização de eficiências de difracção próximas do mínimo que nos permitia obter impulsos. Este comportamento foi explicado pelo facto da menor eficiência de difracção permitir a saída de impulsos com maior potência de pico, para os quais a presença de efeitos não-lineares é mais importante.

Em seguida, utilizando a eficiência de difracção máxima do modulador acusto-óptico, e variando as posições dos controladores da polarização, observamos a geração de diversos harmónicos da frequência base da cavidade e de pacotes de impulsos muito próximos emitidos à frequência base da cavidade. O harmónico mais elevado que foi observado correspondia ao 13º múltiplo da frequência base da cavidade, o que representava uma taxa de repetição de cerca de 245 MHz.

A introdução de um cubo divisor de feixe polarizador ou de lâminas de atraso de fase na cavidade não afectava a possibilidade do laser gerar harmónicos superiores, sendo que as lâminas aparentemente facilitavam a escolha do harmónico desejado. Foi ainda observado o funcionamento em regime simultaneamente *Q-switched* e *mode-locked*.

Em seguida, foi ensaiado o controlo da taxa de repetição dos impulsos emitidos dentro dos pacotes, sendo esse controlo efectuado através do desbalanceamento de um interferómetro de Michelson. Infelizmente, devido a uma série de contratempos, a separação temporal dos impulsos não pode ser observada, pelo que não nos foi possível verificar a aplicação deste método.

Procedeu-se então ao estudo de uma segunda cavidade FSF semelhante à anterior, mas em que o meio de ganho era um amplificador comercial, e em que existia um filtro

sintonizável. Não foi possível medir a duração dos impulsos gerados, pois eles não eram suficientemente energéticos para gerarem o segundo harmónico no autocorrelacionador. Por esse motivo, essa cavidade foi apenas estudada em termos de regimes de funcionamento e da influência do comprimento da cavidade no seu comportamento.

Os regimes de funcionamento obtidos foram os mesmos que já tinham sido observados com a primeira cavidade, à excepção do *Q-switched* e *mode-locked* simultâneo. Os diversos regimes de funcionamento eram obtidos em função do ajuste dos parâmetros do sistema (controladores do estado da polarização, frequência central do filtro e eficiência do modulador acusto-óptico).

Importa referir que foi observada histerese no número de impulsos emitidos em função da potência de bombagem, o que é um fenómeno característico da presença de efeitos não-lineares. Foi também observado que quando reduzíamos a bombagem de modo a termos menos um impulso por volta, os impulsos mantinham a separação temporal que possuíam quando existia esse impulso adicional. Esse fenómeno não foi inteiramente explicado.

Em relação à influência do comprimento da cavidade no comportamento do laser, não foi observada nenhuma alteração no comportamento do laser, para além da natural alteração da frequência base, nem mesmo quando a frequência base da cavidade coincidia com um múltiplo da frequência de modulação do modulador acusto-óptico.

Regressou-se então ao estudo da primeira cavidade, com o objectivo de observar a geração de impulsos ultra-curtos, explorando o mecanismo de encurtamento baseado na rotação não-linear da polarização. Foram observados impulsos *transform-limited* com apenas 115 fs de duração, mas que se encontravam acompanhados por um enorme pedestal.

Os impulsos mais curtos sem pedestal que conseguimos obter tinham uma duração de 421 fs, e um produto tempo-largura de banda de 0,39, pelo que não os podemos considerar verdadeiramente *transform-limited*.

Procedeu-se de seguida a um conjunto de alterações na cavidade, tendo sido observados impulsos com duração entre 1 e 1,5 ps, consoante a eficiência de difracção do modulador acusto-óptico. Esses impulsos eram acompanhados de um pequeno pedestal, o que apontava para a existência de emissão cw. Essa emissão seria motivada por reflexões nos *splice*, devido à grande diferença nos diâmetros dos núcleos das fibras. Decidiu-se então substituir a fibra dopada, por outra com um núcleo de maiores dimensões.

Com essa nova fibra, e explorando o mecanismo de encurtamento dos impulsos, baseado na rotação não-linear da polarização, foram obtidos impulsos com apenas 375 fs de duração. Esses impulsos eram *transform-limited* e não tinham pedestal.

Esses impulsos são, tanto quanto é do conhecimento do autor, os impulsos mais curtos alguma vez obtidos directamente de um laser FSF em anel de fibra dopada com Er^{3+} .

4 Comentário final e perspectivas de trabalho futuro

4.1 Comentário final

Esta dissertação aborda dois temas distintos, dentro da área das fontes em fibra óptica, através do estudo de dois dispositivos representativos. O primeiro a ser estudado foi um amplificador *flared*, em fibra óptica dopada com Er^{3+} , e o segundo foi um laser com realimentação com desvio de frequência, no qual foi observada a geração de impulsos curtos e ultra-curtos.

O amplificador *flared* estudado aliava três características que o tornavam particularmente interessante: a facilidade de ligação a elementos convencionais, a elevada potência à saída e o perfil de emissão monomodo (aproximadamente gaussiano).

Infelizmente, o estudo que pretendíamos levar a cabo com este amplificador, e que estava relacionado com a medição da figura de ruído, não pôde ser concluído. Este facto ficou a dever-se à instabilidade da bombagem, efectuada por um laser de titânio-safira, que por sua vez era bombeado por um laser de árgon.

Apesar de termos abandonado este estudo, o interesse desse tema mantém-se, porque até hoje a medição da figura de ruído de um amplificador desse tipo ainda não foi efectuada, e porque se espera que os resultados obtidos com esse tipo de amplificador sejam melhores que os obtidos com um amplificador convencional.

Passou-se então para o estudo dos lasers com realimentação com desvio de frequência. A geração de impulsos curtos e ultra-curtos em lasers desse tipo foi demonstrada para três cavidades diferentes, nas quais foi verificada a possibilidade da emissão de um ou mais impulsos por volta da cavidade, em função da potência de bombagem. Foi também observado que quando tínhamos mais que um impulso, que eles se podiam espalhar uniformemente pela cavidade ou então agruparem-se em pacotes de impulsos muito próximos.

A duração característica dos impulsos gerados por estes lasers era da ordem de 1 a 2 picosegundos, o que está de acordo com as indicações encontradas na bibliografia. Explorando o mecanismo de encurtamento dos impulsos baseado na rotação não-linear da polarização, foi possível gerar impulsos *transform-limited* com apenas 375 fs de duração. Estes impulsos são, tanto quanto é do conhecimento do autor, os impulsos mais curtos alguma vez obtidos directamente de um laser FSF em anel de fibra dopada com Er^{3+} .

Foram obtidos impulsos ainda mais curtos, com apenas 115 fs de duração, mas que eram acompanhados por um enorme pedestal, pelo que não poderiam ser utilizados directamente. Foi descrito um método que poderia ser aplicado para melhorar esta característica dos impulsos.

Em termos de geração de múltiplos da frequência base da cavidade, foi observada a geração de diversos múltiplos, tendo a frequência máxima obtida sido cerca de 245 MHz, o que corresponde ao 13º harmónico da frequência base da cavidade. Foi ainda observado o funcionamento em regime simultaneamente *Q-switched* e *mode-locked*. Ao contrário do que é referido por alguns autores, não foi observada nenhuma alteração no comportamento do sistema quando a frequência base da cavidade correspondia a um múltiplo da frequência de modulação do modulador acusto-óptico.

Foi ainda implementado um método, baseado na introdução de um interferómetro de Michelson, com objectivo de controlar a taxa de repetição dos impulsos. Uma série de contrariedades impediu a observação da separação temporal dos impulsos, pelo que não conseguimos atingir o objectivo de gerar múltiplos da frequência base de um modo assíncrono com a cavidade.

4.2 *Perspectivas de trabalho futuro*

Da leitura do comentário final deste trabalho ressaltam imediatamente dois temas, que no futuro deverão ser novamente abordados. São eles a medição da figura de ruído de um amplificador *flared*, e a aplicação do controlo da taxa de repetição a um laser com realimentação com desvio de frequência, com o objectivo de gerar impulsos assíncronos da taxa de repetição da cavidade.

Em relação à medição da figura de ruído do amplificador, importa referir que existem outras técnicas que permitem medir esse parâmetro, e que poderão no futuro ser utilizadas. No entanto, não é possível garantir que essas técnicas sejam menos sujeitas às instabilidades da bombagem, além de que, em princípio, são menos rigorosas.

O ideal seria dispormos de díodos laser de bombagem para podemos efectuar a bombagem, não só desse amplificador, mas de todas as outras fibras dopadas. A aquisição desses dispositivos é indispensável para que os trabalhos da Unidade Optoelectónica nesta área possam prosseguir. Isto porque é hoje impensável continuar a utilizar fontes tão instáveis e difíceis de operar como os lasers que possuímos.

Para além do controlo da taxa de repetição dos impulsos num laser FSF, seria também interessante prosseguir o estudo destes dispositivos, com o objectivo de avaliar a influência do mecanismo de rotação não-linear da polarização na manutenção dos impulsos na cavidade. Isto porque se suspeita que quando esse fenómeno está presente na cavidade, a sua influência supera a do o FSF. Nessa situação, o FSF permitiria o arranque do laser, sendo depois a geração dos impulsos assegurada pela rotação não-linear da polarização.

Outro facto que deveria ser avaliado é a importância do valor do desvio de frequência no comportamento do laser, nomeadamente para evitar a presença de emissão cw. Para se realizar esse estudo seria necessário substituir o *driver* do modulador acusto-óptico da AA Opto-electronic, por outro em que fosse possível variar a frequência de modulação (este procedimento não pode ser efectuado com o modulador da Brimrose).

Além disso, outros assuntos poderão ainda ser abordados dentro destes dois temas, nomeadamente a incorporação do amplificador *flared* num sistema real de transmissão de dados, e a geração de pentes de frequências em lasers com realimentação com desvio de frequência⁸⁶. Esse regime de funcionamento chegou mesmo a ser ensaiado, durante este mestrado, mas como os resultados iniciais não eram promissores foi temporariamente suspenso. Lasers a funcionar neste regime poderão ser muito interessantes em sistemas de comunicações com multiplexagem de comprimento de onda (WDM).

Anexos

Anexo I

Amplificador *flared* com perfil de emissão monomodo

Anexo II

Comunicações decorrentes do trabalho efectuado

Anexo I – Amplificador *flared* com perfil de emissão monomodo

1. Introdução

Como já foi referido no capítulo 1, um dos dispositivos em fibra óptica mais importantes, tendo em conta a sua utilidade, é sem dúvida o amplificador. Isto porque os amplificadores em fibra óptica possuem importantes vantagens em relação aos seus equivalentes convencionais (electrónicos), nomeadamente perdas de acoplamento muito baixas, elevado ganho, baixo ruído e imunidade a interferências electromagnéticas. Outra vantagem destes dispositivos reside no facto da sua resposta ser independente da taxa de transmissão dos dados e da sua codificação, além de que é possível obter amplificação simultânea de vários comprimentos de onda num só amplificador.

Graças a estas vantagens, os amplificadores ópticos são cada vez mais utilizados nos sistemas de transmissão de dados, não só para a transmissão a grandes distâncias, mas também para a distribuição do sinal proveniente de uma fibra por várias fibras. Esta última utilização tem recentemente merecido um grande interesse para o desenvolvimento de redes de comunicação metropolitanas.

Apesar da grande flexibilidade dos amplificadores, a verdade é que existem alguns factores que limitam a sua utilização. Um dos mais importantes é a presença de efeitos não-lineares na própria fibra, o que limita as potências máximas alcançáveis. Outro factor igualmente importante é a presença da emissão espontânea, que constitui a principal fonte de ruído do amplificador. Estes dois problemas podem ser solucionados através do aumento das dimensões do modo que se propaga na fibra.

Por este motivo, têm vindo a ser desenvolvidos^{87,88,89} diversos dispositivos em fibras cujas dimensões transversais são elevadas. No entanto, este aumento das dimensões das fibras implica normalmente o funcionamento no regime multimodo espacial, o que degrada consideravelmente a qualidade do feixe, e que para a maior parte das aplicações práticas raramente é tolerável.

Para evitar esse regime de funcionamento têm sido desenvolvidos nos últimos anos novos tipos de fibras, como por exemplo as fibras com dupla bainha⁹⁰ e as fibras *holey* (com as quais é possível obter funcionamento monomodo para todos os comprimentos de

onda, entre outras propriedades). Um outro método recorre à utilização de perfis de dopagem especiais para gerar campos monomodo em fibras multimodo. Estes perfis são desenhados de modo a permitirem apenas a excitação do modo fundamental, discriminando fortemente todos os restantes.

Consegue-se assim criar^{91,92} amplificadores que possuem à saída um perfil de emissão idêntico ao das fibras monomodo, o que é muito vantajoso, pois assegura uma excelente qualidade do feixe à saída da fibra. Amplificadores que aliem essa característica a elevadas potências de emissão são muito interessantes para diversas aplicações, como por exemplo em sistemas de comunicação em linha de vista, quer terrestres quer espaciais (inter-satélites). Nestes sistemas a utilização de amplificadores construídos com fibras dopadas com Er^{3+} revela-se ainda mais vantajosa porque o comprimento de onda de funcionamento é considerado seguro para a vista humana.

2. Amplificador flared

O trabalho desenvolvido sobre este tema consistiu no estudo de um amplificador do tipo *flared*, que havia sido desenvolvido⁹³ e patenteado⁹⁴ pela UOSE do INESC Porto. A principal vantagem deste tipo de amplificadores é que para além de possuírem à saída uma secção de fibra multimodo, que permite a obtenção de potências elevadas, mantêm à entrada uma secção de fibra monomodo, o que facilita a ligação deste amplificador a outros componentes padrão.

O amplificador estudado era formado por três segmentos de fibra óptica dopada com Er^{3+} , sendo o primeiro segmento monomodo, o segundo permitia a propagação de 7 modos, e finalmente o último suportava a propagação de mais de 25 modos. O comprimento dos dois primeiros segmentos era de cerca de 0,5 m, e o comprimento do último era de cerca de 1 m.

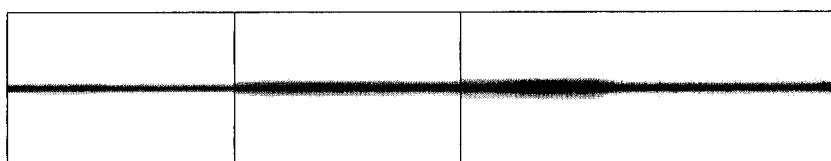


Figura I.1 –Esquema do amplificador “flared” estudado, composto por três secções de fibra, com diferentes diâmetros do núcleo, sendo a primeira monomodo e a última multimodo.

Estes segmentos pertenciam a três fibras experimentais, fabricadas a partir da mesma pré-forma, cujo perfil de dopagem tinha sido estudado⁹⁵ de modo a favorecer o funcionamento em regime monomodo. As três fibras foram estiradas de modo diferente, originando diâmetros do núcleo diferentes, respectivamente 5, 12 e 23 μm para a fibra monomodo, de alguns modos e multimodo. A absorção a 1,53 μm era, para essas mesmas fibras, 25, 37,5 e 47 dB/m respectivamente. O diâmetro da bainha era cerca de 130 μm para as três fibras, e a abertura numérica de 0,17.

O funcionamento deste amplificador já tinha sido previamente estudado, tendo sido verificado que o perfil de emissão era efectivamente monomodo, mesmo quando eram induzidas curvaturas na fibra⁹³. Esta característica pode ser observada na Figura I.2, onde são apresentados os perfis de emissão deste amplificador medidos no *far-field* (campo distante) com e sem curvaturas (enrolamento com 3 cm de diâmetro). Como podemos ver o feixe praticamente não é afectado pela presença de curvaturas, mantendo um perfil aproximadamente Gaussiano.

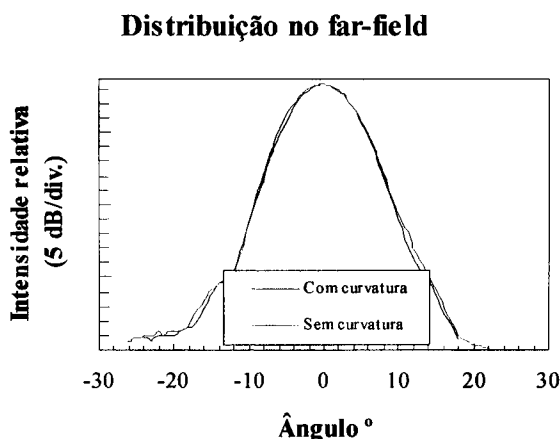


Figura I.2 – Perfil da distribuição da potência do feixe emitido pelo amplificador no *far-field*, com e sem curvatura induzida.

3. Sistema de medida

No nosso trabalho pretendíamos começar por determinar dois parâmetros fundamentais para caracterizar qualquer amplificador em fibra óptica, são eles o ganho (G) e a figura de ruído (NF – *Noise Figure*). O ganho, como é natural, é definido como a razão entre a potência do sinal à saída (P_{out}) e a potência à entrada (P_{in}) do amplificador.

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (I.1)$$

Por seu lado, a figura de ruído é um parâmetro que nos dá uma ideia do ruído introduzido pelo amplificador, e que é originado principalmente pela emissão espontânea dos iões de Er^{3+} . A figura de ruído é definida como o quociente entre a razão sinal-ruído (SNR – *Signal to Noise Ratio*) à entrada e à saída, mas pode ser calculada à custa de outros parâmetros do amplificador. A fórmula habitualmente mais utilizada para esse efeito é a seguinte:

$$NF = \frac{1}{G} \left(1 + \frac{\rho_{ASE}}{h \cdot \nu \cdot LB} \right) \quad (I.2)$$

onde ρ_{ASE} representa a potência da emissão espontânea no comprimento de onda do sinal, $h\nu$ é a energia de um fóton de frequência ν , e LB é a largura de banda do sistema de medição (neste caso a largura de banda do analisador de espectros ópticos).

Estávamos particularmente interessados em determinar o comportamento do ganho e da figura de ruído, em função da potência do sinal, para o nosso amplificador. Na Figura I.3 estão representados os comportamentos típicos desses parâmetros, para um amplificador tradicional (com fibra monomodo). O estudo da figura de ruído era particularmente importante, porque o comportamento desse parâmetro nunca foi observado para um amplificador *flared*, e porque teoricamente, eram de esperar valores melhores que os obtidos nos amplificadores convencionais.

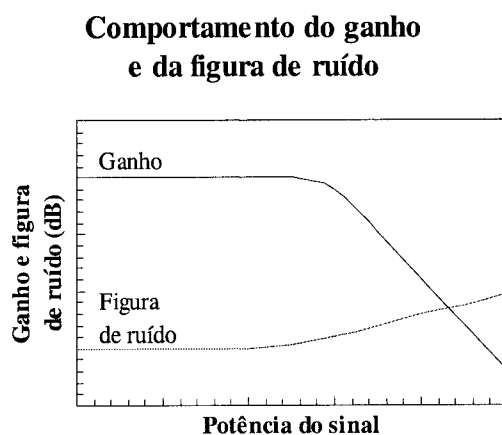


Figura I.3 – Comportamento típico do ganho e da figura de ruído, em função da potência do sinal, para um amplificador convencional.

Para efectuar as medições desses dois parâmetros foi implementado um sistema convencional de medição de amplificadores, que se encontra representado na Figura I.4.

Esse sistema era composto por um laser sintonizável que fornece o sinal, um laser de bombagem que excita o amplificador, um WDM que combina a radiação dessas duas fontes, e um analisador de espectros ópticos para medir o espectro do laser sintonizável e da saída do amplificador.

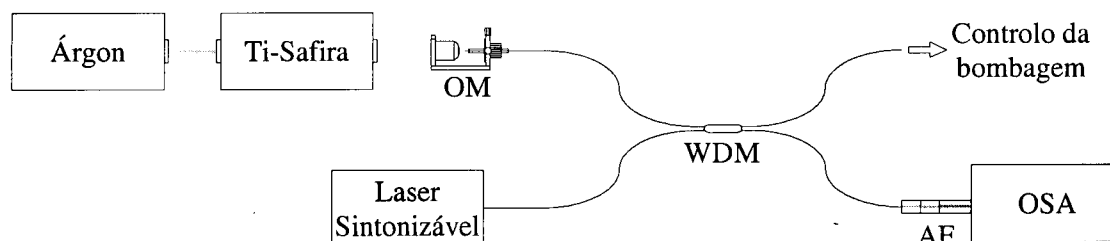


Figura I.4 – Montagem experimental utilizada para caracterizar um amplificador em fibra óptica (AF), composta por um laser sintonizável, um laser de árgon, um laser de titânio-safira, um acoplador WDM e um analisador de espectros ópticos (OSA).

O analisador de espectros ópticos por nós utilizado, era um AQ-6315-B da Ando, que podia medir potências até 100 mW, e admitia à entrada fibras com diâmetro modal até 10 μm . De acordo com medições efectuadas anteriormente o diâmetro modal à saída da fibra multimodo era inferior a este valor, pelo que as medições podiam ser efectuadas directamente no OSA. Este analisador possuía ainda uma rotina que permitia calcular automaticamente o ganho e a figura de ruído, mas essa rotina não foi utilizada pois o ajuste que efectuava da potência da emissão espontânea no comprimento de onda do sinal era muito defeituoso.

Como não dispúnhamos de um laser sintonizável com as características pretendidas, tentamos construir um com os elementos presentes no laboratório, tal como será explicado na secção seguinte.

O laser de bombagem utilizado foi um laser de titânio-safira, Coherent 890. Trata-se de um laser de estado sólido sintonizável, que segundo as especificações do fabricante podia fornecer até 4 W de potência a 980 nm, quando bombeado por um laser de árgon.

O laser de árgon era um Coherent Inova 400, a funcionar no regime de emissão multimodo visível, capaz de emitir até 30 W de potência na região dos 514 nm. Este laser estava equipado com um dispositivo de controlo da potência emitida, que nos garantia flutuações de potência inferiores a 0,5% (após o período de estabilização térmica). A potência normalmente utilizada para bombear o laser de titânio-safira foi de 21 W, o que correspondia a um consumo de cerca de 60 A por fase. O arrefecimento deste laser era efectuado por água arrefecida por um *chiller* externo, sendo que a sua temperatura tinha necessariamente que ser inferior a 18°C.



Figura I.5 – Fotografia da entrada da luz do laser de árgon no laser de titânio-safira.

No caso do laser de titânio-safira, o arrefecimento era igualmente efectuado com água, mas neste caso o laser possuía um pequeno *chiller* responsável pelo arrefecimento da água, não sendo necessário ter fornecimento de água do exterior.

Tal como é referido no seu manual, ao conceber a cavidade deste laser o fabricante teve como objectivo economizar espaço na mesa óptica, pelo que optou por uma cavidade em Z dobrada, colocada na vertical (Figura I.6).

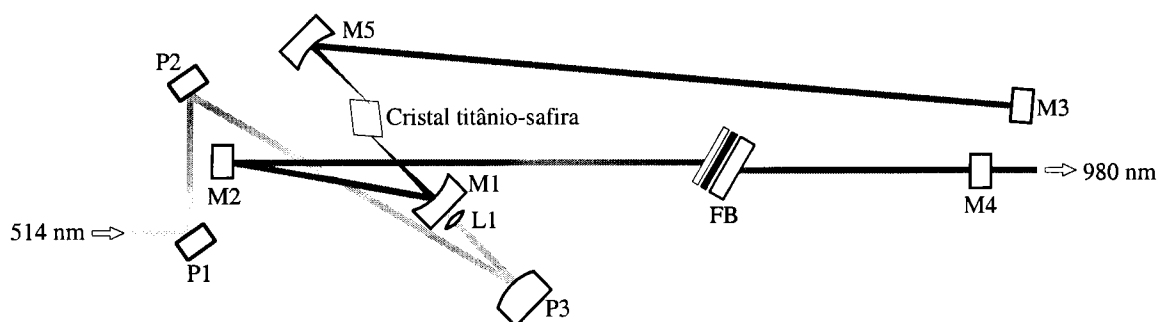


Figura I.6 – Esquema da cavidade do laser de titânio-safira. Os espelhos P1, P2 e P3 guiam a luz da bombagem, que é focada na lente L1 antes de atingir o cristal. Os espelhos M3, M5, M1 e M4 formam a cavidade em Z, que é dobrada pelo espelho M2. O filtro birrefringente FB é utilizado para sintonizar o laser.

Infelizmente, esta cavidade revelou-se de difícil alinhamento e muito instável, sendo que esse facto se deve essencialmente a essa configuração. Dadas as dificuldades de alinhamento desta cavidade, nunca foi possível conseguir obter os 4 W de potência indicados pelo fabricante, mas apenas 2,5 W, e mesmo este valor só foi possível em algumas ocasiões, e depois de uma demorada fase de aprendizagem a este laser. Mas mais difícil do que conseguir obter potências elevadas era tentar obter uma elevada estabilidade da potência do laser de titânio-safira.

Por este motivo, uma das primeiras tarefas laboratoriais realizadas, foi uma tentativa de estabilização desse mesmo laser. Para tal, foi injectado azoto, de modo controlado, para dentro da caixa do laser. Isto para tentar evitar a entrada de pó, que ao ser projectado contra os componentes ópticos, além de os danificar contribuía para a instabilidade e para a redução progressiva da potência obtida. Foi verificado que o consumo de gás era extremamente elevado, pelo que foram tapados todos os orifícios da caixa do laser, e colocadas borrachas nas juntas da tampa. Mas, mesmo assim, o consumo de azoto continuou a ser muito elevado, pelo que não era economicamente viável manter o gás constantemente ligado, e tivemos que optar por apenas o utilizar durante os períodos de medição. Além disso, e para tentar manter a temperatura o mais estável possível, e assim reduzir a condensação no laboratório, os aparelhos de ar condicionado da sala passaram a estar ligados de forma permanente.

Mas mesmo assim era impossível impedir a deposição de algumas partículas de pó nos diversos componentes ópticos deste laser, o que era facilitado pelo facto de algumas das ópticas e das próprias faces do cristal, se encontrarem praticamente na horizontal. Por este motivo, era necessário proceder a limpezas periódicas de todas as ópticas do laser. Essa necessidade de limpar as ópticas, pelo menos sempre que se ligava este laser, fazia com que o alinhamento fosse facilmente destruído, o que por sua vez implicava um demorado processo de realinhamento. Por vezes foi mesmo necessário desmontar todo o laser, e proceder a um realinhamento total.

A injeção da luz deste laser numa fibra óptica era feita recorrendo à solução tradicional, que consiste numa objectiva de microscópio, para focar o feixe num ponto, e num posicionador para colocar a ponta da fibra nesse mesmo ponto.

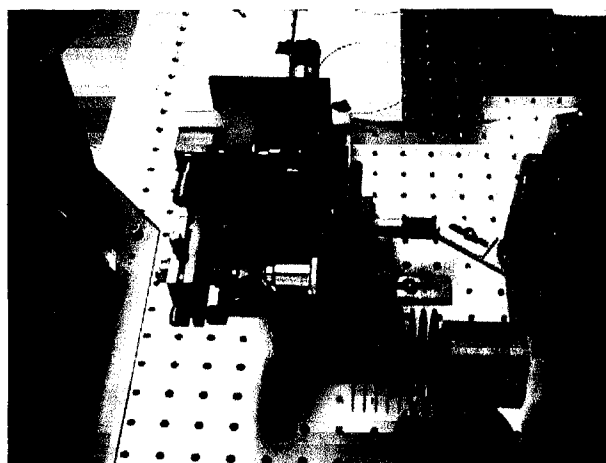


Figura I.7 – Fotografia do sistema de injeção da luz na fibra.

4. Lasers sintonizáveis

Como já foi referido, a UOSE não dispunha de um laser sintonizável com a potência necessária para este trabalho (algumas dezenas de miliwatt), pelo que foi necessário construir um. Foram ensaiadas duas configurações para este tipo de laser, cujas configurações serão apresentadas em seguida.

O primeiro laser sintonizável construído era formado simplesmente por um amplificador em fibra óptica comercial, um filtro sintonizável e um acoplador 70:30 para retirar a potência do anel formado por esses componentes. No braço de saída foi ainda adicionado um segundo acoplador, neste caso um 90:10, para podermos observar a saída deste laser sem termos que quebrar o *splice* que o ligava ao resto do sistema.

O filtro sintonizável, da marca Koshin-Kogaku, era formado por duas lentes (para colimar o feixe), e um suporte no qual podiam ser introduzidas diversos filtros interferométricos. Através da rotação desses filtros era possível variar a frequência central do filtro. Tínhamos à nossa disposição três filtros, sendo que optamos por utilizar a que apresentava a menor largura de banda (cerca de 1 nm)

Como amplificador utilizamos um IRE POLUS EAU-100, constituído internamente por uma fibra dopada com Er^{3+} , bombeada com díodos laser a 980 nm, e por dois isoladores ópticos (um à entrada e outro à saída). Este amplificador fornecia no máximo 100 mW de potência na região dos 1500 nm, sendo esse valor função da corrente que lhe era fornecida.

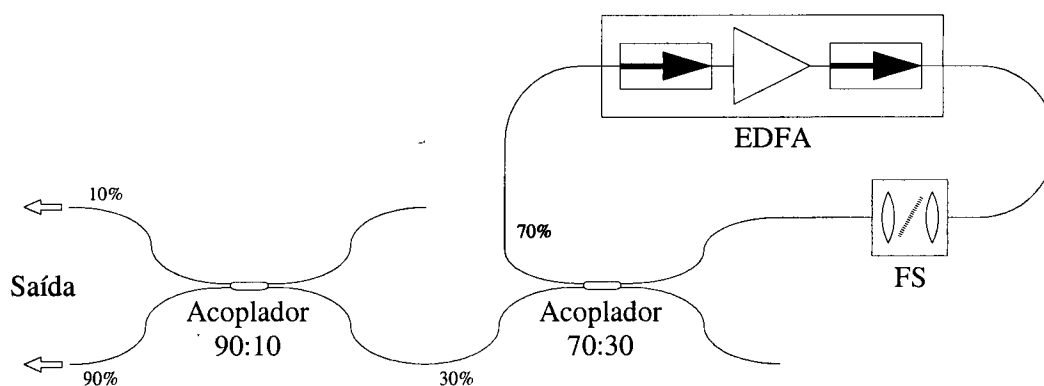


Figura A.8 – Esquema do primeiro laser sintonizável construído para estudo do amplificador *flared*. EDFA – amplificador em fibra óptica comercial com isoladores ópticos, FS – filtro sintonizável.

Antes de procedermos as medições do amplificador *flared*, procedeu-se ao estudo deste laser sintonizável para averiguar da sua utilidade. Verificou-se que a potência

máxima que conseguíamos obter era muito baixa (inferior a 1 mW), pelo que nesta configuração este laser não nos seria a partida útil.

Procedeu-se então a uma optimização deste laser tendo sido ensaiados acopladores com diferentes relações, para substituir o acoplador de 70:30. Acabou-se por optar por um acoplador 80:20, com a saída de 80% a fechar a cavidade. Com esta alteração foi possível aumentar ligeiramente a potência máxima que se obtinha, sendo possível obter potências entre cerca de 9 e -5 dBm, consoante a corrente fornecida ao amplificador e o comprimento de onda seleccionado.

No entanto, no decorrer destes ensaios foi verificado que este laser não poderia ser utilizado, pois uma anomalia do amplificador não permitia uma sintonia estável da emissão. Em particular, verificava-se que o aumento da corrente de bombagem originava o aparecimento de um segundo pico no espectro, muito próximo do primeiro. O laser tinha então tendência a flutuar entre esses dois picos, tornando-se demasiado instável.

Este facto foi atribuído ao facto do ganho deste amplificador apresentar uma pequena modulação espectral, quando o anel era fechado. Esta modulação é característica da presença de um *étalon* do tipo Fabry-Pérot, que se poderá ter formado, por exemplo, por desprendimento de uma das fibras do dispositivo.

Para resolver esta situação, procedeu-se à montagem de um segundo laser sintonizável. Começou-se por substituir o amplificador da IRE POLUS por um amplificador construído no laboratório.

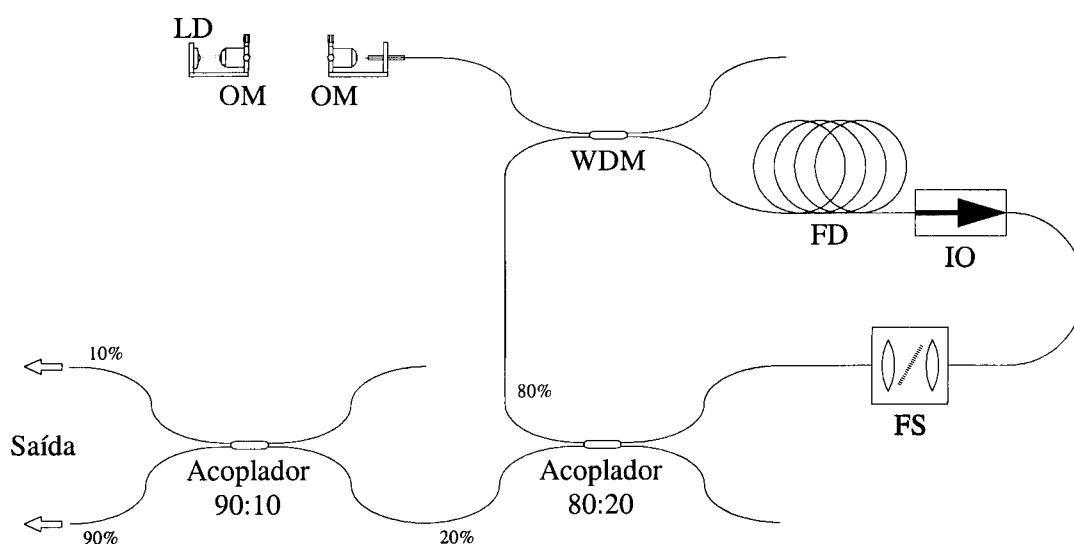


Figura I.9 – Segundo laser sintonizável construído no laboratório. LD – diodo laser a 980 nm, OM – objectiva de microscópio, WDM – acoplador em fibra óptica, FD – fibra dopada com Er^{3+} , IO – isolador óptico, FS – filtro sintonizável.

Este amplificador era formado por um segmento de fibra monomodo dopada com Er^{3+} (da mesma fibra que constituía o início do amplificador *flared*), bombeada por um díodo laser, seguido de um isolador óptico. Tal como no caso do laser de titânio-safira, o feixe deste díodo laser era captado através de um objectiva de microscópio e injectado numa fibra óptica, sendo a potência máxima que conseguíamos injectar na fibra cerca de 40 mW.

Com esta nova montagem a sintonia podia ser facilmente realizada, mas infelizmente a gama de potências disponíveis era bastante mais reduzida. Esta gama foi alargada, através da inclusão na saída do laser de um “misturador” de modos (*mode scrambler*) que, por estarmos a trabalhar com fibra monomodo, servia apenas para introduzir perdas adicionais à saída, não afectando o comportamento do anel.

Era assim possível obter potências entre cerca de -45 e -15 dBm, o que significava que era impossível efectuar medições para potências de sinal da ordem das dezenas de miliwatt, que seria a gama de valores potencialmente mais interessantes no estudo deste amplificador. Pensou-se então em adicionar o amplificador da IRE POLUS à saída deste laser, o que permitiria aumentar a potência para os valores desejados. No entanto, tal não chegou a ser feito, porque foi verificado que a instabilidade da bombagem do amplificador *flared* era demasiado elevada para permitir a realização da experiência.

5. Resultados

Após termos concluído a montagem do sistema de medição, passamos ao estudo do amplificador *flared* propriamente dito. Inicialmente, foi efectuada uma verificação rápida do funcionamento em regime monomodo do amplificador. Para tal, a saída do amplificador foi colimada com uma objectiva de microscópio, e apontada através de um filtro para uma câmara CCD da Electron Physics. O filtro era utilizado para eliminar a potência a 980 nm que ainda estava presente à saída do amplificador, e que era normalmente multimodo.

Foi possível observar no monitor da câmara um *spot* aproximadamente circular, e foi verificado que esse padrão não era afectado quando efectuávamos curvaturas apertadas na fibra (cerca de 1 cm de diâmetro). Este facto confirma que de facto o amplificador funciona em regime monomodo, pois em caso contrario qualquer curvatura iria provocar alterações na distribuição modal no interior da fibra, alterando o padrão à saída da mesma.

Passou-se em seguida as medições do amplificador propriamente dito. As medições que foram efectuadas consistiam em séries de conjuntos de espectros do sinal gerado no laser sintonizável, antes e depois de ser amplificado. Ou seja, definíamos o comprimento de onda do laser sintonizável, e em seguida, variando a potência desse sinal, registava-se o seu espectro antes e depois do amplificador.

Esses espectros eram posteriormente tratados computacionalmente, de modo a efectuarmos os cálculos que nos permitiam determinar quer o ganho quer a figura de ruído. Na Figura A.10 está representado um desses conjuntos de espectros, e o ajuste efectuado através de um polinómio de 3ª ordem, para calcular a potência da emissão espontânea no comprimento de onda do sinal (ρ_{ASE}), que é necessária para o cálculo da figura de ruído.

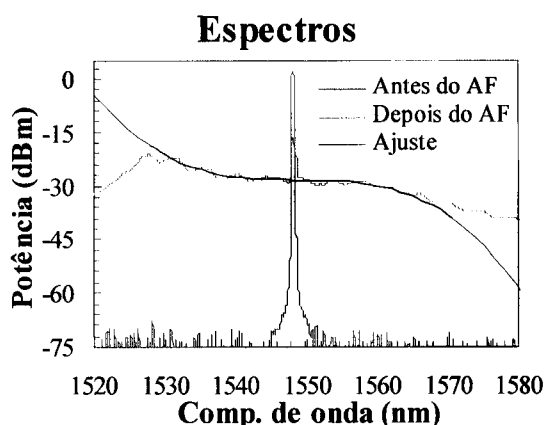


Figura A.10 – Exemplo de um conjunto de medições.

Neste caso o comprimento de onda era 1548 nm e a potência do sinal era -16,4 dBm. O ganho foi calculado como sendo 18,5 dB e a figura de ruído 4,4 dB. Combinando os resultados obtidos para os diferentes valores da potência do sinal, produzíamos os gráficos em que estávamos interessados, e que nos apresentavam o comportamento do ganho e da figura de ruído em função da potência do sinal.

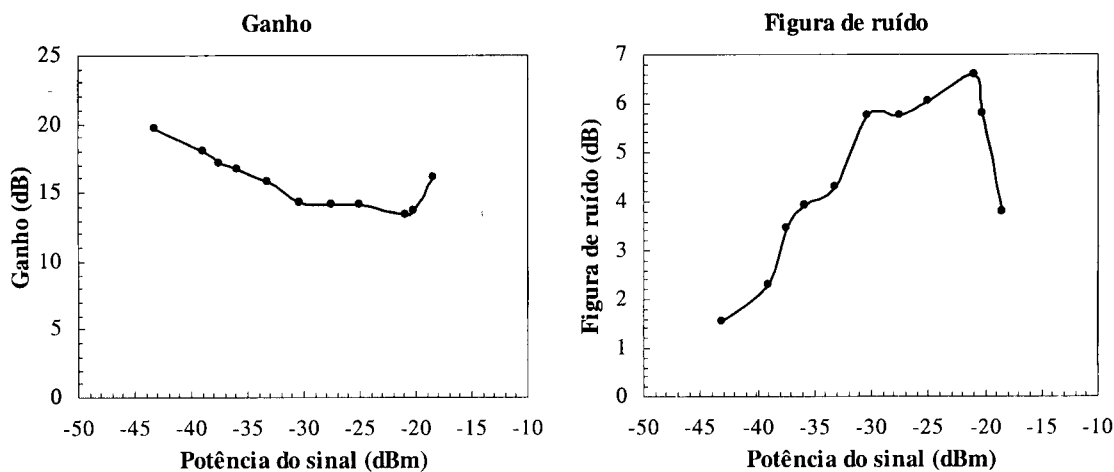


Figura I.11 – Exemplo de uma série de medições efectuadas para 1550 nm.

Na Figura I.11 podemos ver os resultados obtidos para uma série de conjuntos de espectros, obtidos para 1550 nm de comprimento de onda. Antes de comentarmos estes resultados, vejamos mais dois exemplos dos resultados obtidos para 1548 e 1554 nm.

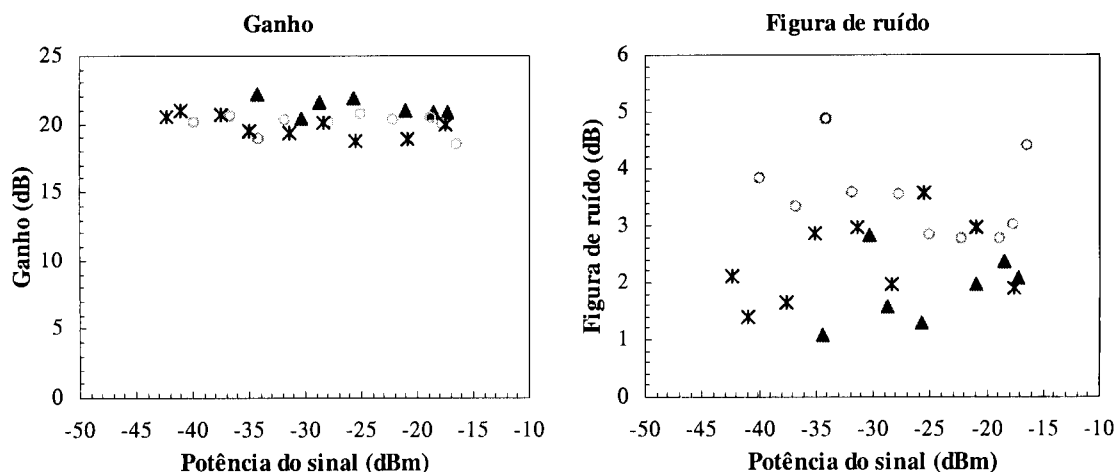


Figura I.12 – Três séries de resultados obtidos para 1548 nm.

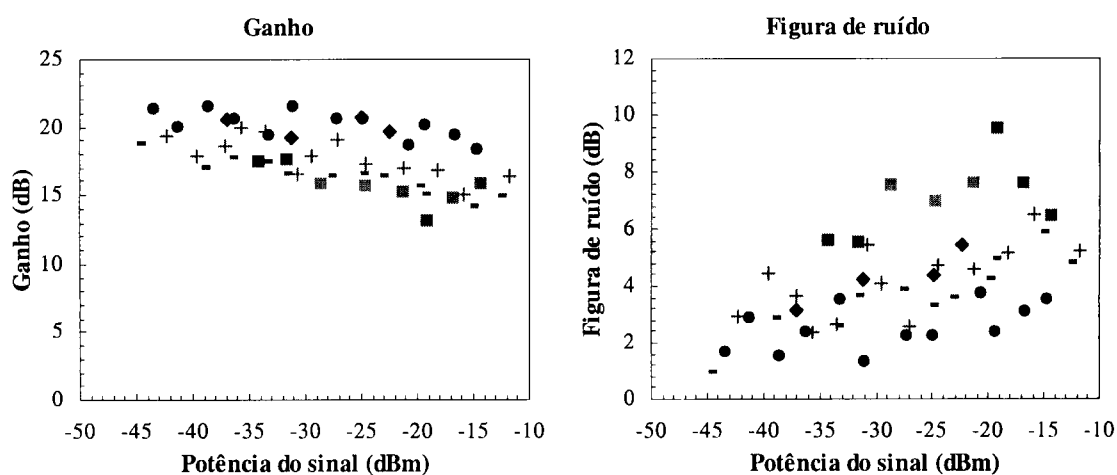


Figura I.13 – Cinco séries de resultados obtidos para 1554 nm.

Tal como se pode observar nas figuras anteriores, os resultados apresentam um elevadíssimo grau de instabilidade. Mesmo quando os valores do ganho parecem concordantes (Figura I.12), verifica-se que os valores da figura de ruído correspondente são totalmente incoerentes. Além disso, obtemos diversos pontos para os quais a figura de ruído é inferior a 3 dB, o que por definição desse parâmetro é impossível.

No nosso entender, estes resultados ficam a dever-se às instabilidades que verificamos existir no laser de titânio-safira, e que se propagam para as medições. Isto porque uma variação da bombagem que ocorra entre a medição de dois pontos vai logicamente implicar uma variação do ganho e também da figura de ruído.

6. Comentário final e perspectivas de trabalho futuro

Após vários ensaios, verificou-se que estas instabilidades impediam definitivamente a obtenção de resultados aceitáveis, pelo que se optou pela suspensão deste trabalho, ainda antes de se ter tentado aumentar a potência do laser sintonizável.

Pensou-se ainda num outro método para tentar estabilizar o laser de titânio-safira, utilizando para esse efeito uma rede de Bragg com reflexão e comprimento de onda apropriados. Infelizmente, esse método não pode ser aplicado devido a impossibilidade de obtenção de uma rede apropriada em tempo real.

A medição da figura de ruído de um amplificador *flared* ainda não foi realizada, pelo que se mantém o interesse no seu estudo. Com a aquisição de novo equipamento, será retomado este trabalho, prosseguindo o estudo deste tipo de amplificadores. É particularmente importante a aquisição de díodos laser de bombagem, com saída em fibra, que permitem uma bombagem bastante mais estável do amplificador.

Apesar das dificuldades experimentais, os resultados obtidos permitiram a apresentação de uma comunicação, enviada a XIIª Conferência Nacional de Física, FÍSICA 2000, que decorreu na Figueira da Foz.

Anexo II – Comunicações decorrentes do trabalho efectuado

Do trabalho realizado neste mestrado resultaram cinco comunicações, três na forma de poster e duas na forma de apresentação oral. Uma dessas apresentações orais ocorreu numa conferência internacional, enquanto que as restantes ocorreram numa conferência nacional.

J.M. Sousa, L.A. Gomes, O.G. Okhotnikov, “Repetition rate control in frequency shifted feedback fiber lasers”, CLEO/EUROPE 2000, artigo CFG8, pág. 384, apresentação oral.

L.A. Gomes, M.B. Marques, J.M. Sousa, “Geração de Impulsos Femtosegundo em Lasers FSF em Fibra Óptica Dopada com Érbio”, XIIª Conferência Nacional de Física, FÍSICA 2000, pág. 439-440, apresentação oral.

L.A. Gomes, M.B. Marques, J.M. Sousa, “Laser Mode-Locked em Fibra Óptica Dopada com Érbio e Controle da Taxa de Repetição dos Impulsos”, XIIª Conferência Nacional de Física, FÍSICA 2000, pág. 437-438, poster.

J.M. Sousa, L.A. Gomes, M.B. Marques, “Laser Pulsado em Fibra Óptica Dopada com Érbio e Comutação do Comprimento de Onda de Emissão”, XIIª Conferência Nacional de Física, FÍSICA 2000, pág. 459-460, poster.

J.M. Sousa, L.A. Gomes, M.B. Marques, O.G. Okhotnikov, “Amplificador de Alta Potência em Fibra Óptica com Geometria Tipo Flared e Distribuição Espacial Transversal de Potência Monomodo”, XIIª Conferência Nacional de Física, FÍSICA 2000, pág. 461-462, poster.

Referências

1. T.H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby", *Nature*, Vol. 187, N. 4736, pág. 493-494, 1960.
2. A.E. Siegman, "Lasers", University Science Books, Califórnia, 1986, ISBN 0-935702-11-5.
3. P.W. Milonni e J.H. Eberly, "Lasers", Wiley, New York, 1988, ISBN 0-471-62731-3.
4. W.T. Silfvast, "Laser fundamentals", Cambridge University Press, Nova Iorque, 1996. ISBN 0-521-55424-1.
5. O. Svelto, "Principles of lasers", 3ª edição, Plenum Press, Nova Iorque, 1989, ISBN 0-306-42967-5
6. E. Desurvire, Cap. 11 de "Rare earth doped fiber lasers and amplifiers", Editor M.J.F. Digonnet, Marcel Dekker, Nova Iorque, 1993, ISBN 0-8247-8785-4.
7. C.C. Davis, "Laser and electro-optics – fundamentals and engineering", Cambridge University Press, Nova Iorque, 1996, ISBN 0-521-30831-3.
8. F.J. McClung, R.W. Hellworth, "Giant optical pulsations from ruby", *J. Appl. Phys.*, Vol. 33, pág. 828-829, 1962.
9. I.P. Alcock, A.C. Tropper, A.I. Ferguson, D.C. Hanna, "Q-switched operation of a Nd³⁺ doped monomode fibre laser", *Electron. Lett.*, Vol. 22, N. 2, pág. 84-85, 1986.
10. A. Szabo, R.A. Stern, "Theory of laser, giant pulsing by a saturable absorber", *J. Appl. Phys.*, Vol. 36, pág. 1562-1566, 1965.
11. G.P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", 2ª Edição, Academic Press, Califórnia, 1995. ISBN 0-12-045142-5.
12. H.A. Haus, Cap. 1 de "Compact sources of ultrashort pulses", Editor I.N. Dulling, Cambridge University Press, Nova Iorque, 1995, ISBN 0-521-46192-8.
13. J.R.M. Barr, Cap. 3 de "Compact sources of ultrashort pulses", Editor I.N. Dulling, Cambridge University Press, Nova Iorque, 1995, ISBN 0-521-46192-8.
14. E. Snitzer, "Optical maser action of Nd³⁺ in a barium crown glass", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 7, N. 12, pág. 444-446, 1961.
15. C.J. Koester, E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser", *Appl. Optics*, Vol. 3, N. 10, pág. 1182-1186, 1964.

16. J. Stone, C.A Burrus, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 23, N. 7, pág. 388-389, 1973.
17. J. Stone, C.A Burrus, "Neodymium-doped fiber lasers: room temperature cw operation with an injection laser pump", *Appl. Optics*, Vol. 13, N. 6, pág. 1256-1258, 1974.
18. S.B. Poole, D.N. Payne, M.E. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions", *Electron. Lett.*, Vol. 21, N. 17, pág. 737-738, 1985.
19. P. Urquhart, Cap. 3 de "Rare earth doped fiber lasers and amplifiers", Editor M.J.F. Digonnet, Marcel Dekker, Nova Iorque, 1993, ISBN 0-8247-8785-4.
20. R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Poole, D.N. Payne, "Nd³⁺ doped silica single-mode fibre lasers", *Electron. Lett.*, Vol. 21, N. 17, pág. 738-740, 1985.
21. M. Shimizu, H. Suda, M. Horiguchi, "High efficiency Nd-doped fibre lasers using direct coated dielectric mirrors", *Electron. Lett.*, Vol. 23, N. 15, pág. 768-769, 1987.
22. F.M. Araújo, "Redes de Bragg em fibra óptica", Tese de doutoramento, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, 1999.
23. I.D. Miller, D.B. Mortimore, P. Urquhart, B.J. Ainslie, S.P. Craig, C.A. Miller, D.B. Payne, "A Nd³⁺ doped cw fiber laser using all-fiber reflectors", *Appl. Opt.*, Vol. 26, N. 11, pág. 2197-2001, 1987.
24. E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers – Principles and applications", John Wiley & Sons, Nova Iorque, 1994, ISBN 0-471-58977-2.
25. W.J. Miniscalco, Cap. 2 de "Rare earth doped fiber lasers and amplifiers", Editor M.J.F. Digonnet, Marcel Dekker, Nova Iorque, 1993, ISBN 0-8247-8785-4.
26. E. Desurvire, "Analysis of erbium doped fiber amplifiers pumped in the $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ ", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol. 1, N. 10, pág. 293-296, 1989.
27. L.A Gomes, "Análise comparativa de configurações de bombagem em amplificadores de fibra óptica dopada com érbio", Relatório de projecto, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, 1998.
28. M.J.F. Digonnet, E. Snitzer, Cap. 5 de "Rare earth doped fiber lasers and amplifiers", Editor M.J.F. Digonnet, Marcel Dekker, Nova Iorque, 1993, ISBN 0-8247-8785-4.
29. W.L. Barnes, S.B. Poole, J.E. Townsend, L. Reetic, D.J. Taylor, D.N. Payne, "Er³⁺-Yb³⁺ and Er³⁺ doped fiber lasers", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol. 7, N. 10, pág. 1461-1465, 1989
30. J.M. Sousa, O.G. Okhotnikov, "Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted-feedback fibre lasers", *Opt. Commun.*, Vol. 183, pág. 227-241, 2000.

31. L.C. Foster, M.D. Ewy, C.B. Crumly, "Laser mode locking by an external doppler cell", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 6, N. 1, pág 6-8, 1965.
32. W. Steifer, J.R. Whinnery, "Analysis of a dye laser tuned by acousto-optic filter", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 17, N. 8, pág 335-337, 1970.
33. Y.V. Gurov, V.E. Makhotkin, O.G. Okhotnikov, V.I. Sagaidak, B.P. Shurukhin, Y.M. Scherbak, "Electronic Frequency tuning in a semiconductor laser with an external resonator", *Sov. Phys. Tech. Phys.*, Vol. 32, N. 11, pág. 1352-1353, 1987.
34. P.F. Wysocki, M.J.F. Digonnet, B.Y. Kim, "Electronically tunable, 1.55 μm erbium doped fiber laser", *Opt. Lett.*, Vol. 15, N. 5, pág. 273-275, 1990.
35. P.F. Wysocki, M.J.F. Digonnet, B.Y. Kim, "Broad-spectrum, wavelength-swept erbium-doped fiber laser at 1.55 μm ", *Opt. Lett.*, Vol. 15, N. 16, pág. 879-881, 1990.
36. F.V. Kowalski, J.A. Squier, J.T. Pinckney, "Pulse generation with an acousto-optic frequency shifter in a passive cavity", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 50, N. 14, pág. 711-713, 1987.
37. F.V. Kowalski, P.D. Hale, S.J. Shattil, "Broadband continuous wave laser", *Opt. Lett.*, Vol. 13, N. 8, pág. 622-624, 1988.
38. I.C.M. Littler, S. Balle, K. Bergmann, "Continuous-wave laser without frequency domain mode structure: investigation of emission properties and buildup dynamics", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, N. 7, pág. 1412-1420, 1991.
39. I.C.M. Littler, J.H. Eschner, "The cw modeless laser: model calculations of an active frequency shifted feedback cavity", *Opt. Commun.*, Vol. 87, pág. 44-52, 1992.
40. I.C.M. Littler, S. Balle, K. Bergmann, "The cw modeless laser: spectral control, performance data and build-up dynamics", *Opt. Commun.*, Vol. 88, pág. 514-522, 1992.
41. I.C.M. Littler, K. Bergmann, "Generation of multi-frequency laser emission using an active frequency shifted feedback cavity", *Opt. Commun.*, Vol. 88, pág. 523-530, 1992.
42. S. Balle, I.C.M. Littler, K. Bergmann, F.V. Kowalski, "Frequency shifted feedback dye laser operating at a small shift frequency", *Opt. Commun.*, Vol. 102, pág. 166-174, 1993.
43. I.R. Perry, R.L. Wang, J.R.M. Barr, "Frequency shifted feedback and frequency comb generation in an Er^{3+} doped fibre laser", *Opt. Commun.*, Vol. 109, pág 187-194, 1994.
44. P. Coppin, T.G. Hodgkinson, "Novel optical frequency comb synthesis using optical feedback", *Electron. Lett.*, Vol. 26, N. 1, pág. 28-30, 1990.

45. T.G. Hodgkinson, P. Coppin, "Pulsed operation in an optical feedback frequency synthesiser", *Electron. Lett.*, Vol. 26, N. 15, pág. 1155-1157, 1990.
46. K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, "Frequency translation of lightwaves by propagation around an optical circuit containing a frequency shifter: I. Experiment", *Appl. Opt.*, Vol. 32, N. 33, pág. 6718-6726, 1993.
47. K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, "Broad-band absolute frequency synthesis of pulsed coherent lightwaves by use of a phase-modulation amplified optical ring", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 33, N. 8, pág. 1268-1277, 1997.
48. F.V. Kowalski, S.J. Shattil, P.D. Hale, "Optical pulse generation with a frequency shifted feedback laser", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 53, N. 9, pág. 734-736, 1988.
49. P.D. Hale, F.V. Kowalski, "Output characterization of a frequency shifted feedback laser: theory and experiment", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 26, N. 10, pág. 1845-1851, 1990.
50. C.C. Cutler, "Spectrum and phase characteristics of an (apparently) broad band continuous wave mode locked oscillator", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 28, N. 1, pág. 60-67, 1992.
51. C.C. Cutler, "Why does linear phase shift cause mode locking?", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 28, N. 1, pág. 282-288, 1992.
52. P. Myslinski, J. Chrostowski, J.A.K. Koningstein, J.R. Simpson, "Self-mode-locking in a Q-switched erbium doped fiber laser", *Appl. Opt.*, Vol. 32, N. 3, pág. 286-290, 1993.
53. H. Sabert, E. Brinkmeyer, "Stable fundamental and higher order pulses in a fibre laser with frequency shifted feedback", *Electron. Lett.* Vol. 29, N. 24, pág. 2122-2124, 1993.
54. H. Sabert, E. Brinkmeyer, "Pulse generation in fibre laser with frequency shifted feedback", *J. Light. Tech.*, Vol. 12, N. 8, pág. 1360-1368, 1994.
55. S. Balle, K. Bergmann, "Self pulsing and instabilities in a unidirectional ring dye laser with intracavity frequency shift", *Opt. Commun.*, Vol. 116, pág. 136-142, 1995.
56. Y. Kodama, M. Romagnoli, S. Wabnitz, "Stabilization of optical solitons by an acousto-optic modulator and filter", *Electron. Lett.*, Vol. 30, N. 3, pág. 261-262, 1994.
57. L.F. Mollenauer, J.P. Gordon, S.G. Evangelides, "The sliding frequency guiding filter: an improved form of soliton jitter control", *Opt. Lett.*, Vol. 17, N. 22, pág. 1575-1577, 1992.
58. Y. Kodama, S. Wabnitz, "Reduction and suppression of soliton interactions by bandpass filters", *Opt. Lett.*, Vol. 18, N. 16, pág. 1311-1313, 1993.

59. F. Fontana, L. Bossalini, P. Franco, M. Midrio, M. Romagnoli, S. Wabnitz, "Self-starting sliding-frequency fibre soliton laser", *Electron. Lett.*, Vol. 30, N. 4, pág 321-322, 1994.
60. M. Romagnoli, S. Wabnitz, P. Franco, M. Midrio, F. Fontana, G.E. Town, "Tunable erbium-ytterbium fiber sliding-frequency soliton laser", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, N. 1, pág. 72-76, 1995.
61. M. Romagnoli, S. Wabnitz, P. Franco, M. Midrio, L. Bossalini, F. Fontana, "Role of dispersion in pulse emission from a sliding frequency fiber laser", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, N. 5, pág. 938-944, 1995.
62. C.M. Sterke, M.J. Steel, "Simple model for pulse formation in laser with a frequency shifting element and nonlinearity", *Opt. Commun.*, Vol. 117, pág. 469-474, 1995.
63. O.G. Okhotnikov, "Picosecond frequency-shifted feedback laser with pulse control by gain bandwidth of erbium doped fibre", *Electron. Lett.*, Vol. 34, N. 15, pág. 1493-1494, 1998.
64. O.G. Okhotnikov, "Multiwavelength picosecond frequency shifted feedback laser with pulse control by a shaped gain fiber amplifier", *Opt. Lett.* Vol., 23, N. 18, pág. 1459-1461, 1998.
65. T.A. Birks, S.G. Farwell, P.St.J. Russel, C.N. Panne, "Four port fiber frequency shifter with a null taper coupler", *Opt. Lett.*, Vol. 19, N. 23, 1964-1966, 1994.
66. S.H. Yun, I.K. Hwang, B.Y. Kim, "All-fiber tunable filter and laser based on two-mode fiber", *Opt. Lett.*, Vol. 21, N. 1, pág. 27-29, 1996.
67. D.O. Culverhouse, D.J. Richardson, T.A. Birks, P.St.J. Russell, "All-fiber sliding-frequency $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ soliton laser", *Opt. Lett.*, Vol. 20, N. 23, pág 2381-2383, 1995.
68. A.B. Grudinin, D.J. Richardson, D.N. Payne, "Passive soliton mode-locking of a fibre - soliton ring laser", *Electron. Lett.*, Vol. 29, N. 21, pág. 1860-1861, 1993.
69. C.R. Doerr, H.A. Haus, E.P. Ippen, "Asynchronous soliton mode-locking", *Opt. Lett.*, Vol. 19, N. 23, pág 1958-1960, 1994.
70. M. Hofer, M.E. Fermann, F. Haberl, M.H. Ober, A.J. Schmidt, "Mode locking with cross-phase and self-phase modulation", *Opt. Lett.*, Vol. 16, N. 7, pág. 502-504, 1991.
71. M.E. Ferman, Cap. 5, de "Compact sources of ultrashort pulses", Editor I.N. Dulling, Cambridge University Press, Nova Iorque, 1995, ISBN 0-521-46192-8.
72. C.R. Doerr, H.A. Haus, E.P. Ippen, M. Shirasaki, K. Tamura, "Additive-pulse limiting", *Opt. Lett.*, Vol. 19, N. 1, pág. 31-33, 1994.

73. A.D. Kim, J.N. Kutz, D.J. Muraki, "Pulse-train uniformity in optical fiber lasers passively mode-locked by nonlinear polarization rotation", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 36, N. 4, pág. 465-471, 2000.
74. I.N. Dulling, M.L. Dennis, Cap. 4, de "Compact sources of ultrashort pulses", Editor I.N. Dulling, Cambridge University Press, Nova Iorque, 1995. ISBN 0-521-46192-8.
75. E. Hecht, "Óptica", Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, 1991.
76. Femtochrome Research, Inc, "FR-103 Autocorrelator instruction manual", 1991.
77. W.W. Rigrod, *J. App. Physics*, Vol. 36, N. 27, 1965.
78. J. Porta, A.B. Grudinin, Z.J. Chen, J.D. Minelly, N.J. Traynor, "Environmentally stable picosecond ytterbium fiber laser with a broad tuning range", *Opt. Lett.*, Vol. 23, N. 8, pág. 615-617, 1998.
79. O. Svelto, "Principles of lasers", 3ª Edição, Plenum Press, Nova Iorque, 1989, ISBN 0-306042967-5.
80. S.L. Shapiro, "Ultrashort light pulses", Springer-Verlag, Nova Iorque, 1977, ISBN 3-540-08103-8.
81. K. Smith, N.J. Doran, P.G.J. Wigley, "Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror", *Opt. Lett.*, Vol. 15, N. 22, pág. 1294-1296, 1990.
82. K. Smith, E.J. Greer, N.J. Doran, D.M. Bird, K.H. Cameron, "Pulse amplification and shaping using a nonlinear loop mirror that incorporates a saturable gain", *Opt. Lett.*, Vol. 17, N. 6, pág. 408-410, 1992.
83. M.L. Dennis, I.N. Duling III, "High repetition rate figure eight laser with extracavity feedback", *Electron. Lett.*, Vol. 18, N. 20, pág. 1894-1896, 1992.
84. M. Nakazawa, E. Yoshida, Y. Kimura, "Generation of 98 fs optical pulses directly from an erbium doped fibre ring laser at 1,57 μm ", *Electron. Lett.*, Vol. 29, N. 1, pág. 63-65, 1993.
85. J.P. Gordon, "Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear Schrodinger equation" *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 9, pág. 91-97, 1992.
86. A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle, M. Tetu, "Room temperature multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on the ITU frequency grid", *J. Ligth. Tech.*, Vol. 18, N. 6, pág. 825-830, 2000.
87. G.P. Lees, D. Taverner, D.J. Richardson, L. Dong, T.P. Newson, "Q-switched erbium doped fibre laser utilising a novel large mode area fibre", *Electron. Lett.*, Vol. 33, N. 5, pág. 393-394, 1997.

88. N.G.R. Broderick, H.L. Offerhaus, D.J. Richardson, R.A. Sammut, "Power scaling in passively mode-locked large-mode area fiber lasers", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol. 10, N. 12, pág. 1718-1720, 1998.
89. M. Hofer, M.E. Fermann, A. Galvanauskas, D. Harter, R.S. Windeler, "Low-noise amplification of high-power pulses in multimode fibers", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol. 11, N. 6, pág. 650-652, 1999.
90. E. Rochat, K. Haroud, R. Dandliker, "High-power Nd-doped fiber amplifier for coherent intersatellite links", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 35, N. 10, pág. 1419-1423, 1999.
91. D. Taverner, D. J. Richardson, L. Dong, J.E. Caplen, "158 μ J pulses from a single transverse mode, large mode area erbium doped fiber amplifier", *Opt. Lett.*, Vol. 22, N. 6, pág. 378-380, 1997.
92. J. Nilsson, R. Paschotta, J.E. Caplen, D.C. Hanna, "Yb³⁺ ring doped fiber for high energy pulse amplification", *Opt. Lett.*, Vol. 22, N. 4, pág. 1092-1094, 1997.
93. O.G. Okhotnikov, J.M. Sousa, "Flared single transverse mode fibre amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 35, N. 12, pág. 1011-1013, 1999.
94. J.M. Sousa, O.G. Okhotnikov, "Amplificador de alta potência em fibra óptica com distribuição espacial transversal monomodo em fibra óptica multimodo", Patente INPI nº 102089.
95. J.M. Sousa, O.G. Okhotnikov, "Multimode Er-doped fiber for single transverse mode amplification", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 74, N. 11, pág. 1528-1530, 1999.

