



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

LUCAS BEZERRA DE ALMEIDA MÉLO

**LASER DE MODOS TRAVADOS EM FIBRA DE ITÉRBIO:
CONSTRUÇÃO E ESTUDOS SOBRE A DINÂMICA NÃO-LINEAR**

Recife
2017

LUCAS BEZERRA DE ALMEIDA MÉLO

**LASER DE MODOS TRAVADOS EM FIBRA DE ITÉRPIO:
CONSTRUÇÃO E ESTUDOS SOBRE A DINÂMICA NÃO-LINEAR**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador:
Prof. Dr. Márcio Heraclito Gonçalves de Miranda
Universidade Federal de Pernambuco

Recife
2017

Catálogo na fonte
Bibliotecária Joana D'Arc Leão Salvador CRB 4-572

M5281 Mélo, Lucas Bezerra de Almeida.
Laser de modos travados em fibra de Itérbio construção e estudos sobre a dinâmica não linear / Lucas Bezerra de Almeida Mélo /. – 2017. 66 f.: fig.

Orientador: Marcio Heraclyto Gonçalves de Miranda.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física, Recife, 2017.
Inclui referências e apêndice.

1. Laser. 2. Modos travados. I. Miranda, Marcio Heraclyto Gonçalves de (Orientador). II. Título.

535.5 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2017-22

LUCAS BEZERRA DE ALMEIDA MÉLO

**LASER DE MODOS TRAVADOS EM FIBRA DE ITÉRBIO: CONSTRUÇÃO E
ESTUDOS SOBRE A DINÂMICA NÃO-LINEAR**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 20/02/2017.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Márcio Heraclito Gonçalves de Miranda
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Lúcio Hora Acioli
Co-Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Sandra Sampaio Vianna
Examinadora Interna
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Lino Misoguti
Examinador Externo
Universidade de São Paulo

Resumo

Nesta dissertação serão apresentadas as etapas de construção e caracterização de um laser operando no regime de modos travados que usa uma fibra ótica dopada com itérbio (Yb) como meio de ganho. Lasers operando nesse regime são amplamente utilizados em uma grande variedade de aplicações e nós fomos capazes de construir um laser operando com comprimento de onda de 1025 nm, aproximadamente 80 mW de potência média, 130 MHz de taxa de repetição e 140 fs de duração de pulso. Como perspectiva, temos por objetivo a estabilização das frequências de repetição e de *offset* deste laser e para esta finalidade iremos, no futuro próximo, amplificar e construir um interferômetro f-2f. Com isso faremos, no futuro, estudos em átomos frios e metrologia de frequências óticas. Os conceitos básicos necessários para a compreensão do comportamento desse laser de modos travados, detalhes do material necessário para construção, procedimentos da caracterização e alguns erros que devem ser evitados são todos apresentados. Por trata-se de um sistema altamente não-linear, além de obter a operação no regime de modos travados do nosso laser, também verificamos a existência de outros regimes de operação. Isso foi possível através do controle dos parâmetros relacionados à não linearidade e à dispersão de velocidade de grupo do laser. No último capítulo fazemos um estudo sobre a dinâmica não linear, que apresenta comportamento caótico. Serão apresentados resultados experimentais em que pudemos observar bifurcações e dobramento de período característicos que levam ao regime caótico. Além disso, apresentamos um ajuste matemático para os mapas de Lorenz no regime caótico, que poderá ser usado para a compreensão do sistema. A caracterização da dinâmica não linear do nosso laser em fibra de itérbio ainda está em curso, mas nosso objetivo é atingir um melhor nível de detalhes do que o que fomos capazes de encontrar na literatura até então.

Palavras-chave: Laser. Modos travados. Fibra. Itérbio(Yb). Caos.

Abstract

In this thesis will be presented the steps we have followed for building and characterizing an ytterbium mode-locked fiber laser. Lasers operating in this regime are widely used with many different applications and we were able to build a laser operating at wavelength of approximately 1025 nm, approximately 80 mW of average power, 130 MHz of repetition rate and 140 fs of pulse duration. As perspective, our objective is the stabilization of this laser's repetition and offset frequencies and then we will amplify and build a f-2f interferometer. It will, be instrument to study cold atoms and optical frequency metrology. The basic concepts needed for understanding the behavior of this mode-locked laser, details of the material needed for construction, procedures on characterization and some mistakes that should be avoided are all presented. As this is a highly nonlinear system, beyond the mode-locked regime we have also verified the existence of other operating regimes. This was possible by the control of the parameters related to the nonlinearity and group velocity dispersion of the laser. In the last chapter we make a study on the nonlinear dynamics, which present chaotic behavior. We present experimental results where we could observe bifurcations and period doubling leading to chaotic behavior. Furthermore we present a mathematical fit for the Lorenz maps of this system's chaotic behavior that could possibly be used for the understanding of our system. Our characterization of chaos on a ytterbium mode-locked laser is still ongoing, but the goal is to reach a better level of detail than we were able to find in the literature so far.

Key-words: Laser. Mode-locked. Fiber. Ytterbium(Yb). Chaos.

Sumário

1	Introdução	7
2	Laser de modos travados em fibra de Yb: conceitos básicos	10
2.1	Características do Yb	10
2.2	Efeitos Não Lineares	14
2.3	Dispersão de Velocidade de Grupo	18
2.4	Equação Não Linear de Schrödinger	21
3	Operação do laser de fibra de Yb no regime de modos travados	24
3.1	Aparato Experimental	25
3.2	Caracterização	30
4	Estudo da dinâmica não linear no laser de fibra de Yb	40
4.1	Características genéricas de sistemas caóticos	41
4.2	Caracterização da dinâmica não linear do laser de Yb	43
5	Conclusões	58
	Referências	60
	Apêndice	64

1. Introdução

Lasers operando no regime de modos travados, capazes de gerar trens de pulsos com durações na escala de centenas ou dezenas de femtosssegundos são hoje ferramentas bastante difundidas pela grande variedade de aplicações em diversas áreas de pesquisa e tecnologia. Um dos aspectos importantes desse tipo de laser é que a sua interação com a matéria pode ser substancialmente diferente de um laser de onda contínua (*continuous wave* - CW), pois pulsos de curta duração temporal podem revelar respostas dinâmicas ultra-rápidas. Pulsos ultracurtos podem ser utilizados em aplicações tão diversas como na manufatura industrial precisa [1], espectroscopia de alta precisão [2] ou na investigação de reações químicas ultra rápidas [3], por exemplo. Entre as muitas aplicações estão a espectroscopia e metrologia com átomos frios. Com o objetivo de estudar espectroscopia e metrologia, construímos um laser de modos travados em fibra de itérbio (Yb). O primeiro exemplar desse laser data de 1997 [4], e desde então, a utilização de lasers de modos travados em fibra de Yb tem crescido. Lasers baseados em fibras óticas trazem algumas vantagens que os tornam atraentes por duas razões básicas: o seu custo é reduzido quando comparado com o laser de titânio-safira (Ti:saf), por exemplo, e são mais estáveis e simples de alinhar, pois sua luz fica confinada dentro de uma fibra ótica ao longo de grande parte da cavidade. Essas características tornam-se ainda mais relevantes quando se trata de lasers de modos travados, que costumam ser mais caros e de alinhamento mais delicado. Já o uso de Yb como meio de ganho é bastante comum, pois sua emissão na região de $1 \mu\text{m}$ é do interesse de muitas áreas de tecnologia, como indústria [1], medicina [5] e ciência [6], o que inclui espectroscopia e metrologia. O objetivo dessa dissertação é mostrar os detalhes do desenho e caracterização do laser de modos travados em fibra de Yb que construímos em nosso laboratório. Para o futuro, devemos estabilizar o laser, amplificar a potência e então montar um interferômetro f-2f, antes de ser aplicado à espectroscopia e metrologia.

Durante a caracterização do nosso instrumento observamos o que acreditamos ser um comportamento caótico na intensidade do pulso gerado pelo laser, baseado nas nossas evidências e literatura [7] [8] [9] [10] [11]. Caos é um comportamento presente em toda a natureza, sendo

objeto de estudo em muitas áreas do conhecimento, como física [11], química [7], biologia [12], economia [13] e meteorologia [14], entre muitas outras. Um sistema caótico é diferente de um sistema aleatório, embora a nomenclatura leve um leigo a pensar que são semelhantes. Enquanto um sistema aleatório é estocástico, ou seja, sem relação entre os eventos, o caótico pode ser totalmente previsto se o observador conhece completamente as condições iniciais e a dinâmica do sistema. A aparência aleatória do que na verdade é caos vem de dinâmicas não lineares inerentes ao sistema, mas que podem ser descritas deterministicamente. Nossos estudos sobre dinâmica não linear no laser de modos travados em fibra de Yb não fazia parte do objetivo inicial. O interesse em estudar este tópico aumentou à medida que mais características caóticas eram detetadas no sistema. Sendo assim, esses estudos ainda não estão concluídos, mas mostraremos que fomos capazes de obter, experimentalmente, muitas características de sistemas caóticos e que estamos próximos de obter um modelo matemático que descreve a dinâmica não linear em lasers de modos travados em fibra de Yb. A obtenção de um modelo matemático seria um avanço no entendimento do funcionamento do caos nesse tipo de sistema pois, até onde conseguimos investigar na literatura, tal modelo ainda não foi proposto. Compreender bem o funcionamento de caos em lasers de modos travados é importante pois, além das aplicações típicas de caos, acreditamos que pode apontar maneiras de evitar as instabilidades presentes em comportamento caótico, que, a princípio, são desinteressantes para áreas como metrologia. Nosso objetivo é uma caracterização sistemática do regime caótico em lasers de modos travados em fibra de Yb. Mostramos aqui todas as características de regime caótico que foram observadas, assim como os primeiros passos em direção a um modelo matemático que possa descrever o comportamento dos pulsos no regime caótico.

O conteúdo principal desta dissertação está dividido em três partes. Inicialmente, no capítulo 2, descreveremos os conceitos básicos para o entendimento do comportamento do pulso dentro da fibra ótica e o desenho do laser, como as propriedades do meio de ganho, modulação de fase, rotação não linear da polarização, dispersão e como a compensação de dispersão pode ser feita. No capítulo 3 tratamos do trabalho desenvolvido, dando os detalhes relevantes sobre o desenho e componentes óticos utilizadas no aparato experimental, assim como explicaremos o procedimento e motivação das medidas utilizadas para caracterização

do laser, como observação da taxa de repetição, espectro e autocorrelação. No capítulo 4 discutiremos o fenômeno do caos e mostraremos as características experimentais observadas em nosso laboratório utilizando o laser de Yb. No capítulo 5 concluímos comentando o que conseguimos desenvolver até esse momento e nossos planos para o laser.

2. Laser de modos travados em fibra de Yb: conceitos básicos

Neste capítulo apresentaremos os conceitos básicos necessários para o entendimento do funcionamento de um laser de modos travados em fibra de Yb e do comportamento do pulso dentro das fibras óticas. Iniciaremos com as propriedades do meio de ganho e então seguiremos para o comportamento do pulso dentro da fibra ótica, discutindo os conceitos de modulação de fase, rotação da polarização e dispersão, chegando até a equação não linear de Schrödinger. A equação não linear de Schrödinger é o modelo mais simples que explica os principais comportamentos de um pulso em fibras óticas e é bastante útil pois cobre os principais aspectos necessários para a construção do aparato, objetivo principal desse trabalho.

2.1. Características do Yb

O ion Yb^{3+} é o dopante na fibra ótica que será utilizada como meio de ganho no nosso laser, portanto, peça fundamental na construção. É importante entender algumas características do meio dopado com Yb, como disposição dos níveis de energia e seções de choque, para compreendermos melhor o funcionamento do laser. Os níveis de energia e suas transições são determinantes para escolhermos o comprimento de onda que será usado para bombear a inversão de população. A escolha do comprimento de onda de bombeio também determinará o comprimento de onda da transição laser, que está diretamente ligada com a aplicação de praticamente todos os lasers.

Na fig. 1 podemos ver os níveis de energia do Yb como dopante em um vidro de sílica, material utilizado como nosso meio de ganho. Note que os níveis de energia estão bastante separados. Em contrapartida, as bandas de cada nível são bastante estreitas, sendo a separação entre os subníveis cerca de 100 vezes menor do que a separação entre os níveis excitado e fundamental. Essa característica faz com que as emissões do meio sejam bem definidas e sem transições intermediárias que possam causar algum tipo de comportamento indesejado em

lasers, como a absorção de estado excitado, o que aumentaria a complexidade do sistema. O número de estados nas bandas fundamental e excitada também permitem que um grande número de combinações de transições sejam usadas, permitindo diferentes comprimentos de onda para bombeio na absorção e diferentes formas de decaimento na emissão. Outra consequência da combinação de níveis bem separados e bandas estreitas é o pequeno desperdício de energia, também conhecido como defeito quântico. Note que as transições têm comprimento de onda muito semelhantes na absorção e emissão, quase anulando *quenching* por decaimentos não radiativos e efeitos térmicos como pode ser visto nas referências [15]. Isso permite que os lasers de Yb sejam muito eficientes e também permite amplificação para altas potências, como nas referências [16] e [17], onde potências médias da ordem de 100 W são obtidas. Consequentemente essa mesma característica faz com que o Yb tenha emissões em comprimentos de onda muito semelhantes aos do bombeio.

A disposição dos níveis de energia também confere ao Yb um comportamento de sistema de *quasi*-três níveis. Ou seja, o meio de ganho pode se comportar como um sistema de três ou quatro níveis, dependendo das circunstâncias de operação (como comprimento de onda utilizado para bombeio ou temperatura). A fig. 2 mostra uma comparação entre sistemas de três níveis, quatro níveis e *quasi*-três níveis. Alguns problemas podem surgir como consequência desse fato. Devido à proximidade entre os níveis mais baixos, é possível que átomos sejam excitados por energia térmica. Isso faz com que fótons da transição laser sejam reabsorvidos antes que o átomo decaia para o estado fundamental, aumentando a perda. É importante lembrar que apenas átomos não bombeados estão sujeitos à reabsorção, então um meio de ganho bombeado com potências mais altas está menos propenso a apresentar reabsorção de fótons. Naturalmente, manter o laser em baixa temperatura também diminui o efeito de excitação térmica.

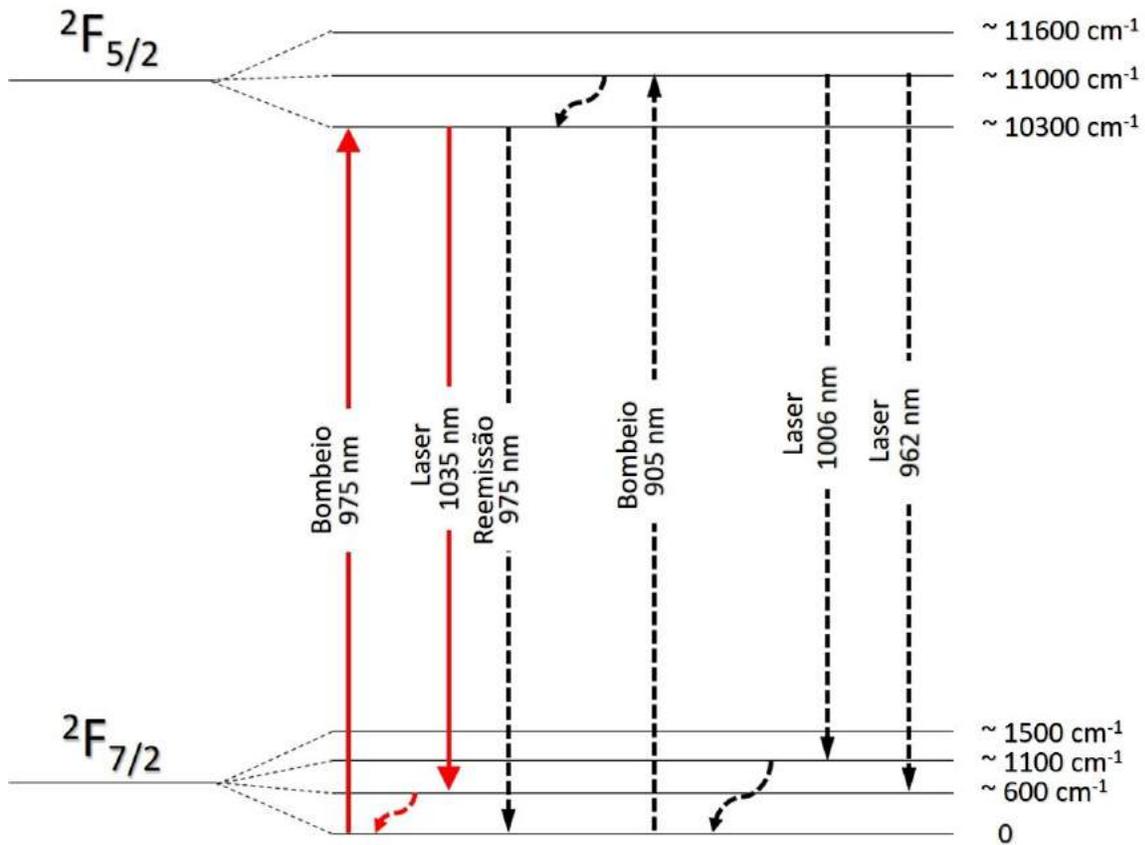


Figura 1: Níveis de energia do Yb em matriz sílica. As transições de dipolo mais relevantes estão evidenciadas e podem ser comparadas com a fig. 3. Em vermelho estão a transições que iremos usar para a construção do nosso aparato (975 nm e 1035 nm). Vide referência [18].

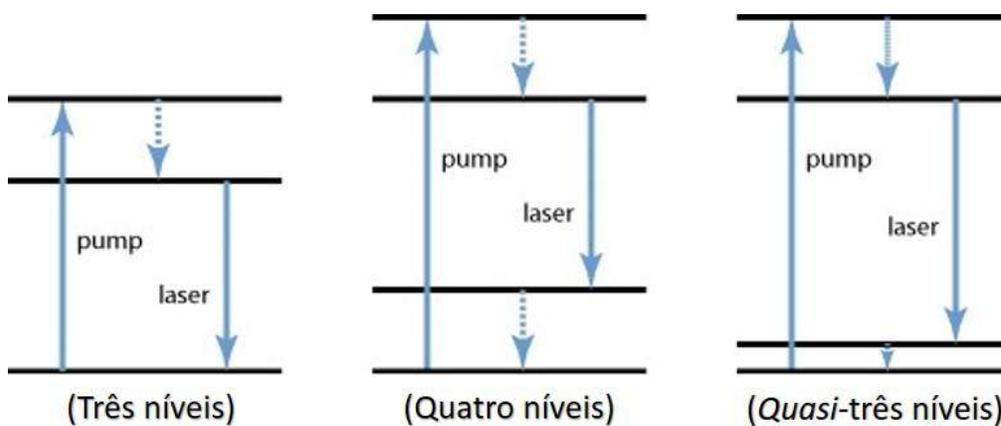


Figura 2: Comparação entre sistemas de três, quatro e *quasi*-três níveis. Note que no sistema de *quasi*-três níveis o nível intermediário está próximo ao nível fundamental. Imagem retirada da referência [19].

Outra característica importante para operação do laser é a seção de choque dos íons do meio de ganho pois isso determinará o nível de dopagem e o grau de dificuldade para bombear o meio de ganho. O valor da seção de choque em função do comprimento de onda de absorção e emissão pode ser visto na figura 3. Embora esta figura esteja relacionada com a figura 1, ela traz uma informação adicional. É possível ver que comprimentos de onda podem ser absorvidos ou emitidos com mais facilidade. Nota-se que o comprimento de onda do laser de bombeio utilizado no nosso trabalho, 976 nm, está muito próximo do pico de absorção do meio de ganho. Como é dito na referência [19], para bombear o meio de ganho, o laser de 976 nm precisa ter uma largura de linha fina, e apenas $\approx 50\%$ dos átomos se mantêm no estado metaestável devido à emissão estimulada. Porém, menos energia é perdida por efeito térmico.

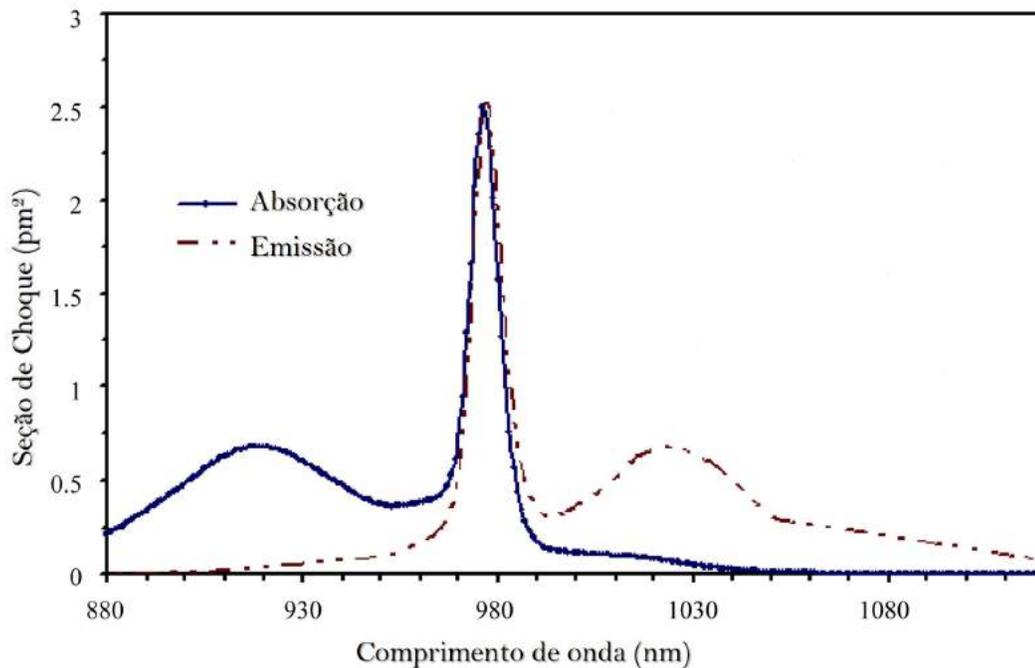


Figura 3: Seção de choque do vidro de sílica dopado com Yb. Figura tirada da referência [20].

Observando a referência [19], vemos que o tempo de meia-vida do estado metaestável, $^2F_{5/2}$, é de 1~2 ms. Além disso, é mencionado que utilizando Yb como dopante em sílica é possível atingir altíssimos níveis de dopagem sem alterações significativas nos níveis de energia causadas por interações entre íons. Sabemos que o tempo de meia-vida do Yb permite

que o meio de ganho seja utilizado para *Q-switching* passivo, uma técnica diferente da que utilizaremos neste trabalho, mas que permite a geração de pulsos de ns, com taxa de repetição de kHz e alta potência, como pode ser visto na referência [21]. Já o nível de dopagem é bastante importante para modelar a evolução do pulso dentro da fibra pois o coeficiente de absorção (α) é definido pela dopagem. Esse é um dos coeficientes presentes na Equação Não Linear de Schrödinger, que modela a evolução de feixes de laser dentro da fibra, e também está relacionado com o fator de ganho.

2.2. Efeitos Não Lineares

Tão importantes quanto absorção e ganho para o funcionamento do laser, são os efeitos não lineares presentes na fibra. Enquanto o hospedeiro e a dopagem do Yb definem o comprimento de onda e potência do laser, os efeitos não lineares são responsáveis por levar o laser do comportamento CW para modos travados. Na Equação Não Linear de Schrödinger a não linearidade do meio é representada pelo parâmetro não linear, γ . Os efeitos não lineares mais relevantes para o nosso sistema são a auto modulação de fase (*self-phase modulation* - SPM) e modulação de fase cruzada (*cross-phase modulation* - XPM).

Como podemos ver na referência [22], auto modulação de fase é o nome dado ao fenômeno de mudança espectral por efeitos não lineares. A auto modulação de fase resulta do efeito Kerr ótico, uma mudança no índice de refração dependente da intensidade, que é descrito por

$$n(I) = n + n_2 I,$$

onde I é a intensidade do feixe e n o índice de refração do meio. Lasers pulsados conseguem modificar o índice de refração do meio onde se propagam com facilidade pois os pulsos possuem intensidade altas, tornando relevante a alteração.

Essa mudança espectral se deve a uma mudança na fase do pulso e é dependente da intensidade, sendo descrita por

$$\phi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 \frac{\gamma P_0 (1 - e^{-\alpha L})}{\alpha},$$

onde ϕ_{NL} é a fase não linear,

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}},$$

$U(0, T)$ é a amplitude normalizada do pulso - $U(0, 0) = 1$ - no início da fibra ($z = 0$), T é o tempo no referencial do pulso, P_0 é a potência de pico do pulso, α é a absorção da fibra, L o comprimento da fibra, ω_0 é a frequência central do pulso, n_2 é índice de refração não linear, c é a velocidade da luz e A_{eff} é a área efetiva do modo da fibra. O mudança de fase máxima ocorre no centro do pulso, $T = 0$ e $U = 1$, onde temos

$$\phi_{max} = \frac{\gamma P_0 (1 - e^{-\alpha L})}{\alpha},$$

e para o caso em que $\alpha = 0$

$$\phi_{max} = \gamma P_0 L.$$

A mudança na fase é responsável pela geração de novas frequências espectrais no pulso. Ou seja

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{\gamma P_0 (1 - e^{-\alpha L})}{\alpha} \frac{\partial}{\partial T} |U(0, T)|^2,$$

onde podemos ver que novas frequências são geradas em torno da frequência central do pulso à medida que ocorre a propagação na fibra. Também vemos que a diferença de frequências depende da derivada de $|U(0, T)|^2$. Isso quer dizer que pulsos com variações rápidas de intensidade experimentam um efeito de alteração espectral mais intenso. A alteração espectral é sempre de alargamento para um pulso sem atrasos de fase (*chirp*), mas para um pulso com *chirp* é possível que ocorra estreitamento espectral. Discutiremos sobre esses casos na seção 2.3.

Como podemos ver nas referências [22] e [23], o efeito Kerr ótico depende da frequência e polarização do feixe. Dois pulsos de frequências diferentes propagando juntos numa mesma fibra alteram o índice de refração um do outro. Da mesma maneira, dois pulsos de polarizações ortogonais propagando juntos alteram o índice de refração um do outro. Partindo desse fato podemos analisar um outro efeito, chamado de modulação de fase cruzada, no qual a intensidade de cada componente de frequência e polarização de um pulso propagando na fibra altera o índice de refração das outras componentes do pulso. Para um laser pulsado como o

que será explorado aqui a compreensão dos efeitos de XPM na polarização do feixe tem uma importância ainda mais especial. A XPM na polarização se torna bastante relevante pois ela causa o fenômeno de rotação não-linear da polarização, fundamental para o funcionamento do laser em regime de modos travados. Para entender esse fenômeno, vemos que a alteração no índice de refração que um pulso pode gerar no seu par ortogonal é dada por

$$\Delta n^{(i)} = \frac{2}{3} n_2 I^{(j)}, \quad i, j = x, y; \quad i \neq j.$$

A diferença no índice de refração entre as polarizações faz com que a elipse de um feixe elipticamente polarizado gire em torno do centro, como podemos ver na fig. 4. Na prática, o fenômeno de rotação não linear da polarização surge como uma combinação de SPM, XPM e da birrefringência na fibra, que é aleatória, mudando não apenas a direção do eixo principal da elipse mas também a excentricidade da elipse do feixe, sendo capaz até de transformar um feixe linearmente polarizado em um feixe elipticamente polarizado. Por depender da intensidade, diferentes regiões do pulso experimentam diferentes índices de refração, resultando em polarizações diferentes, como na figura 5. Os dois efeitos são simultâneos dentro da fibra e efetivamente combinados.

No aparato experimental, o controle da polarização do feixe dentro da fibra é feito por um conjunto de placas de onda. Antes do feixe entrar na fibra, ele passa por uma placa de $\lambda/4$ cujo objetivo é controlar a elipticidade da polarização do feixe dentro da fibra, o que determina o giro na polarização. Esse giro é responsável por fazer uma parcela do feixe sair da cavidade. Na saída da fibra utilizamos uma placa de $\lambda/4$ com uma $\lambda/2$, cujo objetivo é desfazer parte da polarização para fins de controle do acoplamento da radiação para fora da cavidade. Voltaremos a discutir esse tópico no capítulo 3, quando descreveremos o desenho e operação do laser.

A simples diferença no índice de refração mostrada anteriormente caracteriza a diferença mais importante entre SPM e XPM, lembrando que XPM também é responsável pela alteração espectral do pulso, juntamente com a SPM. No nosso aparato, o controle da polarização dentro da fibra será feito com uma placa de $\lambda/4$. A referência [24] traz uma explicação detalhada sobre a utilização de SPM e XPM em lasers de modos travados em fibra de vidro

de neodímio.

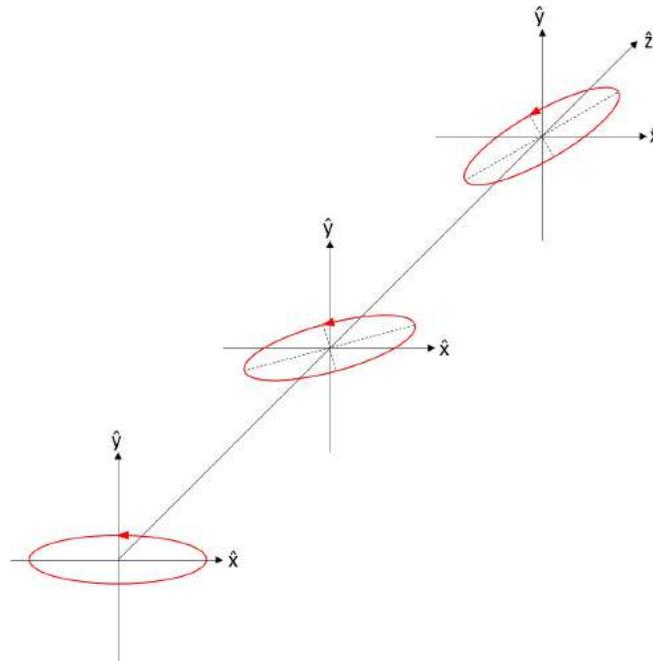


Figura 4: Rotação não linear da polarização. O eixo de propagação é o z e a polarização do feixe está em vermelho. Os eixos x e y são determinados por não linearidades na fibra.

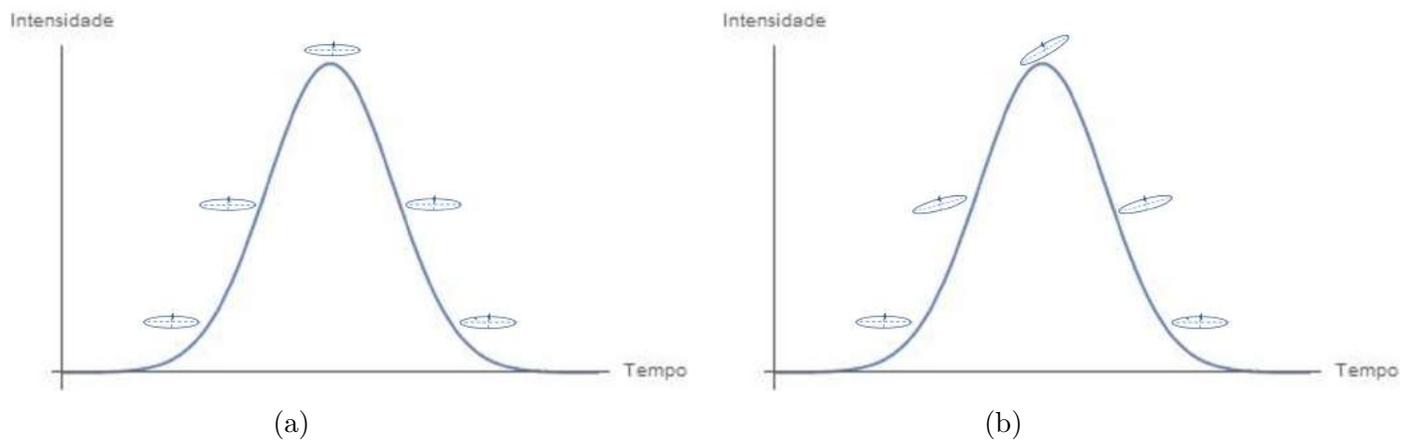


Figura 5: Exemplo de rotação da polarização para um pulso gaussiano no tempo. 5a é o pulso no início da fibra ótica e 5b depois de se propagar através da fibra. As regiões do pulso com diferentes intensidades experimentam diferentes rotações do eixo da elipse, o que muda a polarização de maneiras diferentes, dependendo da intensidade.

2.3. Dispersão de Velocidade de Grupo

Dispersão de velocidade de grupo (*Group Velocity Dispersion* - GVD) é o escalar que está relacionado à diferença entre as velocidades de grupo para as diferentes frequências de um pulso se propagando em um meio material. O fato da velocidade de grupo depender do comprimento de onda é fundamental para os lasers pulsados: a grande largura espectral destes lasers resulta em grandes atrasos temporais devido às diferenças de velocidade de grupo. Como as diferentes frequências que compõem o pulso viajam com diferentes velocidades de grupo, a forma temporal do pulso depende da dispersão. Dependendo de como a forma temporal do pulso é afetada pela GVD, pode ser necessário utilizar componentes óticos para corrigir-lo, o que discutiremos nesta seção. Sendo assim, o controle da GVD se torna relevante para um sistema de pulsos ultracurtos pois procura-se manter o pulso o mais curto possível. Na Equação Não Linear de Schrödinger, GVD é representado por β_2 .

Observando as referências [22] e [23], vemos que a velocidade de grupo, v_g , é dada por

$$\frac{1}{v_g} = \beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega},$$

onde

$$\beta = \frac{\omega}{c}n(\omega),$$

ficando evidente a dependência da velocidade de grupo com a frequência. Já a GVD é simplesmente:

$$\beta_2 = \frac{d}{d\omega} \frac{1}{v_g} = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}.$$

Sendo assim, β_2 tem unidades de [tempo]²/[distância]. Um escalar semelhante a β_2 também é utilizado para quantificar a dispersão, o parâmetro de dispersão, dado por:

$$D_\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2.$$

O parâmetro de dispersão, D_λ , é comumente usado em telecomunicações e suas unidades são frequentemente apresentadas em $ps/(km \cdot nm)$, pois, em telecomunicações, geralmente são utilizados pulsos de picosegundos e fibras óticas com quilômetros de comprimento. Como

ambos os parâmetros de dispersão e GVD são utilizados para quantificar a dispersão, por simplicidade, optamos por utilizar β_2 como padrão.

As diferenças de velocidade de grupo representadas por β_2 podem ser positivas, negativas ou nulas. O valor de β_2 depende do material e comprimento de onda em questão. Quando o comprimento de onda é tal que $\beta_2 = 0$, é dito que esse é o comprimento de onda de dispersão de velocidade de grupo nula e nenhum efeito dispersivo ocorre. Quando $\beta_2 > 0$, o regime é chamado de dispersão normal. Nesse caso os comprimentos de onda maiores tem maior velocidade de grupo, por exemplo, vermelho é mais rápido que o azul. Quando o comprimento de onda é tal que $\beta_2 < 0$, temos dispersão anômala. Nesse caso os comprimentos de onda maiores tem menor velocidade de grupo, ou seja, o vermelho é mais lento que o azul.

Como foi dito antes, a dispersão, por também estar relacionada com o *chirp*, quando combinada com SPM pode alargar ou estreitar o pulso temporalmente. Uma vez que SPM, isoladamente, sempre aumenta a largura espectral do pulso, o comportamento será distinto dependendo apenas da dispersão ser normal ou anômala. Para entender isso, lembramos primeiramente que as frequências geradas por SPM na propagação do pulso respeitam a equação

$$\delta\omega(T) = -\frac{\gamma P_0(1 - e^{-\alpha L})}{\alpha} \frac{\partial}{\partial T} |U(0, T)|^2,$$

ou seja, na parte dianteira do pulso são gerados comprimentos de onda maiores e na parte traseira do pulso são gerados comprimentos de onda menores. Considerando um pulso gaussiano, quando o meio tem dispersão normal, $\beta_2 > 0$ os comprimentos de onda maiores, que estão sendo gerados na parte dianteira do pulso por SPM, tem velocidade de grupo maior do que os comprimentos de onda menores, que estão sendo gerados na parte traseira do pulso por SPM. Isso faz com que o pulso se torne cada vez mais largo, tanto espectralmente quanto temporalmente. Quando a dispersão é anômala, $\beta_2 < 0$, os comprimentos de onda são gerados por SPM da mesma maneira que ocorre no caso de dispersão normal, em contrapartida, a velocidade de grupo das frequências que estão sendo geradas na região frontal do pulso é menor que as frequências geradas na parte traseira do pulso. Esse fato permite que os pulsos mantenham sua forma durante a propagação.

No nosso caso, utilizaremos fibras e instrumentos óticos que apresentam apenas dispersão normal para os comprimentos de onda do laser. Como vimos, dispersão normal, quando

combinada à SPM, leva ao alargamento temporal do pulso. Para que possamos obter um pulso ultracurto, precisamos utilizar um instrumento ótico com dispersão anômala, para que sejamos capazes de encurtar o pulso temporalmente. Existem maneiras diferentes de introduzir dispersão anômala na cavidade, como fibras de dispersão anômala, pares de prismas ou pares de grades de difração. Dentre esses, o par de grades de difração é a opção que requer menos espaço. Esse aspecto é interessante para nosso aparato pois facilita a obtenção da taxa de repetição planejada, entre 100 e 200 MHz. O par de grades fornece dispersão anômala através de uma reflexão que depende do comprimento de onda, como está ilustrado na fig. 6. Essa reflexão nos permite compensar a diferença de velocidade de grupo que existia dentro da fibra.

É possível calcular a quantidade de dispersão anômala inserida na cavidade par de grades. O valor é dado pela expressão

$$\beta_2^{eff} = -\frac{\lambda^3}{\pi c^2 \Lambda^2 \cos^2 \theta},$$

onde

$$\theta = \arcsen \left[\frac{\lambda}{\Lambda} - \text{sen} \theta_i \right],$$

Λ é o inverso do número de ranhuras por milímetro da grade e θ_i é o ângulo de incidência. Esta relação nos dá a dispersão por distância entre as grades de um par de grades ($[\text{tempo}^2]/[\text{distância}]$). Sendo assim é possível saber o valor de dispersão anômala efetiva ao passar por um par de grades. Essa expressão pode ser encontrada na referência [22].

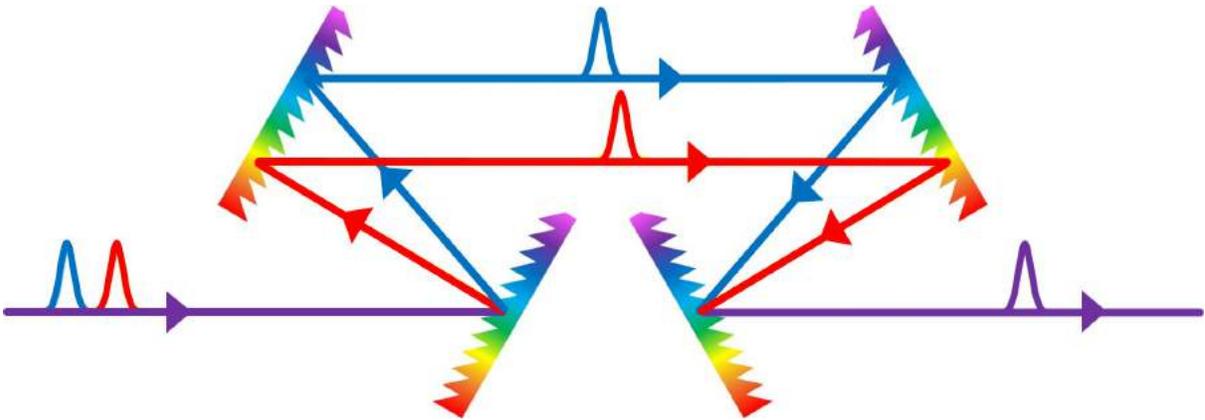


Figura 6: Funcionamento esquemático do par de grades. Neste caso o vermelho está à frente, fazendo paralelo com o nosso sistema, onde os comprimentos de onda maiores têm maior velocidade de grupo dentro da fibra ótica. Ao final do caminho é possível compensar quase todos os efeitos de dispersão normal, funcionando efetivamente como uma dispersão anômala de compensação.

2.4. Equação Não Linear de Schrödinger

Nas seções anteriores vimos os efeitos mais relevantes para o funcionamento de um laser de modos travados em fibra. A equação não linear de Schrödinger é o modelo que reúne todos os efeitos de SPM, XPM e dispersão, descrevendo a propagação do pulso dentro de uma fibra comum, não dopada, de maneira mais simples. A dedução desta equação pode ser encontrada em detalhes na referência [22]. Nesse modelo estão reunidas todas as constantes mencionadas anteriormente. A equação é

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma(\omega_0)|A|^2A - \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2}A$$

sendo A a amplitude da onda; z a direção de propagação; t o tempo no referencial do laboratório; α o coeficiente de absorção do meio; β_1 o inverso da velocidade de grupo; β_2 o coeficiente de dispersão; γ o coeficiente de não linearidade. Uma equação que inclui o ganho será discutida no capítulo 4.

A equação não linear de Schrödinger é obtida a partir das equações de Maxwell. Para se chegar nesse modelo, muitas aproximações e considerações são feitas. As condições teóricas estabelecidas para chegar nesta equação são: (i) ausência de cargas livres no meio, (ii) com-

primento de onda ótico distante do comprimento de onda de ressonância do meio, (iii) aproximação de dipolo elétrico, (iv) contribuição não linear na polarização ser de ordem perturbativa, (v) parte imaginária da constante dielétrica de ordem perturbativa e (vi) envoltória lentamente variável.

As características do meio que atendem às condições citadas anteriormente podem ser encontradas na referência [22]. A condição (i), a ausência de cargas livres no meio, é atendida pois as fibras são meios dielétricos. A condição (ii), o comprimento de onda ótico distante do comprimento de onda de ressonância do meio, é atendida pois nosso laser opera em $\sim 1 \mu\text{m}$ enquanto ressonância do meio é da ordem de $\sim 10 \text{ mm}$. A condição (iii), validade da aproximação de dipolo elétrico, é atendida pois o comprimento de onda do nosso laser é 10^4 vezes maior que as dimensões do raio atômico. A condição (iv), de polarização não linear de ordem perturbativa, é atendida pois o índice de refração não linear da sílica é de $3,1 \times 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$ de uma janela que vai de 10^{-16} a 10^{-14} para materiais transparentes (que têm baixo índice de refração). A condição (v), que a parte imaginária da constante dielétrica seja perturbativa, também é atendida pois as perdas em fibra ótica são mínimas, sendo muitas vezes até irrelevante. Finalmente, a condição (vi), de envoltória lentamente variável, é atendida pois

$$\left| \frac{\partial U(T)}{\partial T} \right| \ll \left| \frac{2\pi c}{\lambda_0} U(T) \right|$$

é verdade para nosso laser. Suponha, por exemplo, um pulso gaussiano cuja forma é dada por

$$U(T) = e^{-2\ln 2 (T/T_{fwhm})^2},$$

onde T_{fwhm} é a largura a meia altura do pulso, que no nosso caso é $\sim 140 \text{ fs}$. Para um pulso dessa forma, a desigualdade ficaria

$$\left| -\frac{4\ln 2}{T_{fwhm}} T \cdot e^{-2\ln 2 (T/T_{fwhm})^2} \right| \ll \left| \frac{2\pi c}{\lambda_0} e^{-2\ln 2 (T/T_{fwhm})^2} \right|.$$

Então, como os valores de interesse de T são da ordem de T_{fwhm} ou menores, a desigualdade sempre é válida. A suposição de pulso gaussiano será utilizada ao longo de toda a dissertação. A razão disso é que o pulso é temporalmente muito curto para ser medido diretamente com

instrumentos experimentais.

Conhecendo o modelo e as aproximações, somos capazes de analisar a equação e ter um entendimento básico, porém suficiente, do funcionamento do laser de modos travados em fibra, nos permitindo iniciar desenho do aparato experimental. A partir dessa equação, fomos capazes de entender a propagação do pulso dentro da fibra, quais elementos são relevantes no nosso sistema e como eles podem ser controlados experimentalmente. Com isso, discutiremos a construção do laser de modos travados em fibra de Yb.

3. Operação do laser de fibra de Yb no regime de modos travados

Neste capítulo apresentamos o aparato experimental, o procedimento e os resultados da caracterização do laser de modos travados em fibra de Yb construído em nosso laboratório. É importante lembrar que o nosso objetivo principal era obter um laser de femtossegundos com pouco *chirp* para metrologia e espectroscopia em átomos frios. O laser foi construído com alguns parâmetros ajustáveis, tais como: acoplamento da radiação para fora da cavidade e dispersão total, os quais foram explorados sistematicamente a fim de obter o funcionamento ótimo. Alguns resultados, porém, serão deixados para o capítulo seguinte, onde poderemos tratar não apenas o regime estável do sistema, mas também o regime caótico.

Como mencionado na Introdução desta dissertação, a motivação para construir este aparato é utilizá-lo em metrologia, mais precisamente na espectroscopia direta com pentes de frequência em vapores atômicos e átomos frios. Um outro sistema amplamente usado em metrologia com os mesmos fins é o laser de Titânio-Safira (Ti:Saf) [25] [26]. No laboratório também foi construído um laser de Ti:Saf e é interessante fazer uma rápida comparação com o laser de Yb a fim de obter uma referência com um laser bastante utilizado. Com comprimento de onda central de ~ 1030 nm, o laser de Yb cobre uma região do espectro um pouco diferente do laser de Ti:Saf, que é centrado em ~ 800 nm. Isso permite que o laser de Yb seja usado para substituir ou complementar o Ti:S, dependendo da aplicação. O espectro, porém, não é a única coisa que difere estes sistemas. Outros aspectos como estabilidade e custo também são relevantes. A cavidade do Ti:Saf é construída em espaço livre, enquanto uma parte significativa da cavidade do laser de Yb é construída em fibra ótica, facilitando o alinhamento e deixando-o mais estável. O custo para construção do laser de Yb é aproximadamente dez vezes menor que o Ti:Saf. Por outro lado, a fibra ótica dificulta a obtenção de taxas de repetição da ordem de GHz, um feito bem mais simples no caso do Ti:Saf. Além disso, as não linearidades do vidro da fibra ótica são facilmente excitadas, dando um desafio a mais na construção de lasers em fibra com alta potência, pois se torna necessário conside-

rar termos de ordem mais alta na Equação Não Linear de Schrödinger. Cientes desse fato, partimos para a construção do laser de Yb.

3.1. Aparato Experimental

Para atender as necessidades do laboratório, a montagem do laser visa os seguintes aspectos: taxa de repetição entre 100 MHz e 200 MHz; potência média próxima de 100 mW; controle da potência de saída do laser independente da potência de bombeio, através de uma combinação de placas de $\lambda/2$ e $\lambda/4$; controle da polarização do feixe dentro da fibra ótica, com uma outra placa de $\lambda/4$; e controle da dispersão total intra-cavidade, utilizando um transladador em uma das grades de difração para termos o ajuste da distância entre o par de grades, como vimos na relação

$$\beta_2^{eff} = -\frac{\lambda^3}{\pi c^2 \Lambda^2 \cos^2 \theta}.$$

Esses são os parâmetros do laser. A relação entre ganho e perdas na cavidade é evidentemente importante, porém o ganho das fibras dopadas com Yb mais recentes é tão alto que consegue compensar grandes níveis de perda sem dificuldade, como mostraremos adiante. Nesta secção serão apresentados os detalhes para obter o aparato desejado.

Com o material disponível no laboratório, algumas configurações de cavidade foram testadas. Após algumas falhas, que serão comentadas ao fim do capítulo, o laser foi montado com base na referência [27]. O desenho da referência citada atendia bem os nossos interesses e os elementos utilizados eram semelhantes aos disponíveis em laboratório. Algumas modificações foram feitas a fim de atingir o nosso objetivo. Essas mudanças também serão citadas e justificadas adiante. Na fig. 7 está o esquema da montagem final.

O laser de bombeio é um diodo da JDSU S30-7602-720, cujas características nominais relevantes são o comprimento de onda centrado em 976 nm com largura de 2,0 nm e potência máxima de 720 mW. Na fibra ótica do laser de bombeio há uma grade de Bragg, para realimentação seletiva ao comprimento de onda, que deve ser manipulada com cuidado pois sua ruptura compromete o funcionamento do diodo. O laser de bombeio foi montado sobre uma base Thorlabs LM1452 com controlador de temperatura Thorlabs TED 200 C e contro-

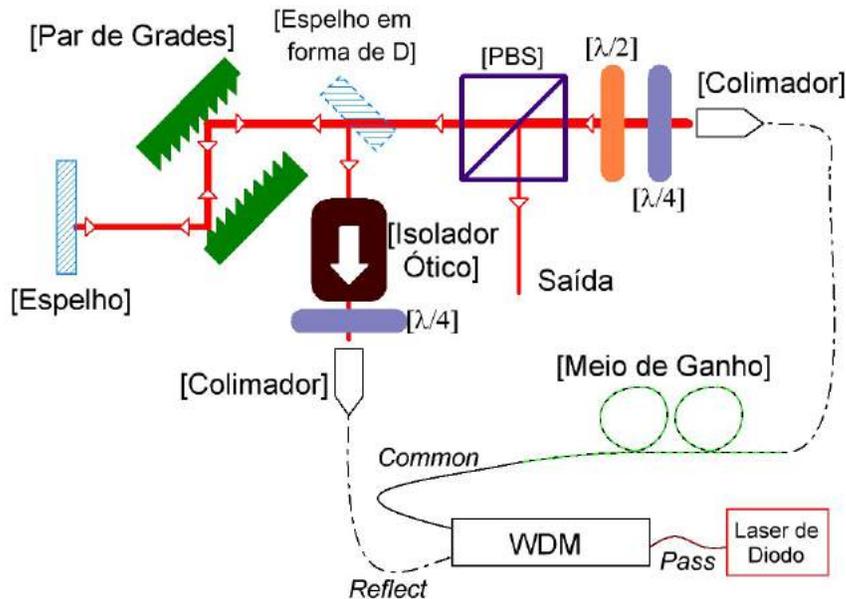


Figura 7: Montagem da cavidade em anel para o laser de modos travados em fibra de Yb com bombeio copropagante. O WDM (*Wavelength-Division Multiplexer*) acopla o feixe do bombeio na cavidade e, simultaneamente, impede que o feixe do laser de Yb retorne para o diodo. A cavidade tem $\sim 1,55$ m de fibra monomodo (*Single-Mode* ou SM), ~ 22 cm de fibra de Yb e ~ 35 cm é espaço livre.

lador de corrente Thorlabs LDC 240 C. A caracterização pela curva de potência ótica versus corrente do laser de diodo pode ser vista na figura 8. O Multiplexador Divisor de Onda (*Wavelength-Division Multiplexer - WDM*) é um Opinet FWDM-980T/1064R-250-4-1-NE, que tem três canais: o *Common*, conectado à fibra de Yb, é banda larga; o *Pass*, conectado ao laser de diodo, tem uma banda de $900\sim 990$ nm e isolamento de 26 dB; e o *Reflect*, conectado ao colimador de reentrada do feixe, tem uma banda de $1025\sim 1100$ nm com isolamento de 17 dB. Vale salientar que o WDM está sendo usado num sentido de feixe diferente do sugerido no manual. O sentido original é de *Common* para *Pass*, mas o desenho do sistema obriga que seja usado de *Pass* para *Common*. O meio de ganho é uma fibra dopada com Yb Coractive Yb214, cujo coeficiente de absorção é de 1348 dB/m em 976 nm. Na cavidade o meio de ganho tem ~ 22 cm de comprimento. Os dois colimadores são Thorlabs 50-1064, cuja banda de operação é de $1034\sim 1094$ nm com perda de reentrada de 65% para uma separação de 35 cm, que é a situação da nossa cavidade. As placas de $\lambda/4$ e $\lambda/2$ são Casix WPZ1225-1064-L/4

e Casix WPZ1225-1064-L/2, banda de funcionamento de 400~2100 nm. O cubo polarizador (PBS) é o Thorlabs PBS102, cuja faixa de operação nominal é de 620~1000 nm (mas com transmissão acima de 96% até 1050 nm) com taxa de extinção do feixe transmitido >1000:1. O espelho em forma de D é um Thorlabs PFD10-03-P01, cuja refletância nominal em $1\mu\text{m}$ é de 97%. O par de grades é Thorlabs GR25-0610, com comprimento de onda de operação em $1\mu\text{m}$, com 600 ranhuras por milímetro e eficiência de 65% para o ângulo de incidência usado. Essa configuração nos dá $\beta_2^{eff} \cong 1400\text{fs}^2/\text{mm}$. O ângulo de incidência foi escolhido de tal forma que feixe incidente e refletido fossem perpendiculares, facilitando o alinhamento. O espelho depois do par de grades é um Thorlabs BB1-E03-10, banda 750~1100 nm com refletância >99%. O isolador é Thorlabs IO-3D-1030-VLP, banda de operação 1010~1050 nm, com transmissão de 90% e 38~44 dB de isolamento.

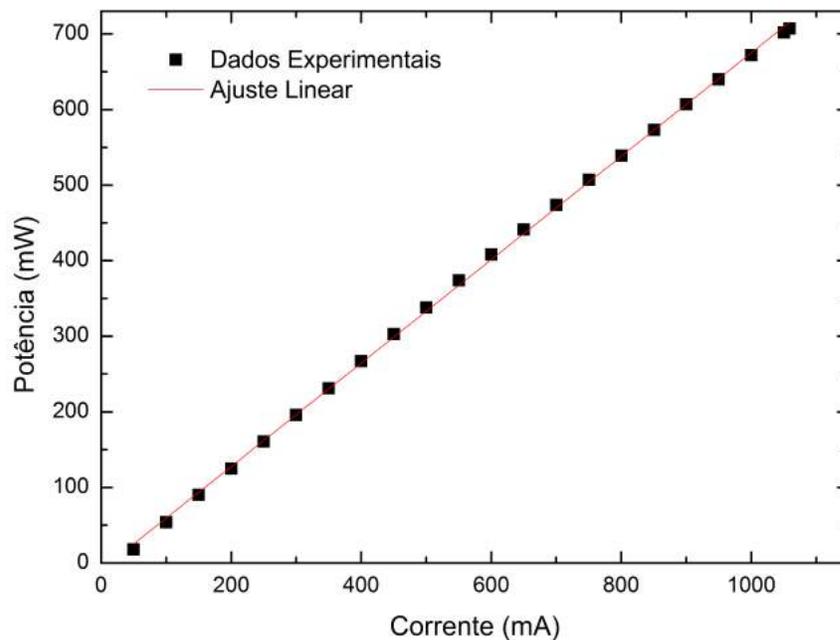


Figura 8: Potência em função da corrente para o laser de bombeio. Essa calibração será utilizada durante toda a discussão. Sempre que nos referirmos à corrente de bombeio, esta é a figura a ser observada. A equação utilizada para o ajuste dos dados é do tipo $P = aI + b$ com $a = 0,68\text{ mW/mA}$ e $b = -9,20\text{ mW}$.

Um procedimento importante durante a montagem do aparato é a emenda de fibras óticas. Foi necessário realizar as seguintes emendas: Laser de Diodo - WDM; WDM - Colimador; Colimador - Meio de Ganho; Meio de Ganho - Colimador. Todas as emendas foram feitas usando um emendador de fibras (*Splicer*). Embora mais de um modelo de *Splicer* tenha sido

usado para realizar essas tarefas, o procedimento básico é o mesmo. A única diferença que surge não está relacionada com o modelo de *Splicer*, mas sim com os modelos de fibra.

Para emendar fibras, o procedimento padrão é alinhar os centros das fibras, utilizando o par de câmeras perpendiculares do aparelho, aproximá-las até uma distância de $\sim 50 \mu\text{m}$ e disparar um arco voltaico com duração de $\sim 2 \text{ s}$ e $\sim 15 \text{ mA}$ que funde as fibras, emendando-as. Um grande número de procedimentos mais elaborados e eficientes podem ser encontrados e variam de acordo com o modelo do *Splicer*, mas de maneira geral serão semelhantes a esse. De fato todas as emendas citadas inicialmente foram feitas usando o procedimento padrão dos aparelhos, que diferem um pouco do descrito aqui, mas para o caso de fibras mais elaboradas, como uma Fibra de Cristal Fotônico (PCF), cuidados minuciosos precisam ser tomados para que o arco voltaico não cause um colapso do centro da fibra.

Os *Splicers* utilizados no laboratório dispunham de uma leitura de qualidade de emenda, mas não é necessário depender deste recurso. É mais interessante comparar a intensidade média da luz que sai da fibra antes e depois da emenda, tendo assim uma leitura da qualidade da emenda. Este procedimento funciona bem para fibras monomodo (*single-mode fibers* ou SMF). Para fibras dopadas, entretanto, essa medida não é válida pois a absorção e emissão do meio de ganho fazem com que o espectro inicial seja alterado. No nosso sistema essas medidas foram feitas sendo a única exceção a emenda com o meio de ganho, que não pode ser testada pelos motivos citados. As emendas que puderam ser testadas estavam com perdas inferior a 1%.

As diferenças em relação à referência [2] citadas anteriormente são as seguintes: o tamanho total das SMFs é de $\sim 98 \text{ cm}$ e foram ajustadas apenas com o fim de obter uma taxa de repetição acima de 100 MHz. O espelho em forma de D foi colocado com o corte na posição vertical, evitando o ajuste vertical necessário na montagem vista em [27], o que diminuiu a dificuldade do alinhamento no sistema, especialmente com o isolador. A grade de difração antes do espelho fixo foi posicionada sobre um translador, permitindo o ajuste da separação entre o par de grades e, por consequência, possibilitando o ajuste da dispersão total da cavidade.

Para que o laser entre em operação de modos travados há um procedimento de duas etapas. A primeira é o alinhamento, para garantir a realimentação, e a segunda é o ajuste

das placas, para polarizar o pulso e introduzir a perda correta. Iniciando com o alinhamento, bombeamos o laser com uma baixa potência, no nosso caso ~ 100 mA, e ajustamos as placas de onda de modo que $\sim 50\%$ da potência máxima esteja saindo da cavidade. O objetivo aqui é ter potência acima do ruído, o suficiente para uma boa leitura. Ao mesmo tempo queremos que haja potência suficiente retornando para cavidade, realimentando-a. Quando a realimentação estiver alinhada corretamente, uma mudança na leitura de potência será observada. Uma vez que essa etapa está concluída, o alinhamento fino pode ser feito, utilizando apenas os ajustes vertical e horizontal dos acopladores.

A segunda etapa é o ajuste das placas. Neste ponto é interessante bombear o laser com potência alta, no nosso caso ~ 650 mW, pois queremos garantir que o meio de ganho esteja com inversão de população total para que os pulsos se formem na primeira oportunidade. Feito isso, ajusta-se todas as placas de maneira que a potência lida (saída) seja a menor possível. Para placa de $\lambda/2$, chamaremos essa configuração de ‘posição zero’ e usaremos esse ponto como referência para o acoplamento da radiação para fora da cavidade ao longo da dissertação. A partir desse ponto o processo é iterativo. Faz-se uma varredura lenta com a placa de $\lambda/2$ para procurar um nível de perdas que permita o regime pulsado. Se o laser não pulsar, varia-se 1° na placa de $\lambda/4$ da reentrada com o objetivo de ter uma polarização um pouco diferente da anterior. Então procura-se uma nova combinação para a placa de $\lambda/2$ com a outra placa de $\lambda/4$ que minimize a potência lida. Em seguida faz-se uma nova varredura lenta com a placa de $\lambda/2$. Se o laser não pulsar, basta continuar com a próxima iteração. Desta forma o ponto de funcionamento para modos travados será encontrado mesmo que as fibras tenham seus comprimentos alterados ou sejam torcidas de maneira diferente, o que muda a maneira como a não linearidade da fibra atua sobre o pulso.

As primeiras tentativas de construção apontaram alguns erros fatais que merecem ser mencionados. O primeiro erro está relacionado ao posicionamento do WDM, que inicialmente foi posto como orienta o manual. Isso faz com que a luz proveniente do meio de ganho e a luz do bombeio não absorvida por ele sejam redirecionadas para o laser de diodo, o que pode levar à destruição do mesmo. Além disso, montando como instrui o manual, o canal *Pass* fica ligado à fibra de Yb. Isso faz com que uma região da cavidade filtre comprimentos de onda diferentes de $975\sim 977$ nm, impossibilitando a realimentação necessária para o funcionamento

do laser, que é centrado em 1025 nm. Outro erro fatal foi a tentativa de utilizar um isolador com banda de funcionamento centrada em 1000 nm com ± 2 nm de largura, uma vez que o isolador ideal ainda não estava disponível. O corte no comprimento de onda de operação do laser era muito intenso, impossibilitando o funcionamento. Em seguida observamos o comportamento do sistema sem isolador, mas isso impossibilita o funcionamento pois existe a possibilidade do pulso inicial seguir em ambos os sentidos da cavidade, gerando instabilidades no meio de ganho que acabam sendo realimentadas em ambos os sentidos e não tem inversão populacional suficiente para amplificar ambos os pulsos, aniquilando-os. Outra situação não é recomendada, embora não seja fatal: é importante ter ambas as placas de $\lambda/4$ e $\lambda/2$ antes do PBS. Elas são importantes para linearizar ao máximo da polarização do feixe que sai do colimador. Isso dá maior controle sobre a potência de saída do laser, ou seja, das perdas. Finalmente, a situação de maior dificuldade enfrentada durante a construção foi a determinação do modelo de fibra a ser utilizado como meio de ganho. A escolha se tornou difícil pois não foi possível encontrar referências sobre a relação entre absorção e comprimento do meio de ganho para construção de lasers de modos travados. Além disso, apenas um dentre os cinco modelos de fibra disponíveis no laboratório tinha descrição do valor de absorção por metro no comprimento de onda de interesse, ~ 976 nm. Houveram tentativas de medir a absorção das fibras disponíveis, mas não havia equipamentos para gerar o sinal com amplitude pequena o suficiente nem para capturar o sinal de resposta de maneira adequada, resultando em dados imprecisos demais para nos levar a uma conclusão. A determinação do tamanho da fibra de ganho, portanto, foi feita de maneira comparativa, observando as referências [27], [28], [29], [30], [31] e [32], que descrevem a fibra de ganho de uma maneira similar à nossa, em dB/m.

3.2. Caracterização

Nesta seção mostraremos as características do laser no regime de modos travados. Isso pode ser verificado através da observação da taxa de repetição, sinal no osciloscópio, largura espectral e largura temporal do pulso. As características mostradas aqui foram obtidas ajustando os parâmetros do laser com o objetivo de minimizar o tempo de duração e *chirp*

do pulso.

Iniciando com a taxa de repetição, característica mais simples de observar, na fig. 9 está a resposta que foi obtida com um modelo simples de osciloscópio (Tektronix TBS 1152) e um fotodetector construído no laboratório utilizando o fotodiodo da Fermionics FD150W, cuja largura de banda é de 1 GHz. É importante salientar que a forma da onda não corresponde à forma real do pulso, que tem largura de femtossegundos, enquanto o osciloscópio tem banda de 150 MHz. A medida da largura temporal será mostrada mais adiante, mas os máximos da fig. 9 mostram a chegada do pulso. Com essa medida é possível verificar que o laser entrou no regime de modos travados, que leva à formação de pulsos bem espaçados. Através da fig. 9 também é possível determinar a taxa de repetição do laser (~ 130 MHz), que está diretamente relacionada com o tamanho da cavidade. A taxa de repetição também pode ser medida com um analisador RF, conforme mostrado na fig. 10

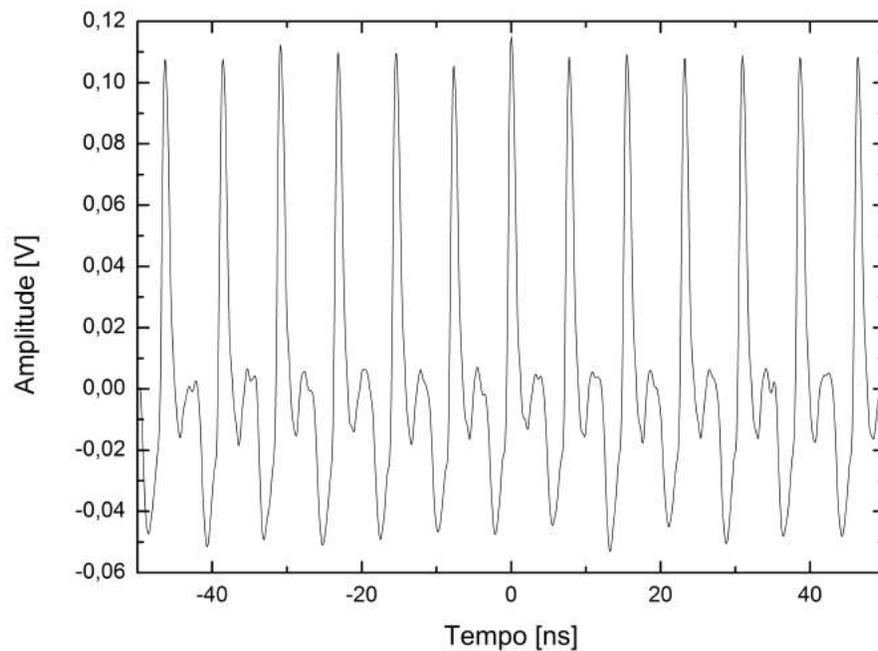


Figura 9: Captura da série temporal. Os valores negativos de amplitude advém da resposta do fotodetector. De fato os observáveis úteis desta série são os máximos de amplitude e o intervalo entre eles. Com essa medida é possível determinar a frequência de repetição do laser, que também pode ser vista de maneira mais simples na figura 10.

Uma consequência direta da cooperação dos modos longitudinais da cavidade é o surgimento de um espectro mais largo do que o de um laser de onda contínua. De fato os modos permitidos são a intersecção dos modos da cavidade e do meio de ganho. O espectro do laser

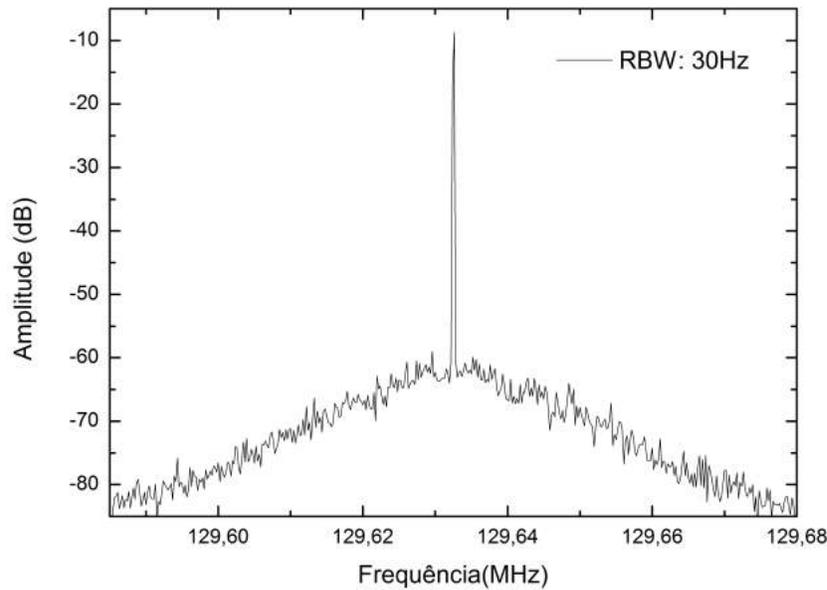


Figura 10: Taxa de repetição do laser. Captura feita com um analisador RF Agilent N9340. RBW é a resolução de largura de banda (*resolution bandwidth*)

pode ser visto na figura 11 e é claramente diferente de um laser de onda contínua.

A última evidência do funcionamento do laser em modos travados é a resposta da auto-correlação interferométrica. Através dessa técnica é possível estimar a largura temporal do pulso, assumindo que a forma é conhecida. A montagem do autocorrelacionador utilizado no nosso laboratório pode ser vista na fig. 12. A capacidade de gerar segundo harmônico com o Cristal Gerador de Segundo Harmônico (*Second Harmonic Generator Crystal - SHGC*) é mais uma evidência de que o sistema está operando em regime de modos travados, pois apenas com as altas intensidades de pico dos pulsos é possível excitar as não linearidades do cristal para geração de segundo harmônico. O funcionamento do autocorrelacionador faz com que determinado pulso interfira com ele próprio. Para isso, considerando o ponto médio das oscilações do braço móvel (com alto-falante), é necessário que o braço fixo do interferômetro e o braço móvel sejam precisamente do mesmo tamanho.

O sinal da autocorrelação é um perfil de intensidade onde

$$I_{ac}(\tau) = \int [E(t) + E(t + t_d)]^4 dt,$$

t_d sendo o atraso entre os dois pulsos, determinado pela diferença de caminho entre os dois braços do interferômetro. Quando os pulsos estão perfeitamente superpostos ($t_d = 0$) temos

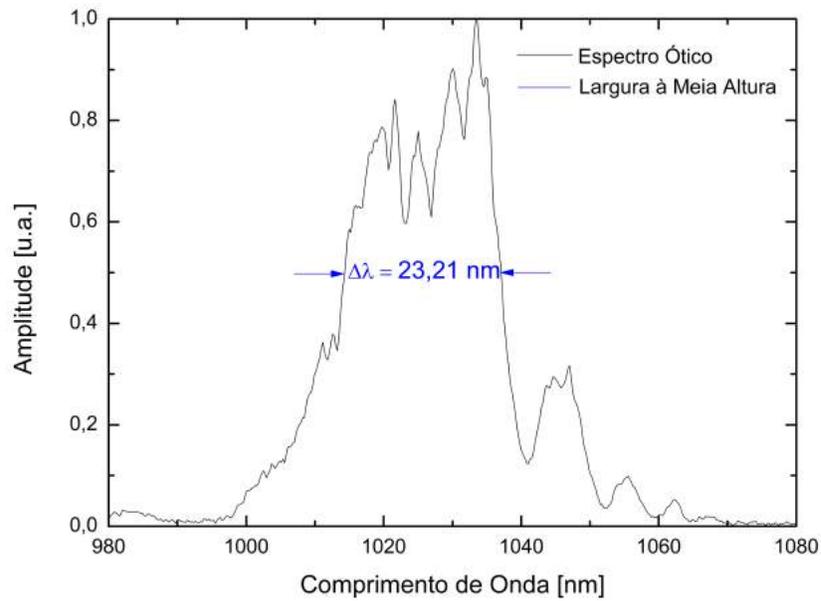


Figura 11: Espectro medido com um espectrômetro Ocean Optics HR4000. Em verde, a largura à meia altura.

$$I_{ac}(0) = \int [E(t) + E(t)]^4 dt,$$

$$I_{ac}(0) = \int [2E(t)]^4 dt,$$

$$I_{ac}(0) = 16 \int [E(t)]^4 dt,$$

e na região onde os pulsos estão completamente separados

$$I_{ac} = \int [E(t)]^4 dt + \int [E(t)]^4 dt,$$

$$I_{ac} = 2 \int [E(t)]^4 dt = \frac{1}{8} I_{ac}(0).$$

Com isso vemos que, uma vez que o alinhamento esteja feito adequadamente, a relação entre o máximo de intensidade e intensidade de fundo da autocorrelação interferométrica é sempre 8:1.

É importante lembrar que a autocorrelação é uma convolução do pulso, então, para estimar a largura temporal do pulso a partir da figura de autocorrelação de maneira correta, é necessário antes calibrar a escala temporal. Para a calibração, primeiramente observa-se

que as franjas internas da figura de autocorrelação estão relacionadas às franjas internas do pulso. Ou seja, o período das franjas da autocorrelação (T_{ac}) representam, em escala, o período ótico ($T = \lambda_0/c$). Sabendo disso, calibra-se o eixo do tempo na figura da autocorrelação. Em seguida, mede-se a largura temporal da figura de autocorrelação calibrada, τ_c , multiplicando-o pelo fator de deconvolução apropriado. No nosso caso, supõe-se um pulso gaussiano, cujo fator de deconvolução é $1/\sqrt{2}$, como podemos ver na referência [33]. Dessa maneira podemos ler a largura temporal da autocorrelação e ser capazes de estimar a largura temporal do pulso.

Agora passamos a observar o resultado da autocorrelação interferométrica do nosso laser, fig. 13. O sistema foi ajustado a fim de minimizar o *chirp*, diminuindo a largura temporal do pulso. Para isso, entre o par de grades foi colocada uma separação de 2,85 cm centro a centro. Observando a fig. 11 e utilizando a relação $\Delta\lambda/c$, vemos que a largura temporal ($\tau_f = \Delta\lambda/c$) do pulso deveria ser de ~ 80 fs e não 140 fs, como estimamos pela autocorrelação. A relação $\tau_f = \Delta\lambda/c$ só reflete a largura temporal do pulso de maneira precisa quando não há nenhum atraso de frequências *chirp*, então o pulso é dito limitado por transformada de fourier (LTF). Na fig. 13 vemos que há *chirp* no pulso, apesar do nosso esforço para eliminá-lo, pois as franjas internas nas laterais da autocorrelação cessam pouco antes de chegarem ao nível de fundo. Também podemos verificar que ainda há *chirp* no pulso observando que os mínimos das franjas internas nas laterais da autocorrelação estão um pouco acima do nível de ruído. Esses efeitos são resultado do atraso entre as frequências que compõem o pulso, o que impossibilita a superposição dos máximos e mínimos das franjas internas do pulso. Além do *chirp*, a suposição da forma temporal do pulso determina o fator de deconvolução, o que também pode levar a uma estimativa errada da largura temporal do pulso. Um detalhe importante é que, embora estejamos supondo um pulso gaussiano, as oscilações laterais na fig. 13 deixam claro que o pulso não é gaussiano de fato. Mantivemos a suposição de pulso gaussiano por ser a mais comum na literatura sobre lasers de Yb, facilitando eventuais comparações.

Na fig. 13, podemos notar que o o sinal de fundo não chega a 1, como mostramos na teoria. A pequena diferença existente na figura autocorrelação obtida experimentalmente é devida à amplitude de movimento do alto falante, que não consegue separar os pulsos o

suficiente para que sejam tratados de maneira totalmente separada.

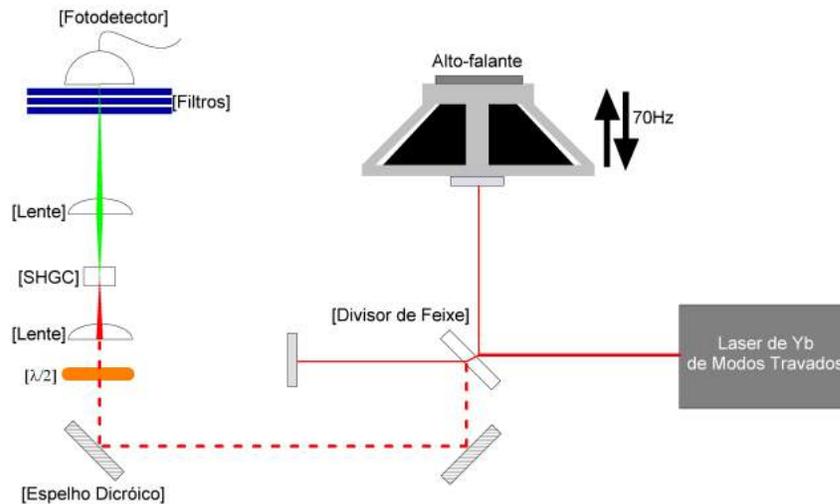


Figura 12: Montagem do autocorrelacionador interferométrico. *SHGC* é abreviação de *Second Harmonic Generator Crystal* (Cristal Gerador de Segundo Harmônico)

Com isso temos um laser de modos travados em fibra de Yb de ~ 130 MHz sendo bombeado por um laser de diodo com uma corrente de ~ 660 mA e acoplamento para fora da cavidade com placa de $\lambda/2$ à 237° da posição zero, resultando em 80,5 mW de potência média, largura espectral $\Delta\lambda \sim 23$ nm, centrado em 1025 nm e pulso com duração de ~ 140 fs e pouquíssimo *chirp* (o perfil de intensidade é invisível na autocorrelação, prevalecendo o perfil de interferência).

É interessante mostrar alguns resultados parciais que foram adquiridos durante o processo de caracterização e otimização do laser de Yb que acabamos de exibir. Nenhum destes dados corresponde ao laser otimizado para nossos objetivos, mas são úteis para demonstrar um pouco da liberdade de operação do laser construído. Mostraremos apenas o espectro e a resposta da autocorrelação para algumas situações intermediárias da construção do laser.

Iniciando com o espectro de uma montagem anterior, quando o laser tinha uma taxa de repetição de ~ 72 MHz e estava sendo bombeado com ~ 60 mW, experimentamos diferentes condições de dispersão total. Na figura 14 vemos que o espectro pode assumir diferentes formas e larguras para diferentes valores de β_2^{eff} . As cores indicam o valor da separação entre o par de grades, sendo a posição 2,8 cm a mais próxima do zero de dispersão total (baseado nos nossos cálculos).

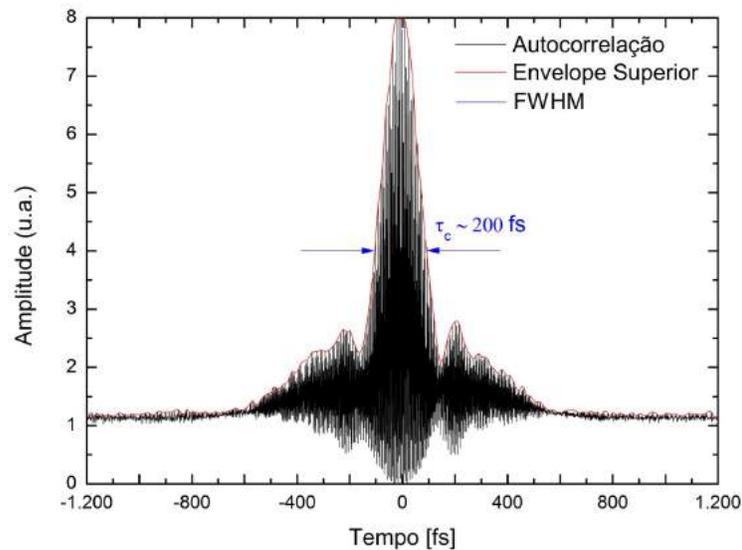


Figura 13: Autocorrelação interferométrica do pulso do laser de modos travados de Yb, montado no nosso laboratório. O eixo do tempo está calibrado para a escala do pulso, utilizando $T_{ac} = 6,55 \mu s$ e $\lambda_0 = 1025 \text{ nm}$. Em verde, a largura temporal calibrada, τ_c . Supondo pulso gaussiano, cujo fator de deconvolução é $1/\sqrt{2}$, a figura de autocorrelação estima que nosso pulso tem $\sim 140 \text{ fs}$. Baseado no espectro ótico, fig. 11, o pulso teria $\sim 80 \text{ fs}$ de largura temporal se fosse limitado por transformada de Fourier. A forma da autocorrelação é obrigatoriamente simétrica, embora o pulso possa ser antissimétrico. Note que proporção 8:1 está perfeita, embora haja uma pequena quantidade de chirp. O envelope superior, em vermelho, foi colocado apenas para facilitar a leitura da figura e conecta os máximos das franjas internas da autocorrelação.

A potência de bombeio também pode afetar o comportamento do laser. Esse fato será amplamente explorado no próximo capítulo. Nas fig. 15 e 16 podemos ver como o espectro e resposta da autocorrelação são modificados quando variamos o corrente de bombeio. A figura da autocorrelação de um pulso com *chirp* é mais estreita quanto maior for o *chirp*, dando uma estimativa da largura temporal do pulso incorretamente mais curta. A leitura é incorreta pois, na verdade, o pulso se torna mais largo quanto maior for o *chirp* do mesmo.

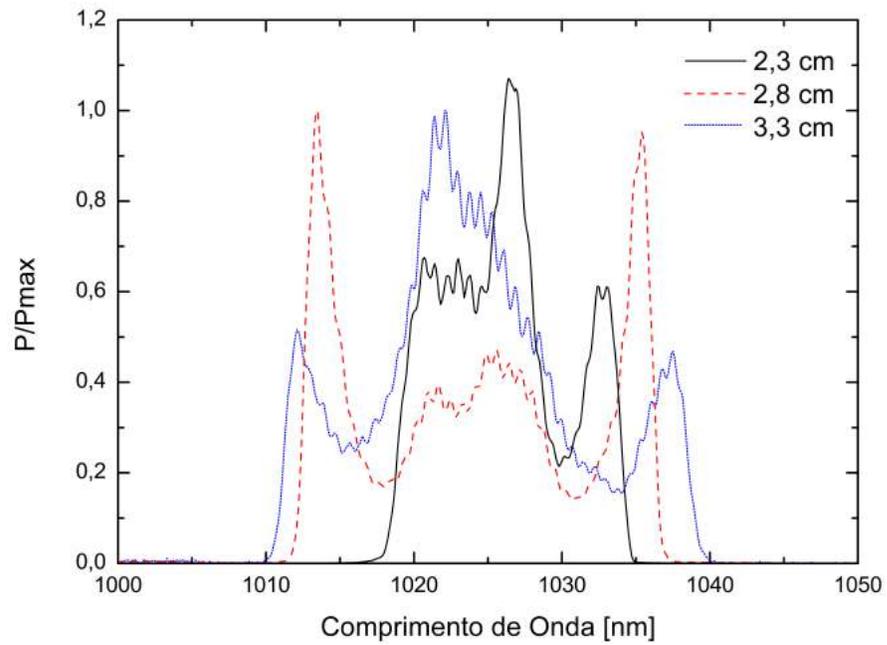
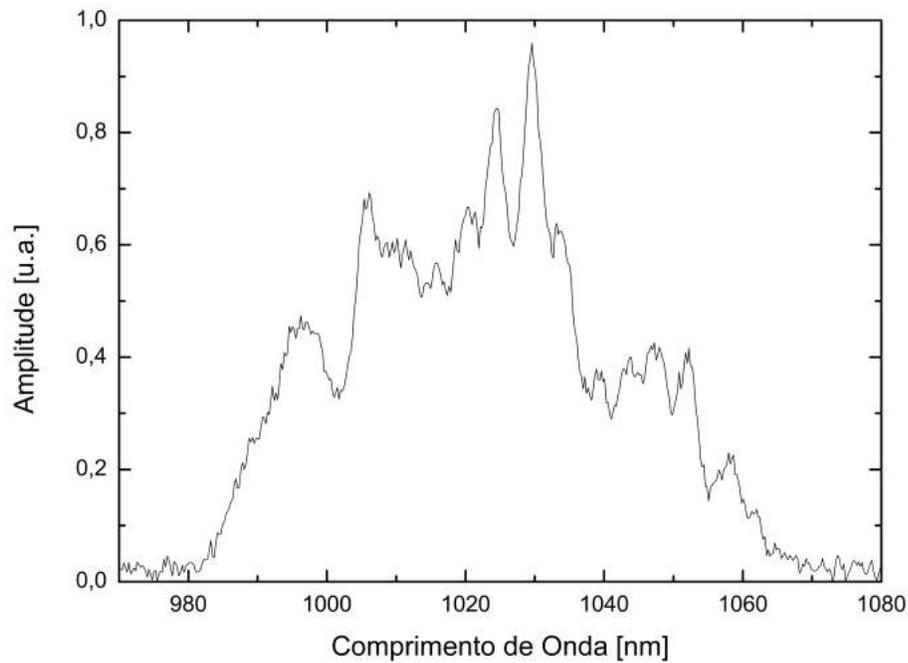
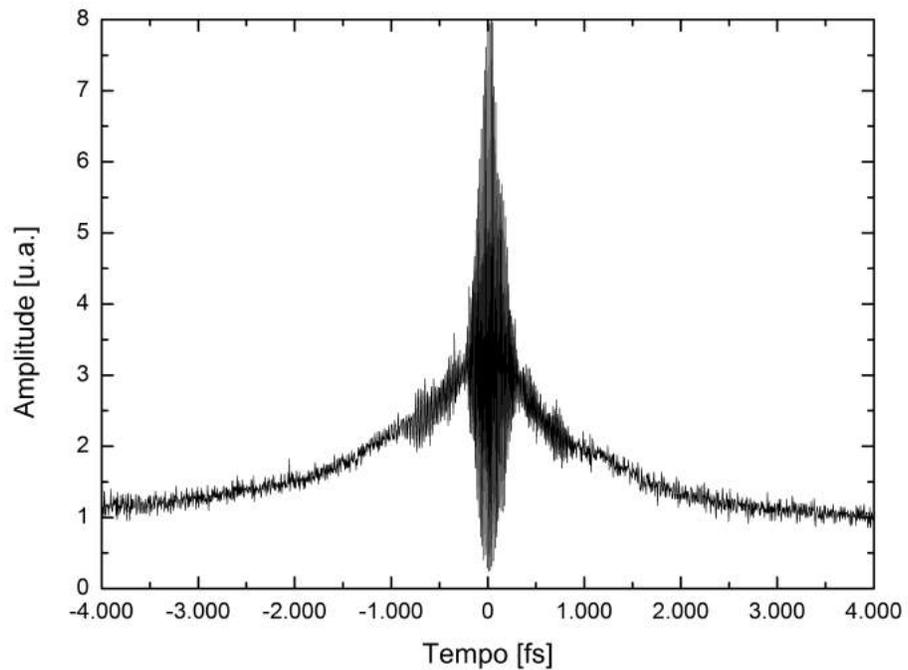


Figura 14: Espectro do laser para diferentes valores de dispersão total, sendo que a posição 2,8 cm corresponde à situação zero de dispersão total.

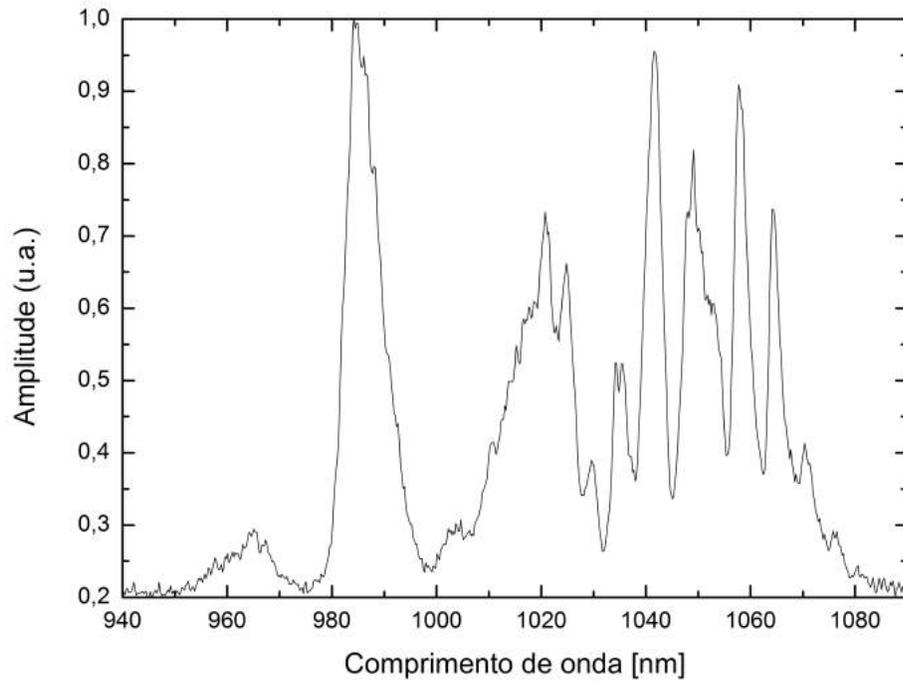


(a)

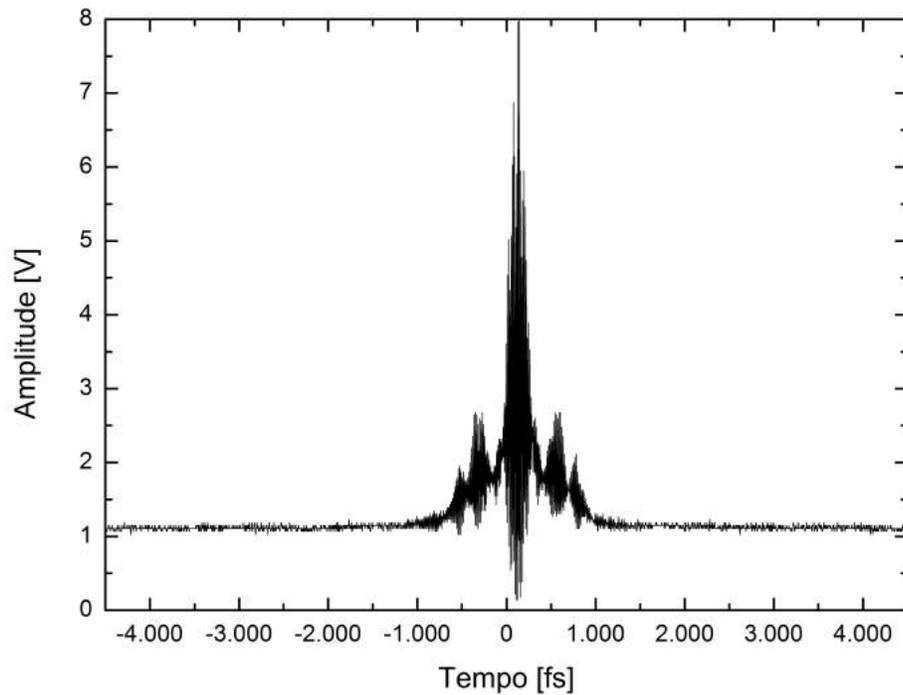


(b)

Figura 15: Medidas feitas com a corrente do laser de bombeio a ~ 250 mA. Diferenças para o caso ótimo são nítidas. (a) Espectro Óptico mais largo do que na fig. 11 (b) Autocorrelação interferométrica com perfil de intensidade (ausência de franjas) nitidamente acima do ruído entre 500 e 2000 fs.



(a)



(b)

Figura 16: Medidas feitas com a corrente do laser de bombeio a ~ 994 mA. Respostas diferentes das anteriores são claras. (a) Espectro óptico com muitos picos ao longo de ~ 90 nm (b) Autocorrelação interferométrica com franjas cujos mínimos estão acima do nível de ruído, revelando o perfil de intensidade, entre 250 e 1000 fs.

4. Estudo da dinâmica não linear no laser de fibra de Yb

Conforme mencionado anteriormente, nosso objetivo inicial de trabalho era a construção de um laser de Yb em fibra ótica, operando em regime de modos travados. Esse objetivo foi alcançado, como vimos no capítulo 3. Uma vez que o trabalho principal foi concluído, decidimos explorar diferentes regimes de operação do sistema. A motivação para isto é que foi verificado que, para algumas configurações dos parâmetros do laser obtinhamos assinaturas claras de que o sistema passara a operar no regime caótico o que foi confirmado à medida que mais dados experimentais foram sendo extraídos. Pesquisando sobre o tema, percebemos que o regime caótico em lasers de modos travados em fibra de Yb é pouco estudado. Diversas referências consultadas apresentam apenas observações que confirmam parcialmente a presença do regime caótico. Entre as formas de caracterizar este regime estão a apresentação de diagramas de bifurcação e medidas de coeficientes de Lyapunov, sendo que a maioria destes resultados originam de simulações numéricas [11]. Com estas considerações, decidimos estudar experimentalmente, de maneira sistemática, o comportamento do nosso sistema, com o objetivo de realizar uma caracterização mais detalhada. O objetivo final seria chegar a um modelo matemático para descrever o comportamento do laser, o que eventualmente permitiria obter o mapa de Lorenz do sistema. Para este fim, analisamos o comportamento do trem de pulsos do laser em diferentes condições de corrente no laser de bombeio, acoplamento para fora da cavidade e dispersão efetiva. A análise completa, porém, ainda não foi concluída. Sendo assim, apresentamos neste capítulo uma descrição da nossa abordagem e dos dados adquiridos até o momento. Como ainda não somos capazes de explicar os dados completamente, aqui serão expostos apenas os avanços conseguidos. Para compreender os dados apresentados, iniciaremos discutindo brevemente as características básicas de sistemas caóticos para, em seguida, apresentar os dados experimentais obtidos. Finalizamos o capítulo expondo nossas conclusões provisórias.

4.1. Características genéricas de sistemas caóticos

Uma das variáveis que mais facilmente permite caracterizar lasers operando em regimes caóticos é a potência ótica de saída. Conforme sabemos, em lasers operando no regime ideal de modos travados a potência é constituída por um trem de pulsos de período T_r . No regime caótico este trem de pulsos permanece com uma separação T_r mas a amplitude de cada pulso torna-se uma variável aparentemente aleatória. Isto pode ser facilmente observado com um fotodetector e um osciloscópio, que permitem registrar a chamada série temporal da emissão do laser. Isto também pode ser registrado no domínio da frequência fazendo uso de um analisador de radiofrequência (RF). Embora nosso entendimento sobre caos tenha se desenvolvido ao longo do processo de observação do fenômeno, é interessante adiantar o conhecimento que adquirimos na literatura pois isso facilitará o diálogo ao longo deste capítulo e tornará mais simples a compreensão dos nossos objetivos. Nossas principais referências para análise de caos são [10], [9], [8], [7], [34] e [11], as quais nos apontaram que um sistema caótico apresenta três características básicas: sensibilidade extrema às condições iniciais (CI), imprevisibilidade do sistema e preenchimento do espaço de fase. A sensibilidade às condições iniciais no regime caótico significa que pequenas variações do estado inicial do sistema levam a estados finais completamente diferentes. Devido a esta propriedade, o sistema é aparentemente imprevisível pois com o conhecimento de um subconjunto das variáveis dinâmicas, ou com variáveis dinâmicas para as quais tenhamos apenas valores aproximados, não é possível prever, nem de maneira aproximada, o futuro do sistema. A outra característica importante de um sistema que encontra-se no regime caótico é que suas variáveis dinâmicas percorrem uma região densa do espaço de fase e não apenas uma trajetória fechada (o que ocorre para um sistema em regime de oscilação regular). Para tempos suficientemente longos, todos os pontos da região permitida do espaço de fase são visitados. Apesar da sensibilidade do sistema dinâmico às condições iniciais, se estas forem exatamente conhecidas, é possível determinar completamente a evolução do sistema. Isso separa sistemas apresentando caos determinístico de sistemas com caos aleatório, pois o segundo envolve variáveis de caráter estocástico. A possibilidade de prever a evolução de um sistema caótico está associado ao fato de que sua dinâmica é descrita por sistemas de equações não-lineares de variáveis não

estocásticas.

Como podemos ver nas referências citadas ([10], [9], [8], [7], [34] e [11]), existem diversas maneiras de caracterizar um sistema caótico. Entre as formas mais utilizadas enumeramos as seguintes: construção dos (i) diagramas de fase; (ii) diagramas de bifurcação; e (iii) determinação dos coeficientes de Lyapunov. Estas são técnicas de caráter bastante genérico, mas a seguir descreveremos a ideia de cada uma delas.

Um sistema não linear determinístico arbitrário pode envolver um grande conjunto de variáveis dinâmicas. No caso de um laser operando em um estado de polarização fixa, essas variáveis poderiam ser o campo eletromagnético, com determinada amplitude e fase (duas variáveis dinâmicas); as populações dos níveis envolvidos na operação do laser (duas variáveis no caso de um sistema de três níveis, tendo em vista o vínculo de que a população total deve ser conservada); e a polarização (momento de dipolo por unidade de volume, associada à coerência ótica) adicionando duas variáveis (amplitude e fase da polarização). Para construir o diagrama de fase projeta-se o ponto que representa o sistema em um espaço de dimensão adequada para a visualização da dinâmica do sistema. Isto permite, por exemplo, visualizar os chamados atratores em torno dos quais as variáveis transitam. A histerese em certos parâmetros é característica de sistemas não lineares, podendo então ser utilizada para identificar sistemas que podem apresentar comportamento caótico.

Outra forma de caracterizar sistemas que apresentam comportamento caótico é a construção de diagramas de bifurcação, que são elaborados registrando-se uma determinada variável dinâmica do sistema em intervalos de tempo suficientemente longos. Para fixar ideias, consideremos a intensidade máxima, I_{max} de um trem de pulsos emitida por um laser operando no regime de modos travados usual para uma determinada potência de bombeamento P_{bomb} , que seria a variável de controle. Nesta situação I_{max} é constante e registramos o valor desta variável e a respectiva corrente. Aumentando a potência do laser de bombeamento o sistema pode passar a emitir pulsos de intensidade máxima mais alta e mais baixa, alternadamente. No diagrama de I_{max} versus P_{bomb} seriam registrados estes dois valores. A potência de bombeamento para o qual isto acontece corresponde a uma bifurcação do sistema.

Os chamados mapas de Lorenz são elaborados a partir da série temporal de uma variável dinâmica de interesse. No caso do laser pulsado mencionado no parágrafo anterior registra-se

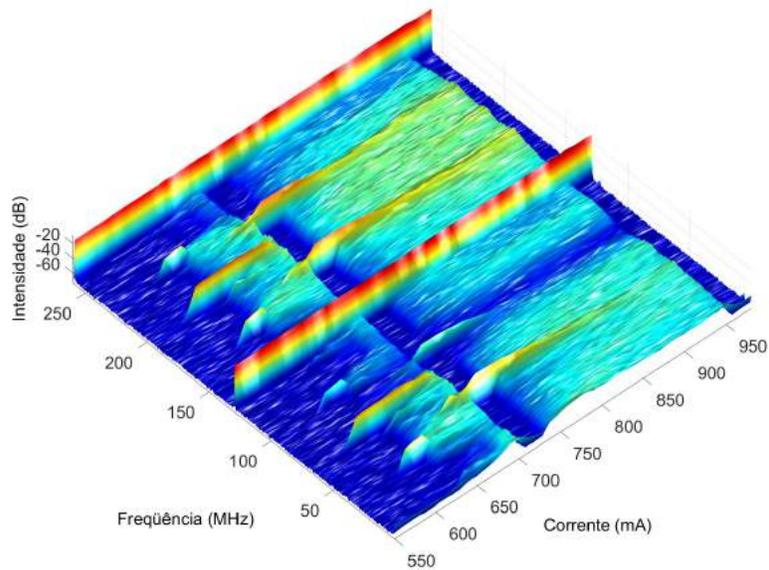
os valores assumidos por I_{max} em sequência e o mapa de Lorenz é elaborado registrando-se o n-ésimo valor $I_{max}^{(n)}$ em função do valor anterior $I_{max}^{(n-1)}$. Este procedimento permite verificar se existe alguma relação matemática simples para modelar a evolução do sistema.

Finalmente, o coeficiente de Lyapunov é uma medida de quão diferente é a evolução do sistema para condições iniciais ligeiramente diferentes. Explicações mais detalhadas de todas as medidas citadas acima podem ser encontradas nas referências [9] e [10].

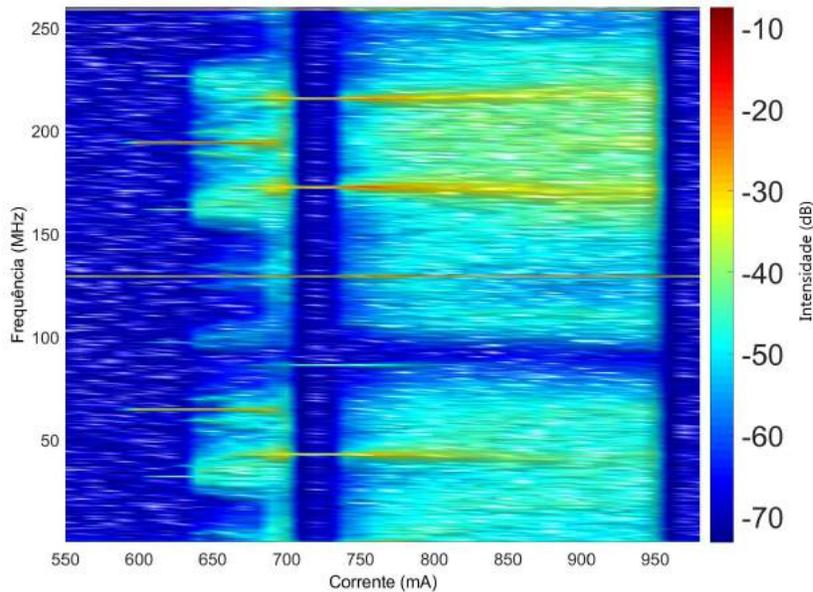
Todas essas medidas e técnicas de caracterização de sistemas dinâmicos são de caráter bastante geral e podem ser mais ou menos apropriadas para o estudo dos diversos tipos de sistemas dinâmicos que podem ser encontrados na natureza ou criados artificialmente. No que segue, procuraremos mostrar que muitas das características observadas em nosso laser de Yb são compatíveis com as de sistemas caóticos. Nosso objetivo é mostrar que todas as características básicas de caos estão presentes no nosso sistema, culminando com um modelo matemático para descrever sua dinâmica. É importante ressaltar que esta análise ainda não está concluída.

4.2. Caracterização da dinâmica não linear do laser de Yb

O primeiro indício de comportamento caótico que observamos em nosso laser foi um dobramento de período. Este registro foi realizado no domínio da frequência fazendo uso de um fotodetector rápido acoplado ao analisador de espectros de RF. O parâmetro e controle nestas medidas foi a corrente do laser de bombeamento, diretamente relacionado à potência deste laser. Ao variar a corrente verificamos que o laser passa de uma situação em que há uma única frequência $f_r = 1/T_r$ para uma situação em que há não apenas $f_r = 1/T_r$, mas também outra frequência $f_b = 1/2T_r$. O resultado dessas medidas pode ser visto na fig. 17.



(a)



(b)

Figura 17: Espectro de radiofrequência do fotodetector na saída do laser. A frequência de repetição do laser se encontra no centro e os valores de frequência superiores são múltiplos. Note que os dobramentos de período surgem como uma frequência de valor metade da original, $f_r \sim 130$ MHz, e então $1/4$ até que o sistema entra no regime caótico, seguido do surgimento de $1/3$ da frequência original para então ressurgimento do caos. Par de Grades separadas por 2,85 cm. Par de placas de onda para acoplamento, $\lambda/2$ à 230° $\lambda/4$ à 70° . $\lambda/4$ de polarização à 8° . (a) Visão 3D. Intensidade, no eixo vertical, em gradiente de cores para comparação com a visão 2D. (b) Vista superior da figura (a)

Uma vez que o laser apresenta características típicas de sistemas caóticos, procuramos referências na literatura a fim de melhor compreender este comportamento. Neste sentido, o trabalho de Zhao et al [11] mostrou-se bastante útil. Estes autores analisaram as séries temporais geradas através de um modelo numérico para o funcionamento de um laser de modos travados em fibra de érbio (Er).

É importante destacar que, além de tratar de um laser com outro meio de ganho, a referência [11] é teórica, o que permite aos autores uma leitura detalhada das séries temporais, por exemplo. Em nosso caso, a curta duração dos pulsos gerados em nosso laser não permite uma leitura experimental com o osciloscópio. Essa limitação, porém, não nos impede de observar o máximo do pulso, que será a variável com a qual trabalharemos em nossas séries temporais.

Na figura 18 mostramos um exemplo de série temporal obtida experimentalmente com o osciloscópio. É possível observar o dobramento de período mostrado na figura 17 para uma corrente de laser de bombeio de 600 mA, que se manifesta pelo fato de que o trem de pulsos apresenta uma intensidade máxima I_{max} alternadamente alta e baixa. Embora tenha surgido também em algumas das simulações que iremos discutir adiante, ainda não conseguimos explicar a modulação observada nos picos da figura 18.

O mecanismo de travamento de modos do nosso laser de fibra é baseado na rotação não linear da polarização [24], que depende da interação entre duas polarizações do campo ao se propagar na fibra ótica. Para descrever a propagação das duas componentes com envoltórias normalizadas u e v do campo em polarizações ortogonais, seguimos o procedimento delineado por Zhao et al [11], que faz uso de equações não lineares de Schrödinger acopladas, incluindo também o ganho. As equações em questão têm a seguinte forma:

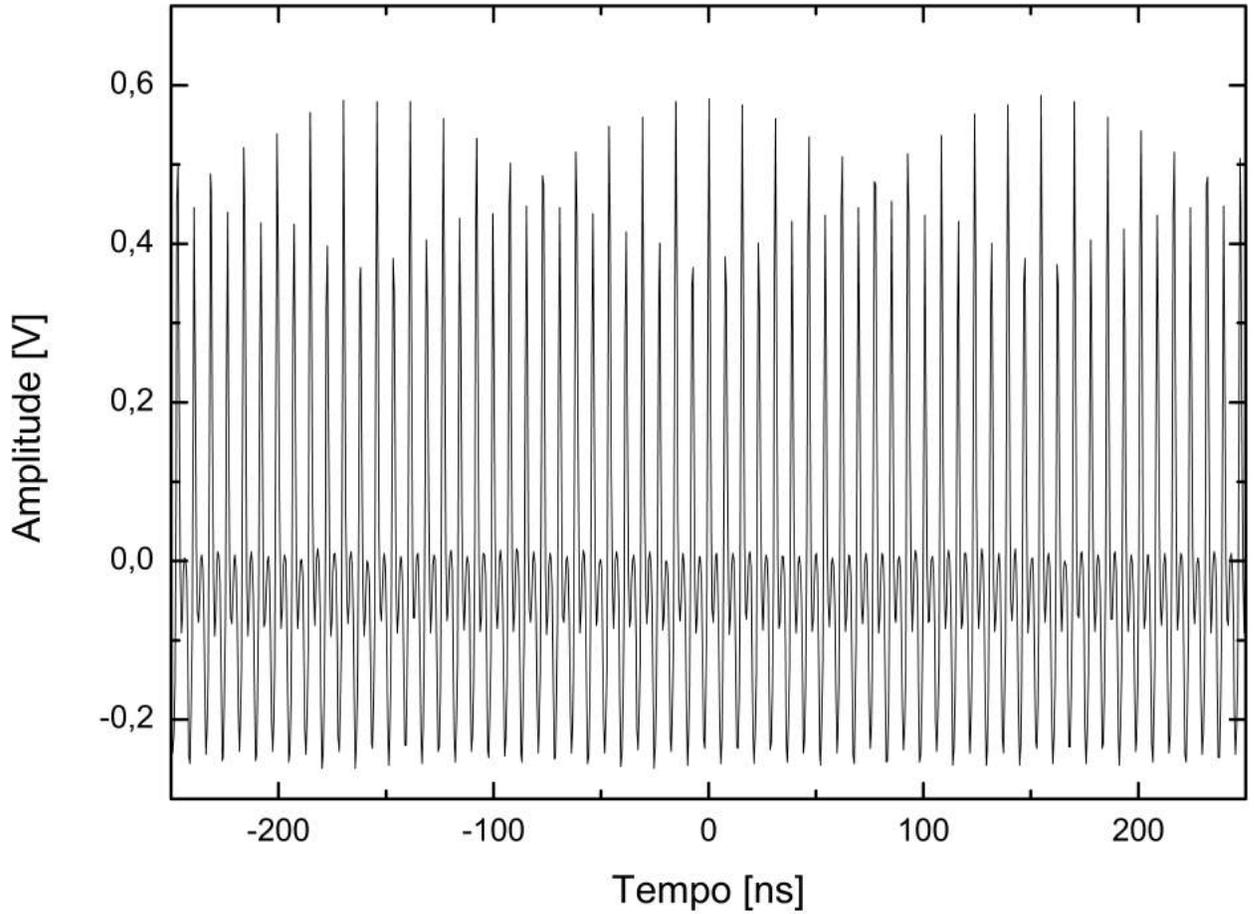


Figura 18: Trem de pulsos a partir do qual podemos construir a série temporal da intensidade máxima, I_{max} , para uma corrente de 600 mA no laser de bombeamento. Há um pulso com I_{max} alta seguido por um pulso com I_{max} baixa, correspondendo ao dobramento de período. Os valores negativos de intensidade são um artefato introduzido pela resposta do detetor. Par de Grades separadas por 2,85 cm. Par de placas de onda para acoplamento, $\lambda/2$ à 230° $\lambda/4$ à 70° . $\lambda/4$ de polarização à 8° .

$$\frac{\partial u}{\partial z} = i\Delta\beta u - \frac{1}{v_g} \frac{\partial u}{\partial t} - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + i\frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} + i\gamma \left(|u|^2 + \frac{2}{3}|v|^2 \right) u + i\frac{\gamma}{3} v^2 u^* + \frac{g}{2} u + \frac{g}{2\Omega_g} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2},$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = -i\Delta\beta v + \frac{1}{v_g} \frac{\partial v}{\partial t} - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + i\frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 v}{\partial t^3} + i\gamma \left(|v|^2 + \frac{2}{3}|u|^2 \right) v + i\frac{\gamma}{3} u^2 v^* + \frac{g}{2} v + \frac{g}{2\Omega_g} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}.$$

Na equação estão presentes alguns termos já discutidos anteriormente e outros novos. Temos $2\Delta\beta = 2\pi\Delta n/\lambda$, que é a diferença do número de onda entre os dois modos; $2\Delta(1/v_g) = 2\lambda\Delta\beta/2\pi c$ é o inverso da diferença da velocidade de grupo; β_2 é o coeficiente de dispersão;

$\beta_3 = d\beta_2/d\omega$ é o coeficiente de dispersão de terceira ordem; γ é a não linearidade da fibra. Na equação, o ganho saturado é representado por g , onde

$$g = G \cdot \text{Exp} \left[-\frac{\int (|u|^2 + |v|^2) dt}{P_{sat}} \right],$$

Ω_g é a largura de ganho do laser, G é o ganho de pequeno sinal e E_{sat} é a energia de saturação normalizada. Essas equações são gerais e não se limitam ao meio de ganho dopado com Er utilizado na referência [11].

A simulação foi reproduzida por outro estudante de mestrado, Palacios G., em Matlab, com sucesso. Foi possível obter os resultados demonstrados pela referência [11]. Entretanto, não foi possível replicar as séries temporais do nosso laser pois os pulsos do nosso sistema são ~ 100 vezes mais curtos que os da referência. Isso torna a simulação mais longa, exige mais memória RAM e capacidade de processamento do que os computadores disponíveis no laboratório eram capazes de atender.

Diante da impossibilidade de replicar os resultados computacionalmente, buscamos novos observáveis experimentais na intensidade dos pulsos do laser para tentar compreender melhor o comportamento caótico do sistema. Com esse objetivo criamos um programa em LabVIEW cujo propósito é controlar e automatizar a corrente do laser de bombeio com alta precisão, ~ 0.1 mA, e automatizar a captura de dados de todos os instrumentos: osciloscópio, analisador RF, medidor de potência e espectrômetro. Esse programa pode ser visto no Apêndice. Palacios G. criou um outro programa, em Matlab, com o propósito de mapear os picos de intensidade das séries temporais e colocá-las num diagrama em função da corrente do laser de bombeio. Para criar o diagrama um valor de corrente é escolhido, em seguida captura-se uma série temporal longa. Neste momento estávamos capturando séries com ~ 500 pulsos. O programa do Apêndice repete o procedimento para o intervalo de corrente de bombeio de interesse e depois utiliza-se o programa criado por Palacios G. para ler o valor dos picos de intensidade das séries temporais, colocando-os todos em um diagrama para cada valor de corrente específico. Desta maneira criamos os diagramas de bifurcação utilizando os valores de intensidade dos pulsos tendo a corrente de bombeio como parâmetro. Um exemplo desses diagramas pode ser visto na figura 19. Vários diagramas semelhantes a este foram gerados

para diferentes valores de acoplamento da radiação do laser de Yb para fora da cavidade. Estes diagramas apontam que a corrente (ou potência) de bombeio é um bom parâmetro para a análise do sistema pois os dobramentos de período e caos são visíveis. Além disso, podemos controlá-la com uma boa precisão.

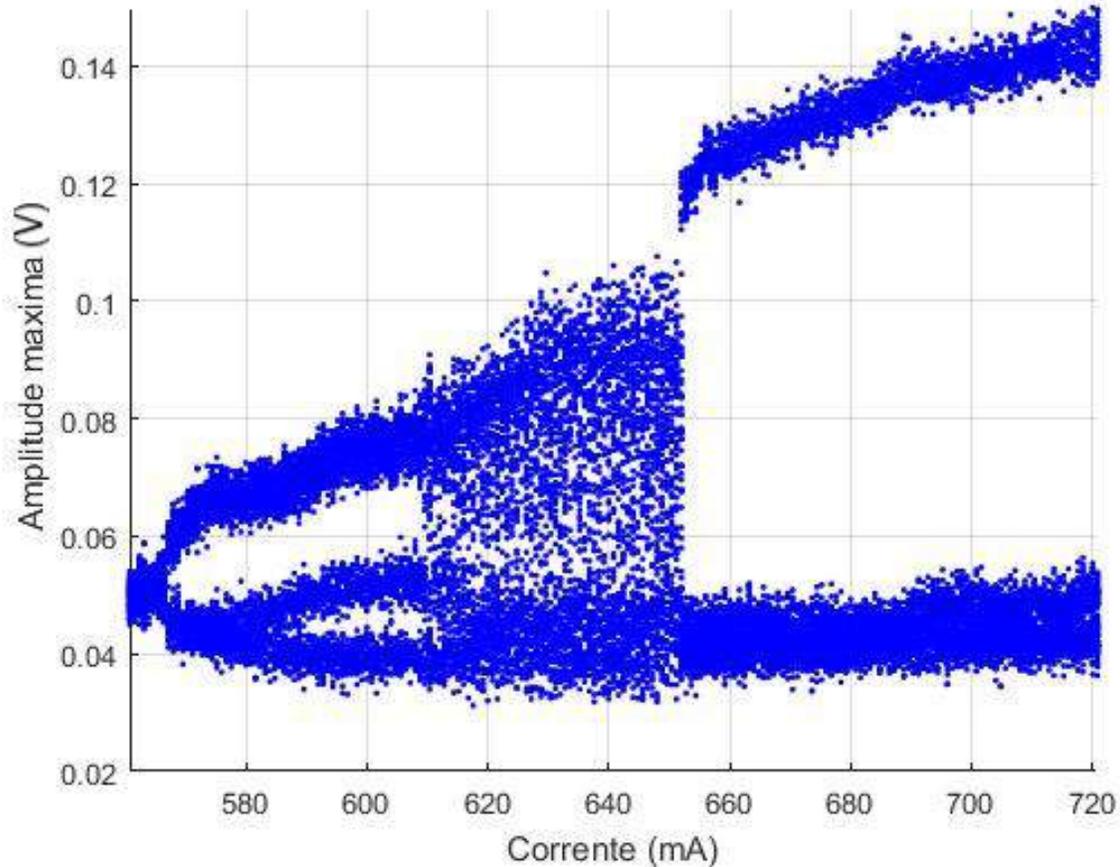
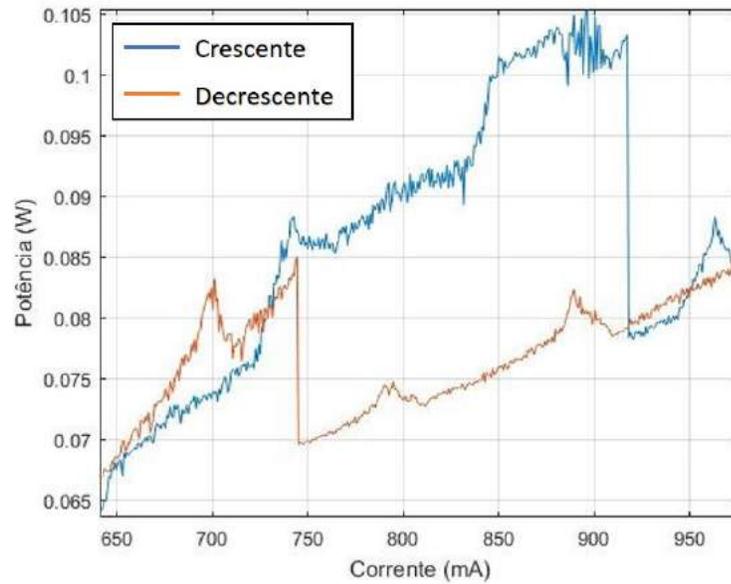


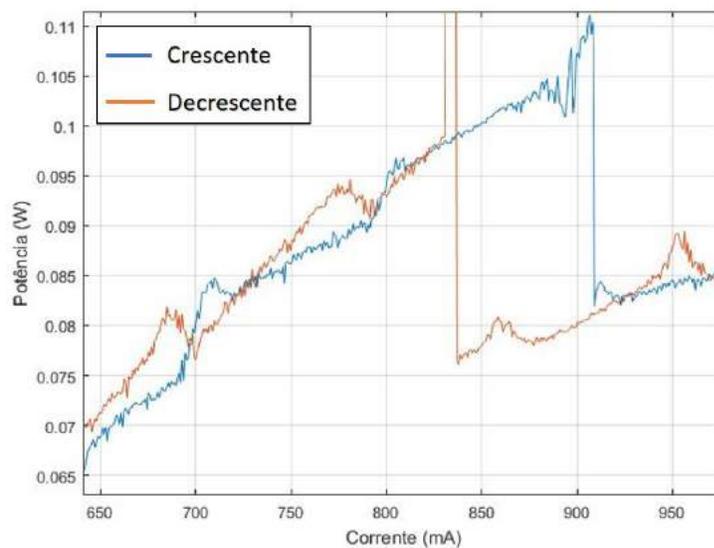
Figura 19: Diagrama de bifurcação com intensidade máxima dos pulsos no eixo vertical e corrente de bombeio no eixo horizontal. Os dobramentos de período e região caótica são bem claros. Par de Grades separadas por 2,85 cm. Par de placas de onda para acoplamento, $\lambda/2$ à 231° $\lambda/4$ à 70° . $\lambda/4$ de polarização, à 8° .

Outra medida investigada foi a histerese na intensidade média do laser, utilizando a corrente de bombeio como parâmetro de controle. Uma captura bastante nítida pode ser vista na fig. 20, reforçando o comportamento não linear do sistema. Podemos ver que no teste da histerese o laser retorna ao ponto com intensidade de corrente crescente após ter o funcionamento pulsado interrompido. Isso mostra que a histerese é real e não apenas um

artefato experimental. A potência média nas regiões onde há dobramento de período e caos é mais alta do que as regiões de funcionamento normal, mas ainda não sabemos o que causa esse efeito.



(a)



(b)

Figura 20: Potência média em função da corrente de bombeio. As regiões com potência média mais alta são as regiões de dobramento de período e caos. Par de Grades separadas por 2,85 cm. Par de placas de onda para acoplamento, $\lambda/2$ à 231° $\lambda/4$ à 70° . $\lambda/4$ de polarização, à 14° . (a) Observação da região de histerese. Há bifurcações e caos em quase todas as regiões no sentido positivo de variação de corrente, voltando para o modo normal em ~ 920 mA. Na volta, as bifurcações e caos aparecem apenas para valores de corrente abaixo de ~ 750 mA. (b) Teste da histerese. O pico de intensidade discrepante na volta indica que o laser foi interrompido com um bloqueio na realimentação e não está pulsando. Note que o laser volta a pulsar mas seu perfil de intensidade média não é o mesmo, mas igual ao da variação positiva de corrente. Esse fato indica que a histerese é real e não um artefato experimental.

Finalmente, o último procedimento que utilizamos para caracterizar a dinâmica não linear do nosso laser foi a elaboração dos mapas de Lorenz. Isto é feito fixando-se o parâmetro de controle, que no nosso caso é a corrente do laser de bombeio. Feito isso, define-se um intervalo de tempo que será utilizado para adquirir os dados. O intervalo que utilizamos foi a distância temporal entre os pulsos, $\sim 8 \text{ ns}$. A seguir fazemos o gráfico com a n -ésima medida de intensidade máxima em função da $(n-1)$ -ésima medida. O mesmo programa criado por Palacios G., utilizado para construir os diagramas de bifurcação, foi utilizado para construir os mapas de Lorenz.

Na fig. 22 é mostrado um exemplo com vários mapas de Lorenz superpostos que foram registrados para o intervalo de corrente indicado na fig. 21. Nesse intervalo de corrente o laser se encontra em regime caótico e todos os outros parâmetros estão fixos. Uma relação entre os valores dos pulsos fica clara, apesar dos pulsos serem capazes de acessar diferentes valores de intensidade.

Observando as referências [9], [10] e [8] vemos que é possível criar um mapa onde a iteração x_{n+1} do sistema pode ser descrita como $x_{n+1} = f(\alpha, x_n)$, onde α é um parâmetro. No nosso sistema, α pode ser a corrente de bombeio e x_n é o valor de intensidade do n -ésimo pulso. Então, inspirados na referência [8], utilizamos a solução $x_{n+1} = ax_n \exp(-bx_n)$, onde a e b são parâmetros, cuja forma geral pode ser vista na figura 23. Essa curva foi capaz de se ajustar a um grande número de mapas de Lorenz, indicando que nossa dinâmica pode ser semelhante a da referência [8]. Porém, não foi possível fazer o ajuste em todas as curvas geradas nas nossas observações. Além disso, esse modelo foi simplesmente emprestado da referência [8], ou seja, não entendemos qual a relação deste modelo com o laser.

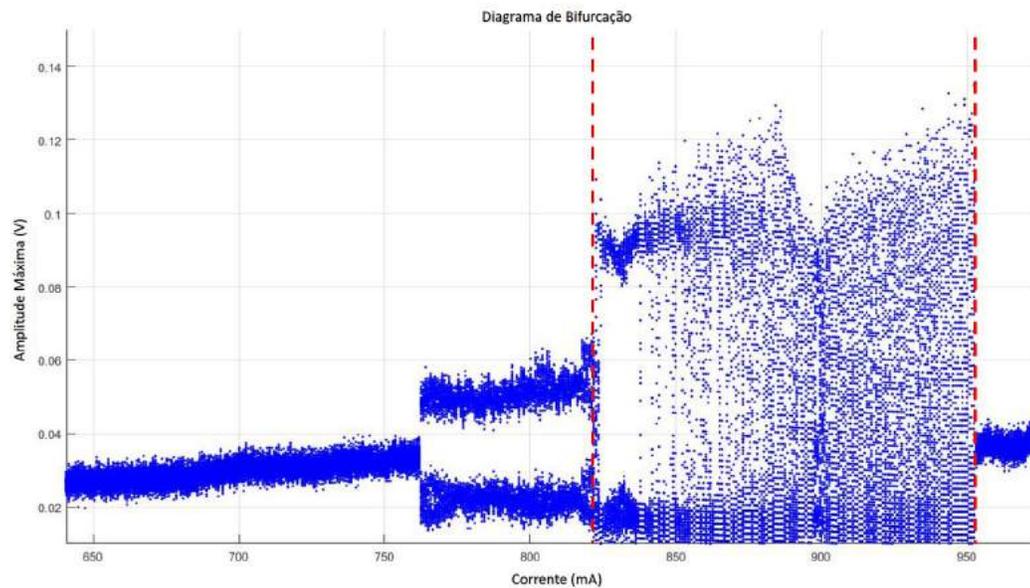


Figura 21: Diagrama de bifurcação com intervalo de corrente utilizado para construção da figura 22 em vermelho. Par de Grades separadas por 2,75 cm. Par de placas de onda para acoplamento, $\lambda/2$ à 228° $\lambda/4$ à 70° . $\lambda/4$ de polarização, à 14° .

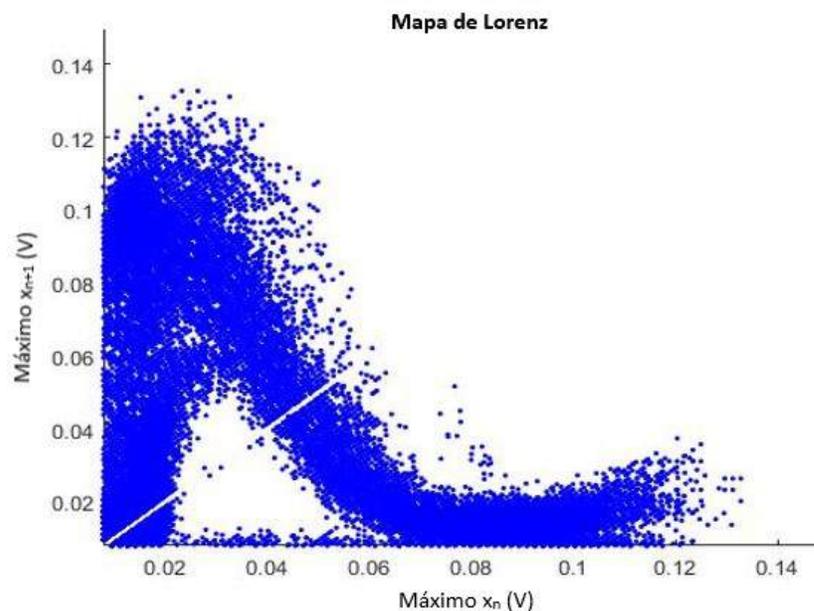


Figura 22: Superposição dos mapas de Lorenz para o intervalo de corrente indicado na fig. 22. Todos os mapas utilizados são de um intervalo de corrente onde o laser apresenta regime caótico. Note que uma curva semelhante à mostrada na fig. 23 é formada.

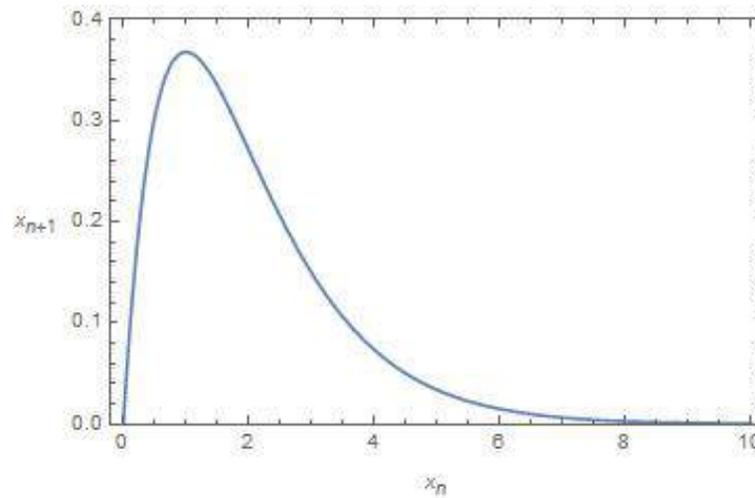


Figura 23: Forma geral do ajuste utilizado nos mapas de Lorenz, $x_{n+1} = ax_n \exp(-bx_n)$ com $a = b = 1$.

Ainda não foi possível determinarmos os coeficientes de Lyapunov nem construir os diagramas de fase do sistema. Apesar desse fato, o atrator pode ser parcialmente construído. Embora ainda não tenhamos realizado todas as medidas que pretendíamos, temos um conjunto de dados que já se mostra mais completo do que as referências de caos em laser de modos travados em fibra de Yb encontradas até então. Temos acesso a uma pequena parte do atrator, o que não se mostrou útil. Iremos prosseguir com a investigação do regime caótico no nosso laser observando a reação à variação de outros parâmetros. Na fig. 24, 25, 26 e 27 podemos ver uma sequência de diagramas de bifurcação para diversas combinações de orientações das placas de onda do nosso laser, que permitem controlar o acoplamento da radiação no interior do nosso laser para fora da cavidade, e separação entre o par de grades, que controla a dispersão efetiva da cavidade. Note que o sistema responde a variações em ambos os parâmetros, indicando que o caos no nosso sistema pode ser controlado por três parâmetros: corrente de bombeio do laser, acoplamento e dispersão efetiva.

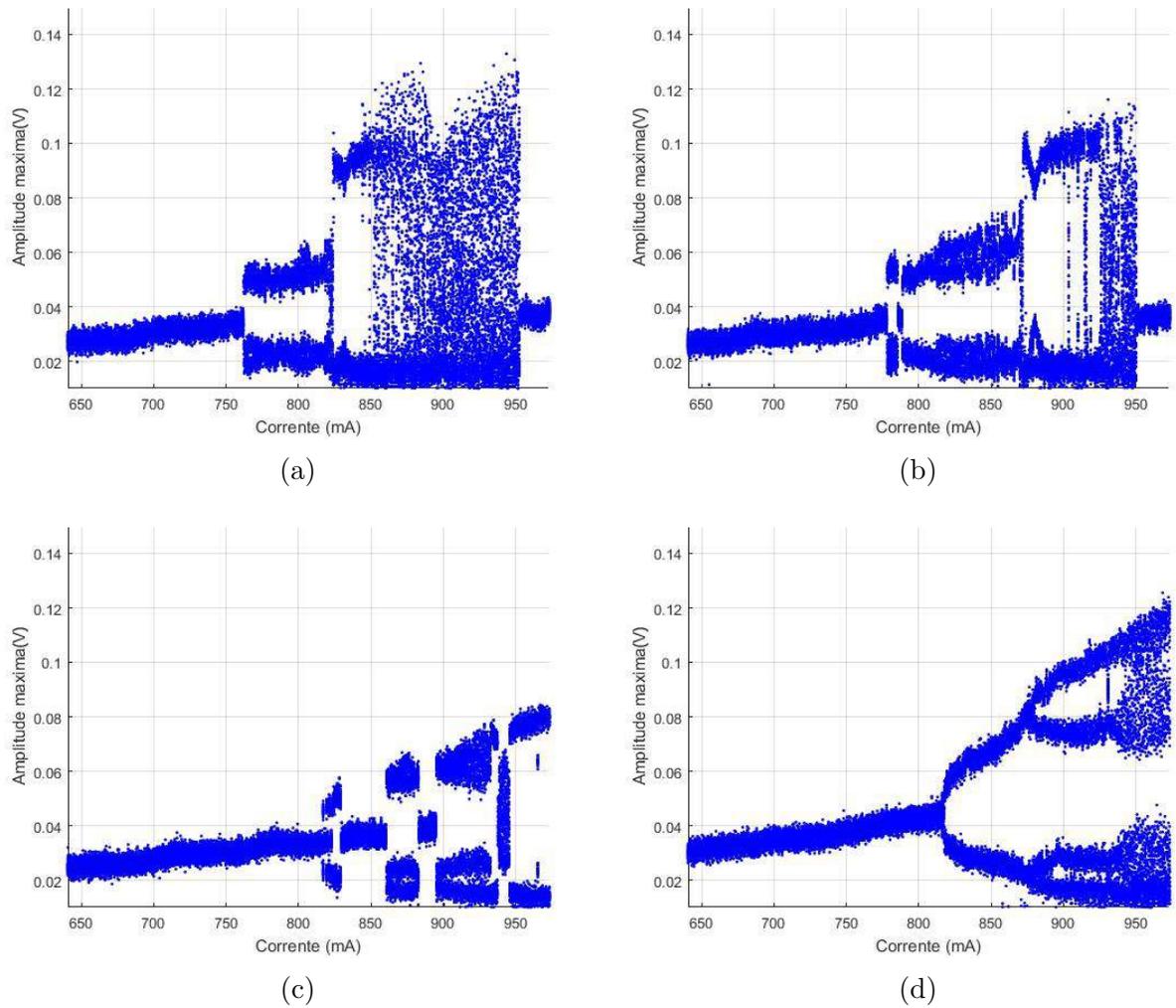


Figura 24: Diagramas de bifurcação com par de grades à 2,75 cm de separação para diferentes acoplamentos de radiação para fora da cavidade em relação a posição zero da placa de $\lambda/2$. (a) 200° . (b) 201° . (c) 202° . (d) 203° .

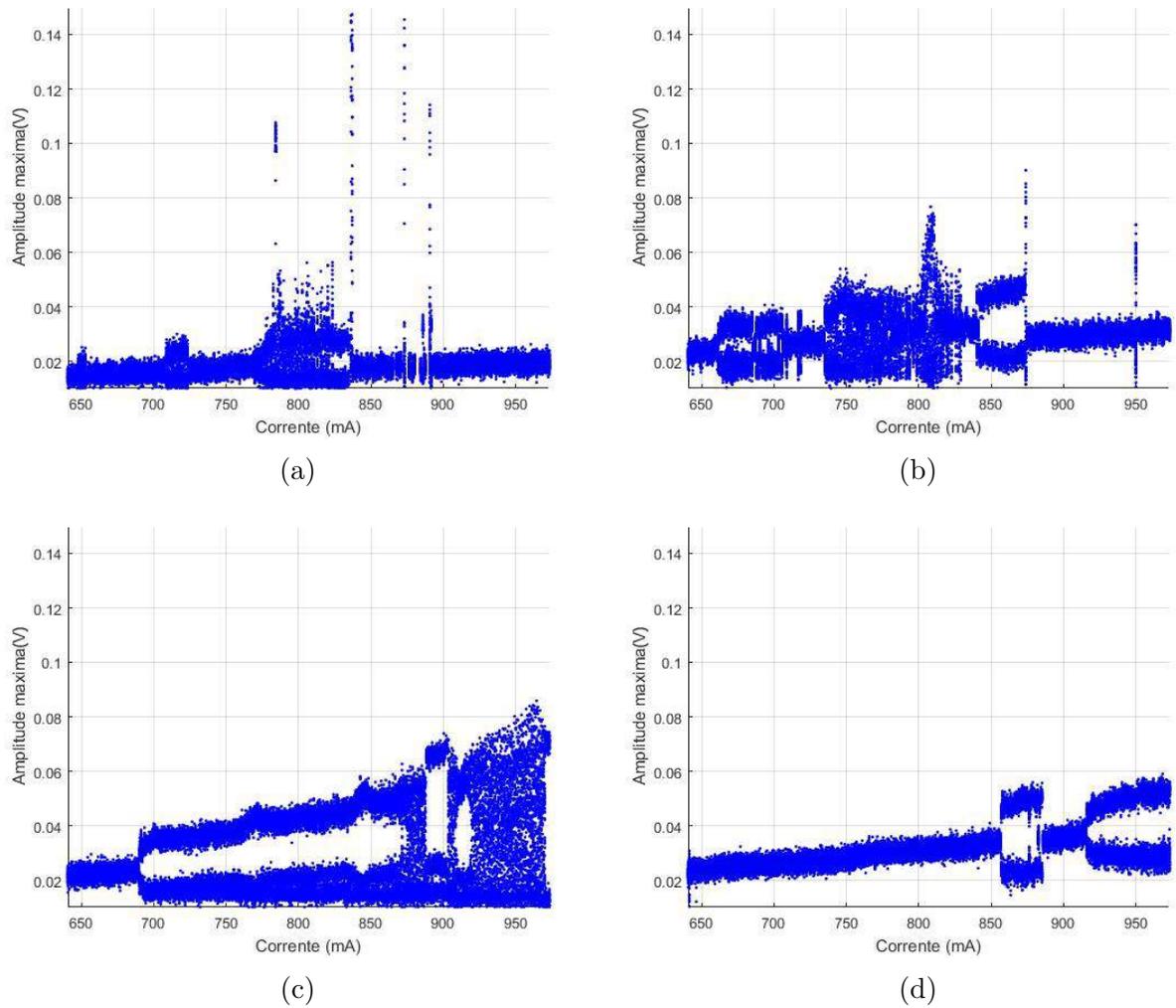


Figura 25: Diagramas de bifurcação com par de grades à 2,85 cm de separação para diferentes acoplamentos de radiação para fora da cavidade em relação a posição zero da placa de $\lambda/2$. (a)200°. (b)201°. (c)202°. (d)203°.

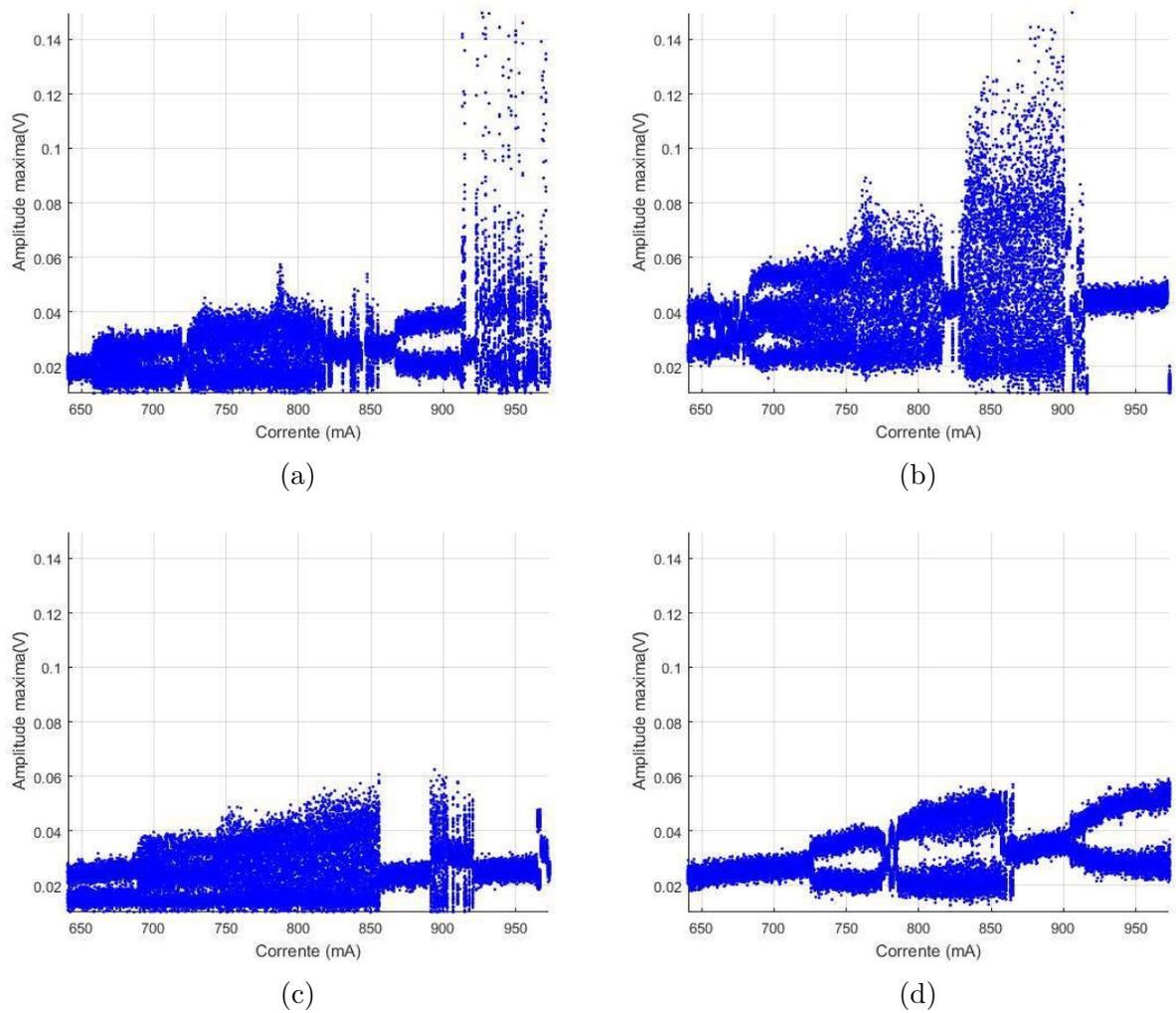


Figura 26: Diagramas de bifurcação com par de grades à 2,95 cm de separação para diferentes acoplamentos de radiação para fora da cavidade em relação a posição zero da placa de $\lambda/2$. (a) 200° . (b) 201° . (c) 202° . (d) 203° .

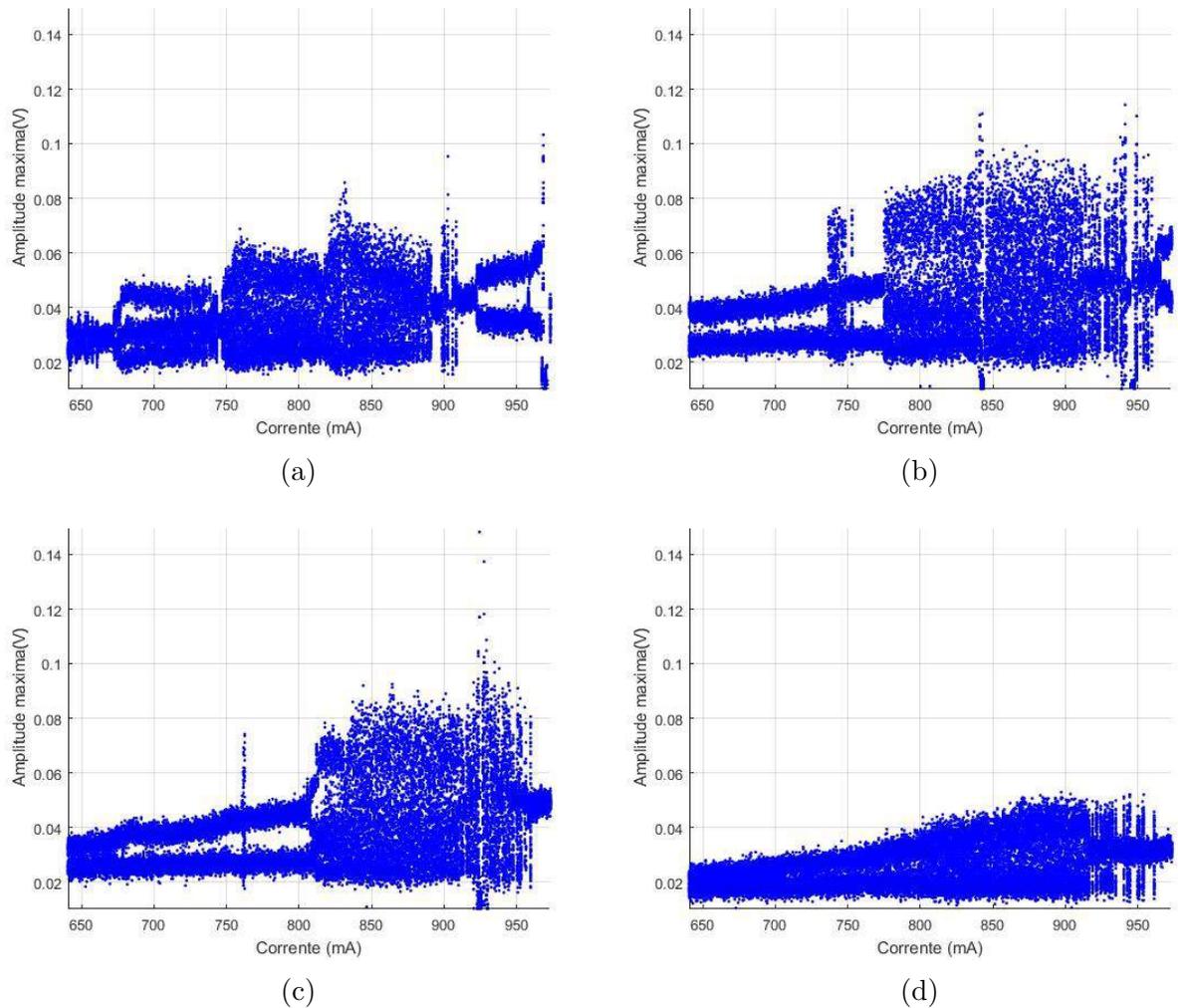


Figura 27: Diagramas de bifurcação com par de grades à 3,05 cm de separação para diferentes acoplamentos de radiação para fora da cavidade em relação a posição zero da placa de $\lambda/2$. (a)200°. (b)201°. (c)202°. (d)203°.

Ainda buscamos compreender melhor a relação entre os dados apresentados aqui e os observáveis do laser. cremos que algumas incógnitas serão esclarecidas quando pudermos realizar as simulações pois será possível compará-la com os dados experimentais. Além disso, apresentar um modelo matemático que relacione os pulsos trará um novo olhar sobre o sistema, o que deve nos ajudar a descrever a dinâmica caótica com os parâmetros experimentais do laser. Ao longo das análises do regime caótico temos recebido valiosas contribuições dos professores J.R. Rios Leite e Pedro V. Carelli.

5. Conclusões

Neste trabalho desenhamos, construímos e caracterizamos um laser de modos travados em fibra de Yb. Explicitamos os efeitos básicos presentes no sistema como auto modulação de fase, modulação de fase cruzada, rotação não linear da polarização e dispersão de velocidade de grupo. Demos detalhes sobre os materiais utilizados na construção, informando o modelo utilizado e especificações relevantes de cada elemento da montagem. Mostramos as medidas realizadas para a caracterização, explicando como foram feitas e quais informações estão contidas em cada medida. Comentamos as dificuldades que surgiram e erros cometidos, como afetam o sistema e como foram contornados. Então, seguindo o roteiro apresentado aqui, é possível ter um laser de ~ 80 mW, centrado em 1025 nm, com pulsos de ~ 140 fs e taxa de repetição de ~ 130 MHz.

Temos várias perspectivas para o aparato que construímos. A principal motivação para a construção desse laser é realizar espectroscopia e metrologia em átomos frios com pente de frequência. Para isso, é necessário estabilizar a frequência de repetição do laser. A estabilização será feita utilizando um cristal piezoelétrico, que irá corrigir o tamanho da cavidade, mantendo-o fixo. Em seguida a potência média do laser será amplificada. Isto posto, utilizaremos uma fibra de cristal fotônico para gerar um espectro com uma oitava de frequências e construiremos um interferômetro f-2f. Após a completa estabilização, esse laser será utilizado para estudar vapores atômicos e átomos frios.

Embora tenhamos o objetivo de trabalhar com espectroscopia e metrologia de átomos frios, passando por todas as etapas mencionadas acima, iremos primeiramente concluir o estudo sobre a dinâmica não linear em laser de fibra de Yb, ao qual demos início. Mostramos nesse trabalho que é possível realizar uma caracterização experimental sistemática do caos nesse laser, com um nível de detalhes maior do que o encontrado na literatura. Apresentamos uma série temporal, na qual é possível ver o dobramento de período característico do caminho para o caos determinístico. Criamos diagramas de bifurcação, que nos permitem ver todos os dobramentos de período e região com caos na intensidade dos pulsos. Mostramos bifurcações na leitura de frequência de repetição do laser, corroborando os dobramentos de período e

caos do sistema. Observamos histerese no sistema, o que confirma o caráter não linear da dinâmica do laser. Construimos mapas de Lorenz, o que nos permitiu observar uma relação entre os pulsos no regime caótico. E verificamos que também é possível usar um modelo matemático para descrever os mapas de Lorenz do sistema.

Temos um bom número de medidas que mostram as características caóticas do laser, mas a caracterização ainda não está concluída e temos perspectivas para esse estudo. Pretendemos continuar explorando o regime caótico até conseguirmos uma expressão matemática que relacione a dinâmica caótica, que se manifesta nas intensidades dos pulsos, com os parâmetros do laser. Para isso, estamos explorando outro parâmetro do laser, a dispersão, na tentativa de observar suas relações com o regime caótico. Conhecendo os parâmetros, tentaremos determinar o coeficiente de Lyapunov, que irá nos mostrar exatamente quais regiões no espaço de parâmetros são caóticas e quais não são. Com isso poderemos nos concentrar apenas no regime caótico e estudá-lo com o intuito de determinar qual modelo matemático é capaz de fazer o ajuste em todos os mapas de Lorenz que obtivemos. A partir desse modelo poderemos reconstruir o atrator, que irá confirmar a dimensão do sistema dinâmico do laser. Então, de posse de todas essas medidas, poderemos finalmente tentar relacionar o modelo caótico com a dinâmica do laser, o que trará um sentido físico para o comportamento do caos no sistema. Isso concluirá nossa análise sistemática do caos no laser de modos travados em fibra de Yb e voltaremos para o nosso objetivo principal, espectroscopia e metrologia.

Referências

- [1] Mangirdas Malinauskas, Albertas Žukauskas, Satoshi Hasegawa, Yoshio Hayasaki, Vyngantas Mizeikis, Ričardas Buividas, and Saulius Juodkazis. Ultrafast laser processing of materials: from science to industry. *Light: Science & Applications*, 5(8):e16133, 2016.
- [2] J Reichert, M Niering, R Holzwarth, M Weitz, Th Udem, and TW Hänsch. Phase coherent vacuum-ultraviolet to radio frequency comparison with a mode-locked laser. *Physical Review Letters*, 84(15):3232, 2000.
- [3] Graham Fleming. Chemical applications of ultrafast spectroscopy. 1986.
- [4] V. Cautaerts, D. J. Richardson, R. Paschotta, and D. C. Hanna. Stretched pulse yb3+:silica fiber laser. *Optics Letters*, 22(5):316–318, Mar 1997.
- [5] Gregory B Altshuler, Andrei V Erofeev, and Ilya Yaroslavsky. Fiber laser device for medical/cosmetic procedures, April 20 2004. US Patent 6,723,090.
- [6] P C M Planken, C E W M van Rijmenam, and R N Schouten. Opto-electronic pulsed THz systems. *Semiconductor Science and Technology*, 20(7):S121, 2005.
- [7] F Argoul, A Arneodo, P Richetti, JC Roux, and Harry L Swinney. Chemical chaos: from hints to confirmation. *Accounts of Chemical Research*, 20(12):436–442, 1987.
- [8] J-C Roux, Reuben H Simoyi, and Harry L Swinney. Observation of a strange attractor. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 8(1-2):257–266, 1983.
- [9] Jerry B Marion. *Classical dynamics of particles and systems*. Academic Press, 2013.
- [10] Steven H Strogatz. *Nonlinear dynamics and chaos: with applications to physics, biology, chemistry, and engineering*. Westview press, 2014.
- [11] LM Zhao, DY Tang, and AQ Liu. Chaotic dynamics of a passively mode-locked soliton fiber ring laser. *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 16(1):013128, 2006.

- [12] James E Skinner. Low-dimensional chaos in biological systems. *Nature Biotechnology*, 12(6):596–600, 1994.
- [13] Edgar E Peters. *Fractal market analysis: applying chaos theory to investment and economics*, volume 24. John Wiley & Sons, 1994.
- [14] AA Tsonis and JB Elsner. Chaos, strange attractors, and weather. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 70(1):14–23, 1989.
- [15] R Paschotta, Johan Nilsson, PR Barber, JE Caplen, Anne C Tropper, and David C Hanna. Lifetime quenching in yb doped fibres. *Optics Communications*, 136(5-6):375–378, 1997.
- [16] Y Jeong, JK Sahu, DN Payne, and J Nilsson. Ytterbium-doped large-core fibre laser with 610 W of near diffraction-limited output power. *Electronics Letters*, 40(24):1, 2004.
- [17] Zhigang Zhao and Yohei Kobayashi. Ytterbium fiber-based, 270 fs, 100 W chirped pulse amplification laser system with 1 MHz repetition rate. *Applied Physics Express*, 9(1):012701, 2015.
- [18] HM Pask, Robert J Carman, David C Hanna, Anne C Tropper, Colin J Mackechnie, Paul R Barber, and Judith M Dawes. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(1):2–13, 1995.
- [19] [https : //www.rpphotonics.com/ytterbium_doped_gain_media.html](https://www.rpphotonics.com/ytterbium_doped_gain_media.html). Ytterbium-doped gain media. Accessed: 2016-12-20.
- [20] MRA Moghaddam, SW Harun, and H Ahmad. Comparison between analytical solution and experimental setup of a short long ytterbium doped fiber laser. 2012.
- [21] Wenjuan Han, Xiaowen Chen, Linhua Xia, Shuxian Wang, Huaijin Zhang, and Junhai Liu. Continuous-wave and passive q-switching laser performance of Yb:YSGG crystal. *Optics Express*, 22(25):31404–31410, Dec 2014.
- [22] Govind P Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic Press, 2007.

- [23] Bahaa EA Saleh, Malvin Carl Teich, and Bahaa E Saleh. *Fundamentals of photonics*, volume 22. Wiley New York, 1991.
- [24] Martin Hofer, Martin E Fermann, F Haberl, MH Ober, and AJ Schmidt. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation. *Optics letters*, 16(7):502–504, 1991.
- [25] Robert K Shelton, Long-Sheng Ma, Henry C Kapteyn, Margaret M Murnane, John L Hall, and Jun Ye. Phase-coherent optical pulse synthesis from separate femtosecond lasers. *Science*, 293(5533):1286–1289, 2001.
- [26] Th Udem, J Reichert, R Holzwarth, and TW Hänsch. Absolute optical frequency measurement of the cesium d 1 line with a mode-locked laser. *Physical Review Letters*, 82(18):3568, 1999.
- [27] F Ilday, J Chen, and F Kärtner. Generation of sub-100-fs pulses at up to 200 MHz repetition rate from a passively mode-locked yb-doped fiber laser. *Optics Express*, 13(7):2716–2721, 2005.
- [28] LJ Kong, XS Xiao, and CX Yang. Low-repetition-rate all-fiber all-normal-dispersion yb-doped mode-locked fiber laser. *Laser Physics Letters*, 7(5):359, 2010.
- [29] Hongyu Yang, Aimin Wang, and Zhigang Zhang. Efficient femtosecond pulse generation in an all-normal-dispersion Yb: fiber ring laser at 605 MHz repetition rate. *Optics Letters*, 37(5):954–956, 2012.
- [30] Aimin Wang, Hongyu Yang, and Zhigang Zhang. 503mhz repetition rate femtosecond Yb: fiber ring laser with an integrated WDM collimator. *Optics Express*, 19(25):25412–25417, 2011.
- [31] Guizhong Wang, Tongxiao Jiang, Chen Li, Hongyu Yang, Aimin Wang, and Zhigang Zhang. Octave-spanning spectrum of femtosecond Yb: fiber ring laser at 528 MHz repetition rate in microstructured tellurite fiber. *Optics Express*, 21(4):4703–4708, 2013.
- [32] Hung-Wen Chen, Guoqing Chang, Shanhui Xu, Zhongmin Yang, and Franz X Kärtner. 3 ghz, fundamentally mode-locked, femtosecond yb-fiber laser. *Opt. Lett.*, 37(17):3522–3524, 2012.

- [33] Andrew Weiner. *Ultrafast optics*, volume 72. John Wiley & Sons, 2011.
- [34] Alan Wolf, Jack B Swift, Harry L Swinney, and John A Vastano. Determining Lyapunov exponents from a time series. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 16(3):285–317, 1985.

APÊNDICE - Programa de Automação

