



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
CENTRO DE CIENCIAS EXATAS E DA NATUREZA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

WESLEY FELIPE ALVES

**OBSERVAÇÃO DE QUEBRA DE SIMETRIA DE RÉPLICA EM LASER DE MODOS  
TRAVADOS**

Recife  
2023

WESLEY FELIPE ALVES

**OBSERVAÇÃO DE QUEBRA DE SIMETRIA DE RÉPLICA EM LASER DE MODOS  
TRAVADOS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para obtenção do título de mestre em Física. Área de concentração: Óptica

Orientador (a): Márcio Heraclyto Gonçalves de Miranda

Recife

2023

Catálogo na fonte  
Bibliotecária Nataly Soares Leite Moro, CRB4-1722

A474o Alves, Wesley Felipe  
Observação de quebra de simetria de réplica em laser de modos travados /  
Wesley Felipe Alves. – 2023.  
57 f.: il., fig.

Orientador: Márcio Heraclito Gonçalves de Miranda.  
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN,  
Física, Recife, 2023.  
Inclui referências.

1. Óptica. 2. Laser de modos travados. 3. Quebra de simetria de réplica. 4.  
Itérbio. 5. Fibra óptica. I. Miranda, Márcio Heraclito Gonçalves de (orientador).  
II. Título.

535.2 CDD (23. ed.) UFPE- CCEN 2023 - 145

**WESLEY FELIPE ALVES**

**OBSERVAÇÃO DE QUEBRA DE SIMETRIA DE RÉPLICA  
EM LASER DE MODOS TRAVADOS**

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. Área de concentração: Óptica.

Aprovada em: 25/08/2023.

**BANCA EXAMINADORA**

---

Prof. Dr. Marcio Heraclyto Gonçalves de Miranda  
Orientador  
Universidade Federal de Pernambuco

---

Prof. Dr. Anderson Stevens Leônidas Gomes  
Examinador Interno  
Universidade Federal de Pernambuco

---

Prof. Dr. André de Lima Moura  
Examinador Externo  
Universidade Federal de Alagoas

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço primeiramente a Deus por toda sua misericórdia, minha família que me apoiou durante todo meu trajeto, minha noiva que esteve comigo nos momentos mais difíceis, aos meus amigos pela boa companhia e o incentivo, ao meu orientador pela cobrança e insistência, e a mim por não ter desistido.

“Os que confiam no SENHOR serão como o monte de Sião, que não se abala, mas permanece para sempre.”. (1).

## RESUMO

Neste trabalho, observamos experimentalmente pela primeira vez o fenômeno de quebra de simetria de réplica no laser de modos travados em fibra dopada com itérbio. Caracterizamos o laser de bombeamento através da análise do comportamento réplicas, e garantimos as condições experimentais através da contagem da energia por réplica. Após isto, observamos três regimes fotônicos em nosso laser de itérbio, o *continuous wave* (CW), o quase modos travados e o modos travados, onde o CW apresenta réplicas simétricas, o quase modos travados apresenta quebra de simetria de réplica e o modos travados apresenta réplicas simétricas. Associamos o fenômeno de quebra de simetria de réplica com a dinâmica de flutuações das intensidades do espectro no regime de quase modos travados. Observamos uma distribuição *L-shaped* nas intensidades de dois modos surgir conforme a quebra de simetria de réplica aparece no sistema. Também repetimos o experimento para o laser de Titânio:Safira, analisando previamente o comportamento das réplicas do laser de bombeamento, e observando que o regime modos travados apresenta réplica simétrica.

**Palavras-chave:** laser de modos travados; quebra de simetria de réplica; itérbio; fibra óptica.

## ABSTRACT

In this work, we experimentally observed for the first time the phenomenon of replica symmetry breaking in the mode-locked laser in ytterbium-doped fiber. We characterize the pump laser by analyzing the behavior of the replicas, and guarantee experimental conditions by counting the energy per replica. After this, we observed three photonic regimes in our ytterbium laser, the continuous wave (CW), the quasi-mode-locked and the mode-locked, where the CW presents symmetric replicas, the quasi-mode-locked presents replica symmetry breaking and the mode-locked presents symmetric replicas. We associate the phenomenon of replica symmetry breaking with the dynamics of fluctuations of spectrum intensities in the quasi-mode-locked regime. We observe a L-shaped distribution in the intensities of two modes arise as replica symmetry breaking appears in the system. We also repeated the experiment for the Titanium:Sapphire laser, previously analyzing the behavior of the pump laser replicas, and observing that the mode-locked regime presents symmetric replicas.

**Keywords:** mode-locked laser; replica symmetry breaking; ytterbium; optical fiber.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 –	Processos de absorção (a), emissão espontânea (b) e estimulada da luz (c). .....	14
Figura 2 –	Laser simples, composto por dois espelhos e um meio de ganho. ....	15
Figura 3 –	Solução gráfica da equação de limiar. ....	15
Figura 4 –	Evolução da emissão de um laser da emissão espontânea à emissão estimulada. ....	16
Figura 5 –	Diagrama de níveis do $Yb^{+3}$ . A seta azul representa a absorção, as setas em vermelho representam a emissão. ....	17
Figura 6 –	Seção de choque em $10^{-25} m^2$ por comprimento de onda para fibra dopada com $Yb^{+3}$ . ....	18
Figura 7 –	Ganho de emissão espontânea amplificada por comprimento de onda para lasers em fibra de itérbio bombeado em 975 nm. .	19
Figura 8 –	Efeito da dispersão num pulso óptico. ....	20
Figura 9 –	Alargamento espectral de um pulso óptico em diferentes $\phi_{NL}$ . ....	22
Figura 10 –	Efeitos da GVD e da SPM na largura espectral e temporal de pulsos ópticos. ....	22
Figura 11 –	Alargamento espectral de dois pulsos superpostos. ....	24
Figura 12 –	Ilustração da quebra de simetria espontânea. ....	27
Figura 13 –	Representação de um sistema ferromagnético (a) e paramagnético (b). ....	30
Figura 14 –	Representação de um regime vidro de spin, e da frustação de um spin. ....	31
Figura 15 –	Esquema experimental e equipamentos. ....	34
Figura 16 –	Esquema experimental da caracterização. ....	36
Figura 17 –	Painel de controle feito no LabVIEW. ....	36
Figura 18 –	Diagrama de blocos do programa feito em LabVIEW. ....	37
Figura 19 –	Curva de calibração do laser de bombeamento. ....	38
Figura 20 –	Espectro do laser de modos travados em fibra dopada com itérbio. ....	40
Figura 21 –	$P(q)$ para algumas correntes do laser de bombeamento. ....	42

Figura 22 – $P(q)$ antes e depois do uso do critério de seleção de 1,5% na potência de 528 mA. ....	43
Figura 23 – Valor numérico de energia das réplicas pelo tempo de aquisição em 528 mA. ....	44
Figura 24 – Espectro do laser de bombeamento em (a), correlação de Pearson do laser de bombeamento (b), ambas figuras são da corrente 528 mA. ....	44
Figura 25 – Regimes acessados em função da corrente do laser de bombeamento. O regime CW em vermelho, o QMT em verde, o MT em azul, e regimes com dinâmicas não lineares em amarelo. ....	46
Figura 26 – $ q_{max} $ em função da energia do pulso. Na região vermelha está o regime abaixo do limiar da emissão Random Laser (RL), e na região verde está o regime de emissão Random Laser (RL). ....	47
Figura 27 – $ q_{max} $ em função da potência do laser de bombeamento. ....	47
Figura 28 – Espectros dos regimes analisados. ....	48
Figura 29 – $P(q)$ de (a) - (c) e a correlação de Pearson de (d) - (f) dos regimes analisados. ....	49
Figura 30 – Distribuição das intensidades na potência 260 mW do modo $\lambda_1$ (a) e $\lambda_2$ (b). Mapa de calor da distribuição de intensidades dos modos $\lambda_1$ (c), $\lambda_2$ (d) e nos dois combinados (e) em função da potência de bombeamento em todos os regimes analisados. ....	50
Figura 31 – Esquema experimental da coleta do laser de bombeamento do Ti:Safira. ....	52
Figura 32 – $P(q)$ do laser CW de bombeamento do Ti:Safira. ....	52
Figura 33 – $P(q)$ no laser Ti:safira em regime de MT. ....	53

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASE	Emissão espontânea amplificada
CW	Onda contínua
GVD	Dispersão de velocidade de grupo
MT	Modos travados
QMT	Quase modos travados
QSR	Quebra de simetria de réplica
RL	Laser aleatório
RNP	Rotação não linear da polarização
RS	Réplica simétrica
SPM	Automodulação de fase
XPM	Modulação de fase cruzada
Yb	Itérbio

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO .....</b>	<b>12</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA .....</b>	<b>14</b>
2.1	O LASER .....	14
2.2	ROTAÇÃO NÃO LINEAR DA POLARIZAÇÃO .....	19
2.2.1	<i>Dispersão de velocidade de grupo .....</i>	<i>20</i>
2.2.2	<i>Automodulação de fase.....</i>	<i>21</i>
2.2.3	<i>Modulação de fase cruzada .....</i>	<i>23</i>
2.3	REGIMES DE OPERAÇÃO.....	24
2.4	PARÂMETRO DE CORRELAÇÃO DE PARISI .....	25
2.4.1	<i>Noções gerais e significado físico .....</i>	<i>25</i>
2.4.2	<i>Cálculo do parâmetro de Parisi .....</i>	<i>28</i>
2.4.3	<i>Parâmetro de correlação de Pearson.....</i>	<i>29</i>
2.4.4	<i>Analogia ao magnetismo.....</i>	<i>29</i>
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA EXPERIMENTAL .....</b>	<b>32</b>
3.1	DESCRIÇÃO DO LASER DE MODOS TRAVADOS EM FIBRA DE YB .....	33
3.2	CARACTERIZAÇÃO DO LASER DE BOMBEAMENTO.....	35
3.2.1	<i>Aquisição de réplicas do laser de bombeamento .....</i>	<i>38</i>
3.2.2	<i>Travamento do laser de Yb .....</i>	<i>39</i>
3.2.3	<i>Aquisição de réplicas do laser de modos travados.....</i>	<i>40</i>
<b>4</b>	<b>RESULTADO E DISCUSSÃO.....</b>	<b>42</b>
4.1	ANÁLISE DO LASER DE BOMBEAMENTO .....	42
4.2	ANÁLISE DOS REGIMES DO LASER DE YB.....	45
4.3	ANÁLISE DOS MODOS TRAVADOS DO LASER DE TITÂNIO:SAFIRA.....	51
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO .....</b>	<b>54</b>
	<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>56</b>

## 1 INTRODUÇÃO

O termo “laser” vem de um acrônimo em inglês que é “light amplification by stimulated emission of radiation”. Em 1917, Albert Einstein descreveu o processo de emissão estimulada, e as primeiras patentes de lasers surgiram em 1958. Desde então, diversos desenhos e usos foram propostos, com ampliações em diversos comprimentos de onda, em regimes de operações diversos, passando do regime de onda contínua para regimes pulsados dos mais diversos tipos, com diversas aplicações na comunicação, medicina, indústria, metrologia, espectroscopia e área militar (2).

Dentre esses lasers está o laser de modos travados em fibra óptica. Este tipo de laser produz um trem de pulsos ultracurtos na faixa de picossegundos até femtossegundos. Isso se dá graças a relação fixa de fase entre os modos longitudinais permitidos dentro da cavidade, que oscilam de maneira construtiva para gerar esses pulsos. O mecanismo que faz os modos trabalharem juntos são acessados através de efeitos não lineares. Há várias maneiras de se obter o regime de modos travados (MT), mas a maneira mais comum nos lasers de fibra óptica é com o uso da rotação não linear da polarização (RNP) (3).

A quebra de simetria de réplica (QSR), apresentada por Giorgio Parisi, é uma ferramenta que vem sendo utilizada no estudo de sistemas complexos, onde há coexistência de muitas fases, e tem aplicações em várias áreas, com destaque em sistemas magnéticos desordenados, como o vidro de spin (4). Recentemente sua observação experimental em sistemas fotônicos, veio nos trabalhos de Ghofraniha e Gomes (5; 6), através da medição direta das flutuações de um sistema fotônico chamado laser aleatório (RL). No entanto, o fenômeno da QSR se manteve inexplorado para o laser de modos travados em fibra óptica.

Este trabalho junta o interesse de entender os fenômenos não lineares e a complexidade presentes no laser de modos travados em fibra dopada com itérbio, através do uso do parâmetro de Parisi e analisando estatisticamente nosso sistema através do parâmetro de correlação de Pearson, uma ferramenta conhecida na área de estatística, usada para medir correlações lineares e covariância de duas variáveis.

No capítulo 2 apresentarei os conceitos básicos necessários, começando com o princípio de funcionamento de um laser e os efeitos que são necessários para a

operação em MT, os regimes de operação do nosso laser, o parâmetro de Parisi e a QSR, o parâmetro de Pearson e com as analogias da óptica com o magnetismo. No capítulo 3 descreverei o aparato experimental e metodologia usada para a aquisição de dados. No capítulo 4 mostrarei os resultados das análises dos dados obtidos, fazendo analogias do nosso sistema óptico com sistemas magnéticos. Por fim no capítulo 5 apresentarei a conclusão, resumindo o principal resultado do meu trabalho, e apresentando algumas perspectivas para próximos trabalhos.

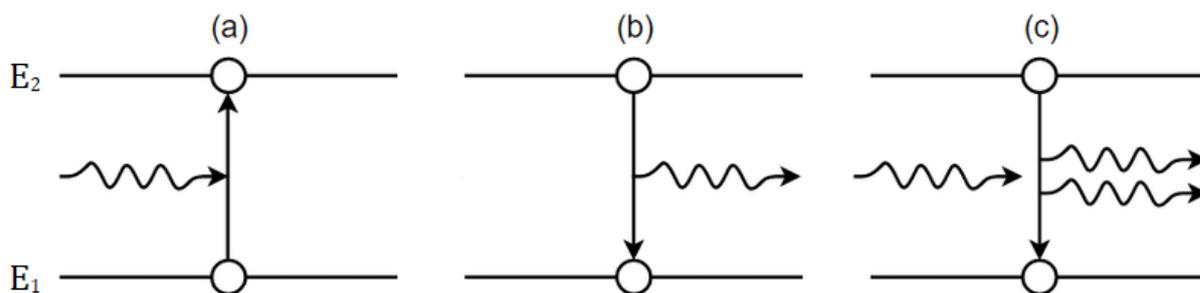
## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1 O LASER

O princípio de funcionamento de um laser é descrito pelos processos de emissão espontânea, absorção e emissão estimulada. Quem identificou esses processos foi Einstein, assumindo a hipótese quântica de que o átomo recebe um pacote de energia,  $E = h\nu$ , com o átomo tendo níveis de energia discretos, o fundamental  $E_1$  e o excitado  $E_2$ .

Na figura 1 podemos ver uma representação dos três processos identificados por Einstein.

Figura 1 - Processos de absorção (a), emissão espontânea (b) e estimulada da luz (c).

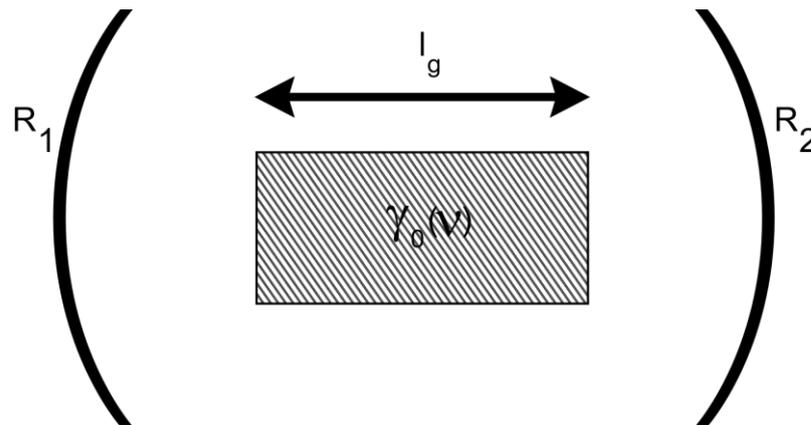


Fonte: O autor (2023).

No processo (a) um átomo absorve um pacote de energia e vai do estado fundamental para o estado excitado. A partir disso o átomo pode sofrer dois processos de emissão. A emissão espontânea (b) é quando o átomo emite um fóton espontaneamente, voltando ao estado fundamental. A emissão estimulada (c) é quando o átomo emite um fóton estimulado pelo campo, nessa emissão, o fóton estimulado tem a mesma frequência, fase, polarização e se propaga na mesma direção do campo que induziu o átomo a emitir.

Mas o que determina a frequência de oscilação de um laser? Há limitações para o quanto um laser pode oscilar? Há muito mais detalhes e aprofundamento nesse tema, a discussão a seguir podem ser encontradas de forma mais aprofundada na referência (7), aqui, nos limitaremos ao entendimento básico de funcionamento. Para responder essas questões, vamos levar em consideração, um laser simples, composto por um meio com coeficiente de ganho por comprimento  $\gamma_0(\nu)$  e de tamanho  $l_g$ , entre dois espelhos com refletividade  $R_1$  e  $R_2$ , representado na figura 2.

Figura 2 - Laser simples, composto por dois espelhos e um meio de ganho.



Fonte: O autor (2023).

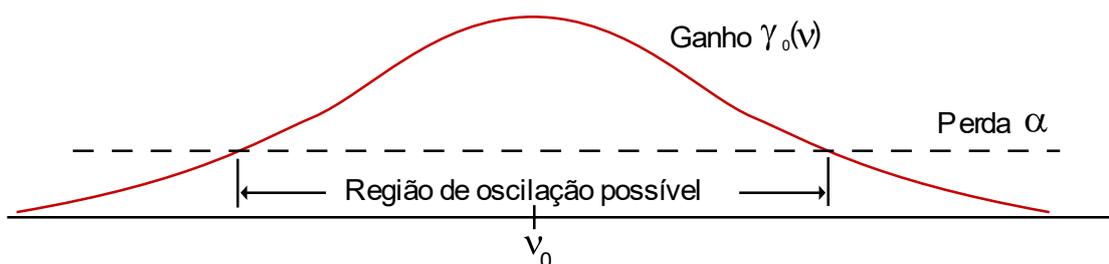
O ganho de pequeno sinal desse sistema é  $G_0 = \exp[\gamma_0(\nu)l_g]$ . Para que tenha oscilação, é necessário ter mais ganho que perdas, o que define um limiar de oscilação. Esse limiar depende das perdas dos componentes da cavidade versus a curva de ganho, logo, a condição de oscilação é,  $R_1R_2 \exp[2\gamma_0(\nu)l_g] \geq 1$ , que pode ser reescrita como

$$\gamma_0(\nu) \geq \frac{1}{2l_g} \ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right) = \alpha, \quad (1)$$

Sendo  $\alpha$  o coeficiente de perda por comprimento. No caso, o sistema poderá oscilar nas frequências em que a inequação (1) for satisfeita.

Para entendermos de maneira simples, vamos observar uma solução gráfica da equação (1). Na figura 3, podemos ver uma representação gráfica de  $\gamma_0(\nu)$  e  $\alpha$  para uma transição alargada de forma homogênea, com uma frequência central  $\nu_0$ . Onde a curva de ganho é  $\gamma_0(\nu) > \alpha$ , é a região onde é possível o laser oscilar.

Figura 3 - Solução gráfica da equação de limiar.



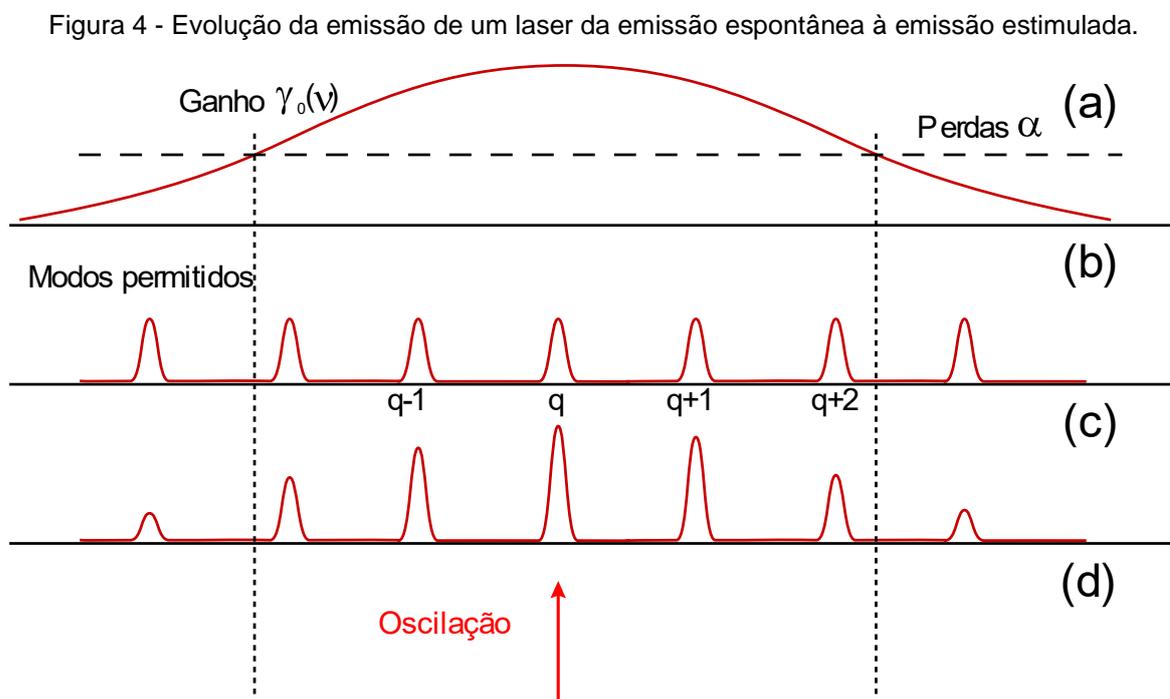
Fonte: O autor (2023).

Graças a curva de ganho, provida pelo meio de ganho, apenas alguns modos da cavidade serão permitidos. Na figura 4(b) temos os  $q$  modos ressonantes da cavidade. Vemos que apenas alguns modos estão dentro da região em que a

oscilação é possível.

Na figura 4(c) temos a representação da emissão inicial do laser. Antes do limiar de oscilação, o campo elétrico dentro dos modos da cavidade é formado por emissão espontânea. Podemos ver uma modulação no espectro devido ao formato de  $\gamma_0(\nu)$ .

Uma vez que há energia no sistema, a emissão estimulada pode começar a tomar conta, adicionando energia em uma fase, polarização, frequência, direção de forma coerente ao campo. Como o fator de ganho é exponencial, após poucas voltas desses fótons na cavidade, os modos ressoantes com maior fator ganho versus perda são amplificados. Após o sistema evoluir até a etapa final, temos o espectro na forma da figura 4(d).



Fonte: O autor (2023).

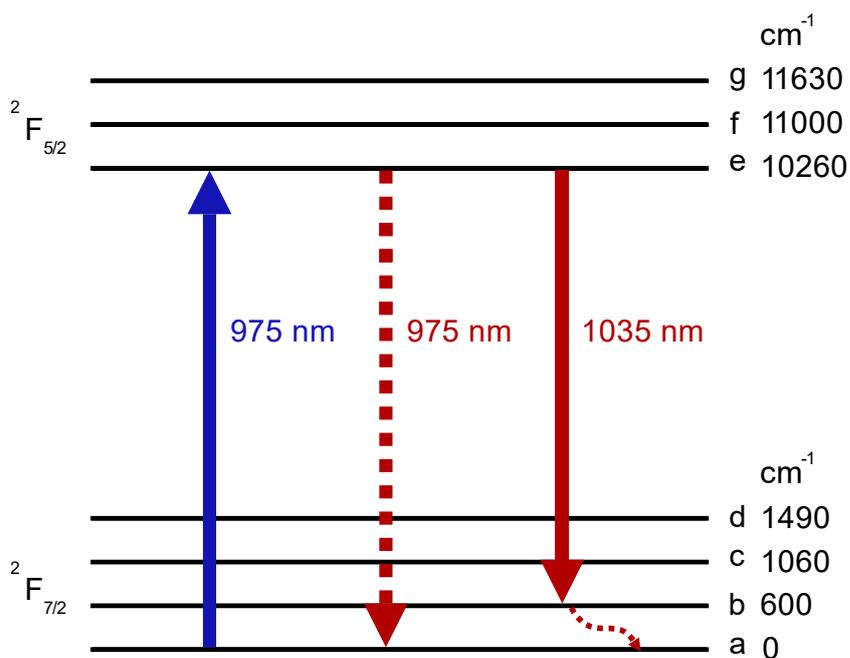
Suponha que o modo  $q$  tenha um ganho de 4 e o modo  $q + 1$ , um ganho de 2, e a intensidade do campo seja a mesma nos dois modos. Depois de 5 voltas na cavidade e passar pelo meio de ganho 10 vezes, o modo  $q$  cresce com um fator de  $10^6$ , enquanto o modo  $q + 1$  cresce com fato  $10^3$ . Na prática, a amplitude de todos os outros modos são invisíveis em comparação com o modo  $q$ .

Essa discussão pode ser vista com mais detalhes na referência (7), mas o que discuti aqui é o suficiente para o entendimento básico do funcionamento de um laser simples. Agora, iremos seguir com o sistema utilizado em nosso trabalho.

As maneiras de um laser operar de forma estável e consistente são diversas, mas limitaremos a discussão para os lasers de fibra, que é o sistema usado nesse trabalho.

Nosso laser é construído em fibra óptica dopada com íons de itérbio ( $Yb^{+3}$ ). As vantagens desse tipo de laser é o meio flexível, uma potência de saída maior comparada a outros lasers e fácil dissipação de calor. O nosso dopante em particular tem características que o tornam atrativo graças a sua alta eficiência de operação (8). Vamos começar estudando o diagrama de níveis do  $Yb^{+3}$  na figura 5.

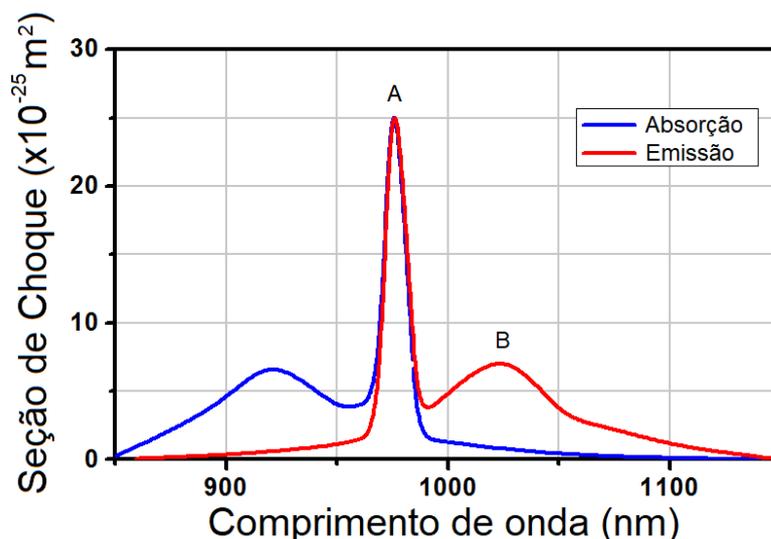
Figura 5 - Diagrama de níveis do  $Yb^{+3}$ . A seta azul representa a absorção, as setas em vermelho representam a emissão.



Fonte: O autor (2023).

Esse diagrama é para  $Yb^{+3}$  em fibra de germano-silicato, o nível  ${}^2F_{7/2}$  tem 4 subníveis e o nível  ${}^2F_{5/2}$  tem 3 subníveis, esses subníveis são causados pelo itérbio estar na forma de íon, pois o campo elétrico causa um efeito conhecido como efeito Stark, que quebra a degenerescência do nível e os separa (8). As transições utilizadas em nosso laser estão representadas pelas setas, a transição que será bombeada está representada pela seta em azul, a seta vermelha listrada é a emissão que tem o mesmo comprimento de onda que o bombeamento e a seta vermelha é a emissão laser planejada.

Figura 6 - Seção de choque em  $10^{-25} \text{ m}^2$  por comprimento de onda para fibra dopada com  $\text{Yb}^{+3}$ .



Fonte: Adaptado das referências (8; 9; 10).

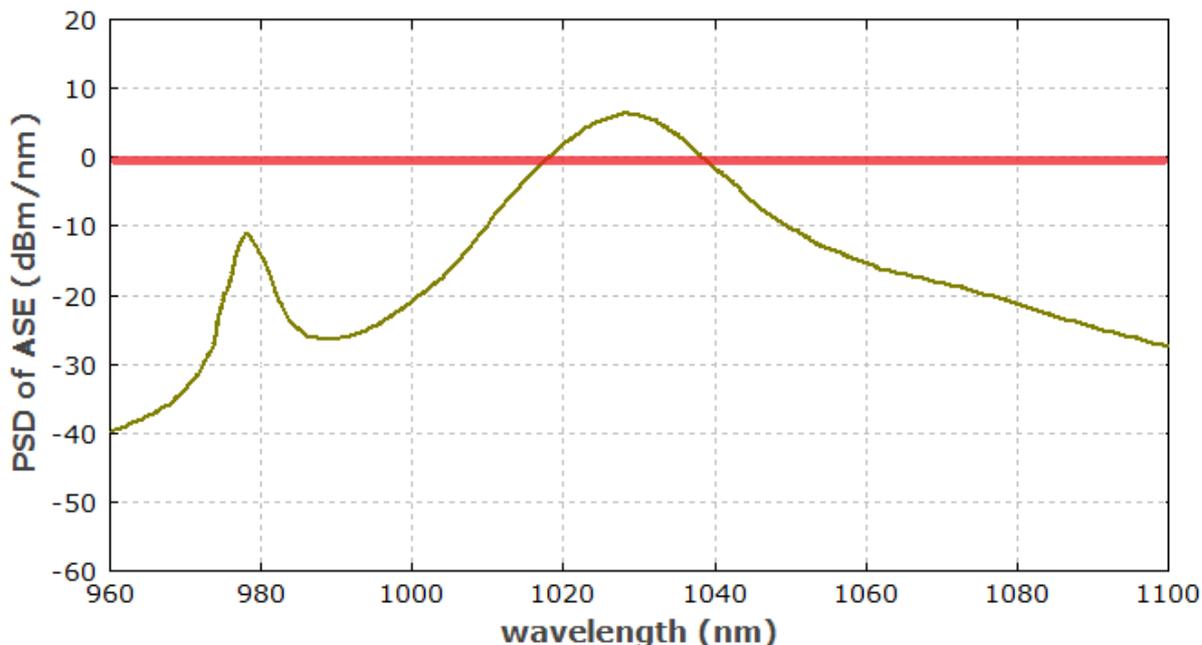
Na figura 6 temos a seção de choque da absorção em azul e da emissão em vermelho. Também podemos ver o maior pico (A) na absorção e na emissão, que são correspondentes as transições de  $a \leftrightarrow e$ . No segundo maior pico de emissão (B), temos uma emissão em 1025 nm, sua largura a meia altura é maior, pois corresponde as transições  $e$  para  $b$ ,  $c$  e  $d$  (8).

A transição do nível  $a \rightarrow e$  de 975 nm, será onde bombearemos o Yb para o nível excitado. Do nível  $e \rightarrow b$  de 1035 nm, é onde ocorrerá nossa emissão laser. Do nível  $b \rightarrow a$  temos uma relaxação térmica, com comprimento de onda de  $\sim 17\mu\text{m}$ . A temperatura ambiente pode excitar átomos entre os níveis  $a$  e  $b$ , por isso o sistema se comportará como quase três níveis com defeito quântico de aproximadamente 6% (11).

Como o sistema é quase três níveis, significa que o meio pode não absorver completamente o bombeio, e há perdas significativas por emissão espontânea (11). Na prática, isso irá influenciar na eficiência do sistema, e podemos esperar um leve efeito de emissão espontânea amplificada em  $\sim 1030$  nm, como apresentado na referência (12).

Ainda na referência (12), são feitos testes de ganho de emissão espontânea amplificada (ASE, acrônimo em inglês de *amplified stimulated emission*) para 3 metros de fibra dopada com Yb em diferentes bombeamentos. Na figura 7, podemos ver que, para bombeamento em 975 nm, há ganho da ASE em alguns comprimentos de onda.

Figura 7 - Ganho de emissão espontânea amplificada por comprimento de onda para lasers em fibra de itérbio bombeado em 975 nm.



Fonte: Adaptado da referência (12).

No eixo vertical da figura 7, temos o ganho da densidade espectral de energia (PSD, acrônimo em inglês power spectral density) da ASE em dBm/nm, pelo comprimento de onda. A curva é o ganho líquido para cada comprimento de onda pela ASE, em unidade de dBm/nm.

A linha vermelha na horizontal indica o limiar de ganho líquido maior que 1 mW, e podemos ver que há ganho líquido entre 1020 nm e 1040 nm aproximadamente. Essa informação será importante mais a frente, pois queremos discriminar os regimes de operação do nosso sistema.

A próxima coisa importante a se falar é sobre a região de ganho de oscilação laser no nosso sistema. Como é isso no laser em fibra óptica com itérbio? Basicamente, é intenso em 976 nm e forte em 1030.

## 2.2 ROTAÇÃO NÃO LINEAR DA POLARIZAÇÃO

A RNP é a mudança da direção da polarização da luz na fibra que depende da intensidade da luz. A origem desse efeito é a automodulação de fase e a modulação cruzada de fase, como também birrefringência na fibra óptica, que causam atrasos na fase dos modos. Estes dois efeitos, combinados com a dispersão de velocidade de grupo negativa, podem levar o sistema laser a entrar num regime pulsado, chamado de regime MT. Veremos a descrição desses efeitos separadamente

nas seções a seguir.

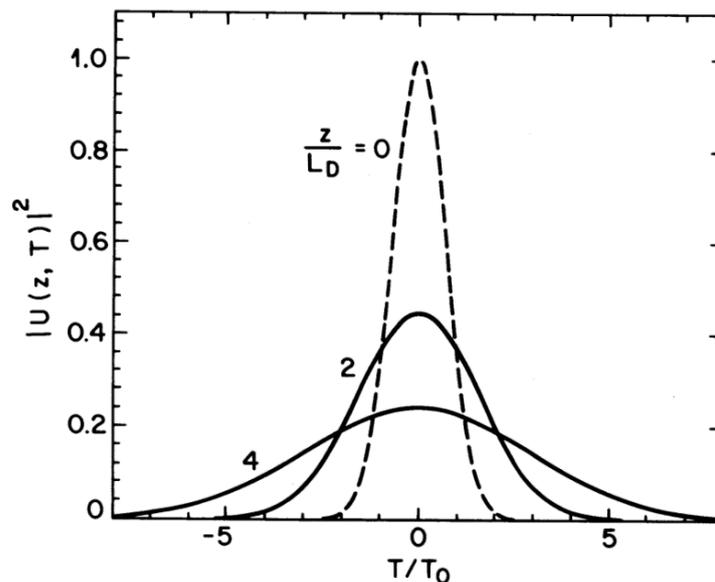
### 2.2.1 Dispersão de velocidade de grupo

Conforme o pulso atravessa um meio, ele inevitavelmente sofrerá perdas, tanto que é comum modelar pulsos por um envelope normalizado. Para a dispersão de velocidade de grupo (GVD, do acrônimo em inglês, group velocity dispersion), dado o formato do envelope normalizado do pulso,  $U(z, T)$  e sua transformada de Fourier  $U(z, \omega)$ , ao se propagar num meio dispersivo, o pulso sofre atrasos na fase da forma:

$$U(z, \omega) = U(0, \omega) e^{i\frac{\beta_2}{2}\omega^2 z},$$

onde  $U(0, \omega)$  é o formato espectral normalizado inicial do pulso,  $\omega$  a frequência,  $z$  a distância de propagação e  $\beta_2$  é a dispersão cromática. A equação acima mostra como a dispersão por velocidade de grupo muda a fase de cada componente espectral  $\omega$  pela distância  $z$  percorrida, mas não há alteração no formato espectral (13). Se o parâmetro de alargamento for  $\beta_2 > 0$ , chamamos de dispersão normal, o pulso se alargará temporalmente, se  $\beta_2 < 0$ , chamamos de dispersão anômala, o pulso irá se contrair temporalmente.

Figura 8 - Efeito da dispersão num pulso óptico.



Fonte: Retirado da referência (13).

Na figura 8, temos uma representação da GVD com dispersão normal,  $\beta_2 > 0$ . Com  $U(z, T)$  a amplitude do pulso normalizado,  $z/L_D$  a distância relativa percorrida pelo pulso, sendo  $L_D$  o comprimento característico de dispersão. Na linha pontilhada

temos o formato inicial do pulso, e conforme ele se propaga com  $z = 0, L_D, 2L_D$  e  $4L_D$ , alarga temporalmente cada vez mais.

### 2.2.2 Automodulação de fase

A automodulação de fase (SPM, do acrônimo em inglês, self phase modulation) é um atraso da fase causado por efeitos não lineares acessado através de altas intensidades. Ele promove os seguintes efeitos: deslocamento de fase, geração de frequências instantâneas com o alargamento da forma espectral, e efeito de autofocalização.

Na equação abaixo temos o deslocamento de fase não linear dependente da intensidade (13),

$$\phi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 \left( \frac{L_{eff}}{L_{NL}} \right).$$

Onde  $L$  é o comprimento de propagação na fibra,  $T$  é o tempo no referencial do pulso,  $|U(0, T)|$  é a amplitude normalizada inicial,  $L_{NL}$  é o comprimento característico de efeito não linear e  $L_{eff}$  é a distância efetiva percorrida pelo pulso por conta das perdas. Se não existirem perdas na propagação pela fibra, então  $L_{eff} = L$ .

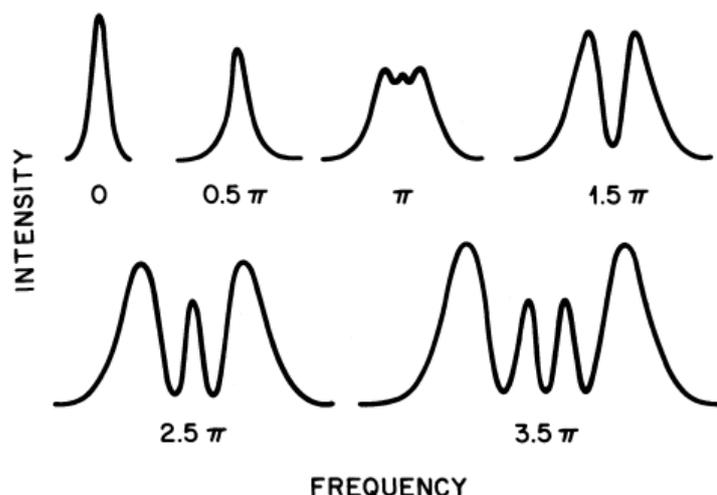
As mudanças na fase por si só não alteram o formato do pulso, mas a dependência temporal implica na variação das frequências instantâneas do pulso. A diferença de frequências instantâneas  $\delta\omega$ , também conhecido como “chirp”, é (13),

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\left( \frac{L_{eff}}{L_{NL}} \right) \frac{\partial}{\partial T} |U(0, T)|^2.$$

Podemos ver que conforme o pulso se propaga, novas frequências são geradas, alargando o espectro do pulso. É relevante considerar que  $\delta\omega$  é positivo na dianteira do pulso (blue-shift) e negativo na traseira do pulso (red-shift).

Uma maneira didática de entender é observando a figura 9, onde vemos um pulso sendo alargado no domínio das frequências, conforme a fase não linear aumenta. Podemos notar até um caráter oscilatório no alargamento, que vem de interferências de duas ondas com a mesma frequência instantânea, mas com fases diferentes (14).

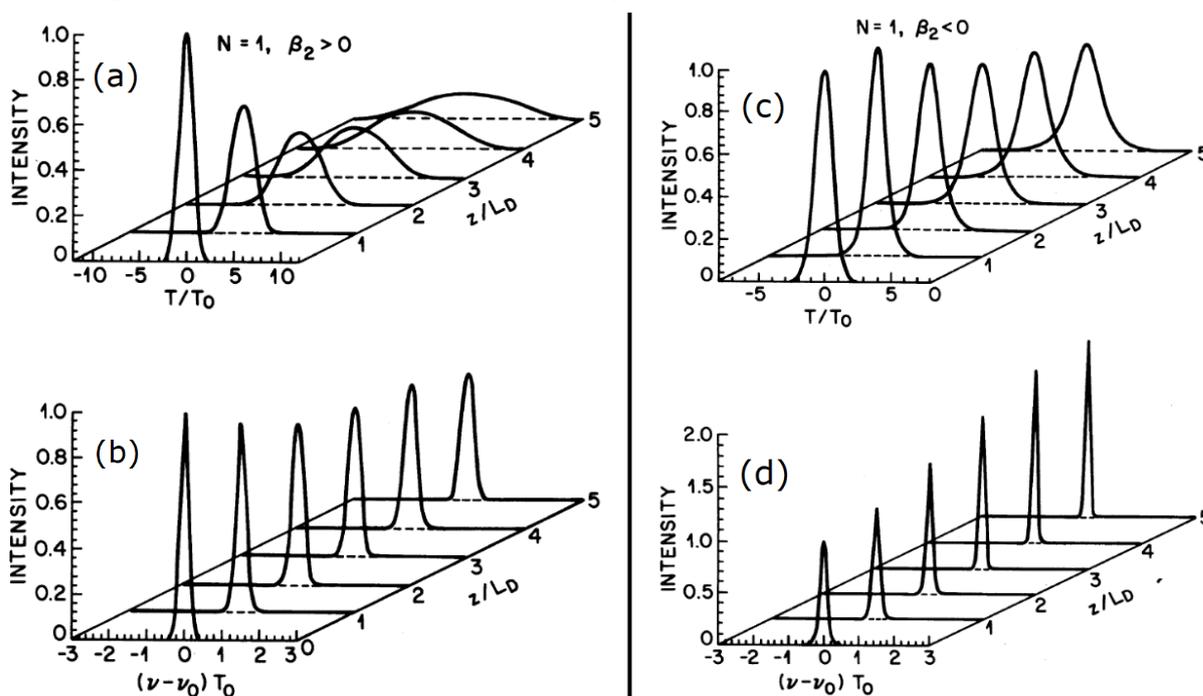
Figura 9 - Alargamento espectral de um pulso óptico em diferentes  $\phi_{NL}$ .



Fonte: Retirado da referência (13).

Quando se adiciona a GVD junto com o SPM, temos evoluções onde o pulso pode propagar sem se deformar. Na figura 10, vemos o caso em que os dois efeitos de GVD e SPM começam igualmente relevantes.

Figura 10 - Efeitos da GVD e da SPM na largura espectral e temporal de pulsos ópticos.



Fonte: Retirado da referência (13).

No primeiro caso, à esquerda em 10(a) e 10(b) temos uma dispersão normal,  $\beta_2 > 0$ . Conforme se propaga, o pulso alarga temporalmente de forma mais rápida se compararmos com o alargamento do efeito de GVD visto na figura 10(a), graças ao efeito de SPM que acelera o processo. Podemos ver um leve alargamento

espectral em 10(b), mas que praticamente cessa depois de  $2L_D$ , pois a intensidade do pulso não é mais o suficiente para acessar efeitos não lineares.

No segundo caso, à direita em 10(c) e 10(d) temos uma dispersão anômala,  $\beta_2 < 0$ . Vemos em 10(c) que o alargamento temporal do pulso é menor que na dispersão normal. Depois de propagar  $3L_D$  em diante, o formato temporal fica estacionário. Enquanto no domínio das frequências 10(d), o efeito de SPM contraí o formato do pulso. Esse caso em especial é o desejado para nosso sistema, pois queremos que o pulso se forme e mantenha sua forma temporal, para que os efeitos não lineares sempre estejam presentes.

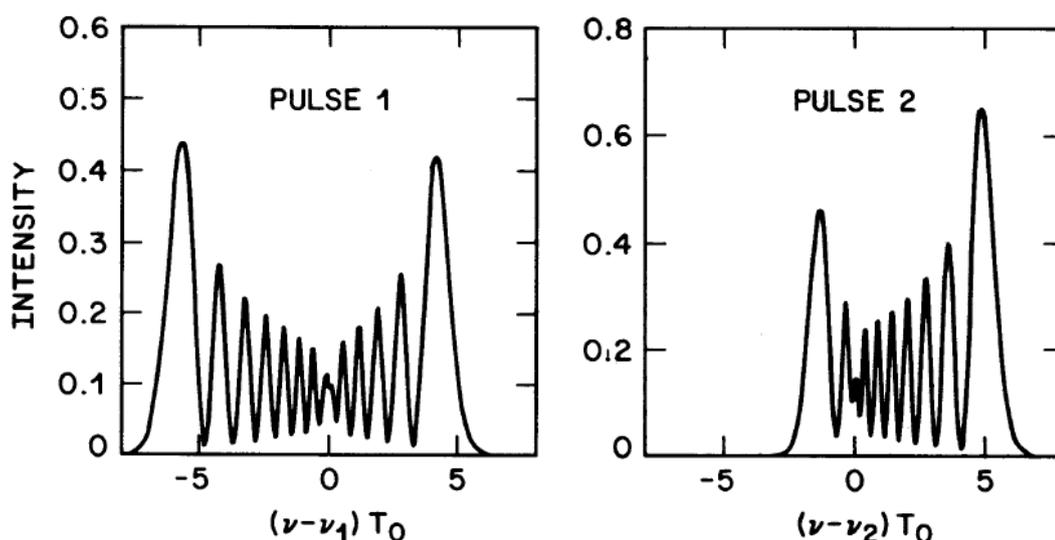
### 2.2.3 Modulação de fase cruzada

Modulação de fase cruzada (XPM, do acrônimo em inglês, cross phase modulation) é um atraso da fase, causado por efeitos não lineares de feixes superpostos. Seus efeitos são de alterações na fase temporal e alargamentos assimétricos espectrais dos pulsos superpostos.

O efeito de XPM é duas vezes mais forte que o de SPM para a mesma intensidade. Os fatores para esse efeito são a superposição dos pulsos, a velocidade de grupo, a potência de pico, a dispersão e o parâmetro de não linearidade. Podemos ver que esse efeito depende de muitos fatores e não é nada trivial, e por isso vamos apenas ilustrar esse efeito com algumas simplificações para facilitar o entendimento do leitor.

A figura 11 mostra o alargamento espectral e mudanças temporais em dois pulsos gaussianos, com a mesma largura temporal, sem atraso temporal relativo, com potência de pico  $P_1 = 2P_2$ , mas com uma certa diferença de velocidade de grupo.

Figura 11 - Alargamento espectral de dois pulsos superpostos.



Fonte: Retirado da referência (13).

Podemos ver um alargamento espectral com uma estrutura oscilatória devido ao SPM, mas o caráter assimétrico vem apenas do XPM. Vemos que o pulso 2 é mais assimétrico, com maior *chirp* em frequências mais altas. Diferente da SPM, a XPM pode produzir essas frequências de forma muito assimétrica. E como o pulso 1 é mais intenso, logo, os efeitos assimétricos do XPM no pulso 2 são mais fortes.

Esses são os principais efeitos que levam a construção de um pulso no regime MT. Todos os efeitos juntos levam a um giro na polarização, que pode levar ao favorecimento sinais de alta intensidade, e assim, levar o sistema ao travamento dos modos.

### 2.3 REGIMES DE OPERAÇÃO

Vários regimes são acessados de acordo com a quantidade de energia colocada no sistema, energia colocada através do laser de bombeamento. A depender da energia entregue pelo bombeamento, o sistema laser oscila de diferentes formas. Dividimos essas “regiões” em três partes.

O regime CW é caracterizado por um único modo oscilando com amplitude muito maior que os modos mais próximos. Cada modo oscila independentemente do outro, ou seja, o espectro flutua de forma descorrelacionada.

Ao aumentar a energia no sistema, a intensidade do modo oscilante do regime CW passa a acessar efeitos não lineares, a SPM e a XPM, que passam a alargar o espectro e comprimir a radiação em pulsos. Nesse regime, o espectro não

é estável pode sofrer alargamentos, mesmo que a potência de bombeamento permaneça constante. A formação de pulsos é instável, e embora possam surgir na cavidade, não recebem o ganho suficiente para se sustentar. O espectro neste regime é instável e pode ter um ou mais picos, com dinâmicas complexas. Chamamos esse regime de quase modos travados (QMT).

Ao aumentar ainda mais a potência de bombeamento, o sistema entra no regime MT. Neste regime, os modos oscilantes passam a ter uma relação fixa de fase, interferindo construtivamente em um trem de pulsos ultracurtos estáveis e com uma taxa de repetição que depende do comprimento da cavidade. O espectro tem uma largura a meia altura de aproximadamente 17 nm, centrado em aproximadamente 1025 nm, com o pico centro proeminente e dois picos de menor intensidade adjacentes ao pico central.

## 2.4 PARÂMETRO DE CORRELAÇÃO DE PARISI

O parâmetro de Parisi vem sendo estudado em sistemas RL, com importantes trabalhos que foram citados no Nobel de física 2021 (4). Para começarmos a entender o parâmetro de Parisi e a QSR, vamos colocar alguns conceitos básicos.

Nesta seção, irei descrever os conceitos de simetria, quebra de simetria e a QSR. Definirei o parâmetro de Parisi e o parâmetro de correlação de Pearson. E por fim, descreverei as analogias entre os sistemas magnéticos e ópticos .

### 2.4.1 Noções gerais e significado físico

A palavra “simetria” é usada em muitos contextos além da física, como na música, arquitetura, biologia e geometria, seu amplo uso em várias áreas pode vir do fato de que simetrias são muito úteis para descrever formatos, criar padrões complexos e atrativos nas artes ou para descrever e entender conceitos e fenômenos físicos.

Na física, simetria está relacionada com a invariância, ou com a “ausência de mudança em algo”. Para nos ajudar a entender esse conceito, começaremos por um exemplo. Se olharmos para uma esfera, e realizarmos uma rotação, e depois a observarmos novamente, parecerá que ela não mudou em nada. Isso se deve a uma característica da esfera de ser simétrica por rotações. Simetrias podem ser exploradas de diversas formas, sejam locais ou globais, contínuas ou discretas, ou como leis de conservação.

Seguindo adiante, o termo “quebra de simetria” também tem ambiguidades, embora não tanto quanto o termo “simetria”. É usado em alguns contextos na física, tanto que é importante saber distinguir, para não causar confusões na compreensão desse fenômeno que nos interessa. Podemos dividir a quebra de simetria em dois tipos, a quebra de simetria explícita e a quebra de simetria espontânea. Dentre as duas, a que nos interessa é o conceito da quebra de simetria espontânea, que é a que vamos descrever logo adiante.

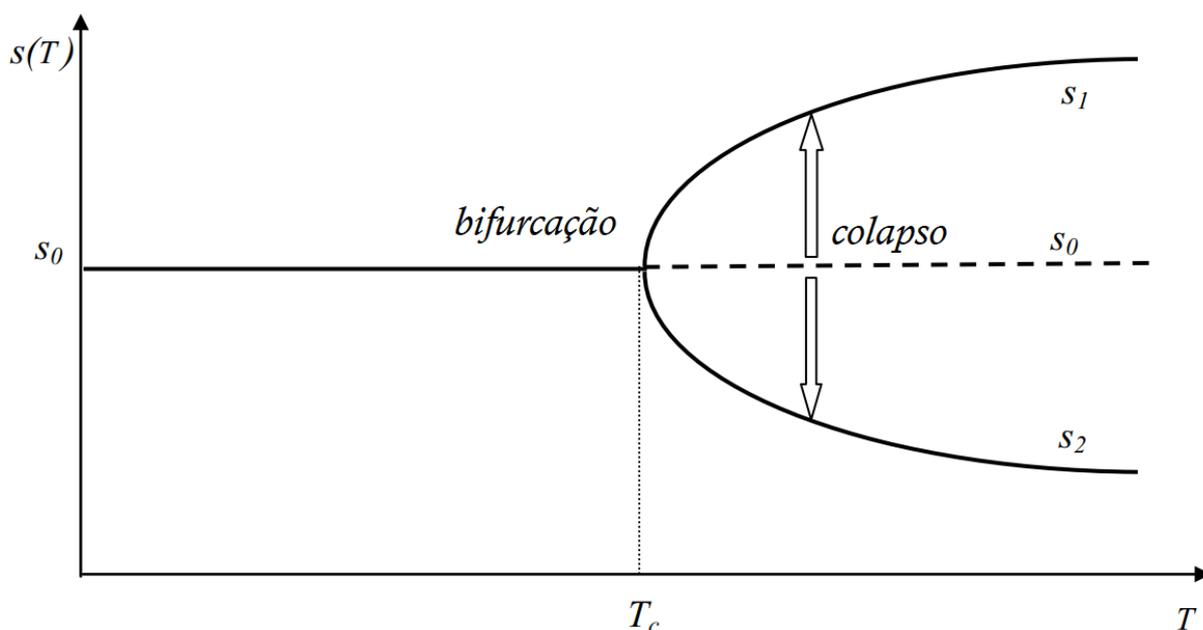
Quebra de simetria espontânea, segundo Castellani, “indica uma situação em que, dada uma simetria das equações de movimento, existem soluções que não são invariantes sob a ação desta simetria, sem que se introduza qualquer termo que explicitamente quebre a simetria” (15).

Um exemplo desta quebra de simetria espontânea, é a da magnetização espontânea de um material ferromagnético na ausência de um campo magnético externo. Quando a temperatura está acima de um valor crítico  $T_C$ , a magnetização  $\vec{M}$  é zero, e ao diminuir a temperatura abaixo do valor  $T_C$ , o material se magnetiza com  $\vec{M} > 0$ , em uma direção. Nesse caso, a simetria rotacional foi quebrada, pois o material “escolheu” a direção da magnetização de forma “espontânea”.

Nas palavras de Castellani, quebra de simetria espontânea ocorre “quando algum parâmetro de ordem chega a um valor crítico, a solução simétrica de menor energia deixa de ser estável sob pequenas perturbações e novas soluções assimétricas estáveis de energia mais baixa surgem.” (15).

Para visualizar esse comportamento de outra forma, vejamos a figura 12 que foi retirada de um artigo de revisão de conceitos quânticos (16), e descreve um exemplo intuitivo de quebra de simetria.

Figura 12 - Ilustração da quebra de simetria espontânea.



Fonte: Adaptado da referência (16).

Nas palavras do autor do artigo, Heylighen, o “estado de equilíbrio  $s$  de um sistema como uma função de um parâmetro de ordem  $T$ . Conforme  $T$  chega a um valor crítico  $T_c$ , o número de estados possíveis se bifurcam em  $s_1$  e  $s_2$ , enquanto o estado original  $s_0$  se torna instável. Esta instabilidade implica que além do ponto de bifurcação,  $s_0$  deve colapsar em  $s_1$  ou em  $s_2$ , quebrando assim a simetria” (16). Ou seja, através do parâmetro de ordem, o sistema caminha até um ponto de instabilidade onde ocorre uma quebra de simetria e o sistema “escolhe” um estado. O artigo vai além com mais exemplos, usando o emaranhamento e o colapso da função de onda, mas acredito que esse exemplo seja o suficiente.

Seguindo adiante, temos a palavra “réplica”. Réplica são realizações ou configurações físicas de um sistema. Essas réplicas serão simétricas quando as realizações vem de um mesmo conjunto ou fase do meu sistema. Por exemplo, se o sistema estiver no estado  $s_0$ , todas as réplicas seriam iguais, e o sistema apresentaria RS. Após um ajuste nos parâmetros, o sistema apresenta dois estados,  $s_1$  e  $s_2$ , logo as réplicas poderiam não são de um mesmo estado, e o sistema apresenta QSR.

Seguindo com um exemplo de magnetismo (17), considerando um sistema ferromagnético em equilíbrio com baixas temperaturas e um campo magnético  $\vec{M} \neq 0$ . Nesse caso, o sistema terá apenas um conjunto possível, o conjunto onde os spins apontam no mesmo sentido do campo magnético. Assim, todas as realizações

do sistema, virão de um mesmo conjunto, logo as réplicas serão simétricas.

Considerando o mesmo sistema, agora com o campo magnético  $\vec{M} = 0$ , teremos dois conjuntos de realizações, A e B. O conjunto A tem a maioria dos spins apontados para cima, e o conjunto B tem a maioria dos spins apontados para baixo. Nesse caso, as realizações do sistema não vêm de apenas um conjunto, logo as réplicas não são simétricas e meu sistema apresenta QSR.

O conceito de QSR proposto por Giorgio Parisi (18), é uma forma de identificação deste fenômeno, através da superposição de réplicas que resulta numa distribuição de probabilidade. Quando as réplicas não têm simetria entre si, significa que meu sistema possui mais de um conjunto de realizações possíveis. Em outras palavras, o sistema apresenta mais de uma “fase” na mesma condição experimental.

#### 2.4.2 Cálculo do parâmetro de Parisi

Uma das características do laser de modos travados, é a formação de pulsos através da interferência construtiva ou a relação fixa de fases dos modos longitudinais, graças a efeitos não lineares presentes na fibra óptica. Em uma estimativa mais simplista, existem aproximadamente  $10^6$  modos longitudinais na faixa de operação do laser de modos travados. Na prática, é inviável medir a amplitude de cada um dos modos com um espectrômetro.

Seguindo o exemplo de trabalhos envolvendo lasers aleatórios (5; 19), mediremos as intensidades  $I(k)$  que são proporcionais a média de um conjunto de modos  $\langle |a_j^2| \rangle_k$ , onde  $a_j$  é a amplitude do modo longitudinal  $j$ , e de comprimento de onda  $k$ . Para analisar a simetria das réplicas do sistema e assim identificar a transição de fase, usaremos o parâmetro de Pearson modificado (20), definimos  $q_{\gamma\beta}$ , o parâmetro de superposição entre as réplicas  $\gamma$  e  $\beta$  (5; 21).

$$\Delta_\gamma(k) = I_\gamma(k) - \bar{I}(k). \quad (2)$$

$$q_{\gamma\beta} = \frac{\sum_k \Delta_\gamma(k) \Delta_\beta(k)}{\sqrt{\sum_k \Delta_\gamma^2(k)} \sqrt{\sum_k \Delta_\beta^2(k)}}, \quad (3)$$

Na equação (2), obtemos a flutuação de intensidade  $\Delta_\gamma$  na réplica  $\gamma$ , através da diferença da intensidade  $I_\gamma(k)$ , e a intensidade média das réplicas  $\bar{I}(k)$ , calculado no comprimento de onda  $k$ .

Na equação (3), multiplicamos as flutuações  $\Delta_\gamma$  e  $\Delta_\beta$  das réplicas  $\gamma$  e  $\beta$ , dividimos por um fator de normalização de ambas e somamos em todos os comprimentos de onda  $k$ . Feito isto, calculamos um dos  $\frac{N(N-1)}{2}$  elementos de  $q_{\gamma\beta}$ , sendo  $N$  a quantidade de réplicas,  $q_{\gamma\beta}$  pode assumir valores entre  $[-1,1]$ .

Com todos os elementos, construiremos uma distribuição  $P(q)$  e iremos tirar informações do seu valor máximo. Se houver apenas um pico em  $P(q)$  centrado em 0, então todas as réplicas pertencem ao mesmo estado, caso contrário, a simetria está quebrada e duas réplicas diferentes podem não pertencer ao mesmo estado (18).

#### 2.4.3 Parâmetro de correlação de Pearson

O parâmetro de correlação de Pearson é uma ferramenta conhecida na área de estatística, usada para medir correlações lineares e covariância de duas variáveis, mas que pode ser usado para medir a covariância de um conjunto com ele mesmo.

Como visto na seção anterior, a definição do parâmetro de Pearson modificado pode ser usado para calcular tanto o parâmetro de Parisi quanto o parâmetro de correlação de Pearson (20). O segundo será útil para analisar a correlação entre os modos das réplicas. Definimos  $C_{ij}$  como

$$C_{ij} = \frac{\sum_\gamma \Delta_\gamma(i) \Delta_\gamma(j)}{\sqrt{\sum_\gamma \Delta_\gamma^2(i)} \sqrt{\sum_\gamma \Delta_\gamma^2(j)}}$$

Diferentemente do parâmetro de Parisi que soma sobre todos os comprimentos de onda  $k$  das réplicas em questão, o parâmetro de Pearson soma sobre todas as réplicas  $\gamma$ , avaliando a dinâmica do sistema ao longo do tempo. Assim, podemos avaliar a covariância de modos longitudinais diferentes, em outras palavras,  $C_{ij}$  indica como se dá a correlação estatística do modo  $\lambda_i$  com o modo  $\lambda_j$  ao longo do tempo. Os elementos  $C_{ij}$  variam de  $[-1,1]$ , e com cada elemento calculado, construiremos uma matriz  $\lambda \times \lambda$ , com a correlação dos modos  $\lambda_i$ .

#### 2.4.4 Analogia ao magnetismo

Analogias são úteis para compreensão e entendimento de assuntos complexos. Na óptica, quando falamos do parâmetro de Parisi, buscamos análogos

a sistemas magnéticos justamente para a compreensão dos regimes. As principais analogias são os sistemas paramagnético, ferromagnético e vidro de spin.

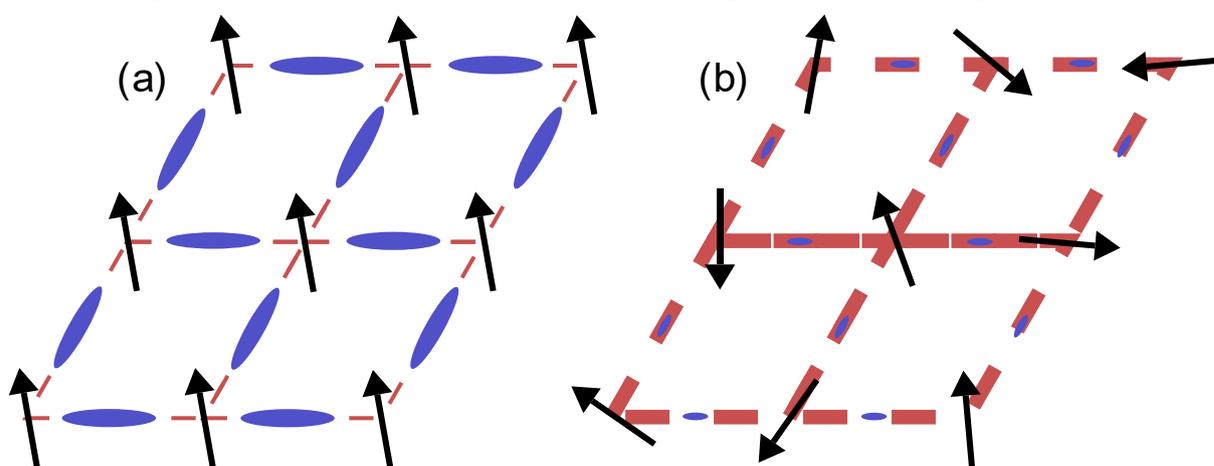
Para entender as analogias vamos mostrar um exemplo. Na figura 13 e 14, temos os sítios de spins  $3 \times 3$  de um material magnético. Cada spin, representado por uma seta, está sujeito a duas energias, a de interação e a térmica. A energia térmica está graficamente representada pela largura da grade em vermelho e a energia de interação está graficamente representada pelas elipses azuis.

No regime ferromagnético, a energia de interação é grande em comparação com a energia térmica, como mostra a figura 13(a). O acoplamento entre spins é forte e todos se comportam ordenadamente apontando no mesmo sentido. Flutuações descorrelacionadas em um spin influenciam fortemente todos os outros.

No regime paramagnético, a energia térmica é grande em comparação com a energia de interação, como mostra a figura 13(b). Os spins se arranjam de forma desordenada e flutuam de forma descorrelacionada, ou seja, mudanças em um spin não vão influenciar os sítios vizinhos.

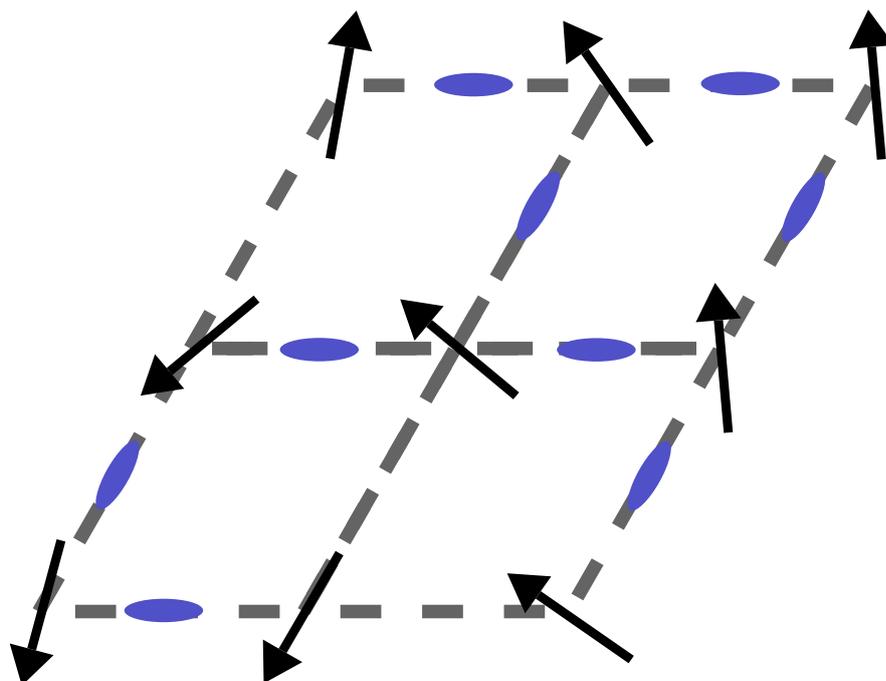
No caso de um regime vidro de spin, representado na figura 14, ainda temos a energia de interação maior que a energia térmica, mas neste caso, os spins foram congelados em suas posições e se mantêm em equilíbrio com muita desordem. É importante notar que as interações são mais complexas, com alguns sítios interagindo mais com alguns vizinhos do que com outros, como podemos ver na figura 14, pela ausência de elipses azuis.

Figura 13 - Representação de um sistema ferromagnético (a) e paramagnético (b).



Fonte: O autor (2023).

Figura 14 - Representação de um regime vidro de spin, e da frustração de um spin.



Fonte: O autor (2023).

As analogias entre os sistemas ópticos e magnéticos estão nas flutuações dos spins e dos modos. Na óptica, o análogo paramagnético seria como se as flutuações de um modo longitudinal não afetassem as flutuações de um modo adjacente. O análogo ferromagnético, é quando o acoplamento entre os modos via fenômenos não lineares fizessem os modos flutuarem de forma sincronizada. O análogo do vidro de spin, é quando diferentes conjuntos de modos competem pelo ganho e frustram outros conjuntos de modos (5).

### 3 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

Neste capítulo, será discutido o passo a passo para a realização dos experimentos. Este trabalho utilizará o mesmo laser de modos travados em fibra dopada com itérbio de trabalhos anteriores realizado no laboratório (22), chamarei esse laser simplesmente de laser de Yb.

Os objetivos com os procedimentos são: tornar claro que o comportamento do laser de bombeamento e do laser de Yb são distintos, através da verificação de que, para o laser de bombeamento não apresenta QSR. Verificar experimentalmente que o regime MT apresenta RS, e usando a potência do laser de bombeamento como parâmetro de ordem, verificar a transição entre os regimes CW, QMT e MT.

Por isso, o primeiro passo é começar a caracterizar e analisar o laser de bombeamento, para depois verificar o laser de Yb. Para simplificar a discussão, deixarei de lado os outros regimes de operação que ocorrem no nosso laser, como dobramento de período, múltiplos pulsos, que são acessados tipicamente com potências do laser de bombeamento acima 480 mW. Ainda assim, para a análise do parâmetro de Parisi no laser de bombeamento, coletaremos numa janela, que abranja os tais regimes de operação, chegando na casa dos 720 mW. A razão disso é para ter certeza de que o bombeamento não apresentará QSR em nenhum momento, e para referência em futuros trabalhos que envolvam QSR e usem um sistema semelhante à nossa configuração experimental.

Depois desta análise, nos voltaremos para a análise do laser de Yb e realizaremos as medições sem mexer nos parâmetros da cavidade. A importância disto é que queremos que o nosso sistema permaneça o mesmo entre as aquisições. Evidentemente, depois do período de vários dias, flutuações na temperatura e pequenas vibrações vão perturbar o sistema o suficiente para que mude suas características e regimes de operação. Para prevenir que isso atrapalhe, é importante realizar coletas rapidamente.

A corrente do laser de bombeamento será o parâmetro de ordem do sistema, com a sua variação, acessaremos o regime pulsado, e no intervalo de pequenos passos de corrente, serão coletadas as réplicas do sistema.

### 3.1 DESCRIÇÃO DO LASER DE MODOS TRAVADOS EM FIBRA DE YB

Antes de descrever o procedimento experimental, é relevante descrever os elementos que compõem nosso laser de fibra.

Na figura 15, temos o esquema dos elementos que compõem o laser de Yb, começando pelo laser de bombeamento, o laser diodo é da JSDU, modelo s30-7602-720 acoplado em fibra monomodo, centrado em 976 nm, com potência de saída máxima de 720 mW, que é operado por um controlador de temperatura TED 200 C e um controlador de corrente LDC 240 C, que está montado em um suporte LM14S2.

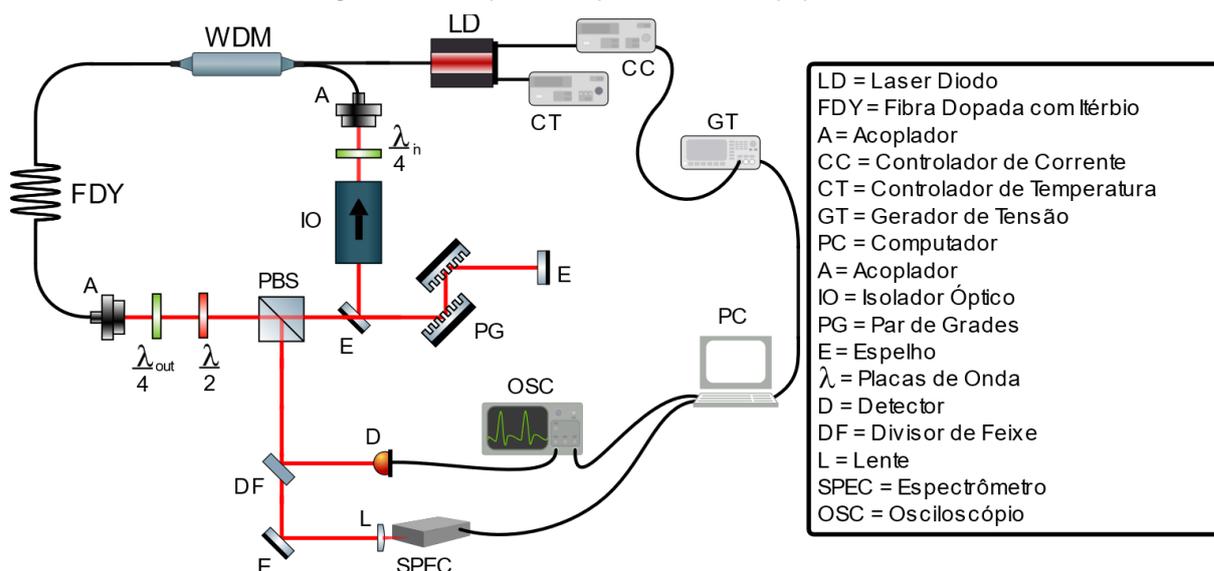
O feixe passa por uma grade de Bragg na fibra de saída do laser diodo e entra diretamente no canal Pass de um WDM da OPNETI modelo 980T/1064R-250-4-1-NE, que tem uma banda de 960~990 nm e isolamento de 25 dB. O canal Common tem banda larga e está conectado a uma fibra monomodo padrão por alguns centímetros antes do meio de ganho.

O meio de ganho é uma fibra dopada com íons itérbio da Coractive, número Yb214, com absorção de 1348 dB/m em 976 nm, com um comprimento de aproximadamente 22 cm. O meio de ganho está conectado diretamente a um colimador da Thorlabs GRIN 50-1064, o feixe segue para duas placas de onda, uma placa de onda  $\lambda/4$  modelo WPZ1225-1064-L/4, e em seguida uma placa de onda  $\lambda/2$  modelo WPZ1225-1064-L/2, um PBS102 da Thorlabs, que segue para um par de grades de difração Thorlabs GR25-0610, com 600 ranhuras/mm.

E finalmente, passando pelo isolador ótico IO-5-1030-VLP da Thorlabs, o feixe passa por uma outra placa de onda  $\lambda/4$  e depois entra num colimador, que está acoplado a uma fibra monomodo padrão, que segue para o canal Reflect do WDM para a realimentação, que isola 13 dB, completando uma volta na cavidade.

Mais detalhes sobre a construção e cada instrumento utilizado no nosso laser, pode ser encontrado na referência. (22)

Figura 15 - Esquema experimental e equipamentos.



Fonte: O autor (2023).

Na figura 15 está o diagrama que representa a configuração do experimento, temos o laser de diodo (LD) operado pelo controlador de corrente (CC) e o controlador de temperatura (CT). O controlador de corrente é o instrumento que lida diretamente com a potência do laser de bombeamento, e este permite o uso de um gerador de sinal para operar remotamente. O gerador de sinal usado foi da Keysight, modelo 33500B, e será controlado remotamente através do LabVIEW, o que ajudará na velocidade de aquisição de dados.

O feixe óptico do LD, entra no WDM é combinado com o feixe que vem da realimentação e segue para a fibra dopada com itérbio. Enquanto o feixe estiver na fibra óptica ou na fibra dopada, ele pode sofrer os efeitos não lineares mencionados nas seções anteriores. Quando no regime MT, o pulso entrará na realimentação e sofrerá RNP conforme atravessa toda a fibra.

Após sair da fibra, o feixe passará por duas placas de onda e por um PBS. As placas de onda servem para ajustar a elipsidade da polarização e a rotação da polarização, que irão facilitar a obtenção dos modos travados. O PBS divide o feixe em dois, sua função é ser um acoplador de saída do laser e modulando as perdas não lineares, o levando ao travamento dos modos. O feixe transmitido pelo PBS continua na cavidade, passando duas vezes por um par de grades de difração, que irão desfazer parte da GVD.

Depois das grades o feixe passa por um isolador óptico, que serve para permitir que a luz circule em apenas um sentido na cavidade. Após isto, o feixe

passa por uma placa de quarto de onda,  $\lambda/4$ , que atribuirá elipsidade antes de entrar na fibra novamente e chegar ao WDM, fechando a volta no sistema e atribuindo a característica de cavidade.

Na saída do laser, o feixe é dividido novamente, com um indo para um fotodetector cujo sinal gerado é enviado para um osciloscópio (OSC) e um analisador de radiofrequências (RF), para a identificação do regime pulsado, e o outro feixe vai para o espectrômetro (SPEC), da Ocean Optics, modelo HR4000, que está conectado a um computador.

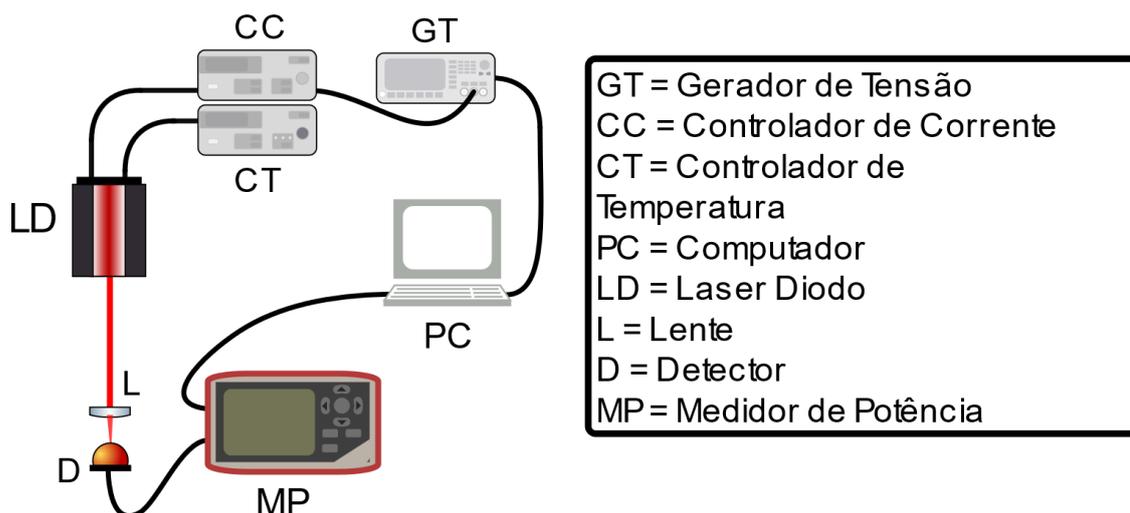
O espectrômetro tem um software de operação próprio chamado SpectraSuite. Nele é possível acompanhar o espectro óptico do laser, mas para controlar e obter dados diretamente do espectrômetro seria necessário pagar por um software adicional.

Como não queríamos adquirir o software, escrevemos programas em Python, para coletar os espectros, utilizando a função “copy spectral data to clipboard”, e formatá-los em arquivos do tipo “.csv”. Escolhemos um tempo de integração de 9 ms, por conta da conveniência de aquisição de dados e para não saturar o detector facilmente.

### 3.2 CARACTERIZAÇÃO DO LASER DE BOMBEAMENTO

Para caracterizar a curva de potência do laser de bombeamento, tivemos que cortar a fibra após a grade de Bragg, e posicionar uma lente da Thorlabs, modelo LA1509, para colimar o feixe. Este, foi direcionado ao medidor de potência PM100D, que estava conectado ao computador. Na figura 16, podemos ver uma representação desse esquema. O controlador de temperatura foi colocado em 9,986 k $\Omega$ , que equivale à 28,94 °C, todas as medidas seguintes serão feitas nesta temperatura. O controlador de corrente foi conectado ao gerador de função. Colocamos uma tensão DC e conectamos ao computador. Em todos os procedimentos seguintes, as variações de corrente foram feitas somente pelo gerador de função.

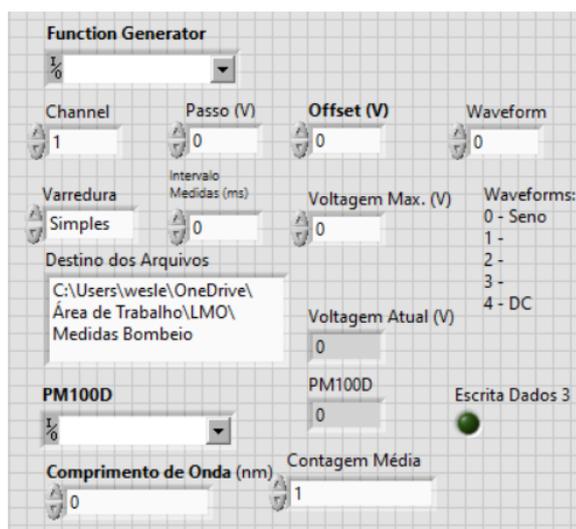
Figura 16 - Esquema experimental da caracterização.



Fonte: O autor (2023).

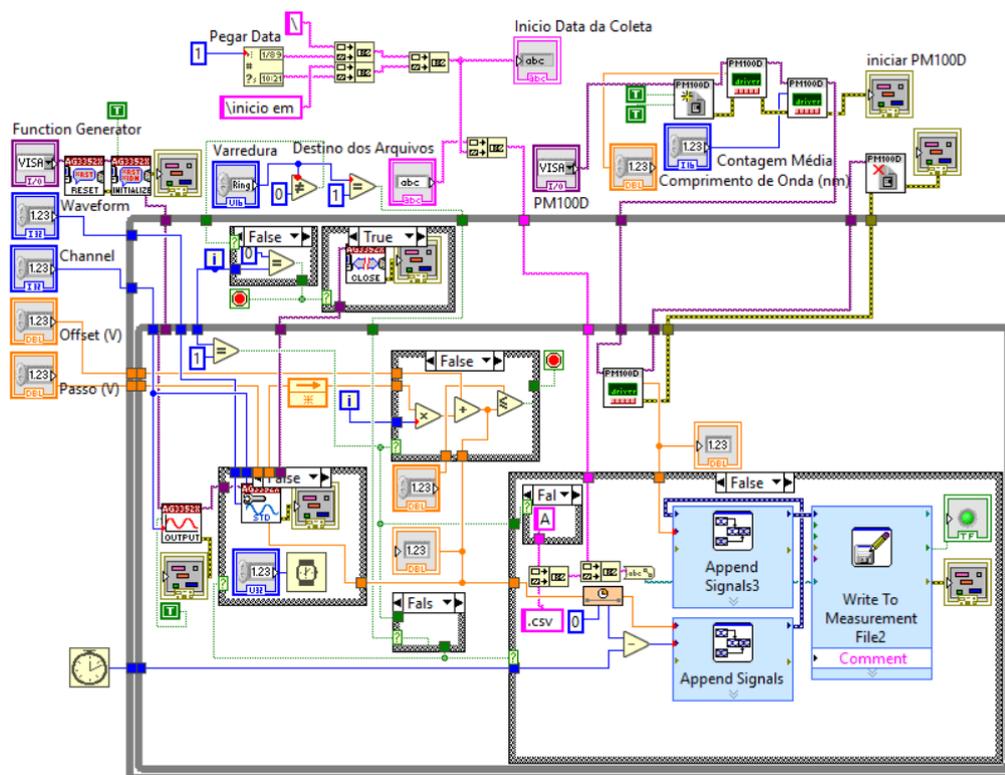
A aquisição de dados foi automatizada utilizando a linguagem LabVIEW. Nas figuras 17 e 18, temos o painel frontal e o diagrama de blocos usados na coleta.

Figura 17 - Painel de controle feito no LabVIEW.



Fonte: O autor (2023).

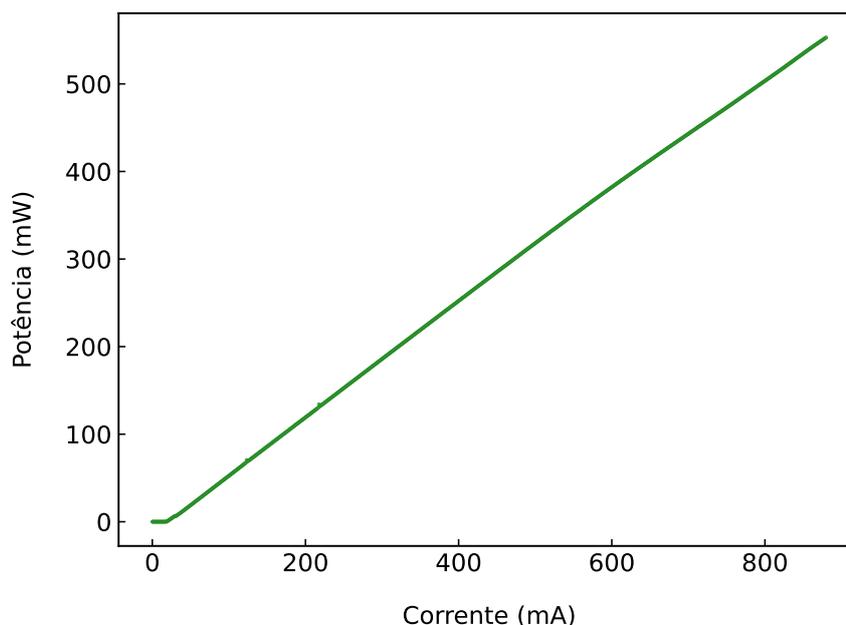
Figura 18 - Diagrama de blocos do programa feito em LabVIEW



Fonte: O autor (2023).

Os dados foram coletados em correntes com 0,8 mA de diferença, de 0 até 360 mA, com 100 ms de intervalo entre cada medida. O coeficiente angular do ajuste é 0,7412 mW/mA. Este resultado será necessário futuramente para sabermos a potência de entrada no bombeamento. Também repetimos o processo indo de 0 mA até 880 mA, resultado na curva da figura 19.

Figura 19 - Curva de calibração do laser de bombeamento.



Fonte: O autor (2023).

### 3.2.1 – Aquisição de réplicas do laser de bombeamento

Uma das regiões de interesse, é quando ocorre o regime MT, pode variar muito dependendo da configuração da cavidade, mas de modo geral, podemos encontrar o regime MT por volta dos valores de 400 até 600 mA no controlador de corrente. Então, faremos aquisição de dados em valores que vão além dessa região, para garantir que haja uma boa cobertura de dados, mesmo que o regime MT seja acessado em potências maiores do que o esperado.

A partir do esquema anterior, descrito na figura 16, trocamos o medidor de potência pelo espectrômetro Ocean Optics HR4000, adicionando filtros para não haver saturação. Configuramos com tempo de integração de 9 ms. Iniciamos a aquisição de dados em 320 mA, e variamos de 8 mA a cada medida até 960 mA. Em cada medida, foram coletados três mil espectros.

Tomamos cuidado com as flutuações na corrente elétrica que a rede fornece aos equipamentos, principalmente no controlador de corrente do laser de bombeamento. Em geral, flutuações descorrelacionadas não devem influenciar no resultado do experimento, no entanto, se as flutuações forem grandes demais, a saída do bombeamento vai sofrer grandes alterações, que por sua vez, serão percebidas pelo parâmetro de Parisi como uma quebra de simetria, o que forçaria uma QSR. Outro cuidado importante, ainda relacionado a rede elétrica, foi o de não

utilizar nobreaks nos aparelhos que controlam a corrente do bombeamento. Aparentemente, eles podem introduzir correlação nas flutuações da corrente de saída.

É relevante mencionar que o parâmetro de Parisi costuma ser calculado com aproximadamente mil réplicas (20), mas como já dito anteriormente, flutuações na corrente da rede elétrica podem induzir quebras de simetria. Para contornar esse problema, coletaremos mais do que mil réplicas, e aplicaremos uma regra de seleção para analisar as réplicas mais parecidas entre si em termos de energia.

Sabemos que a integral da distribuição espectral, dada pelo espectrômetro, é uma função da potência por comprimento de onda. Como a largura espectral do sinal relevante das medidas estão na ordem de 10 nm, podemos aproximar o fator de correção que depende do comprimento de onda para uma constante, fazendo com que a densidade espectral de energia seja proporcional à distribuição espectral dada pelo equipamento.

Assim, podemos integrar numericamente o espectro e comparar o valor entre as réplicas. Essa regra de seleção não dá diretamente a energia do espectro, mas é proporcional, sendo uma forma simples para comparar espectros que foram influenciados pela rede elétrica.

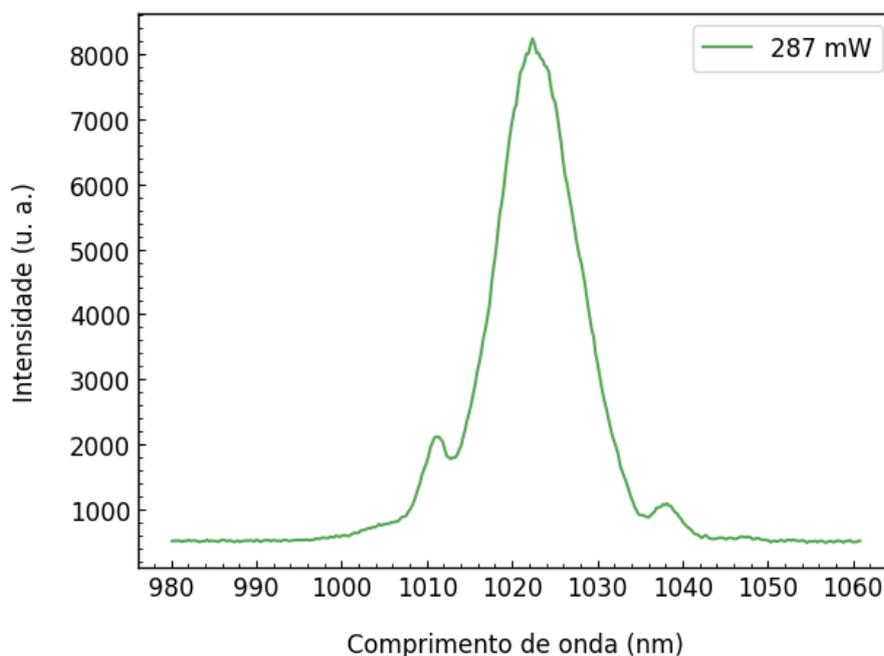
A coleta foi repetida algumas vezes em dias diferentes. No tratamento de dados para obter o parâmetro de Parisi, utilizamos mil e duzentos das três mil réplicas coletadas.

### *3.2.2 – Travamento do laser de Yb*

Com o laser de bombeamento caracterizado, o emendamos conforme a configuração apresentada na figura 16. Realizamos o procedimento de travamento, que consiste na varredura das placas de onda para encontrar uma configuração de travamento em que, com apenas a variação da corrente do laser de bombeamento, se obtenha o regime MT de forma consistente.

Ao acessar a configuração de travamento desejada, obtemos uma taxa de repetição de 120 MHz. O espectro está na figura 20, com o pico aproximadamente em 1025 nm.

Figura 20 - Espectro do laser de modos travados em fibra dopada com itérbio.



Fonte: O autor (2023).

Esse procedimento consiste em colocar um medidor de potência na saída do laser de Yb, ajustar a placa  $\lambda/4_{in}$  que fica na realimentação, girar as duas outras placas de  $\lambda/4_{out}$  e  $\lambda/2$  na saída da fibra até minimizar a potência do feixe que chega ao medidor. A partir disso, girar a placa de  $\lambda/4_{out}$  lentamente, retornar à configuração de potência mínima, dar um passo de  $2^\circ$  na placa de  $\lambda/4_{in}$  da realimentação, e repetir o processo a partir da minimização da potência.

Procuramos por uma janela de travamento em que acessássemos o regime MT de forma consistente, ao aumentar a potência do laser de bombeamento. O objetivo disso é ter uma operação estável que facilite a reprodução do experimento por vários dias.

### 3.2.3 – Aquisição de réplicas do laser de modos travados

Sabemos que o laser de Yb tem uma variedade de regimes de operação e caos (23). Por isso, devemos saber quais regimes estão presentes na janela de operação encontrada, e em quais correntes se pode obtê-los. O objetivo é evitar esses comportamentos e focar só nos regimes de MT, QMT e CW.

Encontrada a janela de operação estável, procuramos pelo limiar em que se perde o regime MT, que chamaremos a partir de agora limiar de destravamento.

O processo adotado foi aumentar o valor corrente do bombeamento até entrar em um regime pulsado, diminuir a corrente até encontrar o regime MT, diminuir a corrente com passos de aproximadamente 0,8 mA e registrar o desaparecimento do regime MT. Por fim, repetir os passos a partir do aumento de corrente do bombeamento para obter um valor médio do limiar de destravamento.

Depois desses passos, o processo foi chegar no regime MT e realizar aquisições de dados um pouco acima do limiar de destravamento e diminuir a corrente de bombeamento. Usando a mesma configuração experimental da figura 16, coletamos três mil espectros, dos quais mil e duzentos serão usados para o cálculo do parâmetro de Parisi e o de Pearson, seguindo a regra de seleção de réplicas descritas no final da seção 3.2.1. Para o tratamento, foi utilizado o programa em Python que analisou o laser de bombeamento.

## 4 RESULTADO E DISCUSSÃO

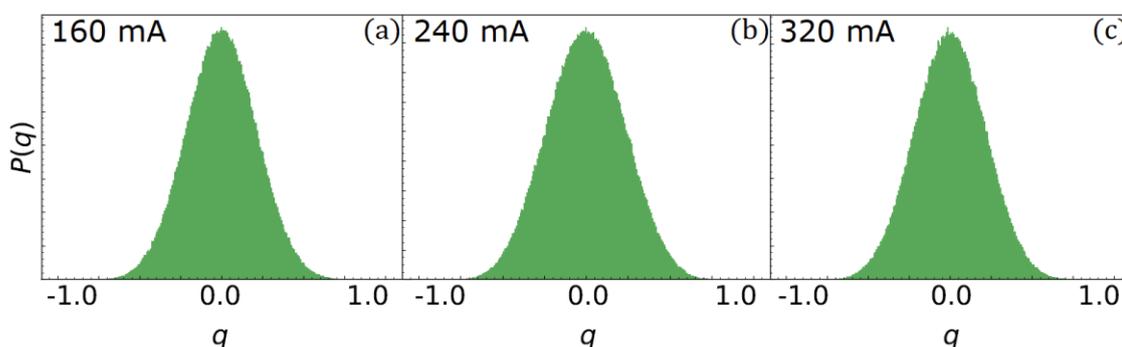
Neste capítulo apresentarei os resultados obtidos com os experimentos de QSR com laser de Yb, usando a potência do laser de bombeamento como parâmetro de ordem do sistema. Na seção 4.1, falarei dos resultados das caracterizações e utilização do parâmetro de Parisi que foram realizadas no laser de bombeamento. Na seção 4.2, falarei da QSR do regime MT até o regime CW, e os análogos desses regimes no magnetismo. Na seção 4.3 investigarei o regime MT de um laser Titânio:Safira (Ti:Safira) para confirmar o comportamento de RS do regime MT.

### 4.1 ANÁLISE DO LASER DE BOMBEAMENTO

Antes de realizar medidas com o laser de MT, observamos o laser de bombeamento. É importante lembrar que analisaremos flutuações entre as réplicas do sistema com o parâmetro de Parisi, ou seja, estaremos comparando as flutuações dos espectros do laser de Yb. O parâmetro determinará se os espectros flutuam de forma descorrelacionada ou correlacionada e anticorrelacionada. Ter simetria entre as réplicas, significa que as réplicas vêm de um mesmo “regime”, ou “fase”, enquanto não ter simetria, significa que as réplicas vêm de “regimes” diferentes.

Nosso laser de bombeamento tem apenas um regime de operação, o de onda contínua (CW). Nesse regime, há apenas um modo e seu espectro deve flutuar de forma descorrelacionada, já que as flutuações do mesmo são estocásticas.

Figura 21 -  $P(q)$  para algumas correntes do laser de bombeamento.



Fonte: O autor (2023).

Na figura 21 em (a), (b) e (c), temos a distribuição de probabilidade do parâmetro de correlação de Parisi, com suas correntes de bombeamento sendo 160

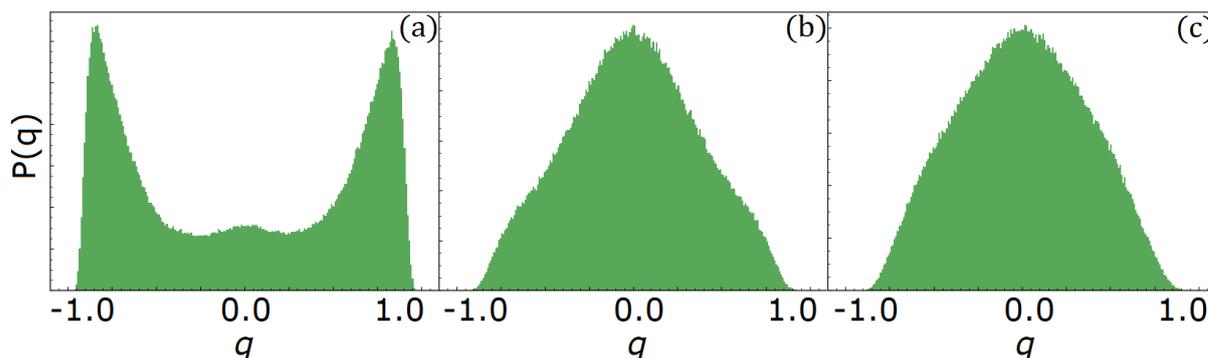
mA, 240 mA e 320 mA. Todos os  $P(q)$  apresentaram  $|q_{max}| = 0$  e formato gaussiano. Esse comportamento se repete de 80 até 960 mA, com exceção da região de limiar de operação do diodo que não foi analisado.

Segundo a teoria (18), a réplica simétrica (RS) é representada por uma função delta. Como nosso sistema é finito e tem pequenas flutuações de energia entre as réplicas, o resultado é uma delta alargada num formato parecido com uma gaussiana. Percebeu-se que quanto maiores as flutuações, maior o alargamento de  $P(q)$ .

Percebemos que em algumas aquisições, houve aparentes QSR. Mas ao realizar novas medidas nas mesmas potências, não se viu qualquer reprodutibilidade consistente nessas quebras de simetria. Como a intensidade do laser de diodo é afetado por flutuações da corrente que vem da rede elétrica, é razoável supor que flutuações grandes o suficiente podem ter induzido as quebras de simetria.

Para testar essa hipótese, foi usado o critério de seleção de réplicas através da integração numérica do espectro descrito no capítulo anterior, aceitando uma variação de 1,5% de energia entres os espectros. Obteve-se uma mudança no  $P(q)$  das aquisições com aparentes quebras de simetria, como podemos ver na figura 22.

Figura 22 -  $P(q)$  antes e depois do uso do critério de seleção de 1,5% na potência de 528 mA.



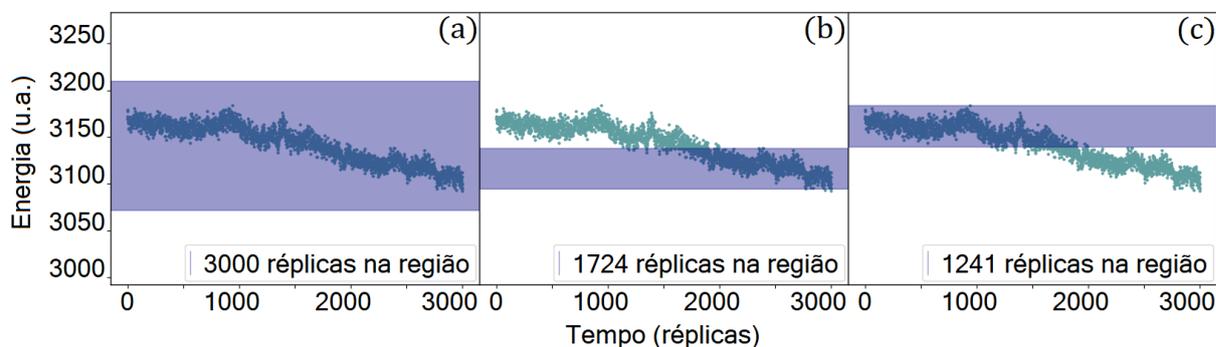
Fonte: O autor (2023).

Tratamos todos os dados da aquisição feita em 528 mA, onde temos uma aparente quebra de simetria, como podemos ver na figura 22(a). Mas ao aplicarmos o critério de seleção, podemos ver que  $P(q)$  nas figuras 22(b) e 22(c) voltam a ter comportamento simétrico com  $|q_{max}| = 0$ .

Na figura 23 que está abaixo, temos o valor numérico da energia de cada réplica pelo tempo em que foi coletada, os pontos dentro das regiões em azul são as réplicas que foram usadas para calcular o  $P(q)$  da figura anterior. A figura 22(a) foi

calculada com as réplicas dentro da região azul da figura 23(a), e assim como as 22(b) e 22(c) foram utilizando as réplicas dentro da região em azul das figuras 23(b) e 23(c) respectivamente.

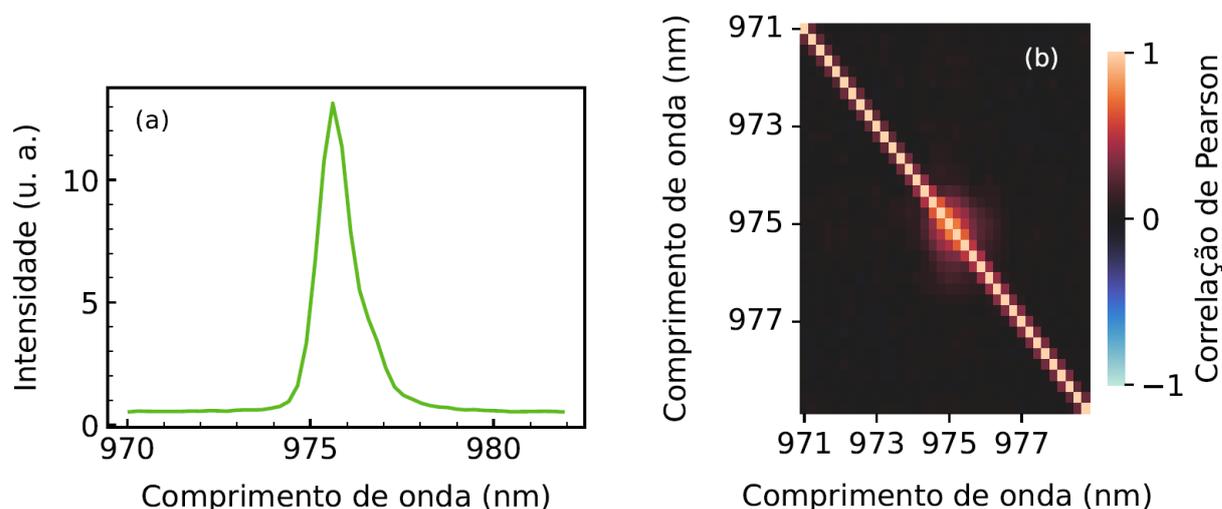
Figura 23 - Valor numérico de energia das réplicas pelo tempo de aquisição em 528 mA.



Fonte: O autor (2023).

Podemos ver que a energia por réplica se manteve estável até próximo da milésima réplica, e depois a energia por réplica começa a diminuir. Essa flutuação foi o suficiente para que o parâmetro de Parisi, quando calculado com todas as três mil réplicas na região em azul da figura 23(a), gerasse o resultado como o da figura 22(a), uma aparente QSR. Mas quando selecionamos uma faixa de réplicas que são mais parecidas entre si em termos de energia, como vemos nas figuras 23(b) e 23(c), selecionando as réplicas nas regiões azuladas, o parâmetro de Parisi apresenta comportamento simétrico como podemos ver nas figuras 22(b) e 22(c).

Figura 24 - Espectro do laser de bombeamento em (a), correlação de Pearson do laser de bombeamento (b), ambas figuras são da corrente 528 mA.



Fonte: O autor (2023).

Na figura 24(a), vemos que o sinal do espectro do laser de bombeamento está entre 975 nm até 977 nm. Na figura 24(b), temos a correlação de Pearson mostrando fraca correlação próximo de 975 nm. Chama a atenção que a correlação fraca está na região do pico do sinal e não em toda a extensão onde se tem o sinal do espectro. Essa pequena correlação se deve a queda de energia por réplica.

Dito tudo isso, podemos concluir que o laser de bombeamento apresenta RS e tem correlação no pico da emissão. Podemos fazer um análogo a um sistema paramagnético, pois o espectro flutua de forma descorrelacionada.

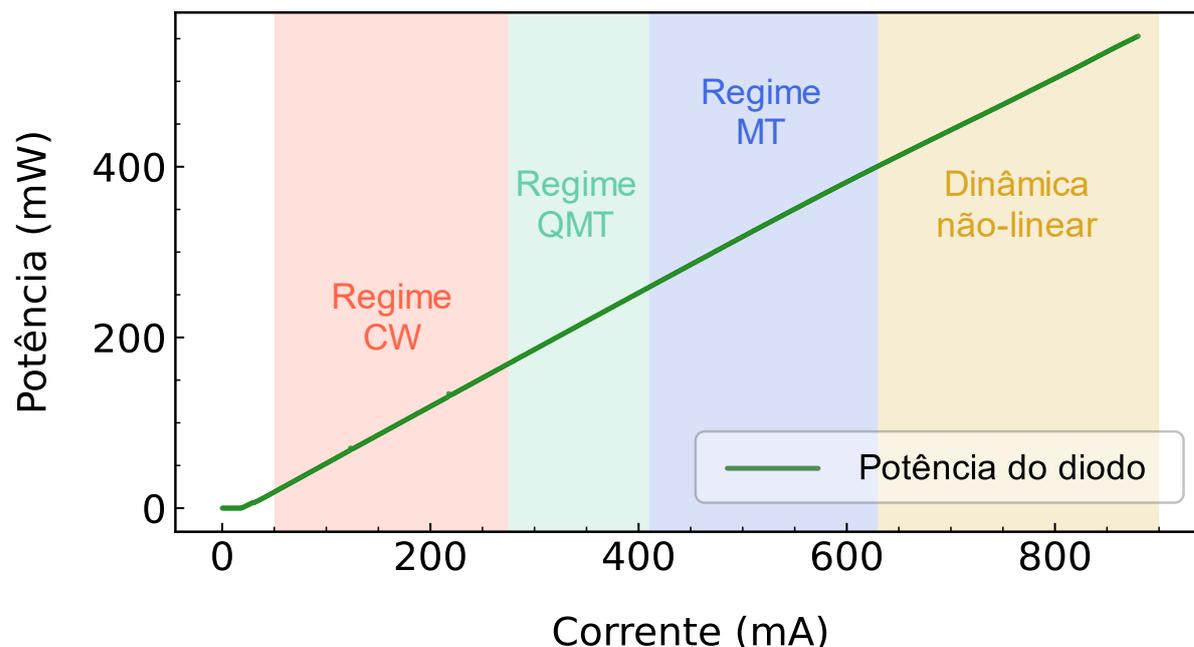
A regra de seleção, embora simples, ajudou a diferenciar QSR induzidas por flutuações na corrente que alimenta o laser de bombeamento, das QSR reais vindas do sistema. Mas como precaução, os próximos dados coletados e que serão apresentados e discutidos, são aqueles em que as flutuações foram menor do que 1,5%.

#### 4.2 ANÁLISE DOS REGIMES DO LASER DE YB

Depois do travamento do laser, o regime de MT se manteve consistente nas regiões entre 320 mA e 540 mA. Embora algumas vezes ele possa se manter com alguma estabilidade para potências de bombeamento menores, nessa região, perturbações mecânicas como vibrações na mesa óptica podem levar ao regime QMT.

Durante o trabalho, foi possível observar efeitos de caos que eram acessados com potências maiores do que a necessária para o regime de MT, mas que não serão abordados nesse trabalho.

Figura 25 - Regimes acessados em função da corrente do laser de bombeamento. O regime CW em vermelho, o QMT em verde, o MT em azul, e regimes com dinâmicas não lineares em amarelo.

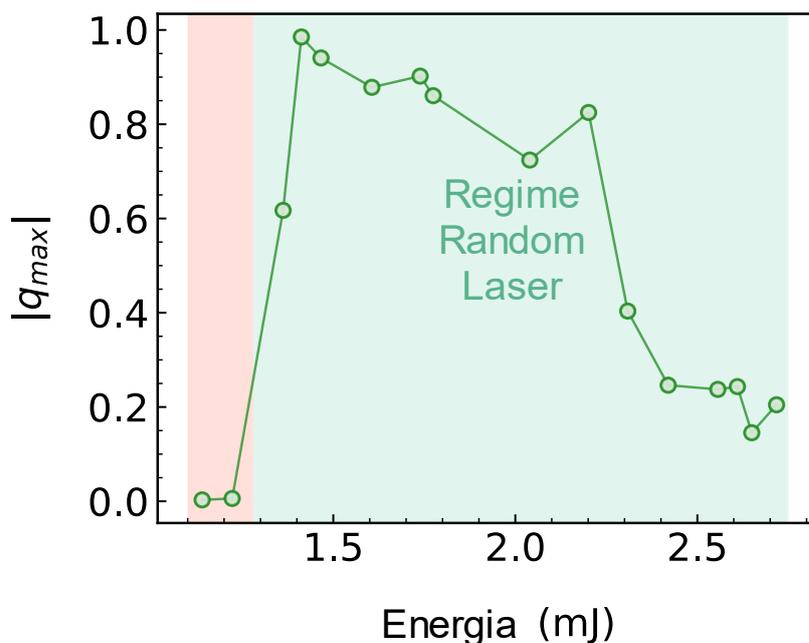


Fonte: O autor (2023).

Em ordem crescente do parâmetro de ordem, foram acessados os regimes de CW, QMT e MT. Na figura 25, temos as regiões de operação em função da corrente de bombeamento. As áreas coloridas são as regiões de regimes acessados em função da corrente de bombeamento, a linha sólida no gráfico é a curva de potência do laser de bombeamento. Em vermelho o regime CW, em verde o regime QMT, em azul o regime de MT e por fim, em amarelo os regimes com dinâmica caótica.

Vejamos os resultados mais recentes na literatura. Os trabalhos recentes envolvendo QSR envolvem RL e meios desordenados, como os nas referências (5; 6), e neste último, analisaram um sistema RL preparado com pó  $YBO_3$  dopado com íons de Neodímio ( $Nd:YBO$ ). Neste artigo, os autores coletaram os espectros em várias energias de bombeamento, e obtiveram o parâmetro de Parisi em função da energia do pulso de bombeamento, eles observaram o sistema entrando no regime de RL, com ocorrência de QSR. Podemos ver essa transição na figura 26.

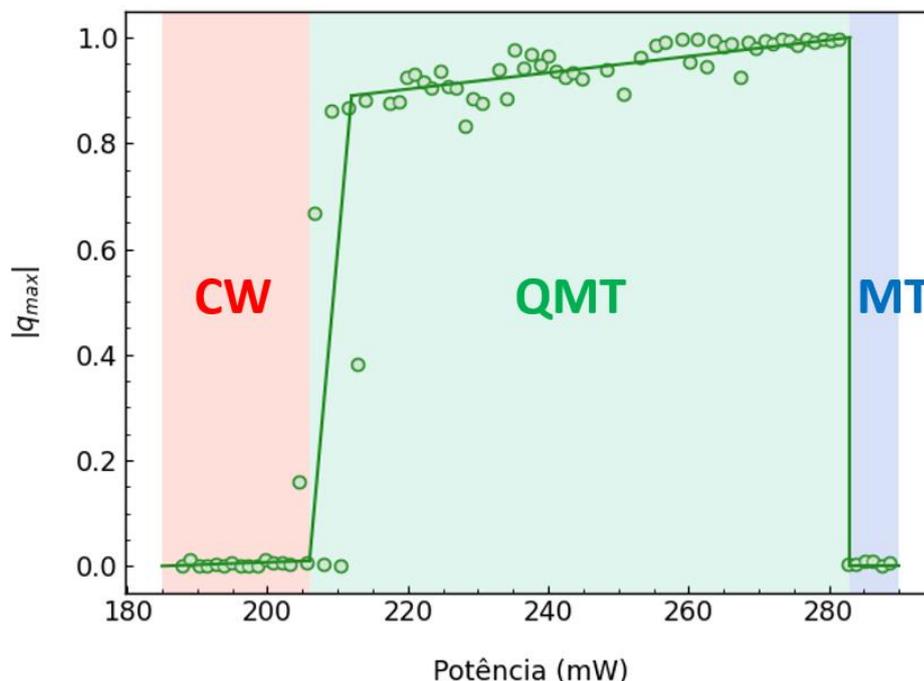
Figura 26 -  $|q_{max}|$  em função da energia do pulso. Na região vermelha está o regime abaixo do limiar da emissão Random Laser (RL), e na região verde está o regime de emissão Random Laser (RL).



Fonte: Adaptado da referência (6).

Como podemos ver na figura 26, onde a região em vermelho claro é abaixo do limiar do regime RL, e na região verde claro é no regime RL. Vemos que  $|q_{max}|$  vai para 1 rapidamente na entrada do regime RL, e vai para 0 lentamente enquanto se aumenta a potência de bombeamento.

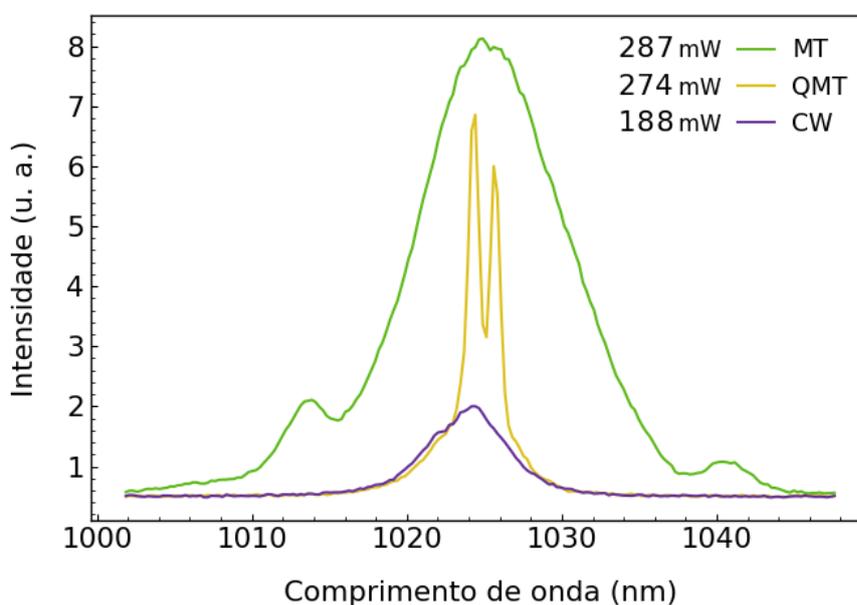
Figura 27 -  $|q_{max}|$  em função da potência do laser de bombeamento.



Fonte: O autor (2023).

Em nosso sistema, como está ilustrado na figura 27, podemos ver que o  $|q_{max}|$  vai para 1 rapidamente conforme o sistema vai para o regime QMT, semelhantemente ao sistema RL, ao entrar no regime de RL. Mas ao entrar no regime MT,  $|q_{max}|$  volta para 0 de forma abrupta.

Figura 28 - Espectros dos regimes analisados.



Fonte: O autor (2023).

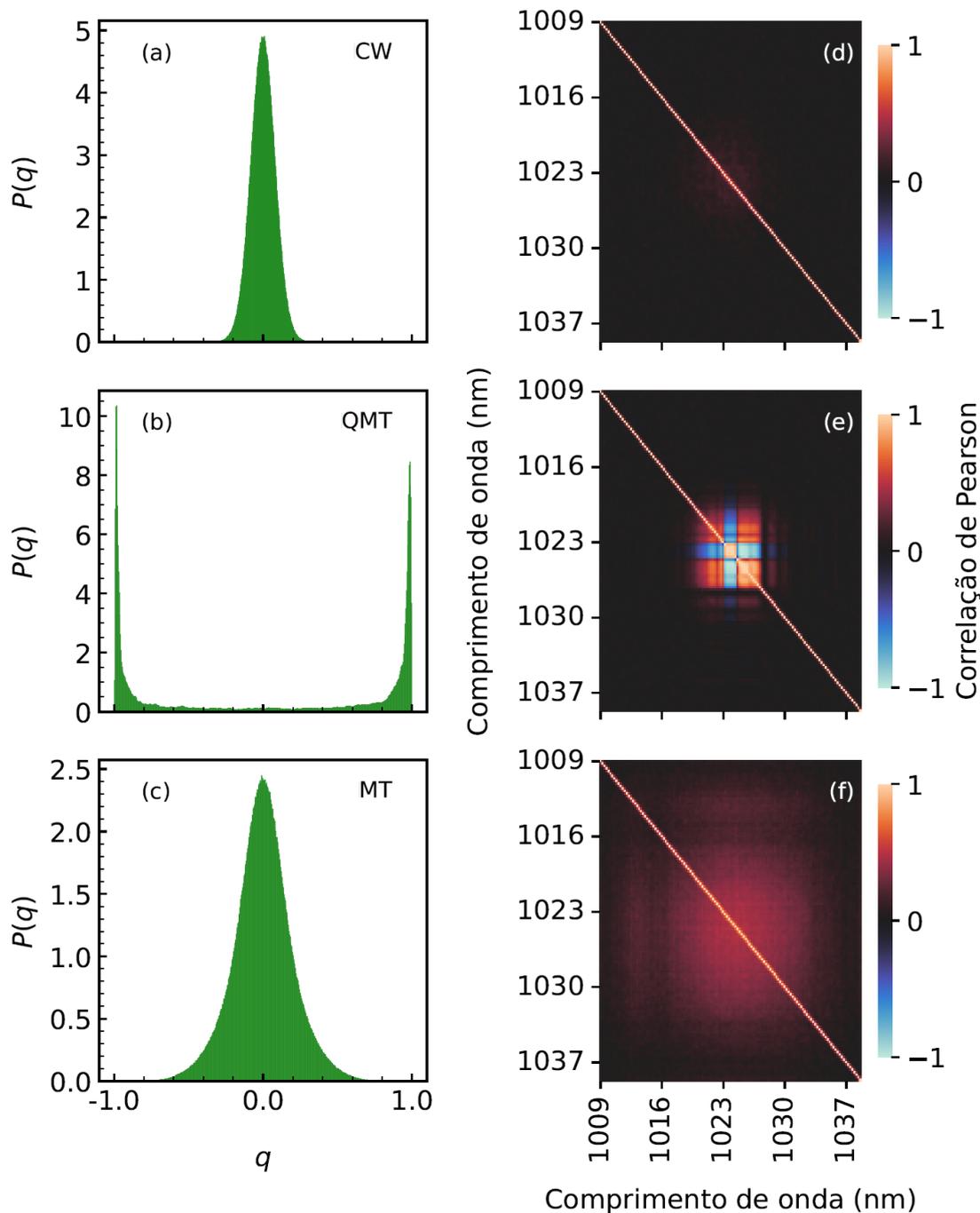
Na figura 28, temos os espectros superpostos dos três regimes analisados. O do regime MT em verde, com um pico maior e dois picos menores adjacentes, o regime QMT em amarelo, com dois picos proeminentes e o regime CW em azul, que contém uma pequena proeminência. Vale notar que todos os espectros têm o maior sinal em torno de 1025 nm.

Na figura 29 a seguir, podemos ver a distribuição  $P(q)$  e a correlação de Pearson para as mesmas potências dos espectros da figura anterior. As figuras 29(a) e 29(d) são do regime CW, 29(b) e 29(e) do regime QMT e 29(c) e 29(f) do regime MT.

Pela figura 29(d) podemos ver que o espectro do regime CW é decorrelacionado, ou seja, os modos oscilam de forma independentemente. O que é de se esperar, visto que há uma contribuição da emissão espontânea prevista para o regime CW no nosso laser, que foi discutido na seção 2.1. Junto da informação de 29(a), de que todas as réplicas são simétricas, podemos concluir que o regime CW é análogo a um sistema paramagnético.

No regime de MT, vemos na figura 29(f) que todos os modos que oscilam entre ~1010 nm e ~1040 nm têm um grau de correlação. Isso é esperado pois os modos do espectro estão com uma relação de fase fixa e construindo um pulso. Somando a informação do parâmetro de Parisi da figura 29(c) em que temos RS, podemos concluir que o regime MT é análogo ao ferromagnético.

Figura 29 -  $P(q)$  de (a) - (c) e a correlação de Pearson de (d) - (f) dos regimes analisados.

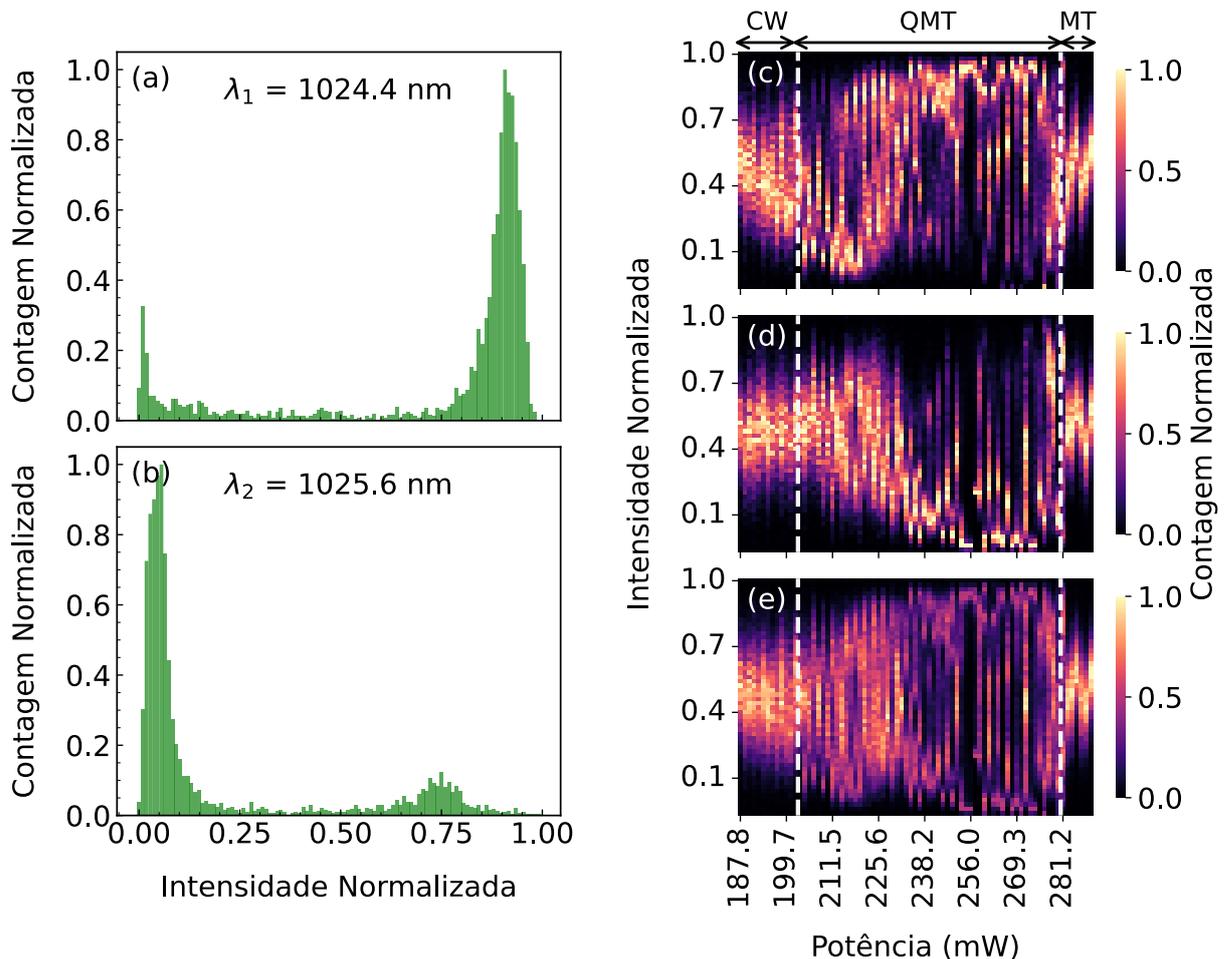


Fonte: O autor (2023).

Já no regime QMT, vemos em 29(e) uma correlação do espectro mais rica que a do MT, contento correlação e anticorrelação. Vale ressaltar que os dois picos são anticorrelacionados. Nesse regime, os modos competem pelo ganho. Num dado momento, um conjunto de modos recebe mais ganho, e em outro recebe menos, essa dinâmica gera flutuações no espectro que causam a QSR apresentada pelo parâmetro de Parisi em (b). Podemos então comparar o regime QMT ao vidro de spin.

Fizemos também uma análise estatística na figura 30 dos dois modos de maior intensidade, visto no regime QMT em  $\lambda_1 = 1024,4 \text{ nm}$  e  $\lambda_2 = 1025,6 \text{ nm}$  do regime CW até o regime MT. A distribuição de intensidades nos regimes CW e MT, são gaussianos. No regime QMT, temos uma distribuição de intensidades em *L-shaped* dos modos  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$ .

Figura 30 - Distribuição das intensidades na potência 260 mW do modo  $\lambda_1$  (a) e  $\lambda_2$  (b). Mapa de calor da distribuição de intensidades dos modos  $\lambda_1$  (c),  $\lambda_2$  (d) e nos dois combinados (e) em função da potência de bombeamento em todos os regimes analisados.



Fonte: O autor (2023).

Na figura 30(a) e 30(b) podemos ver mais claramente o formato em L da distribuição na potência de 260 mW. Percebemos também comportamentos opostos na distribuição de intensidade dos dois modos, demonstrados nas figuras 30(c) e 30(d). Na figura 30(e) temos a superposição das distribuições de intensidades dos dois modos, nessa figura, podemos notar como os comportamentos opostos nos modos emergem conforme a potência de bombeamento aumenta, até se unirem em uma distribuição gaussiana no regime MT.

Vemos que na região de transição do regime CW para o regime QMT as flutuações de intensidades passam a ter uma distribuição gaussiana. Neste caso, os efeitos não lineares não são dominantes e a competição entre os modos não acontece. Conforme a potência cresce e o sistema entra em QMT, os efeitos não lineares começam a se tornar cada vez mais relevantes na dinâmica do sistema e padrões complexos de flutuações surgem. Perto da transição do regime QMT para o regime MT, vemos que  $\lambda_1$  apresenta intensidades maiores do que  $\lambda_2$ .

#### 4.3 ANÁLISE DOS MODOS TRAVADOS DO LASER DE TITÂNIO:SAFIRA

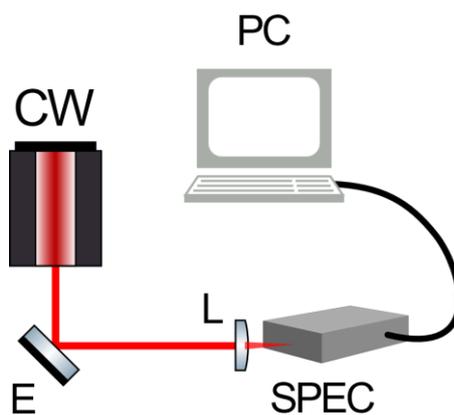
Como em nosso laboratório temos um outro laser, com meio de ganho feito com cristal de safira dopado com íons de titânio, conhecido como laser Ti:Safira, decidimos repetir o experimento para esse sistema, para observar se o regime de MT também apresenta RS, assim como o laser de Yb.

O laser de bombeamento é um laser CW da Spectra-Physics, modelo Millennia ev 5S, com potência máxima de 5W, com software próprio para operação e escolha de potência. O meio de ganho é um cristal de óxido de alumínio dopado com titânio, o travamento é feito através efeito de lente Kerr, com uma taxa de repetição de 837 MHz.

Assim como fizemos nos experimentos anteriores, analisaremos o laser de bombeamento para observar se há quebra de simetria, pelo mesmo motivo da análise do bombeamento do laser de Yb. Em seguida, travaremos o laser Ti:Safira e obteremos os dados.

Para aquisição de dados do laser de bombeamento, usamos uma construção semelhante ao feito nos experimentos anteriores, como se mostra de maneira simplificada na figura 31. O laser de bombeamento (CW) é desviado por um espelho (E), passa por uma lente (L) e entra no espectrômetro (SPEC). Um cabo de dados é ligado do espectrômetro ao computador (PC) onde os espectros são analisados.

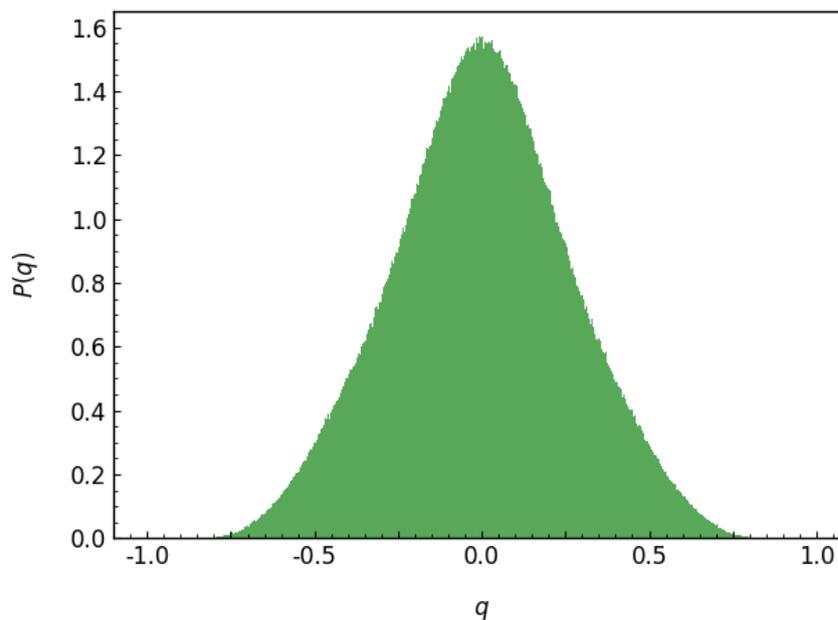
Figura 31 - Esquema experimental da coleta do laser de bombeamento do Ti:Safira.



Fonte: O autor (2023).

Para o procedimento de aquisição de réplicas, ligamos o laser de bombeamento e esperamos estabilizar, usando uma lente e filtros para direcionar o feixe para o espectrômetro, coletamos cinco mil réplicas. Repetimos o processo nas potências de 5W até 1,5 W com passos de 0,1 W. Tratamos os dados com o mesmo programa que tratou os dados anteriores. Na figura 32, temos os  $P(q)$  do laser de bombeamento em 5W.

Figura 32 -  $P(q)$  do laser CW de bombeamento do Ti:Safira.



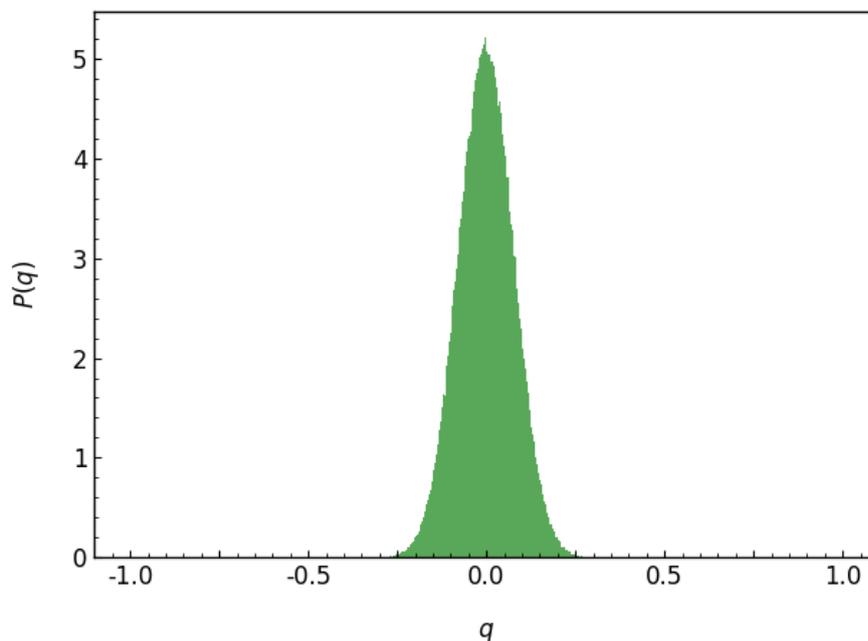
Fonte: O autor (2023).

Semelhantemente ao caso do laser de Yb, o laser de bombeamento do Ti:Safira não apresentou QSR, com todas as medidas apresentando RS.

Para a aquisição de dados do laser Ti:Safira, usamos um esquema semelhante ao da figura 31. Com o laser de bombeamento já estável, acessamos o

regime de MT com o laser de bombeamento no máximo de potência, usando uma lente e filtros para direcionar o feixe para o espectrômetro e coletamos três mil réplicas.

Figura 33 -  $P(q)$  no laser Ti:safira em regime de MT.



Fonte: O autor (2023).

Na figura 33, está uma figura com o  $P(q)$  do laser Ti:Safira em MT, na mesma potência de bombeamento que a figura anterior. Vemos um comportamento de RS em todas as coletas feitas em diferentes potências de bombeamento. Enquanto o laser de Ti:Safira esteve em MT ele apresentou RS. Podemos associar que o regime de MT em geral tem comportamento de RS.

## 5 CONCLUSÃO

Neste trabalho analisamos os regimes do laser de modos travados em fibra dopada com itérbio. Caracterizamos os regimes acessados em função da potência do laser de bombeamento através do uso dos parâmetros de Parisi e a correlação de Pearson. Observamos pela primeira vez o comportamento de réplica simétrica nos regimes CW e MT, previsto teoricamente na referência (24), e o fenômeno de QSR no regime QMT.

Fizemos comparações desses resultados em sistemas magnéticos, associando as flutuações do espectro dos regimes, com as orientações dos spins em cada realização do sistema nas mesmas condições experimentais, sendo o regime CW análogo ao sistema paramagnético, o do regime MT análogo ao sistema ferromagnético e o regime QMT análogo ao sistema vidro de spin.

Em seguida, realizamos uma análise estatística da distribuição de intensidades de dois comprimentos de onda do espectro, que correspondem aos dois picos proeminentes do regime QMT. Nesta análise, vimos uma distribuição gaussiana nos regimes CW e MT, e uma distribuição *L-shaped* emergir no regime QMT. Também percebemos um comportamento oposto na distribuição *L-shaped* dos dois picos, ficando mais evidentes conforme aumentávamos a potência do laser de bombeamento. Essa análise deixou mais claro o comportamento da competição de modos, conforme o sistema entra no regime QMT.

Para confirmar ainda mais esta observação, analisamos um outro laser de modos travados, o Ti:Safira, para confirmar o comportamento de réplica simétrica no regime MT.

Para assegurar os resultados obtidos, começamos este trabalho analisando as flutuações do espectro óptico dos dois lasers de bombeamento, tanto do laser Yb quanto do Ti:Safira. Através do uso do parâmetro de Parisi e correlação de Pearson, observamos que os dois lasers de bombeamento apresentam réplica simétrica, e por terem flutuações descorrelacionadas são análogos a um sistema paramagnético.

Percebendo a influência da corrente da rede elétrica nos resultados, criamos uma maneira de identificar falsas QSR, através de um critério de seleção de réplicas com energia mais próximas.

Este trabalho confirma uma previsão teórica do comportamento do regime MT, e contribui para a compreensão dos fenômenos que ocorrem em sistemas

complexos, onde vários efeitos não lineares tem um papel importante na dinâmica do sistema. Esperamos que em trabalhos futuros possamos investigar com as ferramentas usadas neste trabalho, outros regimes como o de múltiplos pulsos e o de caos determinístico, que são fenômenos comuns nesse tipo de laser, mas que ainda não foram explorados.

## REFERÊNCIAS

1. **Bíblia**. 2023.
2. **RP Photonics Encyclopedia**. Laser applications. [Online] 27 de junho de 2023. [https://www.rp-photonics.com/laser\\_applications.html](https://www.rp-photonics.com/laser_applications.html).
3. **M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, and A. J. Schmidt**. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation,. *Opt. Lett.* 1991, Vol. 16, pp. 502-504.
4. **Parisi, G.** *Nobel Lecture: Multiple equilibria*, arXiv:2304.00580v1. 2023.
5. **Ghofraniha, N. et al.** Experimental evidence of replica symmetry breaking in random lasers. s.l. : Nat. Commun, 2015.
6. **Gomes, A. S. L. et al.** Observation of Lévy distribution and replica symmetry breaking in random lasers from a single set of measurements. *Sci. Rep.* 2016, Vol. 6.
7. **Verdeyen, Joseph T.** *Laser Electronic*. Taiwan : Pearson Education Taiwan Ltd., 2003. 986-7594-49-5.
8. **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  $\mu\text{m}$  region. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 1995, Vol. 1, pp. 2-13.
9. **RP Photonics Encyclopedia**. Ytterbium-doped Laser Gain Media. [Online] 5 de junho de 2023. [https://www.rp-photonics.com/ytterbium\\_doped\\_laser\\_gain\\_media.html](https://www.rp-photonics.com/ytterbium_doped_laser_gain_media.html).
10. **THORLABS**. Fibra Óptica Dopada Ytterbium. [Online] 5 de junho de 2023. [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=336](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=336).
11. **RP Photonics Encyclopedia**. Quasi-three-level Laser Gain Media. [Online] 23 de maio de 2023. [https://www.rp-photonics.com/quasi\\_three\\_level\\_laser\\_gain\\_media.html](https://www.rp-photonics.com/quasi_three_level_laser_gain_media.html).
12. —. Fiber Amplifiers. [Online] 23 de maio de 2023. [https://www.rp-photonics.com/tutorial\\_fiber\\_amplifiers4.html](https://www.rp-photonics.com/tutorial_fiber_amplifiers4.html).
13. **Agrawal, Govind**. *Nonlinear Fiber Optics*. Rochester, New York : Academic Press, 2001.
14. **Shimizu, Fujio**. Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse. *Physical Review Letters*. 1967, Vol. 19, 19, p. 1097.
15. **Castellani, E.** *On the meaning of Symmetry Breaking*. Cambridge : Cambridge University Press, 2003.

16. **Heylighen, F.** Entanglement, Symmetry Breaking and Collapse: Correspondences Between Quantum and Self-Organizing Dynamics. *Found Sci.* 2023, Vol. 28, pp. 85–107.
17. **Parisi, G.** Facing Complexity. *IOP Science.* 1987, Vol. 35.
18. —. The physical Meaning of Replica Symmetry Breaking. 2002.
19. **Antenucci, F. et al.** The glassy random laser: replica symmetry breaking in the intensity fluctuations of emission spectra. s.l. : *Sci. Rep.*, 2015. Vol. 5.
20. **Edwin Coronel, Avishek Das, Iván R. R. González, Anderson S. L. Gomes, Walter Margulis, J. P. von der Weid, and Ernesto P. Raposo.** Evaluation of Pearson correlation coefficient and Parisi parameter of replica symmetry breaking in a hybrid electronically addressable random fiber laser,. s.l. : *Opt. Express*, 2021. Vol. 29, pp. 24422-24433.
21. **Antenucci, F., Crisanti, A., Leuzzi, L.** The glassy random laser: replica symmetry breaking in the intensity fluctuations of emission spectra. *Sci. Rep.* 2015, Vol. 5, pp. 1–11.
22. **Lucas B. A. Mélo, Guillermo F. R. Palacios, Pedro V. Carelli, Lúcio H. Acioli, José R. Rios Leite, and Marcio H. G. de Miranda.** Deterministic chaos in an ytterbium-doped mode-locked fiber laser. *Opt. Express.* 2018, Vol. 26.
23. **Cecília L. A. V. Campos, Lucas B. A. Mélo, Hugo L. D. de S. Cavalcante, Lúcio H. Acioli, Marcio H. G. de Miranda.** Internal nonlinear transmission in an Yb mode-locked fiber laser through bifurcations. *Optics Communications.* 2020, Vol. 461, p. 125154.
24. **F. Antenucci, C. Conti, A. Crisanti, L. Leuzzi.** General Phase Diagram of Multimodal Ordered and Disordered Lasers in Closed and Open Cavities. *Physical Review Letters.* 2015, Vol. 114, 4.