



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**SIMULAÇÃO E BOMBEIO DE CAVIDADE OPO POR UM LASER @1064nm CW
MULTIMODO DE ALTA POTÊNCIA E POLARIZADO**

MÁRCIO ANDRÉ PRIETO APARÍCIO LOPEZ

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Materiais**

**Orientador:
Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter**

**São Paulo
2017**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

SIMULAÇÃO E BOMBEIO DE CAVIDADE OPO POR UM LASER
@1064nm CW MULTIMODO DE ALTA POTÊNCIA E POLARIZADO

MÁRCIO ANDRÉ PRIETO APARÍCIO LOPEZ

Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau
de Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear – Materiais.

Orientador:

Dr Niklaus Ursus Wetter

Versão corrigida

Versão original disponível no IPEN

São Paulo - SP

2017

“As dificuldades fizeram-se para serem vencidas”

Barão de Mauá

“Três dedos seguram uma pena na mão para escrever e o
corpo todo trabalha”

O Nome da Rosa, Umberto Eco

“We will always have Paris”

Rick Blaine/Humphrey Bogart - Casablanca

Agradecimentos

Ao professor Dr. Niklaus Ursus Wetter, por ter me aceito como doutorando para trabalhar no seu grupo. Seus conhecimentos amplos sobre a área de lasers em que atua há décadas, bem como conselhos, explicações, observações e algumas broncas – porque ninguém é de Ferro – nestes anos de convívio fazem parte do meu desenvolvimento profissional e pessoal.

À Capes, pelos auxílios a mim concedidos: o primeiro por meio do projeto Capes-Cofecub, que possibilitou a realização do estágio de doutorado no exterior, e o segundo pela bolsa de estudos para o desenvolvimento do trabalho de doutorado.

Mes remerciements aux chercheurs Jean-Jacques Zondy (Nazarbayev University, kazakhstan), Malo Cadoret (Conservatoire National des Arts et Métiers – Le Cnam, França) et Rym Bouchendira (Collège des Sciences de Tunis, Tunisie) pour votre aide et professionnalisme dans le période de mon étage doctoral à l'étranger effectués au Laboratoire National de Métrologie et d'essais (LNE Le Cnam), à Paris, France.

Aos membros da banca de doutorado pelo aceite do convite, e que contribuíram com as correções deste trabalho, para que seja usado como texto para pesquisadores futuros que desejarem se dedicar ao tema de pesquisa abordado nesta tese: Marcos Roberto da Rocha Gesualdi (UFABC), Luciana Reyes Pires Kassab (Fatec), Malo Cadoret (Le Cnam) e Marcus Paulo Rael (CLA-IPEN/USP).

Aos colegas e amigos do grupo de Desenvolvimento de Lasers, pelo seu convívio, auxílio e amizade em diversos momentos: Cristine, Jonas, Julia, Adriana, Dimitri, Saara, Felix, Victor, João Pedro, Merilyn, dentre outros nomes. Agradecimento em especial para o Allan, que me auxiliou em diversos momentos do meu trabalho de doutorado, sempre muito prestativo e atencioso.

Ao pessoal da minha sala no Centro de Lasers e Aplicações (CLA), pelo convívio e amizade, que vou levar para toda minha vida: Priscila, Cássia, Andréia, Armando e Marcelo.

Aos técnicos e funcionários do CLA.

À equipe da gerência de ensino do IPEN.

E finalmente à minha mãe Maria Teresa e o meu irmão Cimar Alejandro, pelo carinho, paciência e compreensão sempre presentes.

Dedico este trabalho ao meu Pai Cimar Alfredo Aparicio Lopez (*in memoriam*).

SIMULAÇÃO E BOMBEIO DE CAVIDADE OPO POR UM LASER @1064nm CW MULTIMODO DE ALTA POTÊNCIA E POLARIZADO

MÁRCIO ANDRÉ PRIETO APARÍCIO LOPEZ

Resumo

O projeto de doutorado tem como objetivo estudo e montagem de um sistema laser que gere feixe laser de comprimento de onda sintonizável continuamente, com intervalo espectral na região infravermelho (IV) próximo e médio. O trabalho foi dividido em três partes: (i) laser de Nd:YAG @1064nm, (ii) aplicação deste sobre uma cavidade ressonante OPO e (iii) simulação de cavidades laser em anel.

O laser de Nd:YAG foi montado e aprimorado a partir de outro laser desenvolvido anteriormente, o qual foi transformado em fonte polarizada pela inserção de um elemento óptico no seu interior. Em comparação com o laser não polarizado, ele apresentou potência de saída com valores relativamente altos, com um máximo de 30W, e melhora do fator de qualidade do feixe de $M^2 < 1,3$ mais próximo do valor ideal igual a 1 e assim próximo do modo TEM₀₀, adequado para aplicações de transferência de energia. A aplicação do laser Nd:YAG polarizado sobre uma cavidade OPO linear (meio ativo: cristal de Niobato de Lítio dopado 5%MgO:LiNbO₃ com alternância de polarização, conhecido pela sigla PPLN) foi bem sucedida, por ter sido observado seu funcionamento pela geração em seu meio ativo dos feixes (λ_s, λ_c) sinal e complementar sintonizados continuamente, mostrando que valores de potência e fator de qualidade foram adequados e suficientes para ser testado em um OPO. Foi mensurada na saída potencia de 1W para o feixe complementar, onde a eficiência de inclinação da curva mostrou valores de 20,8% e 23,4% para bombeio pulsado (temperaturas do cristal T_C=100°C/150°C), e o valor de 11,1% (T_C=150°C) para bombeio contínuo. A aplicação da técnica *knife-edge* no feixe complementar (T_C=150°C/rede periódica do cristal $\Lambda_0=31,59\text{m}/\lambda_c=2470\text{nm}$) resultou em fator de qualidade do feixe de $M^2=5,75(165)$.

Foi realizada simulação numérica, visando estudo e planejamento de duas cavidades em anel simétricas, com sintonização contínua dos feixes de interesse na saída. A primeira contém um cristal PPLN como meio ativo, onde ocorre Oscilação Paramétrica, gerando feixe na região espectral do IV médio. A segunda cavidade possui dois cristais, que são PPLN e Triborato de Lítio (LiB₃O₅ conhecido pela sigla LBO), onde ocorrem na ordem Oscilação Paramétrica e Geração de Segundo Harmônico, gerando feixe na região espectral entre visível e IV próximo. Foram obtidos dois conjuntos de valores de dimensões para as cavidades, usando base teórica e condições de contorno apropriadas ao realizar os cálculos necessários, fixadas as informações sobre os respectivos componentes ópticos, onde o feixe de bombeio @1064nm focalizado no centro do cristal PPLN possui valor de cintura de feixe pouco maior que 50 μm . O laser de Nd:YAG @1064nm polarizado desenvolvido possui montagem simples e custo baixo de seus componentes, reduzindo o custo do sistema laser final onde foi aplicado, comparado com outros sistemas laser sintonizáveis. Deseja-se estudar o desenvolvimento destes para um modelo de frequência única, usando-o como fonte de bombeio para geração de feixes com largura de linha estreita, visando aplicação em espectroscopia.

SIMULATION AND PUMPING OF AN OPO USING A POLARIZED HIGH POWER MULTIMODE CW @1064nm LASER

MÁRCIO ANDRÉ PRIETO APARÍCIO LOPEZ

Abstract

The purpose of this doctoral project is the study and mounting of a continuously tunable wavelength laser system generating beams in the near and to middle infrared (IR) spectral region. This work was divided into 3 parts: (i) fundamental mode, polarized Nd:YAG @1064nm laser, (ii) its use in a resonant OPO cavity and (iii) ring cavity laser simulations.

A continuous Nd:YAG @1064nm laser was mounted and developed, based on an already tested setup, with the added feature of a polarized beam at the exit. Compared with the non-polarized laser source, it presented high output power, with maximum value of 30W, and an improvement of the beam quality factor such that $M^2 < 1,3$, close to the ideal value of 1. The application of this polarized Nd:YAG laser as a pump source for a linear Optical Parametric Oscillator (OPO) was successful, generating tunable Signal and Idler beams (λ_s, λ_i) inside the active media (5%MgO:LiNbO₃; doped periodically-poled Lithium Niobate crystal, or PPLN). For the idler beam, a maximum power of 1,1W was measured, and 3 slope efficiency values were obtained of 20,8% ($T_c=100^\circ\text{C}$) and 23,4% ($T_c=150^\circ\text{C}$) for the pulsed pump source, and the value of 11,1% ($T_c=150^\circ\text{C}$) for the CW pump source. The knife-edge technique applied in the idler beam ($T_c=150^\circ\text{C}$, crystal periodic grating $\Lambda_0=31,59\text{m}$, $\lambda_c=2470\text{nm}$) resulted in a beam quality factor of $M^2=5,75(165)$.

Numerical simulations were performed, aiming at the study and planning of 2 symmetrical ring-cavities to generate continuous tunable beams at their exits. The first cavity contains a PPLN crystal as active media, where Parametric Oscillation occurs generating two beams in the mid IR spectral region. The second cavity contains two crystals inside it, a PPLN for the OPO and a Lithium Triborate (LiB₃O₅ known as LBO) for Second Harmonic Generation (SHG), with the beam of interest being in the near IR spectral region. The polarized Nd:YAG @1064nm laser shows a simple setup and uses low cost components, reducing the final laser system price, compared with other tunable laser systems. The next steps involve research and development of a single frequency laser pump source, to generate single frequency beams in the projected OPO ring cavities for future applications in spectroscopy.

SUMÁRIO

Introdução	1
1. Óptica Não-Linear	5
1.1 Sobre a Origem da Polarização NL.....	5
1.2 Relações entre os Feixes no Meio NL.....	11
2. Fenômenos de Conversão de Frequência em um Meio NL	14
2.1 Geração de Segundo Harmônico.....	14
2.2 Amplificação Paramétrica e Oscilador Paramétrico Óptico....	15
3. Casamento de Fase (CF)	19
3.1 CF por Birrefringência (CFB).....	20
3.2 CF não Crítico (CFNC).....	21
3.3 Quase CF (QCF).....	22
3.4 QCF em um Cristal NL.....	24
3.4.1 Niobato de Lítio (LiNbO ₃).....	25
3.4.2 Alternância Periódica de Domínios Ferroelétricos....	28
3.4.3 Cristal PPLN.....	31
4. Laser de Nd:YAG @1064nm Polarizado	34
4.1 Teoria Elementar.....	34
4.2 Montagem, Alinhamento e Desenvolvimento.....	40
5. Cavity Linear OPO	47
6. Planejamento de Cavity Laser em Anel	63
6.1 OPO em Anel.....	63
6.2 Simulação e Proposta de Cavity Laser.....	73
7. Conclusão	86
Apêndice	89
Trabalhos Realizados no Período de Doutorado	91
Referências Bibliográficas	92

LISTA DE FIGURAS

<i>Comprimentos de onda de diversos tipos de lasers [11].....</i>	<i>2</i>
<i>1-1: Exemplo de processo de geração de fótons em um meio NL.....</i>	<i>9</i>
<i>1-2: Exemplo de processo de geração de fótons em um meio NL.....</i>	<i>9</i>
<i>2-1: Experimento original de Geração de 2º harmônico.....</i>	<i>14</i>
<i>2-2: Ocorrência de Amplificação Paramétrica em um meio NL.....</i>	<i>15</i>
<i>2-3: Função $y=\text{sinc}^2(x=[-2\pi,+2\pi])$ (https://www.wolframalpha.com).....</i>	<i>17</i>
<i>2-4: Diagrama esquemático de um OPO linear, onde os índices 1 e 2 se referem aos feixes sinal e complementar, e o índice 3 ao feixe de bombeamento. As refletividades R_1 e R_2 precisam ser próximas de 100% para obter oscilação paramétrica amplificada [20].....</i>	<i>17</i>
<i>2-5: Exemplo de configuração de cavidade OPO em anel [30].....</i>	<i>18</i>
<i>3-1: Dispersão para eixos distintas de um cristal birrefringente [27].....</i>	<i>20</i>
<i>3-2: Eixos cristalográficos e orientação espacial dos processos de CF [31].....</i>	<i>21</i>
<i>3-3: Conservação de energia e momento na situação de QCF.....</i>	<i>23</i>
<i>3-4: comparação das situações de CF para o fenômeno de GSH.....</i>	<i>24</i>
<i>3-5: Estrutura cristalina do LiNbO_3 [34].....</i>	<i>25</i>
<i>3-6: Janela de transparência do cristal LiNbO_3 [35].....</i>	<i>26</i>
<i>3-7: Transmissão em cristais de LiNbO_3 não dopado e dopado com MgO (http://www.covesion.com).....</i>	<i>28</i>
<i>3-8: Duas configurações de eletrodos para alteração periódica da polarização [32].....</i>	<i>29</i>
<i>3-9: Esquema do circuito de reversão ferroelétrica [32].....</i>	<i>30</i>
<i>3-10: Vista lateral, superior e inferior do cristal PPLN [32].....</i>	<i>30</i>
<i>3-11: Esquema do cristal PPLN (http://www.covesion.com).....</i>	<i>31</i>
<i>3-12: Comprimentos de onda sinal e complementar $\lambda(T)$ do cristal PPLN em situação de QCF ($\lambda_p=1.064\mu\text{m}$).....</i>	<i>33</i>
<i>4.-1: Esquema de uma cavidade linear [45].....</i>	<i>34</i>
<i>4-2: Diagrama de Estabilidade [11].....</i>	<i>35</i>
<i>4-3: Esquema do diodo do módulo laser [48].....</i>	<i>36</i>
<i>4-4: Representação da cavidade com o bastão, onde se tem (I) a lente térmica no centro do bastão (II) e o modelo simplificado [46].....</i>	<i>37</i>

4-5: Diagrama de estabilidade com configurações de cavidade nas suas fronteiras. Sobre a reta na figura estão indicadas as regiões que delimitam os intervalos das zonas de estabilidade I e II. Conforme se percorre a reta no diagrama, temos distintas configurações de estabilidade para cada valor de lente térmica, dada em termos da dioptria $1/f$ [43].....	38
4-6: Cintura do feixe no centro do bastão, conforme se varia a dioptria da lente térmica em seu interior. Gráfico obtido para $R_1=R_2=\infty$, $L_1=600\text{mm}$ e $L_2=900\text{mm}$ [44].....	38
4-7: Sistema de controle do módulo laser.....	40
4-8: Esquema do laser de bombeio Nd:YAG.....	42
4-9: Resultados obtidos para o laser de Nd:YAG não-polarizado [49].....	43
4-10: Resultado obtidos para o laser de Nd:YAG polarizado.....	44
4-11: Perfil transversal do feixe @1064nm na saída.....	44
4-12: Gráfico de caracterização do laser no limite da região de estabilidade.....	45
4-13: Laser de bombeio Nd:YAG pol-S.....	45
4-14: Laser de Nd:YAG polarizado final com correção de divergência.....	46
5-1: Esquema geral da cavidade OPO Linear.....	47
5-2: Espectro dos espelhos Layertec no intervalo $\lambda=[1-4]\mu\text{m}$ A curva N°1 (vermelha) se refere à incidência de um feixe em ângulo de 0° , e a curva N° 2 (verde) em ângulo de 20°	48
5-3: Espectro dos espelhos Layertec no intervalo $\lambda=[0.4-1]\mu\text{m}$	48
5-4: Sistema óptico geral para bombeio da cavidade OPO sobre a mesa ptica.....	49
5-5: Efeito Faraday (http://www.thorlabs.com).....	49
5-6: Perfil transversal de intensidade do feixe de bombeio @1064nm focalizado no centro do cristal PPLN (observado usando o Beam Scope Data Ray).....	50
5-7: Focalização do feixe de bombeio no centro do cristal (http://www.covesion.com).....	51
5-8: Parte experimental da cavidade SRO.....	52
5-9: Feixes gerados por oscilação paramétrica na situação de QCF.....	53
5-10: Largura de pulso para o feixe de Bombeio ($\lambda_B=1064\text{nm}$).....	54
5-11: Largura de pulso para o feixe Sinal ($\lambda_S=1870\text{nm}$).....	55
5-12: Largura de pulso para o feixe Complementar ($\lambda_C=2470\text{nm}$).....	55
5-13: Separação dos feixes na saída do OPO.....	56
5-14: Potência do feixe Sinal na saída em função da potência de Bombeio com duas temperaturas distintas sintonizadas no cristal PPLN (bombeio pulsado).....	56

5-15: Potência do feixe Complementar na saída em função da potência de Bombeio com duas temperaturas distintas sintonizadas no cristal PPLN (bombeio pulsado).....	57
5-16: Potência do feixe Sinal na saída em função da potência de Bombeio com regime de bombeio contínuo em conjunto com os dados de bombeio pulsado para comparação obtido anteriormente.....	58
5-17: Potência do feixe Complementar na saída em função da potência de Bombeio com regime de bombeio contínuo em conjunto com os dados de bombeio pulsado para comparação obtido anteriormente.....	59
5-18: Esquema da medição do raio do feixe técnica de knife-edge, onde a área escura corresponde à sombra provocada pela lâmina [54].....	61
5-19: Valores de cintura do feixe usados no ajuste de uma função $W(z)$ para determinação de M^2	62
6-1: OPO planejado.....	64
6-2: Função de Boyd-Kleinman [58].....	68
6-3: Gráfico de estabilidade.....	69
6-4: Cintura do feixe no centro do cristal.....	69
6-5: Cintura do feixe entre espelhos planos.....	70
6-6: Base monobloco final do OPO.....	71
6-7: Laser de bombeio.....	72
6-8: Curva de calibração para o laser de bombeio.....	72
6-9: Cavity laser OPO-GSH proposta.....	74
6-10: Variáveis usadas para cálculos da cavity.....	74
6-11: Cavity modificada.....	78
6-12: Cavity planejada com parâmetros e componentes respectivos.....	79
6-13: Curva de estabilidade $S(L_1)$	80
6-14: Cintura $W_1(L_1)$ do Feixe no centro do 1º cristal (Oscilação Paramétrica) em função da distância entre os espelhos R_1	80
6-15: Cintura $W_2(L_1)$ do Feixe no centro do 2º cristal (GSH) em função da distância entre os espelhos R_1	80
6-16: Espectro de transmissão do cristal LBO (http://www.bbotech.com).....	83
6-17: Espectro do processo GSH/CFNC de acordo com as interações [64].....	83
6-18: Curvas de $\lambda(T)$ do feixe Sinal em situação de QCF ($\lambda_P=1.064\mu\text{m}$).....	84
6-19: Curvas de $\lambda(T)$ do feixe Complementar em situação de QCF ($\lambda_P=1.064\mu\text{m}$).....	84
A-1: Espectro de transmitância da lente [68].....	90

<i>A-2: Espectro de transmitância do Prisma [68].....</i>	<i>90</i>
<i>A-3: Espectro de reflectância do espelho (http://www.thorlabs.com).....</i>	<i>90</i>

LISTA DE TABELAS

<i>Tabela: Coeficientes da dispersão do cristal 5%MgO:PPLN [42].....</i>	<i>32</i>
--	-----------

Introdução

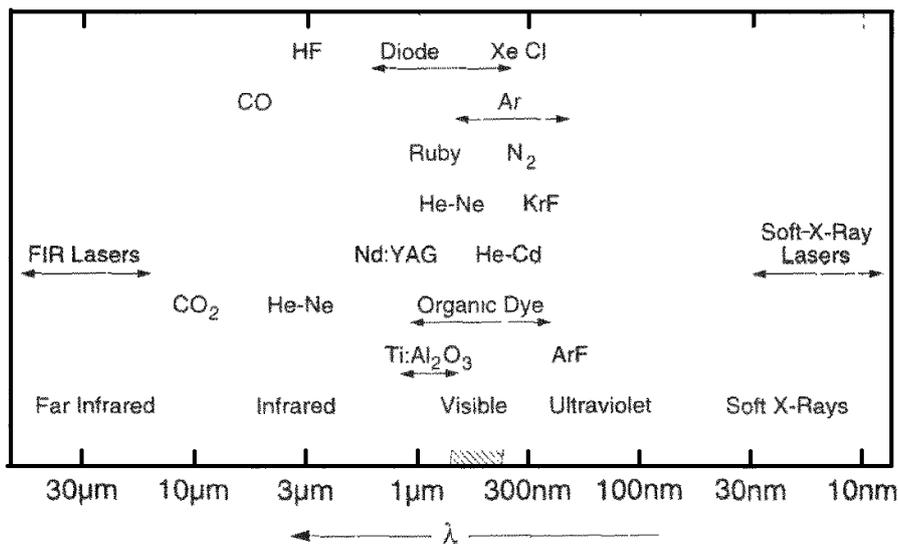
Desde sua invenção o laser ([1], [2]), sigla para Amplificação da Luz por Emissão Estimulada de Radiação (*light amplification by stimulated emission of radiation* em inglês) tem sido uma grande ferramenta a ser aplicada em diversas áreas, desde seu uso cotidiano para poder escutar música e ver filmes em aparelhos de CD/DVD, canetas laser para auxiliar em apresentações, estudos de pesquisa elementar e aplicações industriais. Existem diversos tipos de laser, de distintos tipos de meios ativos, responsáveis por gerar o feixe com o valor de comprimento de onda de interesse [3], como He-Ne (gás), Ar (gás), Rubi (sólido) e lasers de corante (líquido), parte deles comercialmente disponível. Entretanto, alguns deles possuem atuação limitada em relação aos valores de comprimento de onda possíveis de serem gerados, independentemente do meio ativo usado para obter os mesmos e da região espectral desejada (ultravioleta, visível ou infravermelho).

Uma solução para resolver este problema se encontra na área de Óptica Não-Linear (NL), onde, por meio de aplicação de seus conceitos, é possível fazer com que sejam gerados feixes com frequências distintas daquela(s) inicialmente incidente(s) sobre um dado meio, dito NL. As regiões espectrais podem ser distintas entre feixe inicial e final, dependendo do fenômeno de interesse envolvido no processo de conversão NL de frequências (de visível para infravermelho, por exemplo).

Dependendo do comprimento de onda desejado, seja um único valor ou um intervalo, o uso de cristais NL se apresenta como uma forma alternativa de construção de novos sistemas laser ([4], [5]). Um ou mais feixes podem ser gerados na saída e diferentes meios ativos podem ser combinados para obter as frequências desejadas, dentre tantas possibilidades. Os meios NL's permitem que ocorra seleção dos comprimentos de onda gerados em sua saída via controle de parâmetros internos e/ou externos ao cristal, que permitem a ocorrência da conversão NL de frequências de feixes entre si. Existe quantidade considerável de fenômenos envolvidos, tais como os seguintes listados [6]: Geração de Segundo Harmônico, Amplificação Paramétrica, Oscilação Paramétrica, Soma de Frequências, Diferença de Frequências; efeitos Kerr, Raman, Brillouin, dentre tantos outros. Estas formas de se gerar frequências laser são alternativas viáveis e complementares àquela conhecida, que pressupõe emissão de fótons via troca energética entre níveis atômicos [7], abrangendo comprimentos de onda conhecidos para aplicações (532nm, 633nm, 1064nm, entre outros).

Pesquisas sobre desenvolvimento de lasers usando como meios ativos cristais NL's são motivadas pela pouca disponibilidade de fontes lasers eficientes de potências altas para regiões espectrais específicas, como ultravioleta ou infravermelho médio. A possibilidade de construção de sistemas laser com feixes de sintonização contínua em sua saída permite aplicação em áreas como, por exemplo, espectroscopia. Um exemplo de um sistema laser conhecido por ter esta característica é o Oscilador Paramétrico Óptico (OPO)

usado para gerar feixes na região do infravermelho médio [8], possibilitando varredura espectral em um intervalo de interesse, onde podem ser realizados estudos de propriedades elementares ou detecção de moléculas, relacionadas a processos químicos, biológicos ou físicos ([9], [10]). Algumas fontes laser apresentam comprimento de onda variável nas suas respectivas saídas. Aplicando estas como fonte de bombeio de uma segunda cavidade, onde existe ocorrência de um fenômeno de conversão NL, esta característica pode ser transferida para um ou mais feixes gerados, definindo assim uma fonte laser com sintonização contínua de frequências que pode ser aplicada em espectroscopia, por exemplo, por realizar varredura em um dado intervalo espectral de interesse, sendo fixadas as condições do meio ativo.



Comprimentos de onda de diversos tipos de lasers [11]

O projeto de doutorado tem como objetivo estudo e montagem de um sistema laser que gere feixe de comprimento de onda sintonizável continuamente, dentro de um intervalo espectral que abrange as regiões do infravermelho próximo e médio. Este envolve uma fonte laser que fornece energia para uma cavidade laser, onde são gerados os feixes de interesse.

O laser de Nd:YAG definido para ser usado neste trabalho apresentou configuração de estabilidade e parâmetros de feixe adequados para aplicação como fonte de bombeio, com modificação na sua característica espectral para o caso de uma cavidade OPO, devido ao respectivo meio ativo, com polarização preferencial definida de antemão para se ter máxima eficiência de conversão. Se deseja verificar o comportamento da cavidade OPO pela aplicação do laser de bombeio de Nd:YAG adotado, observando seu comportamento em relação à potencia fornecida e espectro gerado. Deseja-se realizar futuramente a aplicação de fontes de bombeio laser similares àquela de Nd:YAG em cavidades laser mais avançadas, como um OPO em anel, e por isso foram realizadas simulações para definir duas destas, visando desenvolvimento de fontes para aplicação em espectroscopia. O trabalho foi dividido em três partes para a montagem do sistema laser completo sobre a mesa óptica, que são as

seguintes: (i) laser de Nd:YAG @1064nm; (ii) aplicação de (i) em uma cavidade ressonante; e (iii) simulação de cavidades laser em anel. Até onde se sabe, existem dois testes inéditos realizados envolvendo o laser de Nd:YAG adotado neste trabalho na parte experimental. O primeiro diz respeito à sua transformação em uma fonte polarizada, para que possa ser verificado seu comportamento em relação aos parâmetros do feixe e a potência gerada na sua saída; e o segundo teste envolve a sua aplicação em uma cavidade OPO, de forma que verifique o espectro e as potências dos feixes gerados em sua saída.

Na 1ª parte temos como objetivo o desenvolvimento, montagem e caracterização de um laser de Nd:YAG @1064nm polarizado, onde foi usado como base um laser de Nd:YAG @1064nm pesquisado anteriormente pelo grupo do Prof. Niklaus Ursus Wetter. A diferença do laser desenvolvido neste trabalho em relação ao laser de Nd:YAG anterior foi a presença de um elemento óptico adicional inserido no interior da cavidade, que foi um polarizador de filme fino (PFF), fazendo com que o feixe ressonante intracavidade oscile em uma direção preferencial, de forma que o feixe na saída seja polarizado. Esta parte constitui um teste, com objetivo de verificar comportamento e funcionamento do laser polarizado, se possui qualidade e potência similares àquelas observadas antes para o laser inicial de Nd:YAG citado como base. O laser de Nd:YAG inicial é um ressonador óptico linear contendo um cristal de Nd:YAG (montado dentro de um módulo DPSSL - *diode pumped solid state laser* - bombeado por 808nm internamente) com dois espelhos de raios de curvatura distintos entre si, gerando na saída comprimento de onda de @1064nm, sendo monomodo transversal TEM₀₀ e multimodo longitudinal, de emissão contínua (CW).

A 2ª parte envolve aplicação do laser de Nd:YAG desenvolvido, onde ele atua no bombeio de uma 2ª cavidade laser, que foi um Oscilador Paramétrico Óptico (OPO) linear. Os componentes ópticos usados na definição do OPO, bem como as distâncias entre os mesmos, foram definidos por meio de simulação usando o programa *LasCad*. Ocorre o fenômeno de conversão de frequências NL conhecido como Oscilação Paramétrica, gerando dois feixes de comprimentos de onda distintos na saída (Sinal λ_s e Complementar λ_c). Devido às características espectrais adotadas para os componentes ópticos, a cavidade OPO possui o feixe λ_s ressonante em seu interior, enquanto que o feixe λ_c a abandona, fazendo com que ele seja chamado de OPO de frequência única, ou *single resonant OPO* em inglês (SRO).

A 3ª parte do trabalho envolve estudo e planejamento de duas cavidades laser do tipo SRO de configuração em anel, com um laser de bombeio em @1064nm incidente sobre as mesmas. A primeira tem um meio ativo onde ocorre Oscilação Paramétrica, de forma que o feixe complementar abandona a cavidade, e o feixe sinal é ressonante em seu interior. Na segunda cavidade, a geração dos feixes se dá por meio de um processo conjunto de dois fenômenos NL's que ocorrem de maneira sucessiva, cada um em meios distintos – no caso cristais - no interior da cavidade ressonante. Um feixe de bombeio (λ_B) incide sobre o 1º cristal, onde ocorre oscilação paramétrica, gerando dois feixes na

região espectral do infravermelho (λ_s e λ_c), onde aquele com maior energia (λ_s) incide no 2º cristal, e por meio de Geração de Segundo Harmônico (GSH) produz o feixe no intervalo espectral desejado. Os meios ativos usados como base para realizar as simulações são os cristais de Niobato de Lítio (LiNbO_3) com alternância periódica de polarização - em inglês *periodically poled* LiNbO_3 , conhecido pela sigla PPLN -, e o cristal de Triborato de Lítio (LiB_3O_5), conhecido pela sigla LBO, onde ocorrem os fenômenos de Oscilação Paramétrica e GSH, respectivamente.

Tem-se como objetivo futuro o estudo e desenvolvimento de sistemas laser que abrangem regiões espectrais, em especial, entre visível e IV próximo. O interesse reside na aplicação de um sistema laser para realizar espectroscopia de materiais de terras raras ([12], [13], [14]). Os cristais usados como meios ativos de lasers de estado sólido têm como elemento dopante elementos de terras raras, usados como íons de transição de níveis, responsáveis pelo comprimento de onda final de interesse [15]. Portanto, o sistema laser pode ser usado para detecção destes materiais em um dado meio, seja ou não um cristal. Outros fatores podem influenciar de forma mais ou menos intensa, como a porcentagem dos íons na rede cristalina, potência do feixe e geometria do meio, por exemplo.

Existem outros aparelhos lasers comercialmente disponíveis que trabalham com espectro sintonizável nesta faixa de frequência. Um deles, por exemplo, é o laser de Ti:Safira [16], capaz de gerar feixe no intervalo espectral [600-1000]nm. Porém, ele tem a desvantagem de apresentar potência de saída com valores não maiores do que 2W e custo de aquisição elevado [17]. O laser Nd:YAG usado para bombeio da cavidade apresentada neste trabalho possui componentes com custos relativamente baixos, e montagem e planejamento conhecidos na área de lasers DPSSL inseridos em cavidades ópticas. Assim, a observação de parâmetros de qualidade, potência, estabilidade e polarização são condições vitais para aplicações em cavidades cujo meio ativo seja um cristal NL, possibilitando que o conjunto laser final tenha custo menor do que aquele de um laser de Ti:Safira, por exemplo.

O conhecimento teórico adquirido para o planejamento e construção da cavidade laser em anel tem como base os estudos de um Oscilador Paramétrico Óptico (OPO), realizado por um ano via estágio de doutorado no exterior no *Laboratoire National de Métrologie et d'Essais*, pertencente ao *Conservatoire National des Arts et Métiers* (LNE-CNAM), em Paris, França, sob coordenação dos pesquisadores Dr. *Jean-Jacques Zondy* e Dr. *Malo Cadoret*.

1. Óptica Não-Linear

Neste capítulo é realizada explicação teórica do processo de conversão NL de frequências. Foi realizada explicação da conversão NL de frequências pela análise da dinâmica de elétrons das camadas de valência em um dado meio para o primeiro fenômeno inicialmente observado, que foi a geração de segundo harmônico, e que resultou em uma expressão análoga àquela do modelo de um oscilador harmônico amortecido forçado. Na sequência, foi realizada dedução de um conjunto geral de equações que descrevem o comportamento e interação entre três feixes nos processos de conversão NL, através de seus respectivos campos elétricos respectivos, devido ao termo de polarização de 2ª ordem.

1.1 Sobre a Origem da Polarização NL

A óptica não linear (NL) consiste na área da óptica que se concentra nos estudos e aplicações das propriedades físicas elementares da luz, quando esta se encontra em um meio onde as suas variáveis apresentam comportamento distinto daquele esperado inicialmente, de um meio linear. Isso implica que a luz, ao percorrer seu interior, pode sofrer alterações em suas propriedades físicas. As altas intensidades que atuam sobre um meio - da ordem de 10^{11} W/cm² [18] - fazem com que ocorra alteração na disposição dos elétrons pertencentes às suas camadas de valência, alterando a direção do campo elétrico interno. Conseqüentemente, isto faz com que ocorra alteração na relação entre as variáveis físicas da luz no meio NL. Atenta-se em especial para a polarização, que não é proporcional ao campo elétrico, mas ao seu quadrado [19]. Esta nova relação entre polarização e campo elétrico faz com que se possa estabelecer uma conexão entre feixes com frequências distintas entre si, de forma que possa ocorrer transferência de energia entre eles, permitindo, portanto, geração de radiação distinta daquela inicial incidente.

Um modelo em que se analisa a dinâmica dos elétrons pode ser usado para exemplificar o processo de conversão de frequências, que permite relacionar os parâmetros dos feixes interagentes com aqueles do meio NL. O 1º fenômeno de conversão NL de frequências observado consiste em um feixe de frequência inicial ω que atravessa e interage um meio NL, gerando um 2º feixe de frequência 2ω na saída.

Supõe-se que a polarização ao qual está sujeita o meio é dada pela forma geral [20]:

$$p(t) = -N \cdot e \cdot x(t) \quad (1.1)$$

Onde N é a densidade de elétrons, e a carga fundamental e $x(t)$ a função que descreve a posição de um elétron em um referencial linear ao longo de um eixo, onde o mesmo oscila em torno de uma posição inicial de equilíbrio na equação acima. Os elétrons estão sujeitos a uma energia potencial assimétrica no meio da forma:

$$U_{AS}(x) = \frac{1}{2} \cdot m_e \cdot \omega_0^2 \cdot x^2 + \frac{1}{3} \cdot m_e \cdot D \cdot x^3 \quad (1.2)$$

Onde m_e é a massa de um elétron, ω_0 a frequência natural de oscilação, D o coeficiente anarmônico do meio e x a sua posição. O lado direito de (1.2) contém a constante D , que diz respeito à contribuição NL para a geração dos feixes de interesse.

O feixe ω incidente sobre o meio transfere sua energia para os elétrons das camadas de valência, excitando-os para configurações eletrônicas mais energéticas. Na sequência, parte da energia é emitida na forma de outro feixe com frequência 2ω . O campo elétrico correspondente ao feixe ω é dado pela seguinte expressão [20]:

$$E_{ext}(t) = -\frac{E^{(\omega)}}{2} \cdot [\exp(i \cdot \omega \cdot t) + \exp(-i \cdot \omega \cdot t)] \quad (1.3)$$

$E^{(\omega)}$ é o valor absoluto do campo elétrico do feixe ω . Realizando aplicação da equação fundamental da dinâmica para um dos elétrons, onde o mesmo está sujeito a uma perturbação externa, a uma energia potencial e à perda energética no próprio meio, ela é dada por:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \sigma \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{dU_{AS}}{dx} = F_{ext} \quad (1.4)$$

Sendo $F_{ext} = -e \cdot E_{ext}$ a força que atua sobre um elétron devido ao campo elétrico (1.3), dU_{AS}/dx a força restauradora sobre um elétron e σ a condutividade elétrica do meio relacionada com o termo de dissipação de energia. Desenvolvendo a equação (1.4) pela substituição das funções (1.2) e (1.3) na mesma, temos como resultado a seguinte expressão para descrever a dinâmica dos elétrons:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \sigma \cdot \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 \cdot x + D \cdot x^2 = -\frac{e \cdot E^{(\omega)}}{2 \cdot m_e} \cdot [\exp(i \cdot \omega \cdot t) + \exp(-i \cdot \omega \cdot t)] \quad (1.5)$$

A expressão obtida é análoga àquela que descreve a dinâmica de um oscilador harmônico amortecido forçado [21], com a diferença do termo adicional $D \cdot x^2$ relacionado à geração do feixe 2ω . A solução de (1.5) é dada pela expressão:

$$x(t) = \frac{1}{2} \cdot \{q_1 \cdot \exp[i \cdot \omega \cdot t] + q_2 \cdot \exp[-i \cdot (2\omega) \cdot t]\} \quad (1.6)$$

Onde se tem que:

$$q_1 = -\frac{e \cdot E^{(\omega)}}{m_e \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2) + i \cdot \sigma \cdot \omega]} \quad (1.7 - 1)$$

$$q_2 = -\frac{D \cdot e^2 \cdot [E^{(\omega)}]^2}{2 \cdot m_e^2 \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2) + i \cdot \sigma \cdot \omega]^2 \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2) + i \cdot \sigma \cdot (2\omega)]} \quad (1.7 - 2)$$

Existem dois termos oscilatórios na solução de (1.6) relacionados com as frequências ω e 2ω dos feixes gerados no processo de conversão NL. Para cada um deles, existem sub-expressões exibidas em (1.7) compostas por variáveis dos feixes e do meio NL respectivo. Ao mesmo tempo, (1.6) está relacionada com a função de polarização (1.1), onde ela pode ser separada em duas partes de acordo com as frequências ω e 2ω . Com isso, ela pode ser escrita na forma geral:

$$p(t) = p^{(\omega)}(t) + p^{(2\omega)}(t) \quad (1.8)$$

Os dois termos da soma (1.8) são dados pelas seguintes expressões:

$$p^{(\omega)}(t) = \frac{\varepsilon_0}{2} \cdot \chi^{(\omega)} \cdot E^{(\omega)} \cdot \exp[i \cdot \omega \cdot t] \quad (1.9)$$

$$p^{(2\omega)}(t) = \frac{1}{2} \cdot d^{(2\omega)} \cdot [E^{(\omega)}]^2 \cdot \exp[i \cdot (2\omega) \cdot t] \quad (1.10)$$

ε_0 é a constante permissividade elétrica no vácuo. Temos que (1.7) foi reescrito de forma compacta em (1.9) e (1.10), onde se tem três expressões de parâmetros para caracterizar o meio NL, dadas por [22]:

$$d^{(2\omega)} = \frac{m \cdot D \cdot [\chi^{(\omega)}]^2 \cdot \chi^{(2\omega)} \cdot \varepsilon_0^2}{2 \cdot N^2 \cdot e^2} \quad (1.11 - 1)$$

$$\chi^{(\omega)} = \frac{N \cdot e^2}{m \cdot \varepsilon_0 \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2) + i \cdot \sigma \cdot \omega]} \quad (1.11 - 2)$$

$$\chi^{(2\omega)} = \frac{N \cdot e^2}{m \cdot \varepsilon_0 \cdot \{[\omega_0^2 - (2\omega)^2] + i \cdot \sigma \cdot (2\omega)\}} \quad (1.11 - 3)$$

$d^{(2\omega)}$ é o coeficiente NL do meio associado com a frequência 2ω , $\chi^{(\omega)}$ susceptibilidade elétrica associada à frequência ω , e $\chi^{(2\omega)}$ susceptibilidade elétrica associada à frequência 2ω . Separando os termos multiplicativos das expressões da parte temporal dos feixes fundamental (ω) e de 2º harmônico (2ω), nas funções de polarização (1.9) e (1.10), temos duas expressões para polarizações:

$$P^{(\omega)} = \frac{\varepsilon_0}{2} \cdot \chi^{(\omega)} \cdot E^{(\omega)} \quad (1.12)$$

$$P^{(2\omega)} = \frac{d^{(2\omega)}}{2} \cdot [E^{(\omega)}]^2 \quad (1.13)$$

Foram definidas as funções de polarização (1.12) e (1.13) para os feixes fundamental e harmônico no meio NL, respectivamente. Notam-se as diferenças entre elas, onde na primeira (feixe fundamental) temos dependência linear e na segunda (feixe harmônico) quadrática com o campo elétrico do feixe fundamental.

A expressão (1.12) relacionada com o feixe fundamental é idêntica àquela para um meio linear. A função de polarização NL do feixe harmônico (1.13) é relevante para a geração dos feixes de interesse, pois através dela é realizada a conexão entre os feixes de frequências distintas, possibilitando a transferência de energia entre os mesmos. As três grandezas em (1.11) apresentam dependência com a frequência dos feixes fundamental, harmônico e com as características do meio NL. A constante $d^{(2\omega)}$ mostrada em (1.11-1) contém o coeficiente anarmônico D , responsável pelo termo de oscilação adicional na função de energia potencial, abrangendo a polarização adicional do novo feixe, responsável pelo efeito de conversão NL do meio; caso seja nula, ela não ocorre.

A polarização assume formas similares àquela em (1.13) para outros fenômenos de geração de feixes que são relacionados à 2ª ordem de polarização. Conforme será visto mais adiante, como a polarização depende da orientação do campo elétrico no interior do meio NL, isto pode ser usado para acessar os parâmetros da mesma, e conseqüentemente influenciar no processo de conversão NL de interesse para que se tenha maior eficiência de geração dos feixes.

O fenômeno NL de interesse depende de diversos fatores. A estrutura cristalina do material constituinte do meio NL possui susceptibilidade elétrica X , onde esta é parte da função de polarização, que, por sua vez, é responsável pela relação entre os campos elétricos dos respectivos feixes envolvidos na conversão NL desejada, e que possibilita sua geração. O meio NL constituinte do material pode estar sujeito a fatores como temperatura, bem como a frequência dos feixes envolvidos no processo de conversão NL, o que acaba por afetar sua dispersão.

De maneira elementar, o processo de conversão de frequências no meio NL se dá devido um processo conjunto de aniquilação e criação de fótons ([18], [20]): dois fótons de frequências $\omega_1=\omega$ e $\omega_2=\omega$ podem ser fundidos, produzindo um fóton de frequência $\omega_3=2\omega$ (*Fig. 1-1*). O contrário pode ocorrer, ou seja, um feixe com fóton de frequência ω_3 pode ser aniquilado, gerando outros dois feixes de frequências ω_1 e ω_2 , onde a frequência de cada um dos feixes finais é menor do que o feixe inicial (*Fig. 1-2*). Este processo é a conversão NL de frequências, e, dependendo do caso, pode ser ascendente (frequência maior que a original é gerada) ou descendente (frequência menor que a original é gerada).

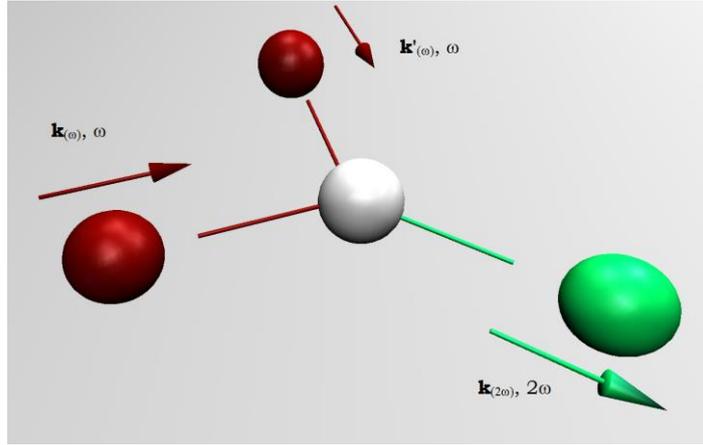


Figura 1-1: Exemplo de processo de geração de fótons em um meio NL

Nos materiais que apresentam birrefringência, ela pode ser usada para auxiliar no processo de conversão de frequências em um meio NL. Um material é dito birrefringente quando apresenta anisotropia óptica, ou seja, a sua dispersão está sujeita à influência da direção de propagação da luz em seu interior, polarização do campo elétrico e à sua orientação em relação ao eixo óptico do cristal; conseqüentemente, as propriedades físicas da luz incidente no mesmo podem ser alteradas.

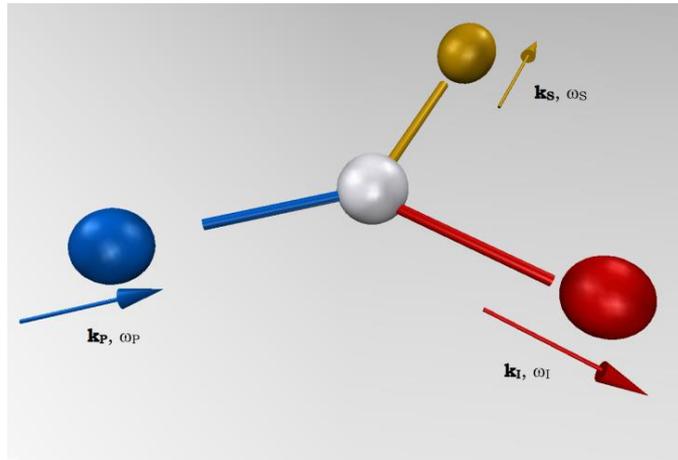


Figura 1-2: Exemplo de processo de geração de fótons em um meio NL

A polarização \vec{P} da luz que percorre um meio linear é proporcional ao seu respectivo campo elétrico \vec{E} , dada pela relação [20]:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \chi^{(1)} \cdot \vec{E} \quad (1.14)$$

ϵ_0 é a permissividade elétrica do meio, e $\chi^{(1)}$ sua susceptibilidade elétrica de 1ª ordem na expressão acima. Para um cristal não linear (NL) com luz que possui campo elétrico \vec{E} , a polarização é dada por:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot [\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \cdot \vec{E}^3 + \dots + \chi^{(N)} \cdot \vec{E}^N] \quad (1.15)$$

N é a ordem do termo de susceptibilidade elétrica, e $\chi^{(n)}$ ($n=1,2,\dots,N$) corresponde ao termo de susceptibilidade elétrica de n -ésima ordem na expressão acima.

Os termos $\chi^{(n)}$ correspondem a uma ordem de polarização induzida no meio NL. Para que sejam alcançadas ordens maiores de polarização, a intensidade do feixe de luz deve ser igualmente maior - o termo de 2ª ordem mais intenso que o de 1ª ordem, o de 3ª ordem mais intenso que o termo de 2ª ordem, etc. Neste caso, a susceptibilidade elétrica é um tensor com as componentes X_{ijk} ($i, j, k=x, y, z$) que, dependendo dos termos acessados, permite acoplamento entre os distintos campos elétricos interagentes dos feixes de interesse, melhor eficiência no processo de conversão de frequências e transferência de energia. Para cada uma das ordens $P^{(n)}$ de polarização - e conseqüentemente ordens do tensor -, existe um conjunto de efeitos de conversão de frequências NL associados, relacionados ao termo $\chi^{(2)}$ (Geração de 2º Harmônico, Amplificação Paramétrica, Soma de Frequências, Diferença de Frequências), ao termo $\chi^{(3)}$ (Efeito Kerr, Raman, Brillouin), e assim por diante.

Os meios ativos para fenômenos NL's se encontram, em sua maioria, na forma de cristais, onde a ocorrência de conversão NL de frequências está relacionada com características de sua estrutura cristalina. De acordo com ela, os cristais são classificados em dois grupos, que são centrossimétricos e não centrossimétricos. Alterando a posição de um átomo da rede cristalina que se encontra inicialmente em \vec{r} para $-\vec{r}$ - em relação a um átomo central definido de antemão em um sistema de referência -, se a mesma rede permanecer inalterada, ocorre simetria de inversão (centrossimétricos), e caso contrário não (não-centrossimétricos). Temos para a polarização de 2ª ordem a expressão (i) $P^{(2)}=X^{(2)}.(E)^2$, e para a polarização de 3ª ordem (ii) $P^{(3)}=X^{(3)}.(E)^3$, sendo ambas componentes de (1.15). A parte sobre simetria de inversão implica na mudança dos vetores de polarização e campo elétrico, de forma que $P^{(2)} \Rightarrow -P^{(2)}$, $P^{(3)} \Rightarrow -P^{(3)}$ e $E \Rightarrow -E$. No caso de (ii) existe simetria mantida, e para (i) ela ocorre para $X^{(2)}=0$. Dessa forma, se conclui que fenômenos de conversão NL's relacionados com os termos de polarização de 2ª ordem ocorrem em cristais que não apresentam simetria de inversão.

Os fenômenos abordados nesta tese estão associados com o termo de 2ª ordem da susceptibilidade elétrica do meio NL, e, portanto, com a 2ª ordem da polarização NL, dada pela expressão:

$$P_i^{(2)} = \epsilon_0 \cdot \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} \cdot E_j \cdot E_k \quad (1.16)$$

A susceptibilidade elétrica NL de 2ª ordem é descrita pelo tensor $\chi_{ijk}^{(2)}$ ($i,j,k=1,2,3$ ou X,Y,Z), onde a direção da polarização não é necessariamente a mesma dos campos elétricos. Segundo a condição de simetria de Kleinman [23], não existe diferença na permutação entre os campos elétricos E_j e E_k , e assim pode ser realizada uma troca dos índices, de forma que não afete $P_i^{(2)}$.

Com isso temos $\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ikj}^{(2)}$, reduzindo para 18 elementos as componentes do tensor. As componentes do tensor podem ser reescritas de forma simplificada como $d_{ijk}^{(2)} = \chi_{ikj}^{(2)}/2$, conhecida como notação de Voigt [24], explicitando os termos com os índices ijk na forma d_{im} , e a polarização de 2ª ordem de um meio NL pode ser escrita na forma geral:

$$\begin{bmatrix} P_X^{(2)} \\ P_Y^{(2)} \\ P_X^{(2)} \end{bmatrix} = 2 \cdot \epsilon_0 \cdot \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_X(\omega_1) \cdot E_X(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1) \cdot E_Y(\omega_2) \\ E_Z(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) + E_Y(\omega_2) \cdot E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) + E_X(\omega_2) \cdot E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1) \cdot E_Y(\omega_2) + E_X(\omega_2) \cdot E_Y(\omega_1) \end{bmatrix} \quad (1.17)$$

Para cada material NL existe um tensor $d_{im}^{(2)}$ correspondente, de acordo com sua estrutura cristalina.

Em geral, os cristais usados para realizar os processos NL's de geração dos feixes não existem na natureza, sendo fabricados por meio de algum processo industrial. Os materiais em que ocorrem os fenômenos de conversão NL são birrefringentes, onde suas propriedades ópticas, distintas dos meios lineares convencionais, permitem a aplicação de suas variáveis características para realizar geração de feixes de frequências distintas.

Existem diversos materiais que podem constituir um cristal NL's. A sua definição para uso depende de fatores como a região espectral, comprimentos de onda dos feixes envolvidos, fenômeno NL usado para geração de um ou mais feixes, dentre os principais pontos usados para escolher o mesmo.

1.2 Relações entre os feixes no meio NL

Para relacionar os feixes $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ interagentes em um processo de conversão NL por meio de seus respectivos campos elétricos, se parte das equações de Maxwell [19] a fim de se deduzir uma equação de onda de campos eletromagnéticos (\vec{E}, \vec{H}) .

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} + \frac{\partial \vec{d}}{\partial t} \quad (1.18)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.19)$$

$$\vec{d} = \epsilon \cdot \vec{E} + \vec{P}_{NL} \quad (1.20)$$

O vetor de deslocamento elétrico \vec{d} - diferente do coeficiente NL apresentado em (1.11-1) - inclui o termo de polarização linear e NL, de forma que este último seja evidente no decorrer das próximas equações para se analisar melhor. As constantes que aparecem acima são as seguintes: σ é a condutividade elétrica do meio, μ_0 a permeabilidade magnética no vácuo,

$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot (1 + \chi_L)$ é a permeabilidade elétrica do meio, ε_0 a permeabilidade elétrica no vácuo e χ_L susceptibilidade elétrica linear.

A equação de onda deduzida destaca o campo elétrico e a polarização NL de 2ª ordem induzida no meio:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \cdot \sigma \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.21)$$

Onde $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ é o operador Laplaciano em coordenadas cartesianas. Considerando que o feixe se propaga na direção z do referencial de laboratório, distinto do referencial do cristal, eletricamente neutro, a expressão acima é dada por:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.22)$$

Os campos elétricos e de polarização NL, em relação ao referencial do laboratório, relacionados a cada um dos feixes de frequências ω_j ($j=1, 2, 3$) são dados pelas seguintes expressões:

$$E_j(z, t) = \frac{E_j(z)}{2} \cdot \exp[-i \cdot (\omega_j \cdot t - k_j \cdot z)] + c. c. \quad (1.23)$$

$$\mathcal{P}_{NLj}^{(2)}(z, t) = \frac{P_{NLj}^{(2)}(z)}{2} \cdot \exp[-i \cdot (\omega_j \cdot t - k_j \cdot z)] + c. c. \quad (1.24)$$

$k_j = n_j \cdot \omega_j / c$ é o módulo do vetor de onda, n_j índice de refração do feixe com frequência ω_j , c a velocidade da luz no vácuo, $i = \sqrt{-1}$ e $c. c.$ o respectivo termo complexo conjugado. As funções de campo elétrico e polarização são substituídas na equação de onda, e através de seu desenvolvimento matemático, se deduz o conjunto de equações paramétricas NL's que relacionam os feixes de interesse.

Como parte deste processo, é realizada a chamada aproximação de envelope lentamente variável [25], aplicada em diversos problemas de óptica NL, onde a variação do campo elétrico é lenta quando comparada com a distância percorrida ao longo do eixo z , ou a variação temporal do mesmo campo elétrico é menor do que um período de oscilação. Portanto, o módulo da 2ª derivada do campo varia mais lentamente do que a 1ª derivada.

$$\left| \frac{d^2 E_j(z)}{dz^2} \right| \ll k_j \cdot \left| \frac{dE_j(z)}{dz} \right| \quad (1.25)$$

Para o caso de se ter uma interação entre três feixes de frequências distintas, de forma que a relação entre suas frequências seja $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, e atentando para o tensor de susceptibilidade NL correspondente, as componentes da polarização de 2ª ordem NL, em relação ao referencial cartesiano do laboratório, são dadas pelas seguintes expressões:

$$P_{NL1}^{(2)}(z) = 2 \cdot \varepsilon_0 \cdot d \cdot E_3 \cdot E_2^* \cdot \exp[i \cdot (k_3 - k_1 - k_2) \cdot z] \quad (1.26 - 1)$$

$$P_{NL2}^{(2)}(z) = 2 \cdot \varepsilon_0 \cdot d \cdot E_3 \cdot E_1^* \cdot \exp[i \cdot (k_3 - k_1 - k_2) \cdot z] \quad (1.26 - 2)$$

$$P_{NL3}^{(2)}(z) = 2 \cdot \varepsilon_0 \cdot d \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot \exp[-i \cdot (k_3 - k_1 - k_2) \cdot z] \quad (1.26 - 3)$$

d é o coeficiente NL modificado na notação de Voigt, que por sua vez é diferente de (1.20), visto que em (1.26) nos referimos a uma variável escalar enquanto que a outra é vetorial. Realizando as substituições e desenvolvendo os cálculos na equação de onda, se chega no seguinte conjunto de equações paramétricas NL's:

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = \frac{i \cdot \omega_1 \cdot d}{n_1 \cdot c} \cdot E_3 \cdot E_2^* \cdot \exp(i \cdot \Delta k \cdot z) \quad (1.27 - 1)$$

$$\frac{dE_2(z)}{dz} = \frac{i \cdot \omega_2 \cdot d}{n_2 \cdot c} \cdot E_3 \cdot E_1^* \cdot \exp(i \cdot \Delta k \cdot z) \quad (1.27 - 2)$$

$$\frac{dE_3(z)}{dz} = \frac{i \cdot \omega_3 \cdot d}{n_3 \cdot c} \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot \exp(-i \cdot \Delta k \cdot z) \quad (1.27 - 3)$$

Onde $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$.

O sistema de três equações paramétricas NL's acima obtido permite realizar descrição da fenomenologia de interação entre feixes, devido ao termo de 2ª ordem de polarização, relacionada com a susceptibilidade linear de 2ª ordem do meio NL. Estes processos envolvem a interação entre campos elétricos de três feixes ($\omega_1, \omega_2, \omega_3$), e por isso estes são conhecidos como processo de mixagem de 3 ondas (*3-wave-mixing* em inglês). Temos os seguintes fenômenos conhecidos listados na sequência:

(I) Geração de 2º Harmônico: $\omega + \omega \Rightarrow 2\omega$

(II) Amplificação/Oscilação Paramétrica: $\omega_3 \Rightarrow \omega_1 + \omega_2$

(III) Soma de Frequências: $\omega_1 + \omega_2 \Rightarrow \omega_3 = \omega_1 + \omega_2$

(IV) Diferença de Frequências: $\omega_1 + \omega_2 \Rightarrow \omega_3 = \omega_1 - \omega_2$

Para os fenômenos (I)-(IV), à esquerda das respectivas setas temos um ou mais feixes iniciais incidentes no meio NL, e à direita os feixes finais gerados. Os fenômenos (I) e (III) se referem à geração de feixes com energia maior do que a inicial, enquanto que (II) e (IV) são de feixes gerados com energia menor do que aquele inicialmente incidente no meio NL. O fenômeno (III) é uma generalização de (I), onde $\omega_1 \neq \omega_2$.

2. Fenômenos de Conversão de Frequências em um Meio Não Linear

No capítulo anterior foi realizada explicação sobre os conceitos elementares de Óptica NL, para que se possa realizar aplicação dos seus fenômenos decorrentes na geração de um (ou mais) feixe(s) com frequência(s) distinta(s) daquela(s) inicialmente presente(s), devido à interação da luz com um meio de propriedades físicas distintas de um meio linear convencional. Neste capítulo foi realizada explicação de dois fenômenos importantes para o desenvolvimento do projeto de doutorado, que são Geração de Segundo Harmônico e Amplificação Paramétrica - onde este resulta em oscilação paramétrica -, relacionados com a 2ª ordem de polarização do meio NL, e que estão envolvidos na obtenção dos feixes desejados na saída da cavidade laser.

2.1 Geração de Segundo Harmônico (GSH)

O fenômeno de geração de segundo harmônico (em inglês *Second Harmonic Generation*, com sigla SHG) foi o primeiro fenômeno realizado e observado experimentalmente, e que inaugurou a área de óptica NL [26]. A geração de segundo harmônico consiste na conversão de frequência de um feixe incidente em um cristal não linear de frequência inicial ω para 2ω , ou seja, um exemplo de um fenômeno de conversão ascendente de frequências. Na Figura 1 abaixo temos descrito o experimento original em que foi observado pela 1ª vez o respectivo fenômeno: o feixe oriundo do laser de rubi, de comprimento de onda inicial $\lambda_1=694\text{nm}$, incide sobre um cristal de quartzo – meio NL do experimento – interagindo e gerando um feixe adicional na sua saída, com comprimento de onda correspondente $\lambda_2=\lambda_1/2=347\text{nm}$.

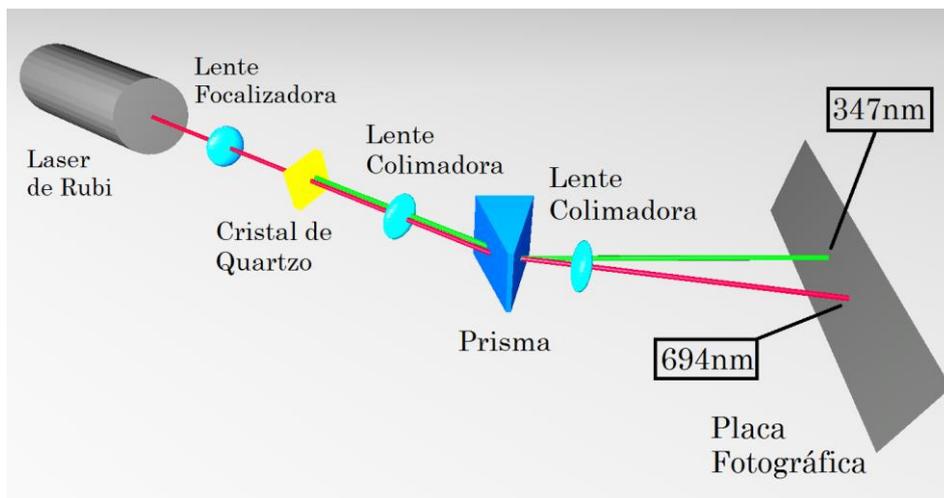


Figura 2-1: Experimento original de Geração de 2º harmônico

Atentando para as equações paramétricas NL's deduzidas para a interação entre três feixes, temos que $\omega_1=\omega_2=\omega$ e $\omega_3=2\omega$, prevalecendo a equação [22]:

$$\frac{dE^{(2\omega)}}{dz} = \frac{i \cdot 2 \cdot \omega \cdot d}{n^{(2\omega)} \cdot c} \cdot [E^{(\omega)}(z)]^2 \cdot \exp(-i \cdot \Delta k \cdot z) \quad (2.1)$$

Onde $\Delta k = k_{(2\omega)} - 2 \cdot k_{(\omega)}$. Uma aproximação que pode ser usada na dedução da função de campo elétrico tem a ver com o fato de que o feixe de bombeio se mantém constante ao longo de todo eixo de propagação, sem sofrer grandes alterações, de forma que assim temos que $E^{(\omega)}(z) = E^{(\omega)} = \text{constante}$. E na entrada do cristal, ou na face em que incide o feixe de bombeio que atravessa toda extensão do cristal, como condição de contorno, o campo elétrico do feixe 2ω é nulo, ou seja, temos que $E^{(2\omega)}(z=0) = 0$. Portanto, se obtém o campo elétrico na saída do cristal de comprimento l :

$$E^{(2\omega)}(l) = \frac{i \cdot 2 \cdot \omega \cdot d \cdot l \cdot [E^{(\omega)}]^2}{n_{(2\omega)} \cdot c} \cdot \exp\left(-\frac{i \cdot \Delta k \cdot l}{2}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{\Delta k \cdot l}{2}\right) \quad (2.2)$$

A eficiência do fenômeno de conversão NL óptica $\omega \Rightarrow 2\omega$ pode ser descrita por uma função η , onde após realizados os cálculos, ela é dada pela expressão:

$$\eta = \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{8 \cdot \omega^2 \cdot d^2 \cdot l^2}{c^2 \cdot n_{(2\omega)} \cdot [n^{(\omega)}]^2} \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot l}{2}\right) \cdot \left(\frac{P_{(\omega)}}{A}\right) \quad (2.3)$$

$P_{(\omega)}/A$ é potência de bombeio por unidade de área, onde η é a razão entre as potências ópticas $P_{(\omega)}$ e $P_{(2\omega)}$ dos feixes respectivos. Temos a presença de um termo do tipo $\text{sinc}^2(\dots)$ na função η , mostrando que para $\Delta k = 0$ a eficiência de conversão é máxima. Ou seja, a conservação de momento linear entre os fótons permite uma melhor eficiência de conversão - esta é uma característica importante em diversos processos de conversão de frequências NL.

2.2 Amplificação Paramétrica e Oscilador Paramétrico Óptico

A Amplificação Paramétrica [27] consiste no fenômeno de conversão onde um feixe inicial de frequência ω_B de bombeio, após interagir com um meio NL (Fig. 2-2), gera na saída outros dois feixes de frequências ω_S e ω_C , conhecidos como sinal e complementar, respectivamente. Este é um processo de conversão descendente de frequências, visto que o feixe de bombeio tem energia $E(\omega_B) > E(\omega_S)/E(\omega_C)$, e entre os feixes gerados temos que $E(\omega_S) > E(\omega_C)$; os feixes (ω_S , ω_C) em geral são distintos entre si.

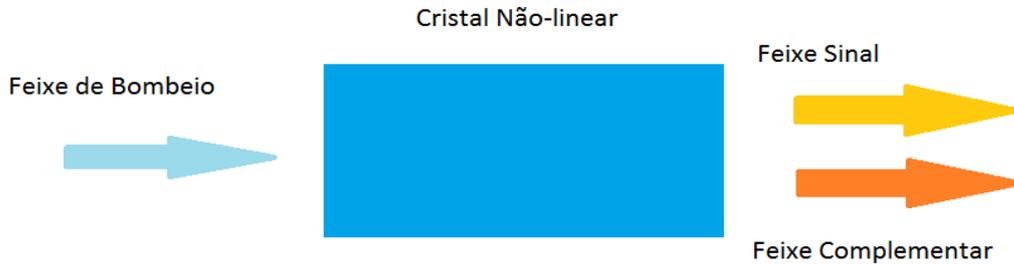


Figura 2-2: Ocorrência de Amplificação Paramétrica em um meio NL

A interação entre os feixes ($\omega_B, \omega_S, \omega_C$) é dada pelo conjunto de equações paramétricas (1.27), onde, renomeando as respectivas variáveis, temos $\omega_3 \Rightarrow \omega_B$, $\omega_1 \Rightarrow \omega_S$, $\omega_2 \Rightarrow \omega_C$, $\omega_B = \omega_S + \omega_C$, $\Delta k = k_B - k_S - k_C$ e $k_j = n_j \cdot \omega_j / c$ ($j = B, S, C$).

Podem ser assumidas suposições iniciais para realizar os cálculos. O campo elétrico do feixe de bombeio se mantém constante ao longo de seu eixo de propagação, interagindo com o meio NL, e se tem que $E_B(z)=E^{(\omega_B)}=cte$. No começo da face em que incide o feixe de bombeio no cristal – origem do sistema de coordenadas em z -, os campos dos feixes sinal e complementar são inexistentes, de forma que $E_S(z=0)=0$ e $E_C(z=0)=0$. Com estas aproximações, as funções paramétricas referentes às equações (1.27-1) e (1.27-2) são as seguintes:

$$\frac{dE_S(z)}{dz} = \frac{i \cdot \omega_S \cdot d}{n_S \cdot c} \cdot E_B \cdot E_C^* \cdot \exp(i \cdot \Delta k \cdot z) \quad (2.4 - 1)$$

$$\frac{dE_C(z)}{dz} = \frac{i \cdot \omega_C \cdot d}{n_C \cdot c} \cdot E_B \cdot E_S^* \cdot \exp(i \cdot \Delta k \cdot z) \quad (2.4 - 2)$$

Após percorrer o cristal NL de comprimento L , os respectivos campos para os respectivos feixes (ω_S, ω_C) gerados na saída são dados por [28]:

$$E_S(L) = \exp\left(-i \cdot \frac{\Delta k \cdot L}{2}\right) \cdot \left\{ E_S(0) \cdot \left[\cosh(s \cdot L) + i \cdot \frac{\Delta k}{2 \cdot s} \cdot \sinh(s \cdot L) \right] - i \cdot \frac{\kappa_S}{s} \cdot E_C^*(0) \cdot \sinh(s \cdot L) \right\} \quad (2.5 - 1)$$

$$E_C(L) = \exp\left(-i \cdot \frac{\Delta k \cdot L}{2}\right) \cdot \left\{ E_C(0) \cdot \left[\cosh(s \cdot L) + i \cdot \frac{\Delta k}{2 \cdot s} \cdot \sinh(s \cdot L) \right] - i \cdot \frac{\kappa_C}{s} \cdot E_S^*(0) \cdot \sinh(s \cdot L) \right\} \quad (2.5 - 2)$$

Temos que os parâmetros extras apresentados na expressão acima são dados por: $s = [\Gamma^2 - (\Delta k/2)^2]^{1/2}$, $\Gamma^2 = \omega_S \cdot \omega_C \cdot d^2 \cdot |E_B(0)|^2 / n_S n_C c^2$ e $\kappa_j = \omega_j \cdot d \cdot E_B / n_j c$ ($j=B,S,C$).

O ganho paramétrico envolvido no cristal, quando o feixe percorre a distância L do cristal, pode ser descrito por meio da análise do feixe Sinal, onde adotando ele como $G = |E_S(L)/E_S(0)|^2 - 1$, chegamos na expressão:

$$G = \Gamma^2 \cdot L^2 \cdot \frac{\sinh^2 \left[\left(\Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot L \right]}{\left(\Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{2} \right) \cdot L^2} \quad (2.6)$$

Por meio da expressão acima, se nota a dependência do ganho paramétrico com as frequências e dispersões dos três feixes envolvidos no processo de conversão NL, por meio de Δk e dos valores que pode assumir esta função. No caso de ocorrência de conservação de momento linear ($\Delta k=0$) com ganho pequeno ($\Gamma L \ll 1$), chega-se na seguinte expressão:

$$G_{pequeno} = \frac{\omega_S \cdot \omega_C \cdot d^2 \cdot L^2 \cdot I_B}{n_S \cdot n_C \cdot c^2} \quad (2.7)$$

$I_B = |E_B(0)|^2$ é a intensidade do feixe de bombeio sobre a face do meio NL. Para o caso em que $\Delta k \neq 0$, e com ganho pequeno temos a expressão:

$$G' = \Gamma^2 \cdot L^2 \cdot \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k \cdot L}{2} \right) \quad (2.8)$$

Conforme observado em (2.8), o ganho paramétrico possui dependência com uma função do tipo $\text{sinc}^2(\dots)$ quadrática (Fig. 2-3). De forma que G' tenha um máximo, o que significa uma maior eficiência de geração das frequências (ω_B , ω_S , ω_C) por amplificação paramétrica, os parâmetros do meio NL devem ser tais que se tenha $\Delta k=0$. A equação (2.8) se aproxima do caso em que se tem bombeamento contínuo de uma fonte laser sobre um cristal NL.

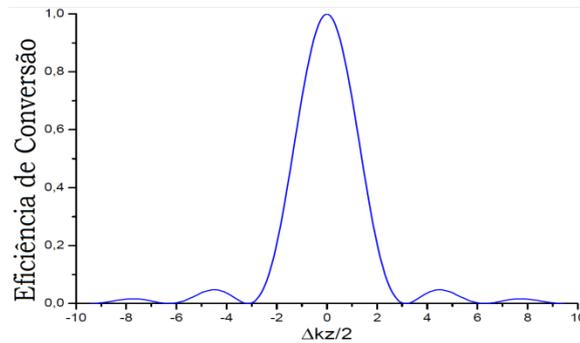


Figura 2-3: Eficiência de Conversão em função da posição z no interior de um cristal NL

De forma que a amplificação paramétrica ocorra de forma mais eficiente em relação ao seu funcionamento e comprimento de onda desejado na saída, o meio ativo em geral é inserido no interior de uma cavidade óptica ressonante, e com isso o fenômeno que ocorre passa a ser denominado de oscilação paramétrica, onde o dispositivo óptico em que ela ocorre é um Oscilador Paramétrico Óptico (OPO) [29]. Na sequência, se tem um exemplo da descrição do funcionamento de um OPO (Fig. 2-4), onde o feixe ω_3 interage com um cristal NL gerando dois feixes tais que $\omega_3 \Rightarrow \omega_1 + \omega_2$.

O OPO consiste em uma cavidade ressonante óptica com um cristal em seu interior, onde a trajetória dos feixes envolvidos está alinhada ao longo de um eixo, que passa pelo seu centro. O feixe de bombeio é focalizado no centro geométrico do cristal, aumentando a eficiência de conversão NL, e os feixes criados em seu interior dependem do espectro dos elementos ópticos, e do ângulo θ entre o eixo óptico do cristal e a direção dos feixes.

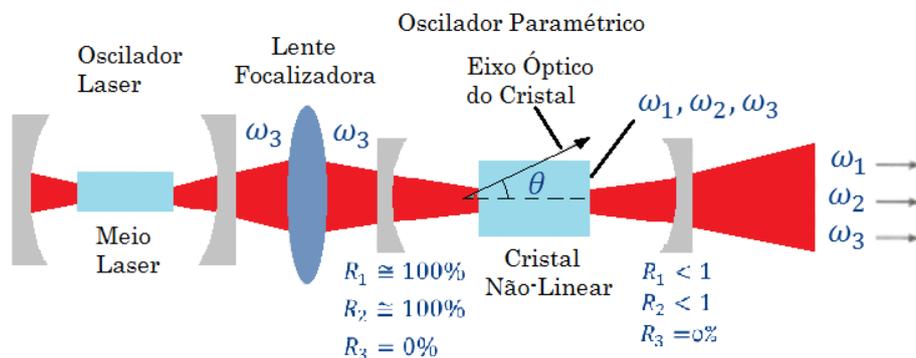


Figura 2-4: Diagrama esquemático de um OPO linear, onde os índices 1 e 2 se referem aos feixes sinal e complementar, e o índice 3 ao feixe de bombeamento. As refletividades R_1 e R_2 precisam ser próximas de 100% para obter oscilação paramétrica amplificada [20]

A inserção do cristal no interior de uma cavidade ressonante faz com que a potência de bombeio de um ou mais feixes seja amplificada, devido às sucessivas reflexões entre as faces dos espelhos depois de uma volta completa, fazendo com que a potência do feixe no seu interior aumente, melhorando a eficiência do processo de conversão NL, diminuindo o valor limiar de potência para geração dos feixes.

O oscilador paramétrico apresentado acima é um exemplo de uma cavidade linear, onde os componentes ópticos respectivos estão alinhados ao longo de um eixo, por onde são direcionados os feixes ($\omega_1, \omega_2, \omega_3$). Caso a cavidade tenha componentes ópticos dispostos de forma que a trajetória dos feixes em seu interior não apresenta inversão de direção, e não ocorra ao longo de um único eixo, ela é denominada cavidade em anel (*Fig. 2-5*).

Dependendo das características espectrais dos espelhos, seja nas faces internas ou externas à cavidade, um ou mais feixes podem ser ressonantes intra-cavidade, e um ou mais feixes podem abandonar a cavidade. Isto permite uma seletividade nos feixes ressonantes em seu interior e naqueles que o abandonam. Esta seletividade é possível devido às características interferométricas do material constituinte do espelho, sua superfície e aplicação dos chamados *coatings*, que realizam uma seleção espectral fina para um ou mais comprimentos de onda, ou todo um intervalo espectral na respectiva superfície em que é aplicado.

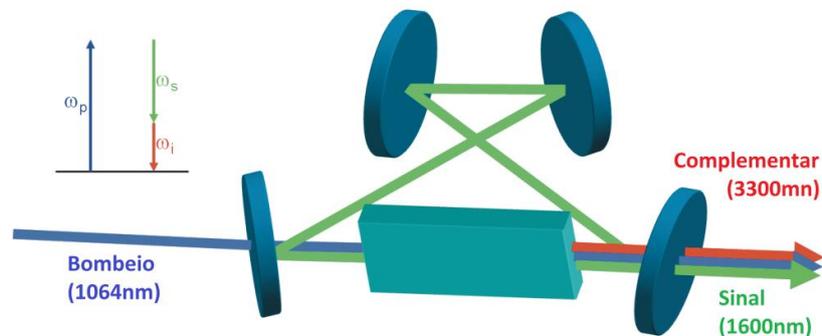


Figura 2-5: Exemplo de configuração de cavidade OPO em anel [30]

Pode-se ter um ou mais feixes ressonantes dentro da cavidade: para dois feixes, temos um OPO duplamente ressonante (*doubly-resonant* OPO, ou DRO), e para um feixe ressonante, um OPO unicamente ressonante (*singly-resonant* OPO, ou SRO). No caso do OPO da *Figura (2-4)* temos um OPO do tipo DRO, onde os feixes sinal e complementar são ressonantes dentro da cavidade, e no caso do OPO em anel da *Figura (2-5)*, temos um SRO, onde o feixe complementar abandona a cavidade.

Experimentalmente, estes processos nunca são perfeitos, ocorrendo transmissão de um ou mais feixes indesejados na sua saída, fazendo com que seja necessária inclusão de elementos de filtragem na sua saída, conforme a necessidade do experimento.

3. Casamento de Fase - CF

Realizada explicação elementar sobre o processo de conversão NL de feixes e fenômenos relevantes para o desenvolvimento desta tese, neste capítulo será abordada uma condição relacionada com a geração de feixes em um meio NL, conhecida como casamento de fase. A importância dela se dá por ser a responsável pela conexão entre os feixes envolvidos na conversão NL com as características do meio respectivo, ao mesmo tempo em que possibilita máxima eficiência de conversão NL na geração de um ou mais feixes, dependendo do fenômeno desejado. Na sequência, foi realizada explicação sobre formas experimentais de se realizar casamento de fase.

Para ocorrência de conversão paramétrica de frequências em um meio NL, deve-se ter conservação de energia e momento linear entre os fótons envolvidos, de acordo com o fenômeno de interesse. Entretanto, outras condições devem ser seguidas para que o processo ocorra com máxima eficiência, e seja possível relacionar os parâmetros dos feixes com aqueles pertencentes ao meio NL. Verificando as equações paramétricas NL's deduzidas para interação de 2ª ordem de polarização NL (1.27), pode ser observada que existe uma relação de fase similar entre elas, presente no termo exponencial $\exp(\dots)$. Por meio delas, podem ser obtidas funções que descrevem a eficiência da conversão entre os feixes, com expressões da forma (2.8), com a presença de um termo $\text{sinc}^2(\Delta k.L/2)$. Para que se tenha um máximo, independentemente das demais constantes das funções de eficiência de conversão, a fase deve ser nula, o que implica em variação nula de momento linear:

$$\Delta k = 0 \quad (3.1)$$

A condição de casamento de fase (CF) leva em conta uma relação de igualdade entre as fases dos campos elétricos dos feixes interagentes no interior do meio NL. Por meio da condição de CF, é possível definir uma função que relacione as informações de interesse para melhor descrever, planejar e controlar o experimento de geração de um ou mais feixes de interesse, tanto em relação aos parâmetros dos feixes (comprimento de onda/frequência) como ao meio NL (dispersão, dimensões, constantes físicas específicas do meio NL). Por exemplo, para o caso de ocorrência de GSH em um meio NL, a conservação de energia e momento implicam que o processo $\omega + \omega \rightarrow 2\omega$ tenha como condições

$$\omega_{GSH} = 2\omega \quad (3.2 - 1)$$

$$\Delta k_{GSH} = \frac{4\pi}{\lambda_{(\omega)}} \cdot [n_{(2\omega)} - n_{(\omega)}] \quad (3.2 - 2)$$

A condição de CF faz com que se tenha $n_{(\omega)} = n_{(2\omega)}$. As formas de se obter CF são variadas em termos experimentais, de acordo com o fenômeno de conversão de interesse.

3.1 CF por Birrefringência (CFB)

Uma forma direta de se realizar o casamento de fase diz respeito ao uso e aplicação das propriedades de birrefringência, porque características como direção de propagação de um ou mais feixes - em relação a um sistema de eixos cristalográficos -, assim como a polarização dos feixes em seu interior influenciam na geração dos feixes, devido à influência destes fatores na dispersão do meio.

Um problema encontrado nos cristais NL's existentes é o fato de que, para uma polarização de feixes que percorrem os eixos nas direções de oscilação dos feixes ordinário e extra-ordinário, não existe correspondência direta para se obter uma geração de feixes por casamento de fase, porque os índices de refração ao longo dos eixos assumem valores distintos para as respectivas frequências - exemplificado no caso de se ter GSH no cristal de KH_2PO_4 (Fig. 3-1) visto que, para os dois feixes envolvidos ($\omega, 2\omega$), não é possível obter valores idênticos de índice de refração. Para o caso de GSH, atentando para a condição (3.2-2), não existe ocorrência de casamento de fase, pelo fato dela demandar que se tenha igualdade entre os índices de refração dos feixes inicial e final.

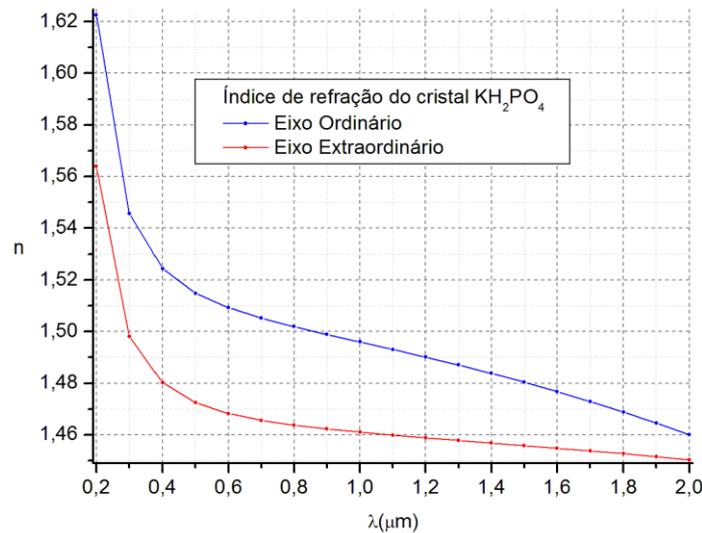


Figura 3-1: Dispersão para eixos distintas de um cristal birrefringente [27]

Uma forma de solucionar este problema tem a ver com a aplicação dos conceitos de óptica NL para fazer a geração de feixe no cristal. Para oscilação paramétrica, três comprimentos de onda ($\lambda_B, \lambda_S, \lambda_C$) estão envolvidos, de forma que resultem na relação de PM:

$$\Delta k = k_B - k_S - k_C = 0 \quad (3.3)$$

Desenvolvendo a condição de PM:

$$k_B = k_S + k_C \quad (3.4)$$

No caso de um meio NL, constituído de material birrefringente, o feixe de bombeio ω_B pode ser associado ao eixo extraordinário e os feixes sinal ω_S e complementar ω_C ao eixo ordinário – isto devido à dependência do índice de refração de uma onda extraordinária, em um cristal uniaxial, com o ângulo θ entre a direção de propagação e o eixo óptico z do cristal. Sendo o vetor de onda $k^{(\omega)} = n^{(\omega)} \cdot \omega/c$ e os três feixes se propagando em um ângulo θ_m em relação ao eixo óptico [22]:

$$n_e^{(\omega_B)}(\theta_m) = \left(\frac{\omega_S}{\omega_B} \right) \cdot n_o^{(\omega_S)} + \left(\frac{\omega_C}{\omega_B} \right) \cdot n_o^{(\omega_C)} = \left[\left(\frac{\cos \theta_m}{n_o^{(\omega_B)}} \right)^2 + \left(\frac{\sin \theta_m}{n_e^{(\omega_B)}} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

Esta aplicação das propriedades de birrefringência de um meio NL para que ocorra geração de feixes é conhecida como CF por birrefringência (CFB). Dependendo dos feixes de interesse, se deve atentar para a orientação do eixo óptico do cristal, de forma que o ângulo θ_m para geração do respectivo feixe seja posicionado corretamente. Esta dependência com ângulo de incidência de um ou mais feixes para geração de um ou mais feixes é conhecida como casamento de fase crítico (CFC ou *Critical Phase Matching* em inglês).

3.2 CF Não Crítico (CFNC)

Ao contrário de CFB, não existe necessidade de orientação angular de um ou mais feixes em relação ao eixo óptico, para que ocorra CF. O cristal é preparado de forma que os feixes interagentes no seu interior tenham trajetória na mesma direção de um dos eixos cristalográficos do mesmo, e a variação da dispersão seja suficiente para poder realizar CF; esta, por sua vez, é realizada pela modificação da temperatura do cristal, inserido em um forno específico para esta finalidade.

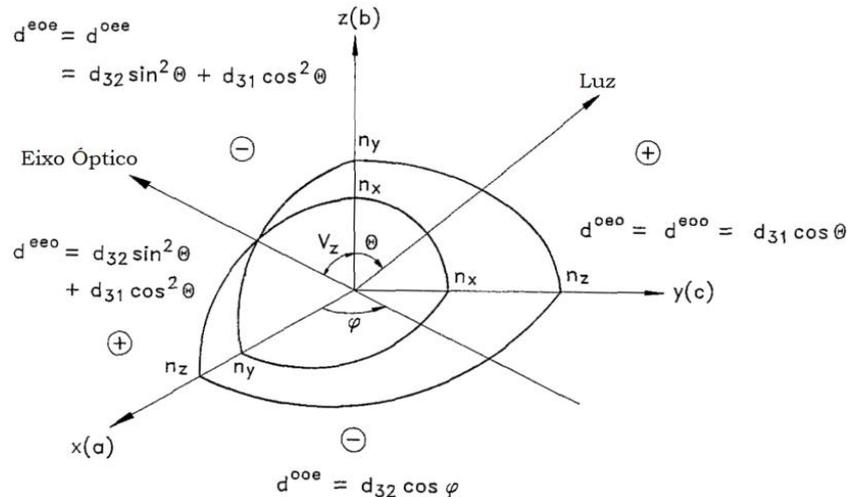


Figura 3-2: Eixos cristalográficos e orientação espacial dos processos de CF [31]

Como existe dependência com a polarização dos feixes incidentes, existem dois casos para que ocorra CFNC: caso o feixe incidente esteja alinhado com o eixo

ordinário, este recebe o nome de interação do tipo I (*type-I*); e se os feixes incidentes estiverem com polarizações ortogonais entre si, de forma que em uma esteja o feixe alinhado com o eixo ordinário e o outro com polarização extraordinária, temos que neste caso existe interação do tipo II (*type-II*).

3.3 Quase CF (QCF)

Em um cristal NL, na prática, a ocorrência de CF não ocorre de forma esperada por razões diversas, de forma que $\Delta k \neq 0$. Por isso, foi desenvolvida uma técnica de controle e modulação das propriedades de um cristal, chamada de modulação periódica. A modulação é caracterizada através do coeficiente anarmônico d_0 , de forma que ele varie ao longo do meio não linear por meio da relação [32]:

$$d(z) = d_{ef} \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} G_m \cdot \exp(-i \cdot K_m \cdot z) \quad (3.6)$$

Sendo d_{ef} o coeficiente NL efetivo do cristal, $K_m = m \cdot 2 \cdot \pi / \Lambda$ vetor da rede periódica de ordem m , Λ o período da rede e $G_m = 2 \cdot \text{sen}(m \cdot \pi \cdot D) / m \cdot \pi$ o coeficiente de Fourier. Introduzindo G_m , tem-se a seguinte expressão final para $d(z)$:

$$d(z) = \frac{2 \cdot d_{ef}}{\pi} \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\text{sen}(m \cdot \pi \cdot D)}{m} \cdot \exp(-i \cdot K_m \cdot z) \quad (3.7)$$

O coeficiente NL possui o maior valor possível para $m=1$ e $D=1/2$, de forma que a respectiva expressão assume a forma final ($K=2 \cdot \pi / \Lambda$):

$$d_{QCF} = \frac{2 \cdot d_{ef}}{\pi} \cdot \exp(-i \cdot K \cdot z) \quad (3.8)$$

As equações paramétricas de campos elétricos acoplados em (1.27) são reescritas abaixo, onde $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \Rightarrow \omega_B = \omega_S + \omega_C$ e $d \Rightarrow d_{QPM}$, de forma que:

$$\frac{dE_S}{dz} = i \cdot \frac{\omega_A \cdot d_Q}{n_S \cdot c} \cdot E_B \cdot E_I^* \cdot e^{i \cdot \Delta K \cdot z} \quad (3.9 - 1)$$

$$\frac{dE_C}{dz} = i \cdot \frac{\omega_C \cdot d_Q}{n_C \cdot c} \cdot E_B \cdot E_S^* \cdot e^{i \cdot \Delta K \cdot z} \quad (3.9 - 2)$$

$$\frac{dE_B}{dz} = i \cdot \frac{\omega_B \cdot d_Q}{n_B \cdot c} \cdot E_S \cdot E_C \cdot e^{-i \cdot \Delta K \cdot z} \quad (3.9 - 3)$$

Onde $\Delta K = k_B - k_S - k_I - \frac{2 \cdot \pi}{\Lambda}$, $d_Q = 2 \cdot d_{ef} / \pi$ e d_{ef} é o valor do coeficiente NL sem modulação. Por meio das expressões de campo acopladas, o ganho paramétrico na saída do cristal, no caso em que ele é pequeno, é dado por

$$G(L) = \frac{|E_S(L)|^2}{|E_S(0)|^2} - 1 \cong \frac{\omega_S \cdot \omega_C \cdot d_Q^2 \cdot I_B}{n_S \cdot n_I \cdot c^2} \cdot L^2 \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta K \cdot L}{2}\right) \quad (3.10)$$

Para que ocorra CF, e logo oscilação paramétrica, o cristal apresenta dependência em Λ , e a sua ocorrência pelo controle da respectiva variável é denominado de quase-CF (QCF), de forma que $\Delta K=0$. As expressões de condição de conservação de momento e energia são dadas abaixo:

$$\Delta K = 2. \pi. \left[\frac{n_B(\lambda_B, T)}{\lambda_B} - \frac{n_S(\lambda_S, T)}{\lambda_S} - \frac{n_C(\lambda_C, T)}{\lambda_C} - \frac{1}{\Lambda} \right] = 0 \quad (3.11 - 1)$$

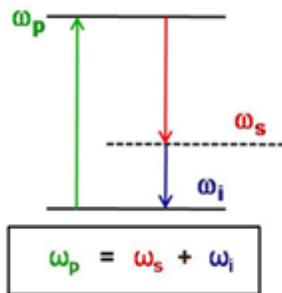
$$\frac{1}{\lambda_B} = \frac{1}{\lambda_S} + \frac{1}{\lambda_C} \quad (3.11 - 2)$$

As equações mostram uma relação entre os comprimentos de onda dos três feixes ($\lambda_B, \lambda_S, \lambda_C$), com a rede periódica e o índice de refração do cristal, de forma que ocorra QCF.

No caso da ocorrência de oscilação paramétrica definida por (3.11), a definição dos comprimentos de onda gerados na saída do meio NL envolve o controle de duas de suas variáveis, que são a rede periódica e a dispersão. A geração dos feixes não envolve trocas de energia entre níveis atômicos, e usando uma analogia com este modelo, no caso, eles passam a ser variáveis, sendo denominados virtuais (Fig. 3-3), pela possibilidade de seleção espectral dos feixes desejados.

O processo de conversão de feixes pode ocorrer em cristais em que antes ele não era possível, de vido à introdução de uma defasagem mostrada em (3.11-1). Se em um meio NL o casamento de fase era tal que $\Delta k=0$, com o processo de QCF agora pode ocorrer que $\Delta k_{QCF} = \Delta k + k(\Lambda_0) = 0$ devido à periodicidade introduzida pela rede periódica Λ e, em conjunto com a dispersão do material, permite a sintonização de um ou mais comprimentos de onda de interesse. Pelo fato do processo de QCF não envolver diretamente birrefringência, não existe dependência em uma direção preferencial de polarização entre os feixes, de forma que ela pode ser escolhida com o caso de interesse: isso permite, por exemplo, que se possam acessar maiores valores de coeficiente NL e ter maior eficiência de conversão, com feixes polarizados linearmente.

Conservação de Energia



Conservação de Momento

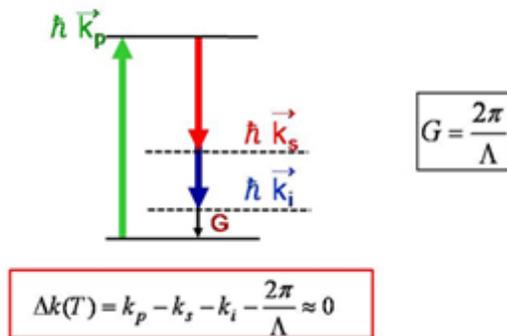


Figura 3-3: Conservação de energia e momento na situação de QCF

Na sequência se tem uma comparação de ocorrência de CF em um mesmo cristal NL (Fig. 3-4), quando se tem GSH, para três formas de geração de um mesmo feixe [33]: a curva de comportamento quadrático mostra a ocorrência de CF (PM=0) ideal, a curva periódica e oscilante se refere ao caso em que não ocorre CF (PM≠0), e a curva intermediária para ocorrência de QCF (QPM=0).

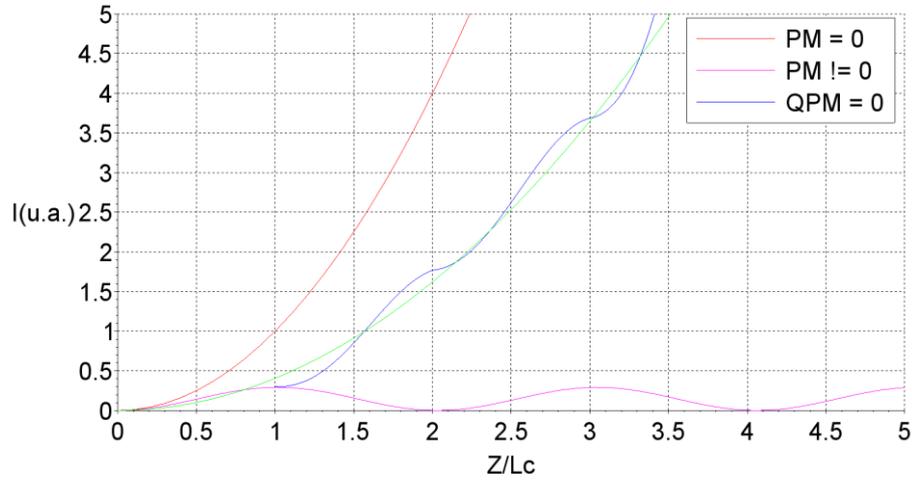


Figura 3-4: comparação das situações de CF para o fenômeno de GSH

Existe uma diferença entre os valores das curvas CF e QCF de um fator $4/\pi^2$, evidenciando uma queda na eficiência de conversão dos feixes. Entretanto, existem outros fatores complementares que compensam esta desvantagem.

Depois de percorrer a distância l_c , que corresponde ao comprimento de coerência, existe uma diferença de fase entre os feixes fundamental e harmônico, de forma que compromete a eficiência do processo de conversão NL. Por conta disso, deve ocorrer uma compensação de fase, que se dá pela variação da orientação da polarização do cristal, modificando o coeficiente NL de $+d$ para $-d$ ao percorrer a distância l_c seguinte. Com isso, ocorre aumento da intensidade depois de percorrer a distância $\Lambda_0=2.l_c$, e assim de forma sucessiva e crescente ao fim de múltiplos da mesma, aumentando a eficiência de conversão do processo de GSH.

3.4 QCF em um cristal NL

Nesta seção se tem como objetivo realizar a explicação da realização experimental da condição de QCF. O meio NL definido foi o cristal de LiNbO_3 , usado como meio ativo de uma cavidade laser, onde são descritas algumas de suas propriedades de estrutura cristalina e físicas características. Em seguida, foi realizada explicação sobre o processo experimental de micro-fabricação de componentes aplicada sobre as superfícies do cristal, para realizar a construção experimental das redes periódicas, e transformá-lo em um meio que possibilite a realização do QCF. E por fim é realizada explicação sobre as propriedades do cristal final, com a descrição de alguns de seus parâmetros e novas características definidas, para aplicar o mesmo para obtenção do fenômeno de oscilação paramétrica.

3.4.1 Niobato de Lítio (LiNbO_3)

O cristal de Niobato de Lítio (LiNbO_3) é um exemplo de aplicação de óptica NL visto que, devido às suas propriedades cristalinas, pode ser usado para gerar o feixe laser em regiões espectrais distintas daquelas disponíveis em sistemas laser disponíveis comercialmente. Um exemplo é o seu uso como meio ativo em cavidades laser, onde seu funcionamento depende da manipulação e controle de parâmetros do cristal.

Em relação à sua estrutura cristalina (*Fig. 3-5*), o cristal de Niobato de Lítio apresenta as seguintes características: trigonal, grupo espacial $R3c$, grupo de ponto $3m$, sem simetria de inversão. Não é um material que existe na natureza, sendo assim sintetizado em laboratório, sendo um material ferroelétrico, um fato importante para que ele seja usado para realizar o processo de QCF, dentre tantos outros cristais. A figura mostra a estrutura cristalina do LiNbO_3 para a região de comportamento ferro elétrico, abaixo da temperatura de Curie do material ($T_C \approx 1210^\circ\text{C}$). São mostradas as posições dos átomos de Lítio e Niobato em relação à estrutura octaédrica do Oxigênio, cujas camadas são representadas pelas linhas horizontais. Temos que $+c$ representa a direção do eixo de simetria de rotação do material.

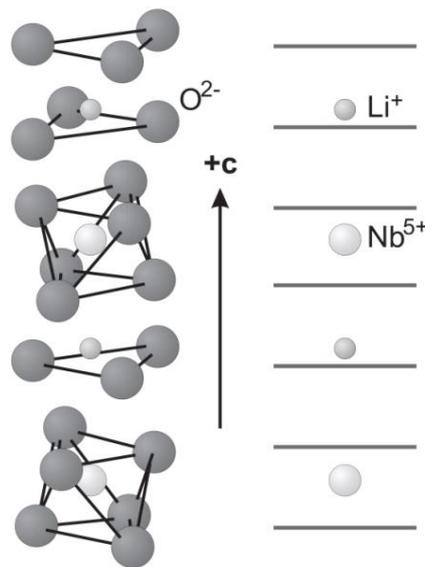


Figura 3-5: Estrutura cristalina do LiNbO_3 [34]

Uma característica importante do cristal de LiNbO_3 é a sua janela de transparência (*Fig. 3-6*), que corresponde ao intervalo de valores de comprimento de onda com alta transmissão em seu interior, de intervalo espectral considerável, abrangendo a região espectral do visível até infravermelho médio. Dependendo das condições de conservação de energia e momento linear, um ou mais feixes possam transitar e ser gerados, dentro do espectro eletromagnético respectivo.

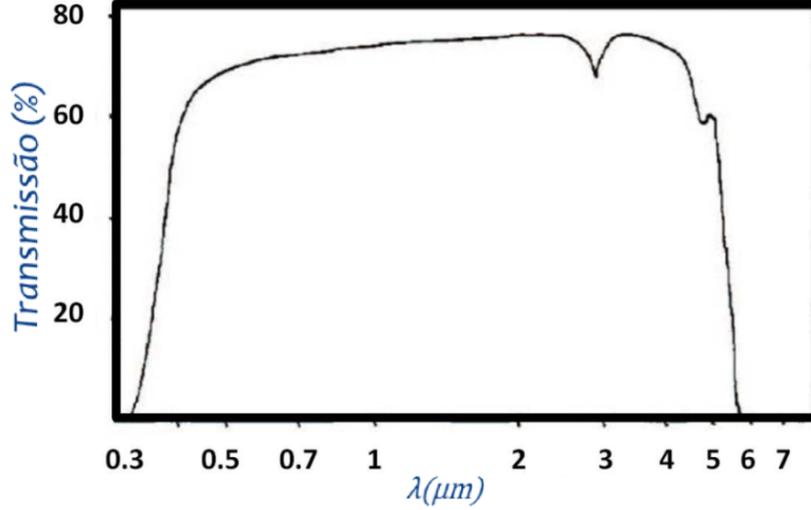


Figura 3-6: Janela de transparência do cristal LiNbO₃ [35]

O Niobato de Lítio tem como propriedade física relevante o fato de ser um material ferroelétrico, ou seja, sua polarização interna pode ser alterada pela aplicação de um campo elétrico externo ao mesmo, alterando sua direção de oscilação. Esta é uma característica importante para que depois se possa realizar experimentalmente a técnica de QCF, discutida em seção anterior.

Ele possui tensor de susceptibilidade linear de 2ª ordem dado pela expressão:

$$d_{LiNbO_3}^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{15} & d_{15} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Onde temos os coeficientes ([36], [37]) $d_{15}=4,4\text{pm/V}$, $d_{22}=2,1\text{pm/V}$ e $d_{33}=25\text{pm/V}$. Com propagação no eixo X, polarização paralela ao eixo Z, em relação ao sistema de coordenadas cristalográfico, a polarização de 2ª ordem assume a forma:

$$\begin{bmatrix} P_X^{(2)} \\ P_Y^{(2)} \\ P_X^{(2)} \end{bmatrix} = 2 \cdot \epsilon_0 \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{15} & d_{15} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_Z(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = 2 \cdot \epsilon_0 \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ d_{33} \cdot E_Z(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Pelo fato do LiNbO₃ ser um material birrefringente, existe dependência da dispersão da luz incidente no meio com relação à direção de incidência, em relação ao eixo de simetria do cristal, e com relação à polarização. Estas características podem ser usadas de forma a melhorar o processo de conversão NL de frequências. O cristal pode ser construído de forma que se tenha máximo ganho paramétrico, visando gerar um ou mais feixes de interesse, dependendo do fenômeno e frequências desejadas. Para tal, ele deve ser construído de forma que os feixes interagentes acoplem o coeficiente NL de maior valor do tensor $d_{im}^{(2)}$ do cristal d_{33} , o que ocorre quando seus respectivos campos elétricos oscilam em uma única direção paralela - ou seja, quando todos possuem a mesma polarização ao longo do eixo extraordinário, com

dispersão $n=n_e$, com feixes propagando-se ao longo do eixo X do referencial dielétrico do cristal. Essa configuração de polarização dos campos é conhecida por *type-0*.

Observando as funções de conservação de momento linear, nos processos de CF descritos anteriormente, se nota que existe dependência com a dispersão dos respectivos feixes envolvidos no processo de conversão. Por isso é necessário determinar sua função respectiva do cristal, para realizar sintonização dos comprimentos de onda a serem gerados na saída pelo cristal NL. A função respectiva de dispersão deve ser tal que venha representar o comportamento dos feixes acoplados e oscilantes ao longo do eixo extraordinário. Duas grandezas são importantes para descrever o comportamento da dispersão do cristal, que são comprimento de onda e temperatura, de forma que ela seja uma função $n=n_e(\lambda, T)$, descrita pela equação de Sellmeier [38]:

$$n^2 = 1 + \sum_j \frac{A_j \cdot \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_j^2)} \quad (3.14)$$

Por ser uma equação semi-empírica, a determinação dos coeficientes (A_j, λ_j) é realizada (i) por meio de obtenção de valores de comprimento de onda e respectiva dispersão, mensurados experimentalmente, e (ii) aproximação por método de mínimos quadrados.

Acima da temperatura de 150°C aplicada no cristal de LiNbO₃, aparecem efeitos fotorrefrativos. Devido às altas temperaturas aplicadas - oriundas do feixe aplicado sobre o mesmo, possuindo altas intensidades -, ocorre reordenação das cargas elétricas, o que induz um campo elétrico interno e altera sua distribuição da dispersão. Consequentemente, isso afeta o ganho paramétrico, porque valores distintos da dispersão são induzidos ao longo do eixo de propagação dos feixes, alterando a condição de estabilidade do cristal NL e o casamento de fase. A variação no índice de refração $\Delta n(z)$, com intensidade de um feixe $I(z)$ dependente da posição no eixo z , no referencial de laboratório, é descrita pela expressão [39]:

$$\Delta n(z) = -\frac{n^3 \cdot \tau \cdot k_B \cdot T}{2 \cdot e} \cdot \frac{1}{I(z)} \cdot \frac{dI(z)}{dz} \quad (3.15)$$

Temos que n é o índice de refração do meio, τ coeficiente eletro-óptico, T temperatura, e carga elétrica fundamental e k_B constante de Boltzmann.

Para resolver este problema, pode ser realizada dopagem do cristal usando MgO, em proporções que não excedam em geral 5%, visto que quantidades maiores podem afetar sua estrutura cristalina, alterando seu funcionamento. Após a dopagem, a temperatura de ocorrência de ganho paramétrico alcança valor maior do que 150°C, permitindo sintonização de outros valores de comprimentos de onda, devido à modulação da dispersão do cristal.

Foi observada ligeira melhora das características espectrais do cristal dopado MgO:LiNbO₃, comparado com o cristal LiNbO₃ sem dopagem, observando a região de comprimentos de onda $\lambda < 1\mu\text{m}$ (Fig. 3-7). A janela de transparência do cristal sofreu um ligeiro aumento na sua transmissão, para o mesmo intervalo de comprimento de onda, conforme gráfico de análise de dois cristais pela empresa *Covesion Optics*.

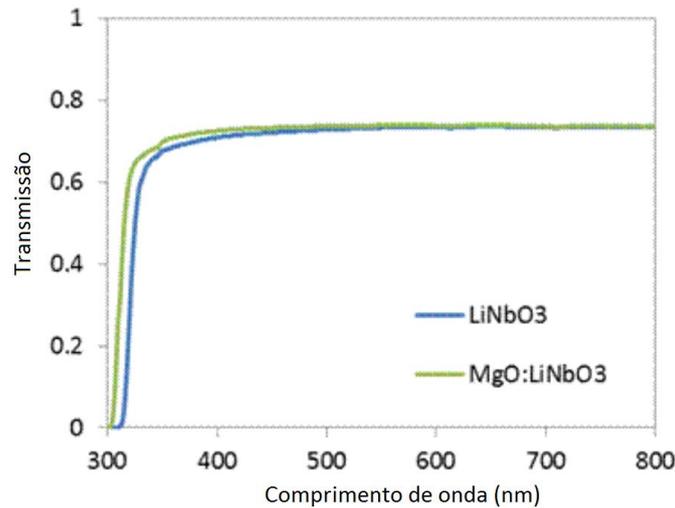


Figura 3-7: Transmissão em cristais de LiNbO₃ não dopado e dopado com MgO (<http://www.covesion.com>)

Considerando um mesmo material constituinte de estrutura cristalina, a equação de Sellmeier de um cristal dopado é distinta da equação de um cristal não dopado, necessitando determinações distintas de fórmulas de dispersão para cada um ([40], [41], [42]).

3.4.2 Alternância Periódica de Domínios Ferroelétricos

A técnica denominada Alternância Periódica de Domínios Ferroelétricos (APDF) em cristais NL's (*Periodic Poled Process* em inglês) possibilita a ocorrência experimental de CF, dentre as demais condições de geração de feixes explicadas anteriormente. Ela permite que os feixes gerados por CF tenham um alcance espectral maior da janela de transparência do cristal, chegando próximo do limite do visível até o infravermelho médio. Feixes podem ser gerados em regiões espectrais onde antes não ocorria CF, é possível acessar o maior valor absoluto do coeficiente NL do tensor $d_{im}^{(2)}$, aumentando o ganho paramétrico. Na sequência vai ser realizada uma explicação sobre o processo de construção e aplicação da técnica em um cristal NL, em especial, para o cristal de LiNbO₃.

O processo consiste em realizar a construção de regiões alternadas de polarização linear $\pm z$ ao longo de um dos eixos de um cristal NL, com repetição periódica das mesmas ao longo do seu comprimento. A região de variação alternada de polarização tem distância representada pela letra grega Λ , onde esta é definida como uma rede periódica. Em geral, os cristais possuem mais

do que uma rede periódica construída sobre eles, vizinhas e com valores próximos entre si.

Depois de percorrida distância l_c , correspondente ao comprimento de coerência, existe uma perda de fase de π entre os feixes fundamental e harmônico gerado, gerando um termo $\exp(i.\pi)$ na intensidade. Isto causa uma perda de coerência entre os feixes, o que diminui a intensidade dos feixes gerados e, portanto, o seu ganho paramétrico. Para corrigir essa defasagem, e para que os feixes original e gerado voltem a oscilar, a inversão da polarização é realizada invertendo-se o coeficiente NL de $+d$ para $-d = d.\exp(i.\pi)$. Assim, ao percorrer a próxima distância l_c , o acúmulo de fase é desfeito, e o ganho aumenta, mantendo a eficiência do processo de conversão entre os feixes. A rede periódica tem comprimento $\Lambda_0 = 2.l_c$.

Um micro circuito elétrico [32] é construído usando técnicas específicas de micro fabricação, com molde preparado por máscara litográfica (Fig. 3-8), com o formato das redes desejadas. Sobre as superfícies são depositados os materiais constituintes do respectivo circuito elétrico (isolante e condutor), onde podem existir duas formas de se realizar a construção do mesmo. Eles são posicionados sobre as duas superfícies opostas do cristal LiNbO_3 , no caso, perpendiculares ao eixo z do cristal e paralelas à direção dos feixes.

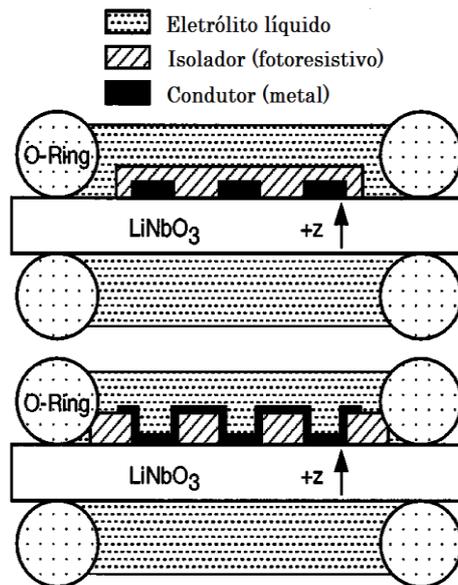


Figura 3-8: Duas configurações de eletrodos para alteração periódica da polarização [32]

Depois da montagem do esquema do cristal NL em conjunto com o micro circuito elétrico (Fig. 3-9), o cristal é posicionado no circuito com suas variáveis de corrente e tensão, e corrente elétrica é aplicada, fazendo com que seja gerado um forte campo elétrico no interior do cristal. Se usa vantagem das propriedades ferroelétricas do LiNbO_3 : a partir de determinado valor de campo elétrico aplicado no interior do cristal, denominado de campo coercitivo, ocorre alteração permanente da polarização no seu interior na região de interesse.

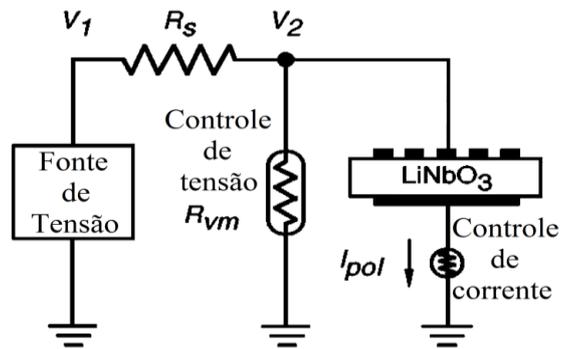


Figura3-9: Esquema do circuito de reversão ferroelétrica [32]

O coeficiente NL do cristal de LiNbO_3 assume valores alternados $\pm d$ ao longo de seu comprimento respectivo, de acordo com a variação da polarização, e o cristal resultante final é chamado em inglês de *periodically poled MgO:LiNbO₃* (MgO:PPLN). Uma quantidade maior de redes periódicas, com períodos Λ diferentes entre si, construídas em um cristal permite acesso a um maior intervalo espectral, de acordo com a sua janela de transparência e independentemente do processo de conversão NL. Tem-se exemplo de um cristal MgO:PPLN construído com uma rede periódica de $15,5\mu\text{m}$, com vista de suas superfícies superiores perpendiculares ao eixo z, e a sua vista lateral perpendicular ao eixo y, com cristal de altura $0,5\text{mm}$ e comprimento arbitrário (Fig. 3-10).

O cristal é inserido em um forno para realizar variação de temperatura e alterar sua dispersão $n_e(\lambda, T)$, e, atuando em conjunto com a rede periódica selecionada, se tem um controle de parâmetros externos tais que permite realizar sintonização contínua dos comprimentos de onda dos feixes de interesse.

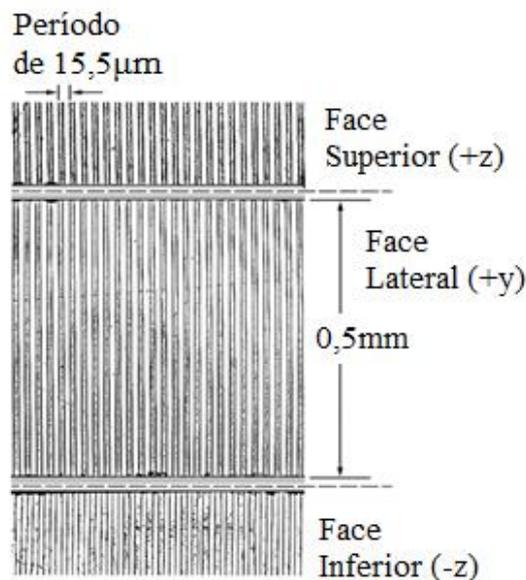


Figura 3-10: Vista lateral, superior e inferior do cristal PPLN [32]

Em suma, o OPO-QPM é uma fonte laser cujo meio ativo é um cristal não linear, e os comprimentos de onda gerados, definidos de antemão, se encontram dentro da respectiva janela de transparência, atentando para condições de conservação de energia e momento.

O processo de CF pode ser controlado e sintonizável, podendo ocorrer, por exemplo, em cristais onde antes não era possível realiza-lo, devido ao deslocamento de fase causado pelo vetor de rede periódica, que induz variação de momento nulo. O OPO pode gerar comprimentos de onda em regiões que não são obtidas facilmente com lasers convencionais (infravermelho médio).

3.4.3 Cristal PPLN

O cristal PPLN foi fabricado pela empresa *Covesion* (Fig. 3-11), e possui 5 redes periódicas que atuam em um intervalo de temperatura $T=[30-200]^{\circ}\text{C}$. Ele possui janela de transparência máxima ($T>50\%$) no intervalo $\lambda=[0,5-4,3]\mu\text{m}$, onde foi aplicado revestimento espectral seletivo anti-reflexão (AR) sobre as superfícies do cristal (*coating*), abrangendo o intervalo $\lambda'=[1,4-1,8]\mu\text{m}+[2,6-3,8]\mu\text{m}$, adequado para interação na região do infra-vermelho, e com as redes periódicas gerando feixes no intervalo espectral $\lambda''=[1,48-3,8]\mu\text{m}$. Dessa forma, o cristal é capaz de gerar feixes no intervalo espectral final $\lambda''' = [1,48-1,8]\mu\text{m}+[2,6-3,8]\mu\text{m}$, com $R<1,5\%$ para @1064nm.

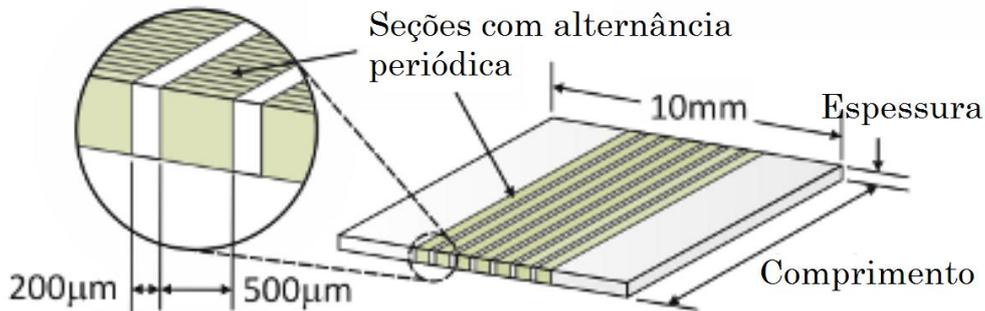


Figura 3-11: Esquema do cristal PPLN (<http://www.covesion.com>)

São adotadas as seguintes condições de conservação de energia e momento linear, conforme citadas anteriormente, onde se relacionam os comprimentos de onda de interesse ($\lambda_B, \lambda_S, \lambda_C$):

$$\frac{1}{\lambda_B} = \frac{1}{\lambda_S} + \frac{1}{\lambda_I} \quad (3.16 - 1)$$

$$\Delta K = 2 \cdot \pi \cdot \left[\frac{n_B(\lambda_B, T)}{\lambda_B} - \frac{n_S(\lambda_S, T)}{\lambda_S} - \frac{n_C(\lambda_C, T)}{\lambda_C} - \frac{1}{\Lambda(T)} \right] \quad (3.16 - 2)$$

O índice de refração do cristal MgO:PPLN é dada pela expressão abaixo, em relação ao eixo extraordinário:

$$n_e(\lambda, T) = \sqrt{a_1 + b_1 \cdot f + \frac{(a_2 + b_2 \cdot f)}{[\lambda^2 - (a_3 + b_3 \cdot f)^2]} + \frac{(a_4 + b_4 \cdot f)}{(\lambda^2 - a_5^2)} - a_6 \cdot \lambda^2} \quad (3.17)$$

Os coeficientes (a_i, b_i) são dados na tabela abaixo.

Parâmetro	Valor
a_1	5,756
a_2	0,0983
a_3	0,2020
a_4	189,32
a_5	12,52
a_6	$1,32 \cdot 10^{-2}$
b_1	$2,860 \cdot 10^{-6}$
b_2	$4,700 \cdot 10^{-8}$
b_3	$6,113 \cdot 10^{-8}$
b_4	$1,516 \cdot 10^{-4}$

Tabela: Coeficientes da dispersão do cristal 5%MgO:PPLN [42]

A função abaixo mostrada está relacionada com a temperatura aplicada no cristal

$$f = (T - 24,5) \cdot (T + 570,82) \quad (3.18)$$

Devido a efeitos térmicos, os valores das redes periódicas sofrem alteração em seus valores, de acordo com a seguinte expressão:

$$\Lambda(T) = \Lambda_0 \cdot [1 + \alpha \cdot (T - 19) + \beta \cdot (T - 19)^2] \quad (3.19)$$

Λ_0 é o comprimento da rede periódica no momento de sua fabricação, $\alpha = 1,53 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$, $\beta = 5,3 \cdot 10^{-9} \text{K}^{-2}$, e a temperatura é dada em °C. As funções comprimento das redes periódicas $\Lambda(T)$ e o índice de refração do cristal $n_e(\lambda, T)$ são fornecidas pelo fabricante.

Com as informações apresentadas, podemos determinar os comprimentos de onda (λ_s, λ_c), no caso de se ter as condições de conservação e energia para ocorrência de QCF, tal que $\Delta K = 0$. Os resultados são apresentados na forma gráfica (Fig. 3-12), onde podem ser realizadas diretamente as leituras dos valores de comprimento de onda. Para cada rede periódica Λ_0 , existem duas curvas para os feixes sinal e complementar em função da temperatura $\lambda_s(T) + \lambda_c(T)$, separadas pela região $\lambda_s = \lambda_c = 2 \cdot \lambda_B$. Os cálculos foram realizados usando o software *SciLab*, e a montagem do gráfico foi feito no programa *Origin 6.0*, onde o comprimento do cristal é $L_c = 40 \text{mm}$.

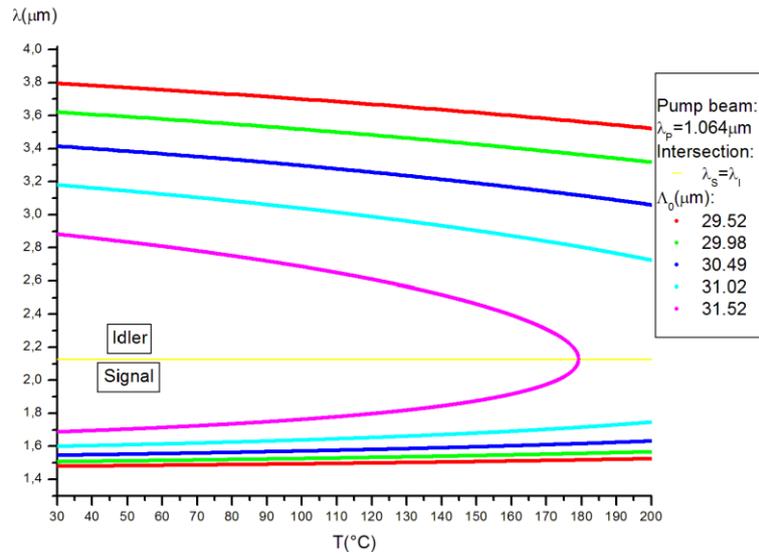


Figura 3-12: Comprimentos de onda sinal e complementar $\lambda(T)$ do cristal PPLN em situação de QCF ($\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$)

Por meio das informações obtidas sobre a transmissão espectral do cristal de LiNbO_3 (Fig. 3-6), os valores de comprimento de onda gerados por meio da condição de QCF (Fig. 3-12) e o *coating* sobre as superfícies do cristal, pode ser concluído que os feixes possíveis de serem gerados pelo cristal PPLN, que correspondem aos comprimentos de onda Sinal e Complementar (λ_s , λ_c), se encontram no intervalo espectral final $\lambda_{\text{PPLN}} = [1,48-1,8] \mu\text{m} + [2,6-3,8] \mu\text{m}$.

4. Laser de Nd:YAG @1064nm Polarizado

Neste capítulo se tem como objetivo realizar estudo e desenvolvimento de uma cavidade laser linear de Nd:YAG @1064nm multimodo e de alta potencia onde a mesma, antes não-polarizada, foi transformada em uma fonte polarizada. Na primeira seção do capítulo (4.1), foi realizada descrição da teoria elementar, que mostra o formalismo usado como base para realizar o planejamento de uma cavidade laser linear, onde a mesma possui em sua constituição três componentes, que são (i) cavidade óptica ressonante, (ii) meio ativo responsável por gerar o feixe de interesse, e (iii) fonte de energia para o meio ativo, para que ocorra a emissão estimulada e que gere o feixe final de interesse. A segunda seção (4.2) diz respeito à parte experimental, onde se tem a descrição dos componentes ópticos usados, a montagem do laser planejado, seu desenvolvimento e os resultados obtidos sobre o mesmo. E na terceira seção (4.3) foi discutido o processo de desenvolvimento do laser de Nd:YAG polarizado final, abordando os aspectos e detalhes entre seu planejamento e definição.

4.1 Teoria Elementar

A teoria para o planejamento de uma cavidade laser linear se baseia em um modelo que considera ressonadores ópticos operando dentro de um intervalo de estabilidade ([43], [44]). Parte-se de um modelo de cavidade linear (Fig. 4-1), onde ela é constituída por dois espelhos esféricos de raios de curvatura R_1 e R_2 , separados por uma distância L um do outro, onde um feixe abandona a cavidade pelo espelho R_2 . Relacionando os parâmetros por meio de dois parâmetros g_1 e g_2 , o critério de estabilidade diz que deve ser válida a relação seguinte:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \quad (4.1)$$

Onde temos as funções

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad (4.2 - 1)$$

$$g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} \quad (4.2 - 2)$$

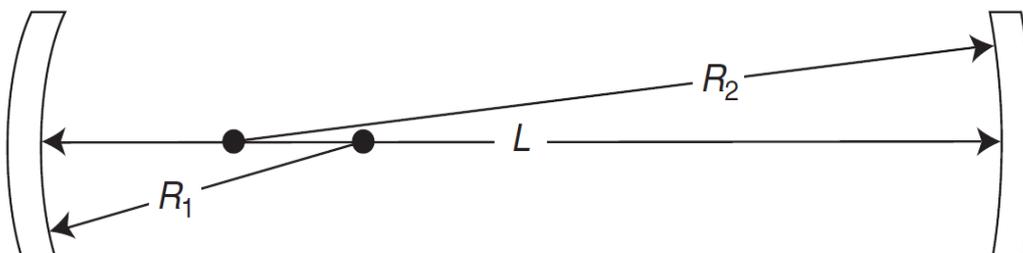


Figura 4.-1: Esquema de uma cavidade linear [45]

Temos no exemplo acima uma cavidade linear passiva, por não existir processo ativo de geração de radiação. Pode ser deduzido da condição (4.1) um gráfico $g_1 \times g_2$ que permite observar a condição de estabilidade de uma cavidade laser (Fig. 4-2).

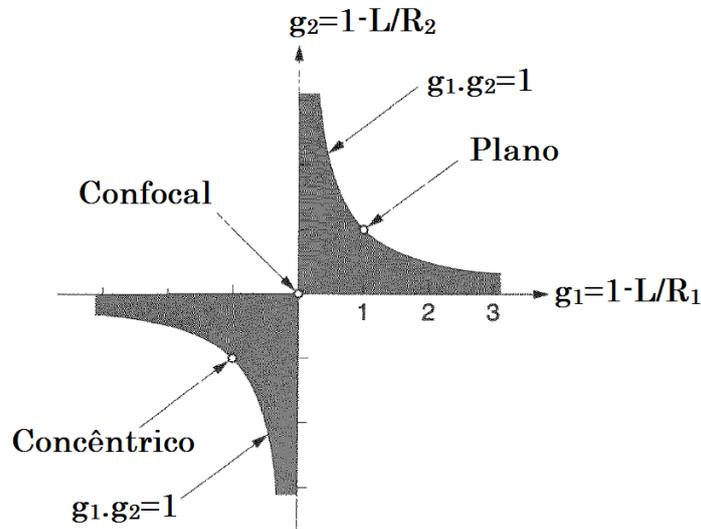


Figura 4-2: Diagrama de Estabilidade [11]

A região do intervalo de estabilidade é aquela delimitada pela hipérbole e os eixos coordenados, observado entre o 1º e 3º quadrantes - ou duas zonas de estabilidade -, enquanto que fora da mesma não existe estabilidade. São indicados pontos do gráfico onde se tem alguns exemplos de configurações de ressonadores, que são o concêntrico ($R_1=R_2=L/2$), confocal ($R_1=R_2=L$) e plano ($R_1=R_2=\infty$). A geração de um ou mais feixes de interesse pelo laser ocorre devido ao meio ativo inserido no interior da cavidade ressonante, onde a mesma deve se encontrar em uma configuração estável, com energia sendo fornecida para o mesmo de forma que ocorra emissão estimulada.

O meio ativo do cristal usado para se gerar o feixe de interesse @1064nm para o bombeio de um OPO é o cristal de Nd:YAG, que consiste em um cristal de granada de Alumínio e Ítrio YAG ($Y_3Al_5O_{12}$), onde o íon dopante de Neodímio Nd^{3+} substitui o átomo de Ítrio Y^{3+} na rede cristalina ([46]), sendo ele responsável pela transição de energia responsável pela geração da radiação desejada. Além destes, é possível gerar outros três comprimentos de onda com o mesmo cristal, que são 946nm, 1319nm e 1338nm. Em geral, as porcentagens dos íons de Neodímio não atingem valores altos, visto que uma maior concentração afetaria sua estrutura cristalina, e conseqüentemente o funcionamento do cristal como meio ativo. Em relação à geometria, os cristais de Nd:YAG são construídos normalmente na forma de bastão cilíndrico.

No planejamento da cavidade laser foi incluído efeito foto-térmico conhecido como lente térmica ([46]), presente no cristal de Nd:YAG. Efeitos termo ópticos ocorrem em meios - em geral cristais - com temperatura de ordem de grandeza alta, comparado com temperatura ambiente, acumulando energia térmica tal

que altera a configuração de estabilidade do laser, bem como a polarização e qualidade do feixe gerado na sua saída. No caso da lente térmica, ele ocorre devido à combinação de fatores como distribuição de temperatura, tensões mecânicas e alteração das superfícies do meio ativo. Estes fatores combinados fazem com que se tenha uma lente equivalente no centro do bastão de Nd:YAG, onde sua distância focal é dada pela expressão [47]:

$$f = \frac{K \cdot A}{P_a} \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot \frac{dn}{dT} + \alpha \cdot C_{r,\varphi} \cdot (n_0)^3 + \frac{\alpha \cdot r_0 \cdot (n_0 - 1)}{L} \right]^{-1} \quad (4.3)$$

Onde K é a condutividade térmica, A área lateral do bastão, P_a potência total dissipada pelo bastão, n índice de refração do cristal, α coeficiente de expansão térmica, $C_{r,\varphi}$ coeficiente elástico-óptico nas direções radial e tangencial, n_0 índice de refração no centro do cristal, r_0 raio do bastão cilíndrico e L comprimento do bastão.

A fonte de energia do meio ativo é um laser, que possui feixe com comprimento de onda correspondente à transição desejada para se ter na saída o feixe de interesse, onde o bombeio pode ser realizado em configuração transversal ou longitudinalmente ao bastão. Um sistema de bombeio normalmente aplicado sobre o bastão é constituído por um conjunto de lasers de diodo (*Fig. 4-3*), que o faz em configuração transversal.

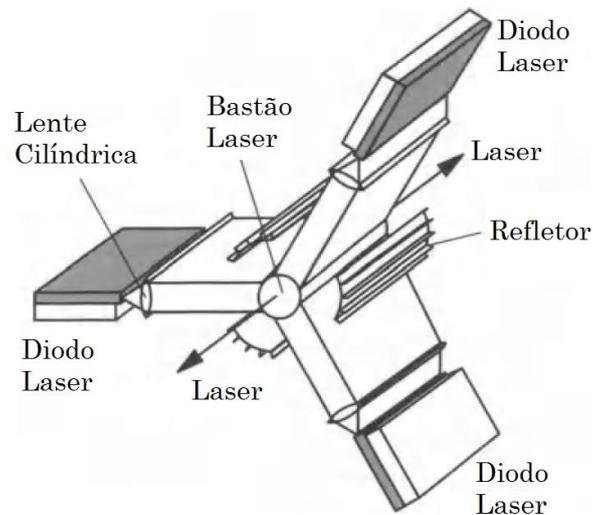


Figura 4-3: Esquema do diodo do módulo laser [48]

O modelo adotado para o planejamento de uma cavidade ressonante considera que, ao fornecer energia para o bastão, ocorre alteração na sua configuração interna tal que surge uma lente térmica equivalente convergente de distância focal f no seu centro, alterando a sua condição de estabilidade, e conseqüentemente afetando o seu funcionamento. De acordo com o valor de energia fornecida para o bastão, existem distintos valores de distância focal equivalente no mesmo.

Considere o bastão de comprimento l e índice de refração n inserido no interior da cavidade ressonante, onde suas faces têm distâncias L_1 e L_2 dos espelhos

R_1 e R_2 , respectivamente (Fig. 4-4). Com a inclusão de uma lente no interior da cavidade, devem ocorrer alterações na sua configuração, onde as distâncias (L_1 , L_2) agora são aquelas entre os espelhos (R_1 , R_2) até os dois planos principais do bastão respectivos de cada lado, onde este tem redução de l/n em seu comprimento.

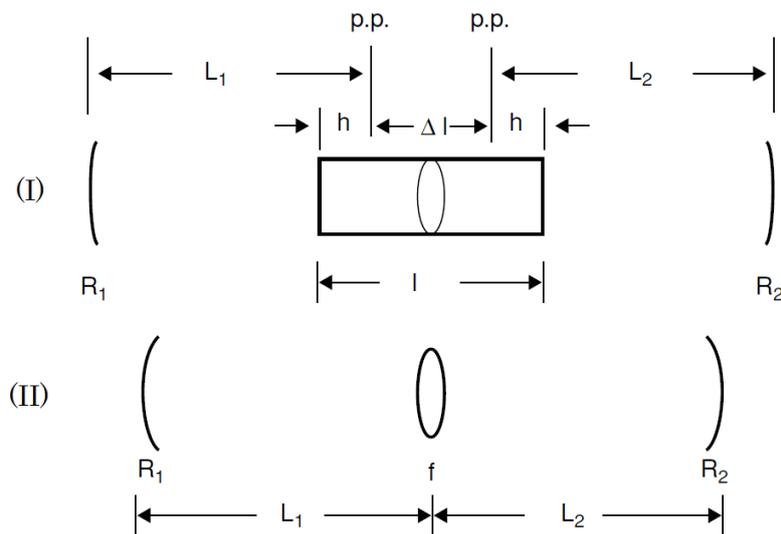


Figura 4-4: Representação da cavidade com o bastão, onde se tem (I) a lente térmica no centro do bastão (II) e o modelo simplificado [46]

Os valores da lente térmica f e sua potência dióptrica $1/f$ respectiva, considerando os demais parâmetros da cavidade ressonante fixos, variam de acordo com uma trajetória retilínea que intercepta as zonas de estabilidade do diagrama (Fig. 4-5). Em cada ponto da reta existem distintas configurações internas possíveis para a lente térmica, para uma mesma cavidade ressonante. Conforme se percorre a zona de estabilidade, a cintura do feixe no centro do bastão em função do intervalo da potência dióptrica da lente térmica equivalente varia de acordo com a expressão:

$$W_3 = \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot \left| \Delta \left(\frac{1}{f} \right) \right|}} \quad (4.4)$$

λ é o comprimento de onda do laser, e $\Delta(1/f)$ a extensão do intervalo das zonas de estabilidade de acordo com a dioptria da lente térmica, delimitadas pelas fronteiras dos intervalos (Fig. 4-6). A razão r/W_3 entre o raio da superfície circular lateral do bastão r e a cintura do feixe W_3 é usada como parâmetro para auxiliar na definição da cavidade ressonante, onde ela deve possuir valores no intervalo 1.2-2 para operação no modo fundamental TEM_{00} . W_1 e W_2 são as cinturas dos feixes na posição dos respectivos espelhos da cavidade laser, e W_{30} o menor valor de cintura do feixe, que corresponde àquele mais distante dos extremos da zona de estabilidade, de acordo com a equação (4.1).

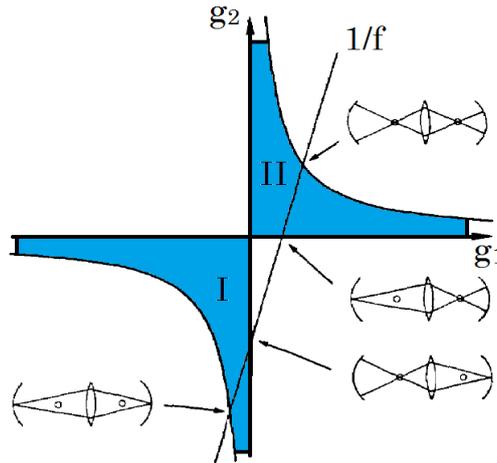


Figura 4-5: Diagrama de estabilidade com configurações de cavidade nas suas fronteiras. Sobre a reta na figura estão indicadas as regiões que delimitam os intervalos das zonas de estabilidade I e II. Conforme se percorre a reta no diagrama, temos distintas configurações de estabilidade para cada valor de lente térmica, dada em termos da dioptria $1/f$ [43]

A reta ($1/f$), que diz respeito ao comportamento da dioptria da lente térmica do meio ativo ao longo do diagrama de estabilidade $g_1 \times g_2$, pode possuir diversas trajetórias ao longo do mesmo (Fig. 4-5), desde que intercepte as zonas de estabilidade, para que se tenha uma configuração estável para a cavidade laser final de interesse. Uma configuração possível diz respeito àquela em que a reta ($1/f$) passa não somente pelas duas zonas, mas também pelo centro do diagrama. Dessa forma, temos a formação de uma zona conjunta de estabilidade, onde o intervalo de estabilidade final possui extensão maior ou igual do que a soma dos outros dois intervalos anteriores (Fig. 4-6), de forma que $[\Delta(1/f)]_{CONJUNTA} \geq 2 \cdot \Delta(1/f)$. Portanto, temos um único intervalo com a presença de uma curva contínua correspondente em $W_3(1/f)$, possibilitando maior estabilidade final à cavidade laser.

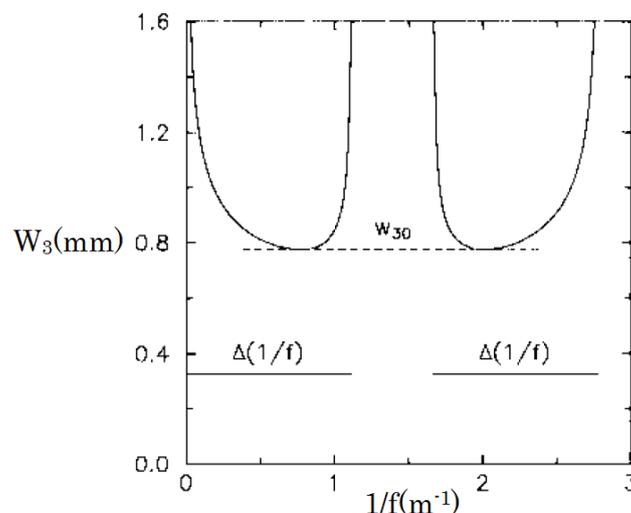


Figura 4-6: Cintura do feixe no centro do bastão, conforme se varia a dioptria da lente térmica em seu interior. Gráfico obtido para $R_1=R_2=\infty$, $L_1=600\text{mm}$ e $L_2=900\text{mm}$ [44]

Para o ressonador de zona conjunta, temos que a reta possui intersecção em três pontos, que são para $[(g1.g2)]_{3^{\circ}\text{QUADRANTE}}$, $[(g1.g2)]_{\text{CENTRO}}$ e $[(g1.g2)]_{1^{\circ}\text{QUADRANTE}}$, possuindo para uma variável x , relacionada com os respectivos pontos de intersecção, os valores 0 , $x=-1/u$ e $x=-2/u$. As funções usadas para serem usadas no respectivo diagrama de estabilidade para definição do ressonador, válidas no intervalo de estabilidade (4.1), são as seguintes:

$$G_1 = \frac{L_2}{L_1} \cdot (1 - x \cdot u) \quad (4.5 - 1)$$

$$G_2 = \frac{L_1}{L_2} \cdot (1 - x \cdot u) \quad (4.5 - 2)$$

Onde $u_1 = L_1 \cdot \left(1 - \frac{L_1}{R_1}\right)$, $u_2 = L_2 \cdot \left(1 - \frac{L_2}{R_2}\right)$, $x = \frac{1}{f} - \frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2}$ e $u=u_1=u_2$. A cintura do feixe para a zona conjunta de estabilidade é dada por:

$$[W_3]_{\text{ZONA CONJUNTA}}^2 = \frac{2 \cdot \lambda}{\pi} \cdot |u| \cdot [-x \cdot u \cdot (2 + x \cdot u)]^{-1/2} \quad (4.6)$$

A curva $W_{3x}(1/f)$ para a zona conjunta é uma parábola com seu mínimo em W_{30} , que equivale ao ponto de máxima estabilidade do ressonador, onde se tem no caso $x=-1/u$, enquanto que nas bordas do intervalo temos divergência dos valores. Com isto, a cintura do feixe final para o centro do bastão é dada por:

$$[W_{30}]_{\text{ZONA CONJUNTA}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda}{\pi} \cdot |u|} \quad (4.7)$$

Outro parâmetro usado na determinação da cavidade diz respeito ao parâmetro denominado de sensibilidade, definida pela equação abaixo [49]:

$$S_l = \frac{1}{W_{30}} \cdot \frac{R_l}{(d_l - R_l)} \cdot \left[\frac{1}{(d_l - R_l)} + \frac{1}{(d_m - R_m)} - \frac{1}{f} \right]^{-1} \quad (4.8)$$

Onde $l \neq m=1,2$. Nesta seção foi explicada a teoria elementar usada como base para a simulação e planejamento de uma cavidade laser linear, onde foi incluído o efeito da lente térmica, intrínseco ao meio ativo, para a obtenção de um resultado que apresente uma configuração estável para realizar sua respectiva montagem.

As simulações realizadas podem levar em conta tanto os valores de componentes ópticos presentes no laboratório quanto valores adotados *a priori* para determinar a cavidade laser de interesse, podendo ser usado, neste último caso, para definição dos componentes ópticos para sua montagem *a posteriori*. Foi adotado como valor de distância focal para a lente térmica equivalente no centro do cristal o valor de $f=180\text{mm}$.

4.2 Montagem, Alinhamento e Desenvolvimento

A parte experimental desenvolvida e mostrada nesta seção consiste na montagem e alinhamento de uma cavidade laser linear de Nd:YAG, planejada tendo como base teoria descrita na seção anterior. O laser de interesse aqui abordado tem como base um laser de Nd:YAG @1064nm desenvolvido em trabalho anterior que foi publicado pelo grupo de pesquisa ao qual pertencço no momento do desenvolvimento deste projeto de doutorado [49]. Foram consideradas as dimensões da cavidade laser, bem como as informações sobre os seus componentes ópticos respectivos, com a diferença de que foi realizada inserção de um elemento polarizador intra-cavidade - sendo este o diferencial da cavidade laser proposta -, para que na saída se tenha o respectivo feixe @1064nm polarizado. Para avaliar a qualidade do feixe gerado, vai ser realizada análise pelo fator de qualidade M^2 [50] onde, para o caso de um feixe gaussiano ideal, seu comportamento é descrito por uma função de difração, possuindo valor igual a 1.

O laser de bombeio é constituído por um módulo DPSSL (*diode pump solid state laser*) que contém (i) um cristal 0,6% Nd:YAG em formato de bastão de comprimento $L_c=78\text{mm}$, bombeado lateralmente por um diodo laser, onde os respectivos planos principais PP_1 e PP_2 estão distantes 20 mm das respectivas faces, em seu interior; (ii) um conjunto de diodos laser, com comprimento de onda $\lambda=808\text{nm}$ (*Fig. 4-7*), cuja potência de bombeio é controlada por uma fonte externa, via variação de corrente elétrica; e (iii) um sistema de refrigeração interno de circulação de água, devido a perdas não radiativas que aquecem o cristal, com temperatura fixa (23°C), controlado por um aparelho específico denominado *Chiller*.

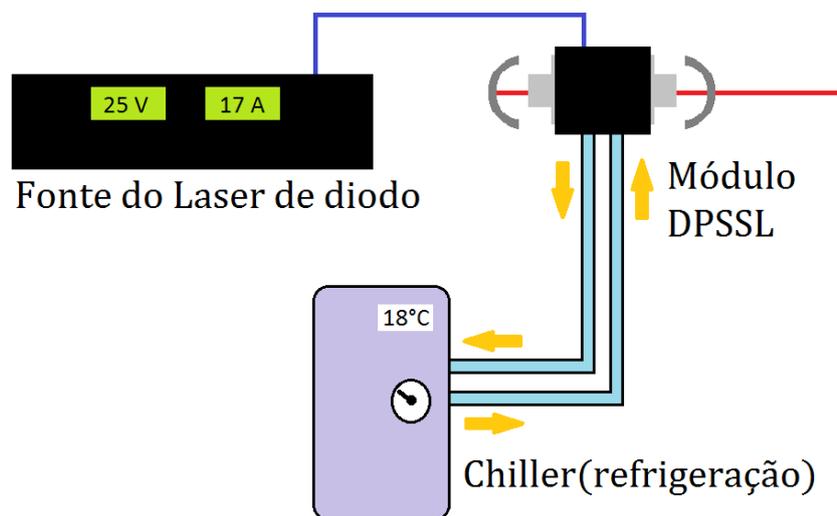


Figura 4-7: Sistema de controle do módulo laser

Os dois espelhos constituintes da cavidade possuem valores de raio de curvatura $R_1=-30$ cm (entrada) e $R_2=-50$ cm (saída), e com transmissões $T_1(1064\text{nm}, 0^\circ)=1\%$ e $T_2(1064\text{nm}, 0^\circ)=70\%$, respectivamente. A polarização foi realizada com a inserção um polarizador de filme fino (PFF) da empresa

Layertec, com reflectâncias para polarizações *S* (perpendicular ao plano da cavidade laser) e *P* (paralelo ao plano da cavidade laser) com ângulo de incidência de 45° no interior da cavidade de $r_s > 99,8\%$ e $r_p < 1\%$, respectivamente, onde ele é posicionado próximo do espelho R_2 . Conseqüentemente, o feixe de polarização *S* predomina em potencia na saída do laser comparada com aquela do feixe de polarização *P*, sendo, portanto, aquela considerada para análise. Para o laser polarizado proposto (*Fig. 4-8*), fora a inserção do PFF, foram mantidos os componentes ópticos e dimensões da cavidade laser antes citadas em [49].

Depois do funcionamento inicial da cavidade laser, foi realizada maximização da potencia da saída, por meio de alinhamento fino, através da movimentação dos espelhos da cavidade em ângulo e posição, onde o módulo DPSSL permaneceu na sua posição inicial.

No decorrer do processo de alinhamento da cavidade laser, por meio da movimentação em posição e ângulo dos espelhos (R_1 , R_2), foi observado que para valores de corrente do diodo acima de 19A (corrente máxima de 20A) o laser não funciona, visto que ele se encontra próximo do limite das zonas de estabilidade. Foi observado que a movimentação dos espelhos (R_1 , R_2) deslocou aos poucos o feixe ressonante intra-cavidade de sua direção original de alinhamento, incidindo parcialmente sobre a base suporte do PFF, sendo observado na saída um feixe com formato ligeiramente distorcido de um feixe gaussiano, mostrando que este procedimento deve ser realizado com cautela. Para que se tenha a configuração de zona conjunta do diagrama de estabilidade do ressonador óptico experimentalmente, uma forma diz respeito à observação da potência de saída do laser, que deve variar linear e de forma crescente, conforme se aumenta a corrente injetada no diodo do módulo DPSSL dentro da cavidade. Sendo a distância entre R_1 e PP_1 de $L_1=334\text{mm}$, entre PP_2 e PFF de $L_2'=321\text{mm}$ e entre PFF e R_2 de $x=100\text{mm}$, a cavidade laser possui comprimento total de $L_T=755\text{mm}$, pouco menor do que aquele obtido no laser sem PFF, que vale 815mm .

Nos primeiros momentos de funcionamento do laser de Nd:YAG polarizado, ocorreram desalinhamentos sucessivos, alterando seu regime de estabilidade, e que puderam ser observados pela corrente de injeção do diodo no módulo DPSSL: em geral, o laser funciona com valores a partir de 14A, e nos momentos em que ela desalinhava, esse valor aumentava. Este comportamento inicial mostrou presença de instabilidade, que precisa ser eliminada ou minimizada, visto que dessa forma o laser é inadequado para que se possam realizar aplicações. Foi observado mais tarde que este problema ocorria porque o laser de Nd:YAG estava aberto, com os seus componentes ópticos expostos ao ambiente ao redor, deixando-o susceptível à influencia de poeira e correntes de ar, e logo sensível a desalinhamentos. A solução encontrada foi o seu isolamento completo em relação ao ambiente externo, cobrindo-o com uma proteção na forma de uma caixa de acrílico planejada de acordo com suas dimensões, com abertura na saída do feixe laser principal.

Após a etapa sobre a definição do laser de Nd:YAG, foi realizada medição de duas de suas variáveis características, que são a potência de saída ($P_{SAÍDA}$) do feixe @1064nm e o fator de qualidade (M^2), onde os mesmos dados são obtidos em função da potência óptica de bombeio do meio ativo no bastão de Nd:YAG ($P_{BOMBEIO}$). Os dados sobre as duas variáveis do laser foram inseridos em um mesmo gráfico, permitindo a leitura simultânea de ambas e possibilitando relacioná-las entre si, verificando seu comportamento geral, auxiliando no funcionamento e operação do laser. Para futuras aplicações, é desejável que se tenha o laser operando com fator de qualidade $M^2 \sim 1$, significando que ele se encontra próximo do modo fundamental TEM_{00} .

O cálculo do fator de qualidade M^2 é realizado usando um aparelho denominado *Beam Scope* (marca *Data Ray*), construído especificamente para esta finalidade. Por meio de um procedimento automatizado, controlado por um programa específico do mesmo aparelho, é realizada uma varredura do perfil transversal de intensidade do feixe de interesse. Seguindo indicações técnicas pré-definidas pelo fabricante do aparelho, é possível obter um conjunto de dados que definem o valor final de M^2 .

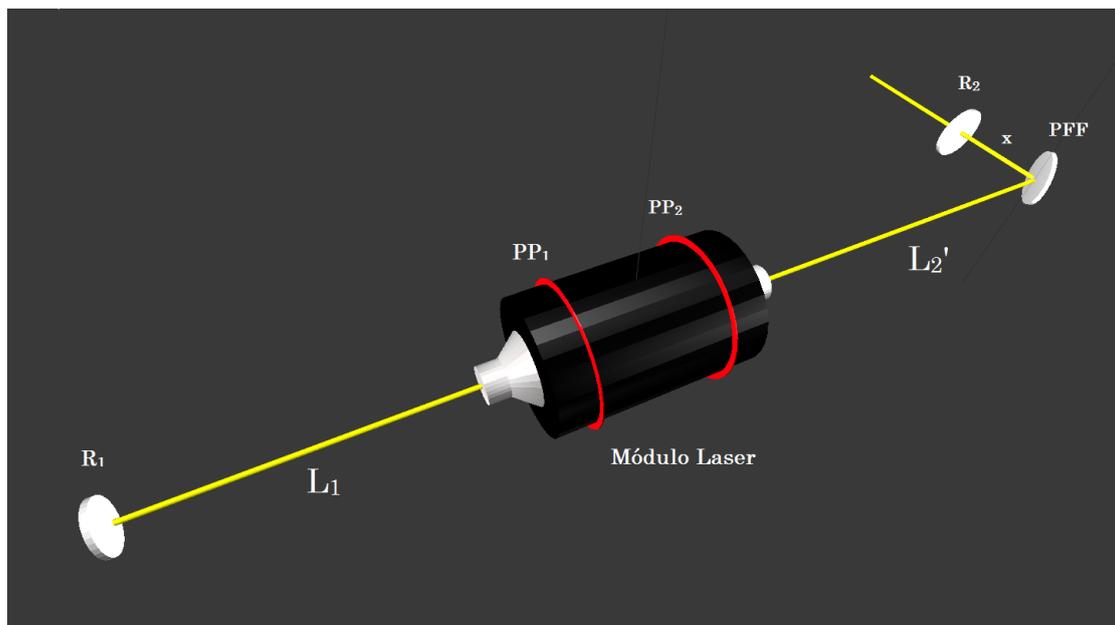


Figura 4-8: Esquema do laser de bombeio Nd:YAG

Logo na sequência foi realizada análise dos resultados obtidos para o laser polarizado desenvolvido. De forma que auxilie nesta etapa, foi utilizado como base o gráfico com as informações sobre o laser não-polarizado (Fig. 4-9) montado e estudado em trabalho anterior [49], para que se possa realizar uma comparação com os resultados obtidos para o laser desenvolvido nesta tese (Fig. 4-10), e assim ter uma melhor discussão sobre os mesmos. Atentando inicialmente para os dois gráficos, se notam diferenças no comportamento das duas variáveis de interesse (P_s e M^2), tanto em relação à disposição dos valores quanto aos valores que eles abrangem.

A primeira parte da análise diz respeito à potência de saída do feixe @1064nm. Para tal, usa-se os máximos dos valores de potencia gerados pelos lasers não-polarizado e polarizado, respectivamente: considerando que o primeiro possui máximo de 50W e o segundo 30W, pode ser estimada uma diferença de 40% entre eles. Com isso, a transformação do laser inicial em uma fonte polarizada não alterou seu comportamento de altas potências, visto que se têm valores com ordem de grandeza de dezenas de Watts na sua saída. Existe perda de potência devido ao PFF, visto que a parcela do feixe com polarização do tipo P é transmitida através do mesmo componente óptico.

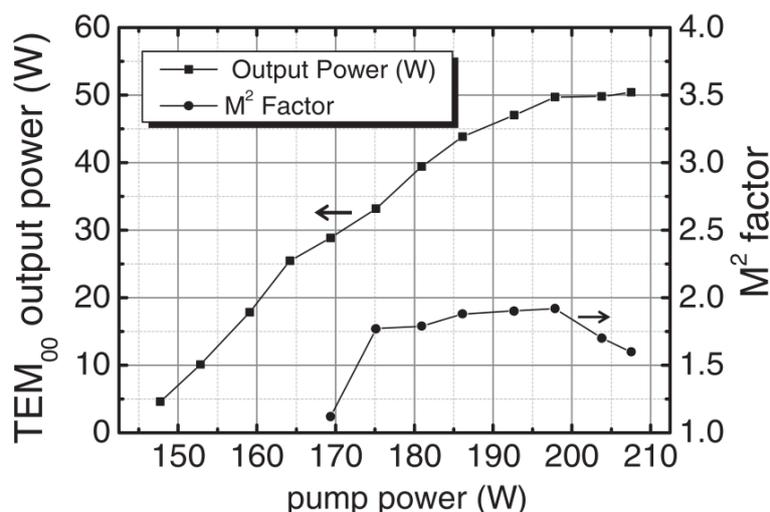


Figura 4-9: Resultados obtidos para o laser de Nd:YAG não-polarizado [49]

A segunda parte diz respeito ao fator de qualidade dos lasers. Para o laser não-polarizado, temos valores que se encontram em grande parte no intervalo $(M^2)_{NP}=[1,5-2]$, enquanto que para o laser polarizado eles se encontram todos em $(M^2)_P=[1-1,25]$. Portanto, o laser de Nd:YAG polarizado apresentou menores valores de M^2 , e assim possui melhora na qualidade do seu feixe, visto que na sua saída o feixe se encontra mais próximo do modo fundamental transversal TEM_{00} . Uma explicação para esta melhora se deve ao PFF, que realiza uma seletividade no feixe ressonante intra-cavidade. Além de fazer com que ocorra a seleção espectral do feixe @1064nm, ele faz com que se tenha somente a oscilação da componente S do campo elétrico em seu interior, eliminando as demais componentes, atuando como um filtro – o que ocorre com a componente P, transmitida através do PFF, por exemplo. Esta parte da análise diz respeito ao estudo ligado aos modos transversais de uma cavidade laser. No caso dos seus modos longitudinais [24], nada se pode afirmar sobre uma melhora ou não nos mesmos; assim, estudos e testes adicionais devem se realizados para que se possam obter dados que levem a afirmações mais concretas sobre eles.

Existe uma região de queda de $P_{Saída}$ no fim do intervalo da potencia $P_{Bombeio}$. Isto indica que temos uma região de instabilidade depois do máximo da potência de saída: Devido ao aumento da potencia de bombeio sobre o cristal, a lente térmica assume valores que alteram a estabilidade da cavidade laser,

comprometendo seu funcionamento. Portanto, o valor de potencia de bombeio não pode se encontrar dentro desta região.

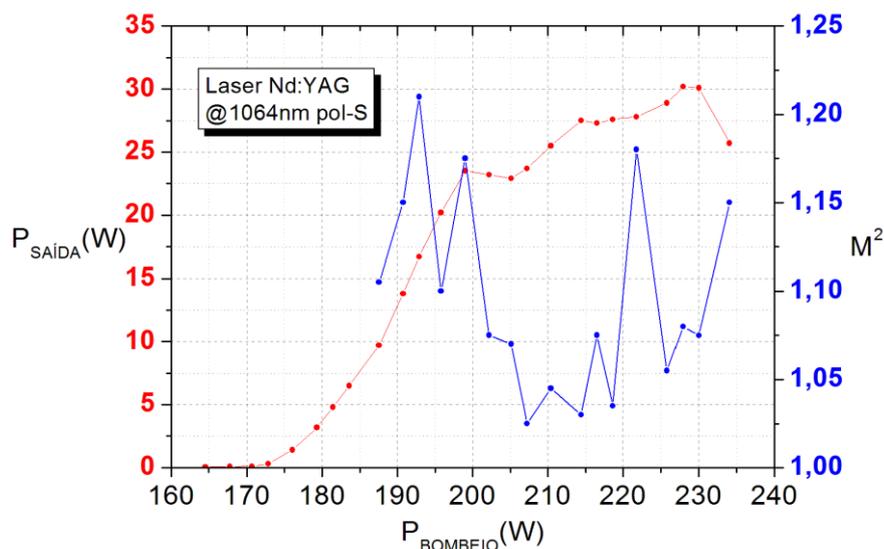


Figura 4-10: Resultado obtidos para o laser de Nd:YAG polarizado

Na saída do laser, devido às oscilações térmicas e mecânicas do meio ativo, o perfil transversal de intensidade do feixe apresenta variações em seu formato (Fig. 4-11), oscilando entre circular e elíptico. Espera-se que ele tenha formato homogêneo e com distribuição regular de intensidade, esperada para um feixe com perfil de distribuição gaussiana de intensidade.

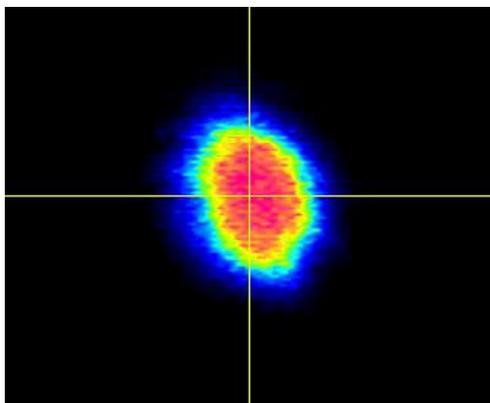


Figura 4-11: Perfil transversal do feixe @1064nm na saída

Por meio da observação do gráfico anterior (Fig. 4-10), existem três valores de M^2 próximos de 1, com potência na saída em torno de 26W. No limite do intervalo de estabilidade, é possível definir valores com $M^2 \sim 1$ associado com potência de saída alta do feixe @1064nm (Fig. 4-12). Por exemplo, pode ser selecionado o valor $(M^2)'=1,095$ que corresponde à potência de saída do feixe @1064nm de $P_s=29,8W$, com potência óptica de bombeio de $P_B=229,9W$ (que equivalente à corrente no diodo laser de $i_{DIODO}=19,6A$). Em muitos tipos de aplicações, é desejável que se tenha um feixe monomodo transversal TEM_{00} , por apresentar menor divergência angular, maior densidade energética e ser adequado para sobreposição, por exemplo, em meios que demande altas

intensidade e potência, envolvendo transferência de energia. O laser de bombeio projetado gera um feixe monomodo transversal TEM_{00} e multimodo longitudinal na sua saída, com polarização linear e potência máxima de 30W.

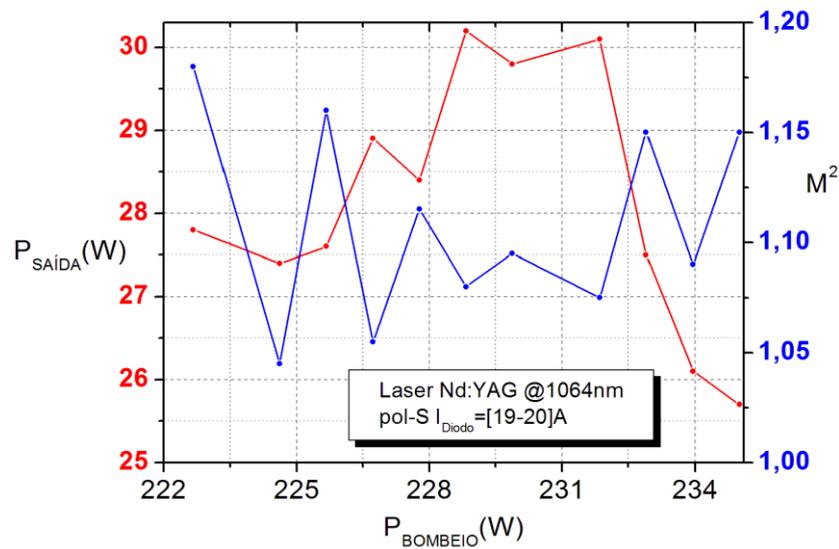


Figura 4-12: Gráfico de caracterização do laser no limite da região de estabilidade

O laser de Nd:YAG (Fig. 4-13) possui especificações necessárias, em relação à sua potência de saída e polarização, para que possa ser usado como uma fonte de bombeio de uma cavidade OPO, que contém como meio ativo um cristal PPLN, como aquele descrito na sub-seção **3.4.3**. Para acessar os maiores valores absolutos do coeficiente NL do cristal, é necessário que o feixe esteja polarizado em relação a um eixo Z preferencial, de forma que assim se tenha uma máxima eficiência de conversão na oscilação paramétrica, onde os três feixes envolvidos possuem mesma polarização. Os valores de potência fornecidos pelo laser de Nd:YAG são adequados, visto que grande parte das cavidades OPO, seja linear ou em anel, em geral possuem como valor limiar de oscilação valores de bombeio entre [5-10] W, e o mesmo laser fornece valores maiores do que este sem empecilhos.

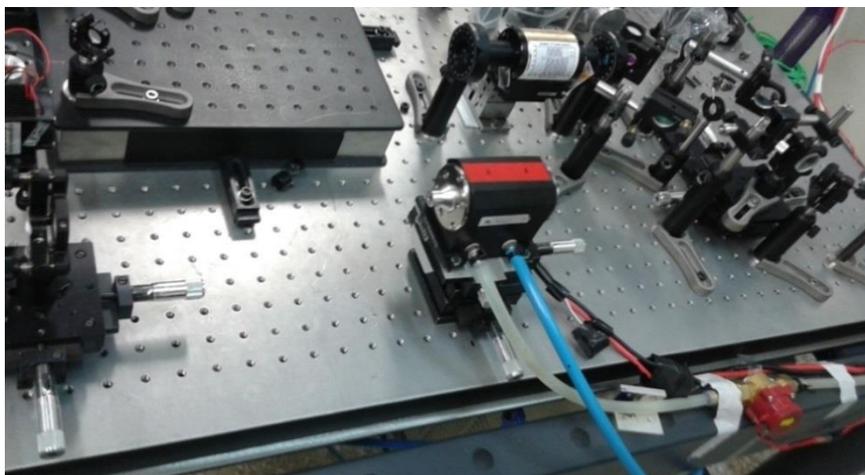


Figura 4-13: Laser de bombeio Nd:YAG pol-S

Depois da definição do laser de Nd:YAG polarizado, foi observado que o feixe @1064nm apresentou uma divergência grande no perfil transversal no decorrer da sua trajetória. Na sua saída, ele tem diâmetro pouco maior que 500 μ m e, depois de percorrer distância de 1m, seu diâmetro é de 10mm. Esta abertura excessiva se deve ao efeito de lente negativa do espelho R₂ na saída do laser, onde o feixe sofre distorção em seu formato após atravessá-lo, devido à geometria de suas superfícies. Isto se torna um problema no caso de se realizar aplicação do respectivo laser: considerando que ele se propaga ao longo de um dado sistema óptico, o astigmatismo permeia os elementos do mesmo, fazendo com que as suas dimensões – em um dado ponto ou região – resultem em valores distintos do que se espera ou estipule no momento de sua dimensão, comprometendo-a.

Esta correção foi realizada por um sistema óptico posicionado logo após o laser Nd:YAG (Fig. 4-14), sendo este constituído por 3 espelhos planos e uma lente convergente f=300mm. O 1º espelho plano foi usado para redirecionar o feixe na saída em ângulo de 90° até a lente convergente. A lente foi posicionada logo após o 1º espelho plano, com objetivo de diminuir ao máximo a divergência do feixe, pois ele apresentava diâmetro 20 vezes maior comparado com aquele que tinha em sua saída, a uma distância de pouco mais de 1m. Os dois espelhos seguintes atuaram como um sistema de periscópio, fazendo com que o feixe seja direcionado a uma altura menor, em relação ao nível da mesa óptica principal, passando de uma altura de 115mm para 80mm.

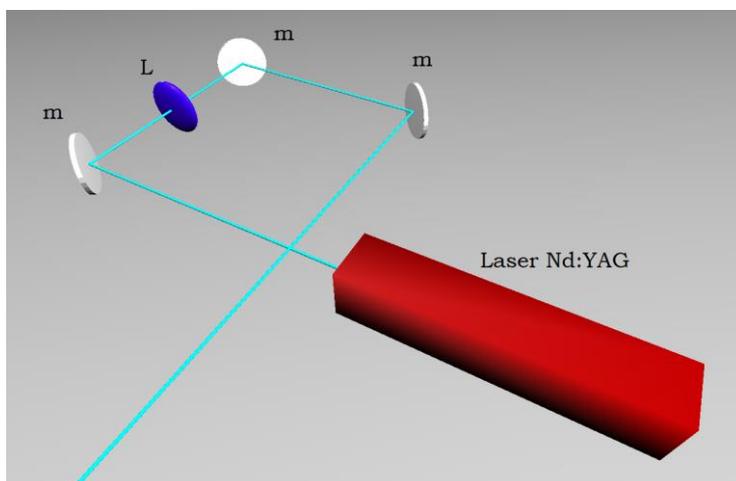


Figura 4-14: Laser de Nd:YAG polarizado final com correção de divergência

O laser de bombeio final é constituído pelo laser de Nd:YAG polarizado e óptica adicional de correção do feixe. A potência de saída continua apresentando valores altos, visto que se tem perda de 13% após percorrer a óptica consequente, com 26W medidos em sua saída. As alterações na configuração do laser, em relação ao laser inicial não-polarizado usado como base para montagem, resultaram no funcionamento adequado e estável da cavidade laser final polarizada, para sua aplicação como laser de bombeio de uma cavidade OPO.

5. Cavidade Linear OPO

Este capítulo tem como objetivo realizar a montagem e desenvolvimento de uma cavidade SRO linear simétrica. Deseja-se verificar seu funcionamento e comportamento, bom como o intervalo espectral dos feixes possíveis de serem gerados pelo seu respectivo meio ativo, usando como fonte de bombeio o laser de Nd:YAG @1064nm polarizado, que foi desenvolvido e caracterizado anteriormente no capítulo 4.

De início, foi realizada simulação numérica do OPO de interesse a ser montado, que tem como objetivo definir o comprimento total da cavidade L para que a mesma funcione em uma configuração estável, sendo usado para esta etapa o software *Lascad*. Os três componentes ópticos constituintes principais do OPO se encontravam disponíveis no laboratório e, assim, as informações sobre os valores dos parâmetros respectivos de cada um deles já estavam pré-definidos de antemão. A cavidade SRO (*Fig. 5-1*) é constituída por (i) dois espelhos esféricos idênticos, com raio de curvatura de valor $R=50\text{mm}$, e (ii) um cristal PPLN de comprimento $L_c=40\text{mm}$, índice de refração $n_c=2,15$, onde o feixe de bombeio incide em uma região de área $1\times 1\text{mm}^2$ para cada rede periódica. Foi utilizado o comprimento de onda do feixe Sinal ressonante intra-cavidade $\lambda_s=1536\text{nm}$.

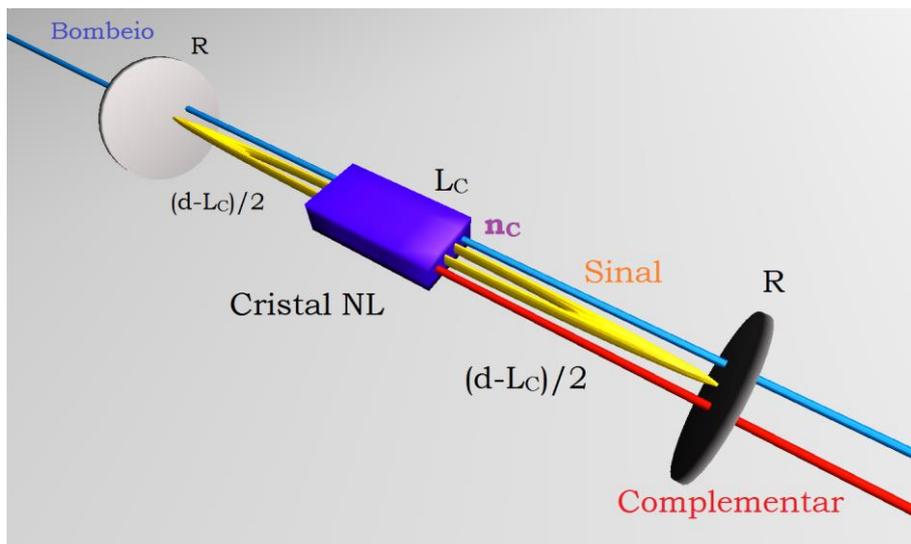


Figura 5-1: Esquema geral da cavidade OPO Linear

Os espelhos usados na cavidade laser foram fabricados pela empresa *Layertec*, possuindo mesmo *coating*, adequados para uma configuração de OPO do tipo SRO, devido ao seu intervalo espectral correspondente (*Fig. 5-2*). Dentre os feixes gerados pelo cristal PPLN via oscilação paramétrica, o feixe Sinal (λ_s) é ressonante intra-cavidade, e o feixe Complementar (λ_c) abandona a cavidade, fazendo com que os espelhos sejam adequados para se trabalhar na região espectral do infravermelho (IV) - no caso, IV próximo (IVP) e IV médio (IVM). Ele possui intervalo espectral para o feixe sinal tal que $HR(0^\circ, 1410-1800\text{nm}) > 99,9\%$, e para o feixe complementar $R(0^\circ, 3000-4000) < 5\%$.

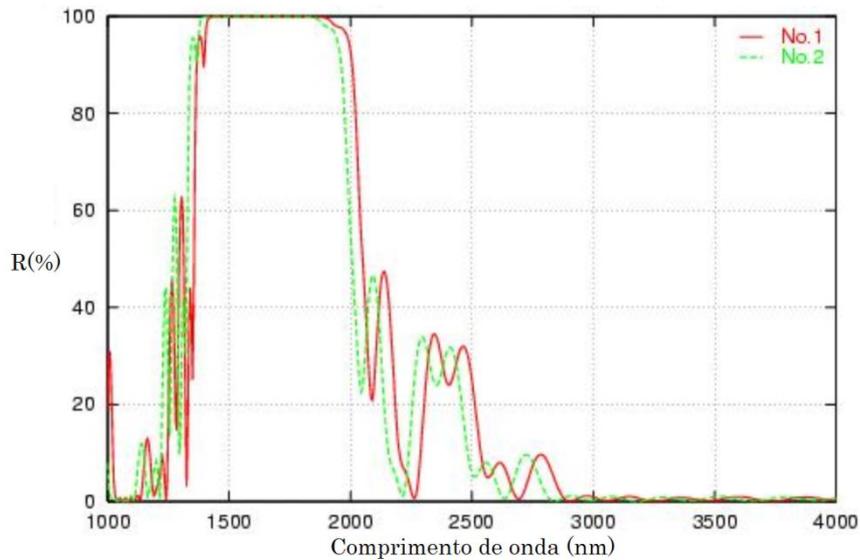


Figura 5-2: Espectro dos espelhos Layertec no intervalo $\lambda=[1-4]\mu\text{m}$. A curva N°1 (vermelha) se refere à incidência de um feixe em ângulo de 0° , e a curva N° 2 (verde) em ângulo de 20° .

Os dois espelhos da Layertec usados para ser parte constituinte do SRO possuem um *coating* que abrange o intervalo espectral entre Visível e IVP simultaneamente (Fig. 5-3), mas com menor regularidade em relação à distribuição dos seus valores. As informações sobre as características espectrais do cristal PPLN são citadas na subseção **3.4.3** desta tese, e por meio de testes realizados no software *LasCad*, ficou definido que o comprimento total do OPO é $L=120\text{mm}$.

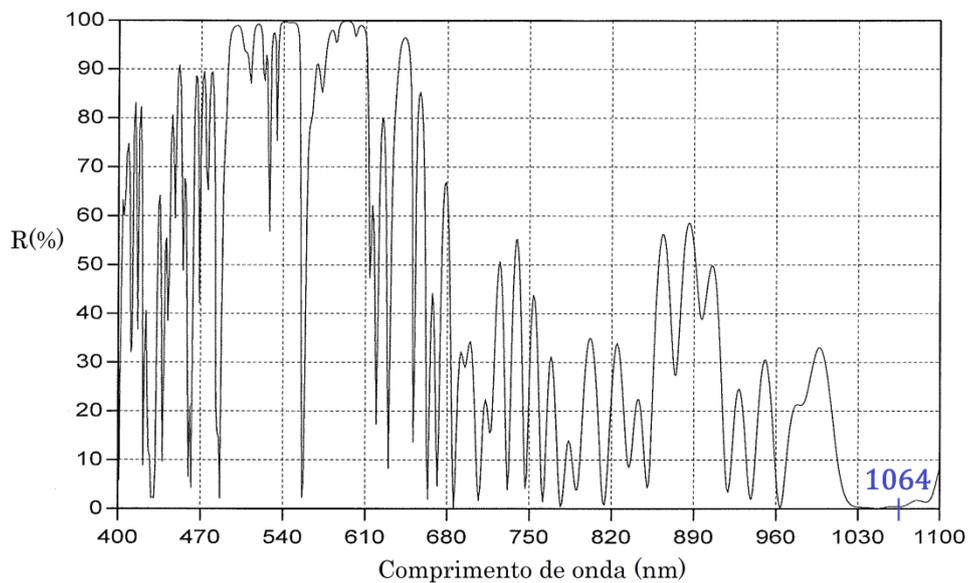


Figura 5-3: Espectro dos espelhos Layertec no intervalo $\lambda=[0.4-1]\mu\text{m}$

Realizado o planejamento da cavidade SRO, logo na sequência se parte para a sua montagem experimental. Para que ela seja realizada, de forma que ocorra oscilação paramétrica de forma estável, é necessário ter o controle de três parâmetros do feixe de bombeio @1064nm, que são: potência, polarização e

cintura do feixe. Estes ajustes ocorrem por causa do meio ativo da cavidade SRO, que possui características específicas para que ocorra a geração dos feixes, com maior eficiência possível, onde elas são verificadas e previstas por meio da simulação do SRO. Entre o laser de bombeio e a cavidade SRO sobre a mesa óptica (Fig. 5-4), ao longo da trajetória do feixe, devem ser inseridos e posicionados os elementos ópticos correspondentes.

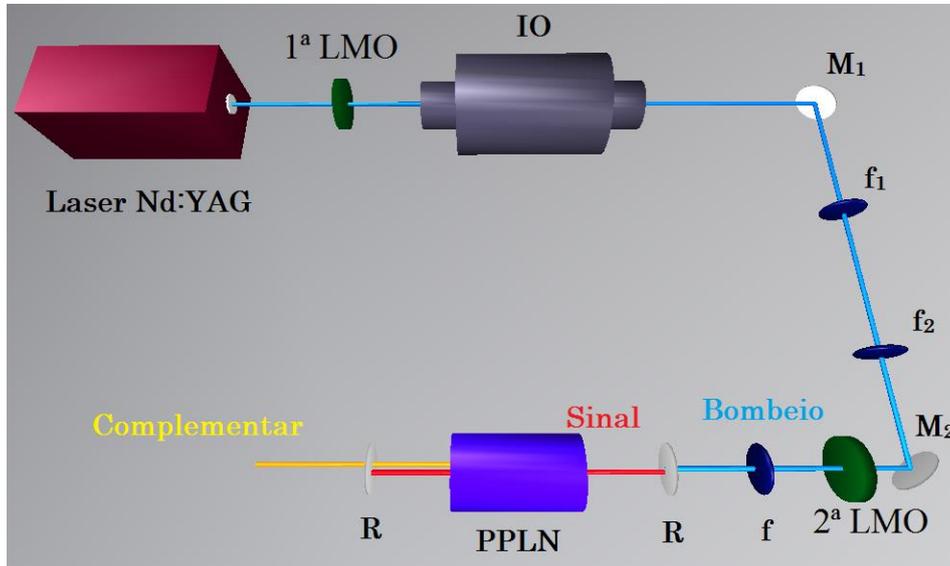


Figura 5-4: Sistema óptico geral para bombeio da cavidade OPO sobre a mesa óptica

O laser de bombeio final usado é constituído pelo laser Nd:YAG polarizado principal mais a óptica de correção da divergência excessiva do feixe @1064nm na sua saída (seção 4.2), usada para definir as dimensões do feixe no decorrer da sua propagação, e usar isto para realizar aplicação relacionada com o funcionamento da cavidade OPO. É usado um isolador óptico (IO) fabricado pela Thorlabs, modelo IO-5-1064-VHP que, pela aplicação do Efeito Faraday (Fig. 5-5), previne que o feixe incidente sobre a cavidade OPO retorne ao laser Nd:YAG, devido à retro-reflexão pelos elementos ópticos, e cause danos no mesmo.

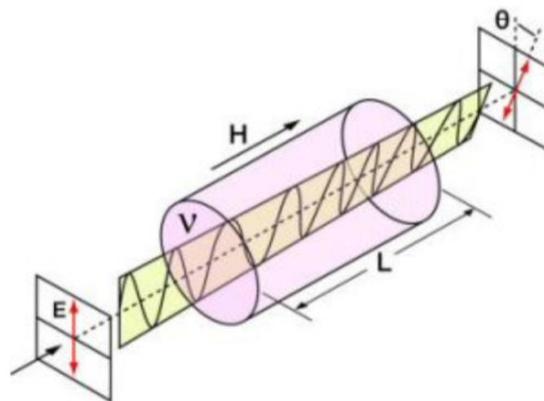


Figura 5-5: Efeito Faraday (<http://www.thorlabs.com>)

A primeira lâmina de $\frac{1}{2}$ onda (1ª LMO), posicionada antes do isolador óptico, tem como função regular a potência do feixe sobre a cavidade OPO. A segunda lâmina de $\frac{1}{2}$ onda (2ª LMO) tem como objetivo realizar compensação de polarização do feixe @1064nm sobre o OPO, visto que o feixe abandona o IO com rotação de 45° , e ele deve incidir sobre o cristal PPLN com polarização paralela ao seu eixo principal, acessando o coeficiente NL d_{33} e ter maior ganho de conversão.

Os espelhos M_1 e M_2 redirecionam o feixe até a cavidade OPO, refletindo-o em um ângulo de 45° . O espelho M_2 possui transmissão $T(@1064nm)=50\%$, atenuando parte do feixe redirecionado para o OPO; e por ser polarizado, o elemento 2ª LMO foi posicionado logo depois dele. As lentes de distâncias focais $f_1=25$ mm e $f_2=29$ mm posicionadas logo após M_1 constituem um telescópio, usado para modular o valor do diâmetro do feixe que incide sobre a lente de distância focal $f=75$ mm. De forma que o feixe focalizado no centro do cristal PPLN pela lente f tenha cintura de $W_c=53,7$ μm (Fig. 5-6), ele deve incidir sobre a lente de foco f_1 com diâmetro de 1,242mm.

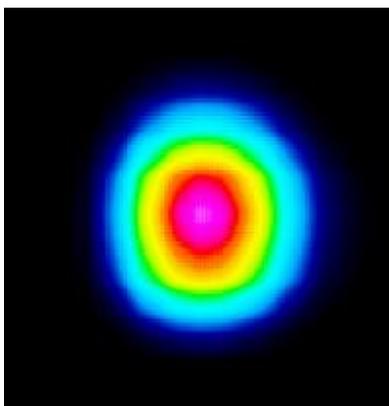


Figura 5-6: Perfil transversal de intensidade do feixe de bombeio @1064nm focalizado no centro do cristal PPLN (observado usando o Beam Scope Data Ray)

Foram usadas duas íris para alinhar o feixe @1064nm refletido pelo espelho M_2 , onde ele passa no centro das mesmas e que estão posicionadas em distâncias média e grande dele, garantindo maior paralelismo e minimizar efeitos de desvios em sua trajetória. Após esta etapa, foi inserido feixe de alinhamento sobre a mesa óptica, onde o mesmo era transmitido através do espelho M_2 para que fosse direcionado sobre as duas íris, para ser sobreposto sobre o centro das mesmas simultaneamente; com isso pode ser observada a trajetória do feixe de bombeio com mais facilidade para realizar o alinhamento do OPO, com a inserção de seus componentes ópticos constituintes.

Quando o feixe de bombeio @1064nm incide sobre o cristal PPLN, ele sofre o efeito da refração, devido à mudança de meio. Isto faz com que ocorra um deslocamento do feixe focalizado ao longo do seu eixo de propagação e, ao invés de incidir sobre o ponto C, o faz em um ponto um pouco mais adiante do mesmo. Isto pode representar um problema, porque ele pode ser deslocado em uma posição tal que incida em uma de suas superfícies, danificando-o. Para

evitar isto, o feixe deve ser focalizado em um ponto C' deslocado pouco antes do centro C (Fig. 5-7), antes da inserção do cristal: como o feixe percorre uma distância $\Delta x = L_c/2 \cdot n_c$ até o seu centro, ele deve ser deslocado de C para C' de $(L_c/2) \cdot (1 - 1/n_c) = 10,7\text{mm}$.

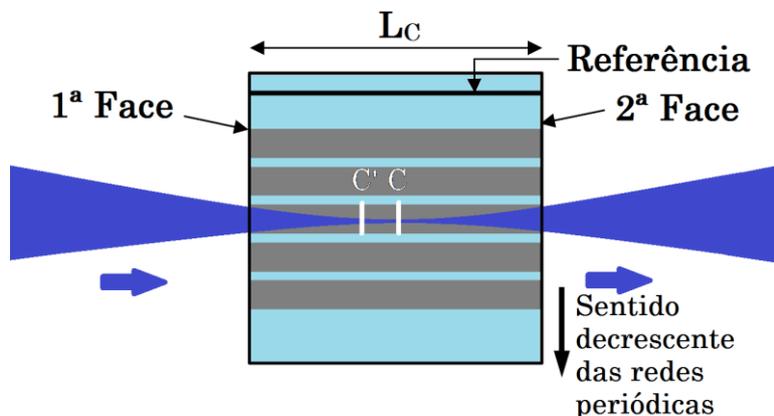


Figura 5-7: Focalização do feixe de bombeio no centro do cristal (<http://www.covesion.com>)

No decorrer do processo de alinhamento, foi observado que ocorre desvio lateral considerável do feixe, depois de percorrer o interior do cristal. Isto se deve ao paralelismo considerável das faces laterais, onde foi estimado para este valor de $15'$ de grau, três vezes maior do que aquele informado pelo fabricante, de $5'$ de grau. No caso, o feixe deve passar pelo centro das faces de entrada e saída simultaneamente, para qualquer uma das redes periódicas selecionadas, para garantir que ele o percorra em trajetória paralela ao seu eixo central.

Existem graus de liberdade na movimentação dos componentes ópticos da cavidade, facilitando o alinhamento da cavidade (Fig. 5-8). O cristal PPLN, além da movimentação em três direções (x,y,z) espaciais, pode ser movimentado em ângulos (θ,φ) ; os espelhos podem ser movimentados em duas direções (x,y) , paralelos ao plano da mesa óptica; a lente que focaliza o feixe de bombeio @1064nm no centro C do cristal pode ser movimentada nas três direções (x,y,z) ; e a lente f_2 do telescópio foi movimentada em (x,y,z) , sendo responsável por definir o diâmetro do feixe focalizado no centro do cristal.

Após alinhamento inicial da cavidade OPO, partiu-se para uma 2ª etapa de alinhamento fino, usando o feixe verde @532nm produzido por GSH do laser de bombeio @1064nm incidente sobre o cristal PPLN. Na saída da cavidade OPO podem ser observados três feixes incidindo sobre um anteparo posicionado próximos dela, com intensidades decrescentes entre si, onde um se refere àquele transmitido diretamente pelo espelho de saída, e outros dois devido às reflexões internas sucessivas entre os 2º espelho e 2ª face do cristal PPLN. O alinhamento destes três pontos na saída faz com que o OPO funcione.

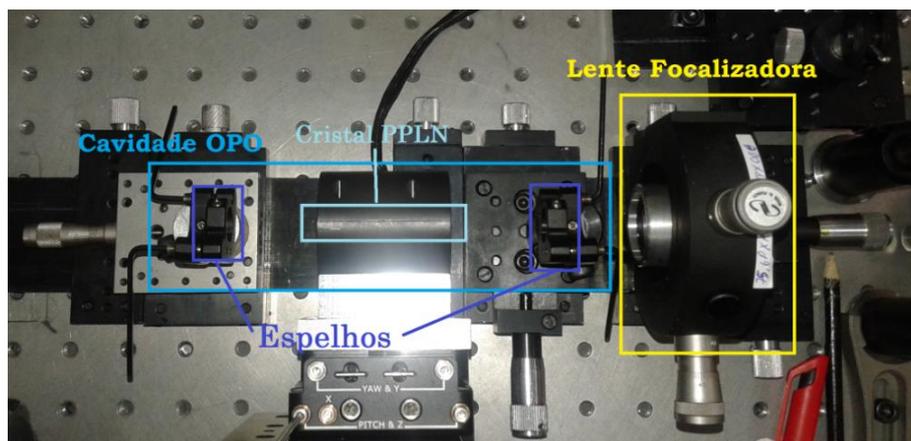


Figura 5-8: Parte experimental da cavidade SRO

Embora o laser desenvolvido seja contínuo, o feixe usado para bombeio da cavidade SRO linear foi transformado em pulsado. Isto foi realizado usando um componente opto-mecânico denominado *Chopper*, que consiste em um disco com fendas - em quantidade e formato definidos pelo fabricante - que permite a passagem do feixe em intervalos de tempo regulares, de acordo com a frequência sintonizada de rotação. O *Chopper* foi posicionado logo depois da saída do laser de bombeio, sendo fixada frequência $F=100\text{Hz}$, com ciclo útil de 4,67%.

Os comprimentos de onda gerados pelo cristal PPLN foram obtidos usando 4 das suas 5 redes periódicas, sendo eliminada aquela de valor $\Lambda_0=30,49\mu\text{m}$, por ter sido observada uma irregularidade na região da superfícies do cristal relacionada à mesma, para evitar que a incidência dos feixes cause danos maiores ao cristal. Ocorreu restrição do intervalo dos valores de temperatura aplicada no cristal PPLN, onde seu valor máximo está limitado até 150°C , ao invés de 200°C , com objetivo de evitar efeitos térmicos mais intensos, que podem causar danos no mesmo.

Para realizar medição dos comprimentos de onda na saída da cavidade OPO foram usados dois espectrômetros distintos, sendo ambos da empresa *Ocean Optics*. O primeiro é um modelo HR2000 para medições no intervalo $[670-1090]\text{nm}$ entre visível e IV próximo; e o segundo é um modelo da série NIRQUEST, para realizar medições em $[900-2500]\text{nm}$, correspondendo à região IV próximo e IV médio. O modelo NIRQUIST foi usado de forma efetiva nas medições espectrais dos feixes gerados pelo cristal PPLN, enquanto que o HR2000 foi usado de forma complementar.

O feixe sinal foi mensurado diretamente, por meio de um dos espectrômetros disponíveis. Entretanto, o feixe complementar (λ_c) não passou por uma detecção direta e completa usando os mesmos aparelhos, pelo fato deles não possuírem alcance espectral suficiente para mensurar todos os valores que o cristal é capaz de gerar, limitando-se até o valor máximo de 2500nm . Sendo possível mensurar diretamente os valores dos comprimentos de onda dos

feixes bombeio e sinal (λ_B, λ_S), a determinação de λ_C é realizada substituindo os dois valores na equação (3.11-2).

De forma a verificar a ocorrência de oscilação paramétrica, uma pequena parcela de λ_C pode ser detectada pelo espectrômetro diretamente, para a rede periódica $\Lambda_0=31,59\mu\text{m}$ do cristal PPLN. E pode ser observado diretamente no OPO ocorrência de GSH intra-cavidade do feixe sinal, que ao percorrer seu interior, gera um feixe adicional na região espectral visível, sendo uma forma experimental de verificar ocorrência de oscilação paramétrica. Os pontos no gráfico abaixo (Fig. 5-9) se referem aos valores respectivos de interesse determinados, enquanto que a linha contínua diz respeito aos valores fornecidos pelo fabricante (Covesion Optics). Foi sintonizada potência máxima do feixe de bombeio incidente na cavidade OPO no decorrer do processo de obtenção dos feixes gerados.

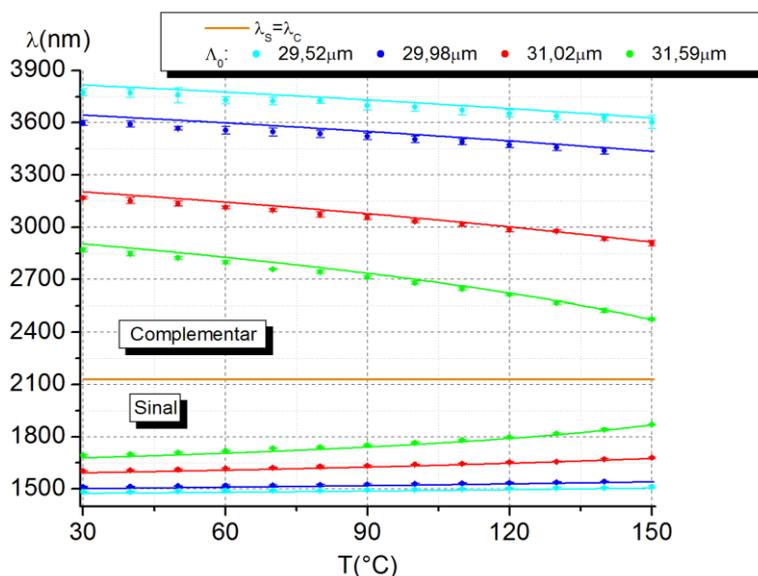


Figura 5-9: Feixes gerados por oscilação paramétrica na situação de QCF

Logo após a obtenção do espectro dos feixes gerados pela cavidade SRO, foi estudado o comportamento da potencia na saída da cavidade SRO dos feixes Sinal (P_S) e Complementar (P_C), em função da potência do feixe de bombeio @1064nm (P_B) incidente sobre a mesma cavidade. Considerando a extensão espectral dos comprimentos de onda (λ_S, λ_C) gerados, foram fixados parâmetros para melhor realizar o experimento nesta etapa. Em relação ao cristal PPLN, foi fixada uma de suas redes periódicas onde deve incidir o feixe de bombeio ($\Lambda_0=31,59\mu\text{m}$); logo depois, foram realizadas duas tomadas de dados, onde para cada uma foram sintonizadas duas temperaturas distintas no cristal ($T=100^\circ\text{C}/150^\circ\text{C}$), correspondendo, portanto, a dois comprimentos de onda para cada um dos feixes (λ_S, λ_C). Foi aplicado sobre a cavidade SRO feixe de bombeio @1064nm com dois regimes de bombeio, que foram pulsado (ciclo útil de 4,67%) e contínuo (CW), variando P_B de forma linear e crescente.

A determinação dos valores de potências máximas de saída para cada um dos feixes (λ_s, λ_c) gerados pelo OPO, no caso de regime de bombeio pulsado, é determinado pela expressão seguinte:

$$P_\lambda = \frac{\langle P \rangle_\lambda}{[T_{1/2}]_\lambda \cdot F} \quad (5.1)$$

$\langle P \rangle_\lambda$ é o valor de potência média, a frequência do *Chopper* $F=100\text{Hz}$ definida de antemão, e a largura temporal do pulso $[T_{1/2}]_\lambda$ foi determinada usando um fotodetector PDA20H de PbSe da *ThorLabs*. Para medição das potências dos feixes λ_s e λ_c gerados na saída da cavidade, foi usada o potenciômetro da *ThorLabs* modelo S302C, capaz de medir o valor máximo de 2W abrangendo intervalo espectral $\lambda=[190-25000]\text{nm}$.

A leitura do valor de $T_{1/2}$ ocorre diretamente no monitor de um osciloscópio (no caso, da marca *Tektronix*), onde se acopla um fotodetector, responsável pela detecção dos feixes gerados pela cavidade SRO na sua saída. É detectado e mostrado o seu perfil temporal de intensidade para um feixe de interesse, com formato em geral aproximadamente retangular, onde o valor de interesse corresponde à sua largura horizontal à meia altura do gráfico correspondente observado no monitor. Logo na sequência temos imagens dos pulsos dos feixes de Bombeio, Sinal e Complementar (*Figs. 5-10, 5-11 e 5-12*), onde (λ_s, λ_c) foram obtidos para condições definidas do cristal PPLN anteriormente (rede periódica do cristal $\Lambda_0=31,59\mu\text{m}$, temperatura do cristal $T_c=150^\circ\text{C}$, comprimentos de onda sinal $\lambda_s=1870\text{nm}$ e complementar $\lambda_c=2470\text{nm}$). No osciloscópio, no eixo vertical temos a intensidade do feixe incidente sobre o fotodetector, onde a leitura é realizada em unidades arbitrárias. No eixo horizontal temos a variável de tempo, por conta da varredura temporal realizada pelo sistema eletrônico, onde cada divisão equivale a $100\mu\text{s}$. Dessa forma, temos os valores para a largura de pulso para os três feixes de $[T_{1/2}]_B=456\mu\text{s}$, $[T_{1/2}]_S=436\mu\text{s}$ e $[T_{1/2}]_C=400\mu\text{s}$. Com isso, é realizada a determinação dos valores finais de potência na saída dos feixes sinal e complementar por meio de (5.1).

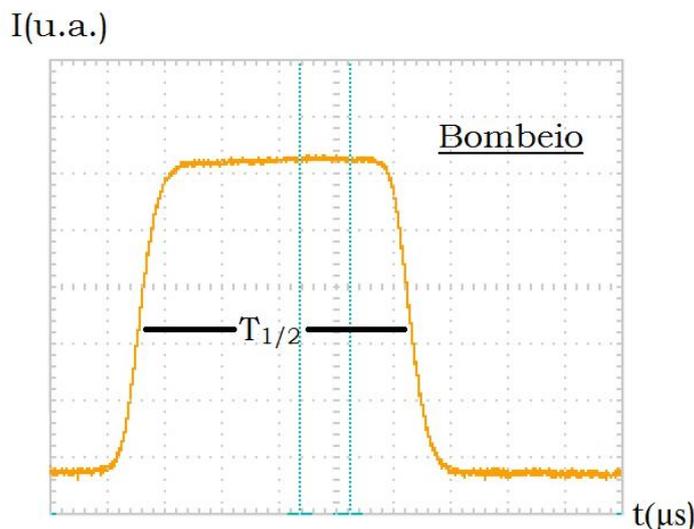


Figura 5-10: Largura de pulso para o feixe de Bombeio ($\lambda_B=1064\text{nm}$)

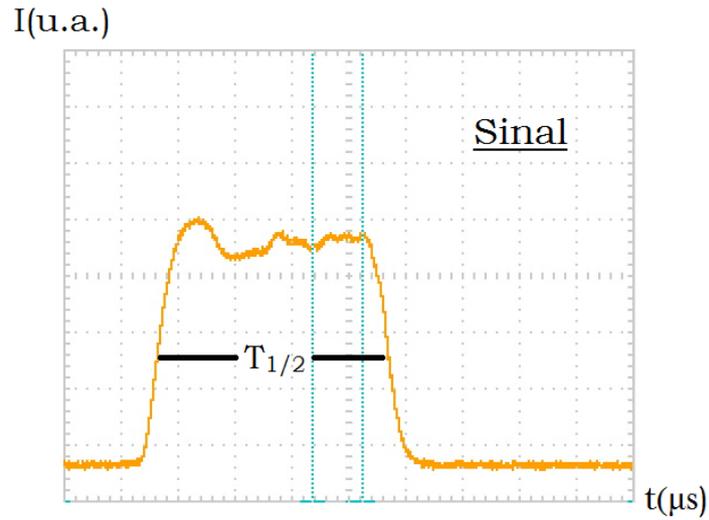


Figura 5-11: Largura de pulso para o feixe Sinal ($\lambda_s=1870\text{nm}$)

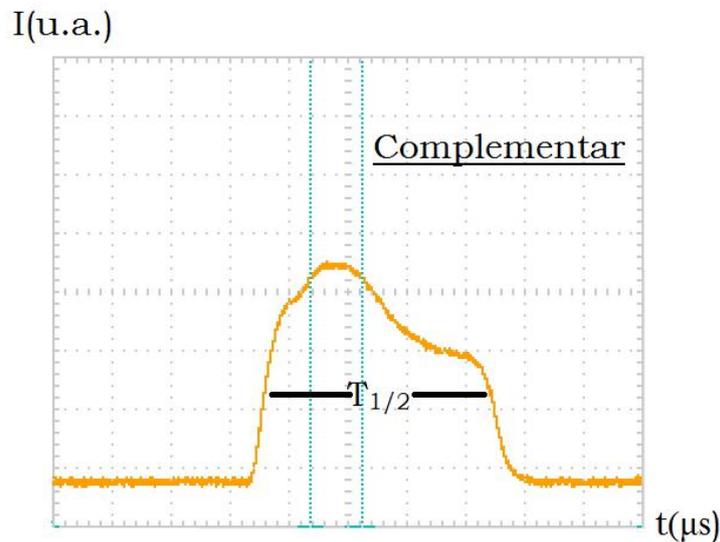


Figura 5-12: Largura de pulso para o feixe Complementar ($\lambda_c=2470\text{nm}$)

Como os feixes abandonam a cavidade OPO na mesma direção e sentido, o que pode interferir na medição das respectivas potências, foi montado na sua saída um conjunto óptico para realizar separação deles (Fig. 5-13), constituído por uma lente colimadora, um prisma e um espelho de prata. Além dos feixes sinal e complementar, temos feixe de bombeio residual e o feixe λ_{GSH} devido a GSH de λ_s , indesejados e que podem interferir na medição dos valores de potencia.

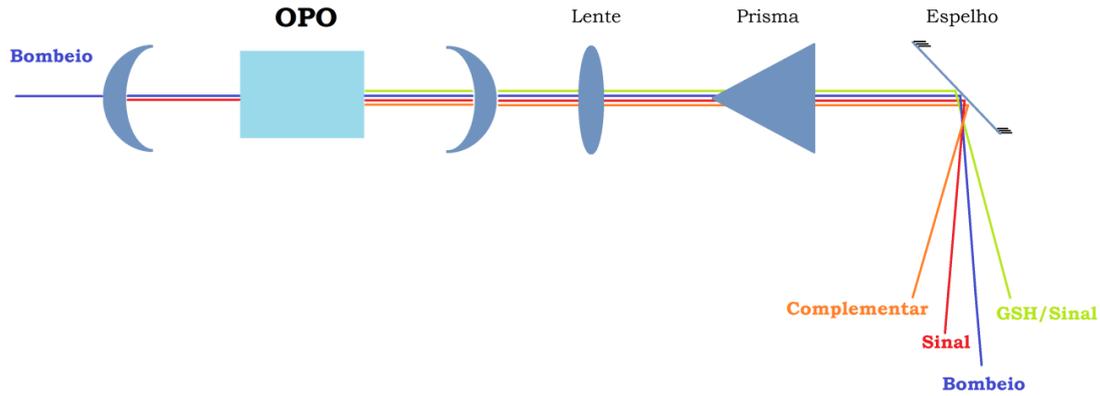


Figura 5-13: Separação dos feixes na saída do OPO

A potência mensurada de cada feixe não corresponde àquela logo após sua saída, por não considerar as perdas que eles sofrem ao percorrer os componentes ópticos de separação; para realizar esta correção dos valores, é realizada compensação das perdas após eles interagirem com os respectivos elementos ópticos, de acordo com o comprimento de onda correspondente (ver **Apêndice**). Os primeiros resultados dispostos nos dois gráficos seguintes (Figs. 5-14 e 5-15) dizem respeito ao caso de se ter bombeio pulsado sobre a cavidade SRO.

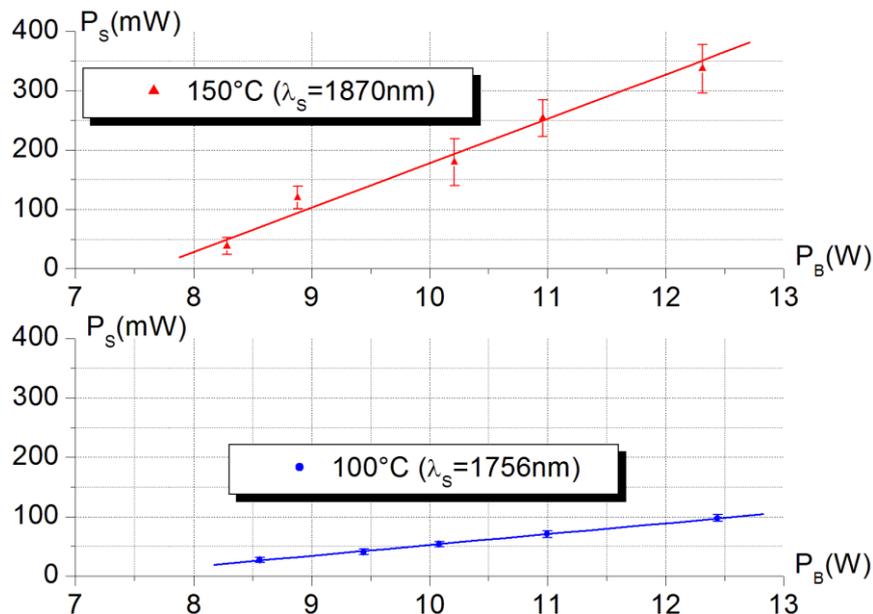


Figura 5-14: Potência do feixe Sinal na saída em função da potência de Bombeio com duas temperaturas distintas sintonizadas no cristal PPLN (bombeio pulsado)

No gráfico acima (Fig. 5-14) se nota regularidade nos dois conjuntos de valores de potência para o feixe sinal (P_s), onde ambos possuem comportamento similar a uma função linear de 1º grau. Uma forma de avaliar a eficiência de conversão ou geração de um feixe laser, em termos experimentais, pode ser realizada por meio da determinação do parâmetro denominado de eficiência de inclinação, ou *Slope Efficiency* em inglês. O cálculo é realizado por meio de um

gráfico da forma [POTÊNCIA ÓPTICA DE SAÍDA/Variável Dependente]x[POTÊNCIA ÓPTICA DE ENTRADA/Variável Independente], onde o parâmetro de eficiência é dado pela determinação do coeficiente angular da reta interpolada definida pelos seus pontos. A eficiência de conversão das duas curvas dos gráficos possuem valores em porcentagem de 1,8% ($T_C=100^\circ\text{C}$) e 7,5% ($T_C=150^\circ\text{C}$). Deve-se atentar para as unidades nos gráficos, que devem ser iguais, visto que, no caso, existe ligeira diferença, onde em um eixo ela é dada em mW e no outro em W .

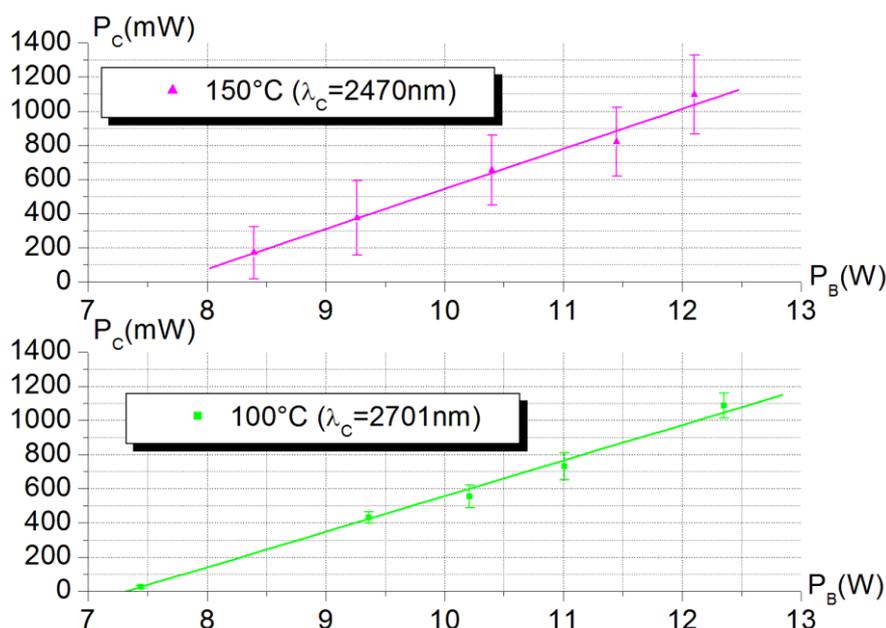


Figura 5-15: Potência do feixe Complementar na saída em função da potência de Bombeio com duas temperaturas distintas sintonizadas no cristal PPLN (bombeio pulsado)

O comportamento gráfico dos valores de potencia P_C do feixe complementar (Fig. 5-15) é similar àquele apresentado para o feixe sinal. Porém, os valores de P_C , conforme P_B é crescente, superam aqueles de P_S mensurados, atingindo valor máximo de 1,1W de leitura, enquanto que o feixe Sinal não ultrapassa 0,4W; existe proximidade entre os valores de P_C para as duas temperaturas distintas aplicadas no cristal. As eficiências de inclinação das respectivas curvas são de 20,8% ($T_C=100^\circ\text{C}$) e 23,4% ($T_C=150^\circ\text{C}$).

A seletividade espectral dos componentes ópticos do OPO é responsável pela diferença de potencia entre os valores medidos do feixe Sinal nos dois gráficos, de acordo com a configuração definida de inicio para seu funcionamento, em que λ_s é ressonante no seu interior e λ_c abandona-a. No caso do gráfico $P_S \times P_B$ (Fig. 5-14), temos que $\lambda_s(T=150^\circ\text{C})=1870\text{nm}$ se encontra fora e $\lambda_s(T=100^\circ\text{C})=1756\text{nm}$ dentro do intervalo espectral HR dos espelhos, fazendo com que um seja mais transmitido fora da cavidade do que o outro, com ligeira diferença de reflexão entre eles, próxima de $R=100\%$, onde os valores de P_S medidos são uma parcela daquele ressonante no interior do OPO. No caso do feixe complementar, os feixes $\lambda_c(T=100^\circ\text{C})=2701\text{nm}$ e $\lambda_c(T=150^\circ\text{C})=2470\text{nm}$

abandonam a cavidade com valores de potência relativamente próximos entre si e maiores do que aqueles medidos para o feixe Sinal, visto que a reflectância para os dois comprimentos de onda tem valores $R < 20\%$ (Fig. 5-2). Pode-se estimar por meio dos gráficos o valor limiar de potência do feixe de bombeio, para que ocorra oscilação paramétrica, como $P_{LIMAR} = 7,5W$. O feixe de bombeio residual que abandona a cavidade não tem relevância para análise, e o feixe λ_{GSH} possui valores de potência que não ultrapassam 1mW.

Nesta segunda etapa da parte experimental, temos a aplicação do laser Nd:YAG polarizado no caso dele realizar bombeio contínuo sobre a cavidade SRO. Nenhuma outra modificação foi realizada no conjunto óptico, de forma que a geração dos feixes (λ_S, λ_C) continua ocorrendo. Conforme realizado antes, foram mensuradas potencias dos feixes (λ_S, λ_C) respectivos na saída da cavidade, com objetivo de estudar as diferenças entre eles para as duas formas de fornecer energia, em comportamento e ordem de grandeza dos valores entre si. Nos respectivos gráficos abaixo (Figs. 5-16 e 5-17), para os feixes sinal e complementar, são mostradas as potencias para as duas formas de bombeio, em uma mesma situação de dispersão do meio ativo, com o objetivo de realizar comparação entre as mesmas.

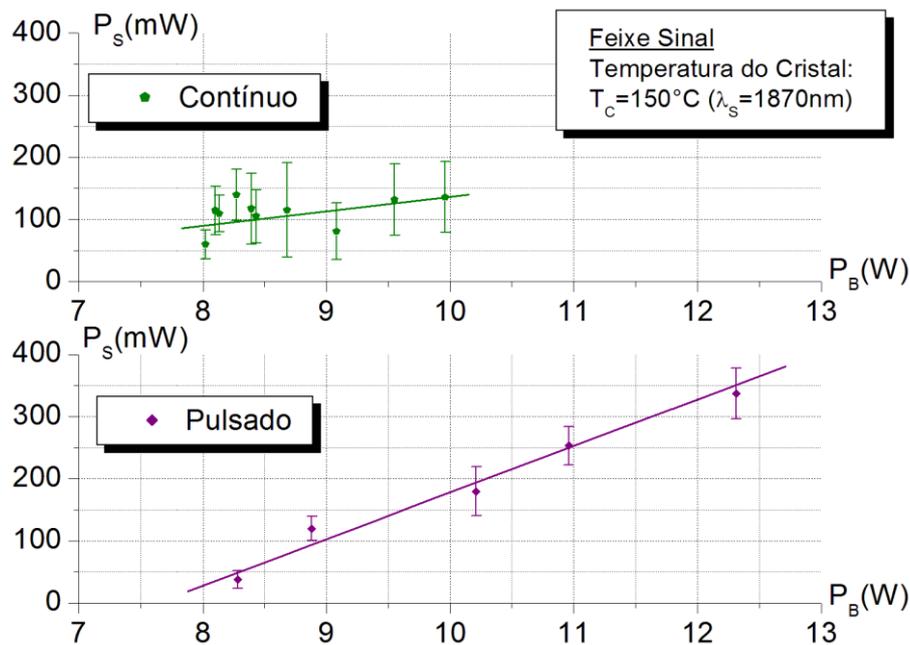


Figura 5-16: Potência do feixe Sinal na saída em função da potência de Bombeio com regime de bombeio contínuo em conjunto com os dados de bombeio pulsado para comparação obtido anteriormente

Para os dois regimes de bombeio, são observados comportamentos distintos das curvas de potência, onde para o caso de ser pulsado se observa regularidade, enquanto que no bombeio contínuo não. A instabilidade de P_S aumenta para P_B maior, dificultando uma determinação precisa dos valores de λ_S , onde a energia fornecida para o cristal não se reflete no aumento da energia do feixe respectivo. A eficiência de inclinação de λ_S calculada para o regime de bombeio contínuo foi de 2,32%.

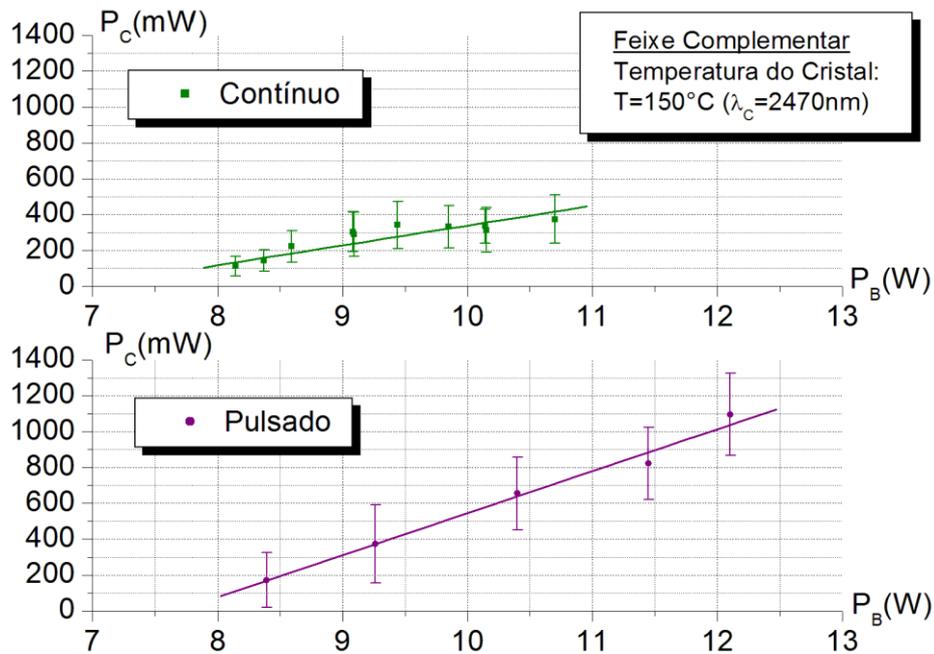


Figura 5-17: Potência do feixe Complementar na saída em função da potência de Bombeio com regime de bombeio contínuo em conjunto com os dados de bombeio pulsado para comparação obtido anteriormente

Existe uma regularidade maior nos valores de potência de λ_c , comparado diretamente com aquele apresentado antes (Fig. 5-16). Novamente, isto ocorre por conta das características espectrais dos elementos ópticos constituintes do OPO, de forma que este a abandona mais facilmente do que λ_s . Para os valores iniciais e menores de potência de bombeio, existe uma similaridade e regularidade no comportamento de ambas as curvas. Entretanto, o fornecimento crescente de energia para o cristal provoca o efeito contrário daquele esperado, onde a potência P_c decai ao invés de aumentar, como no caso do bombeio pulsado: a partir de $P_B=9,5$ W, se nota um declínio nos valores de potencia. Para o feixe complementar, a eficiência da inclinação da curva no caso do regime de bombeio contínuo tem valor de 11,1%.

Para cada um dos feixes gerados pela cavidade SRO, existem diferenças na ordem dos valores respectivos de potência (P_s , P_c) obtidos, para os dois regimes de bombeio. Existem distintos comportamentos para a distribuição das mesmas, de acordo com P_B crescente, de forma que em um caso existe regularidade (pulsado), e no outro nem tanto (contínuo). Isto evidencia as diferenças e dificuldades de se lidar e tratar com o laser de interesse, em relação aos regimes de bombeio aplicados sobre a cavidade SRO.

A observação da distribuição irregular de potência do feixe Sinal P_s em função da potência de bombeio P_B (Fig. 5-16) ocorreu devido ao laser de Nd:YAG polarizado aplicado sobre a cavidade SRO. Conforme foi informado anteriormente, ele possui comportamento e configuração estáveis, com o feixe @1064nm gerado na sua saída monomodo transversal e multimodo longitudinal. Existe uma sobreposição dos modos longitudinais no interior do laser, ocorrendo saturação do seu ganho espectral, de forma que ele apresenta

um formato irregular na sua distribuição, em intensidade e frequência, com falhas e descontinuidades. Isto ocorre ao longo da extensão de toda cavidade SRO, afetando o seu respectivo meio ativo, em especial. Este comportamento ([11], [51]) descrito é conhecido pelo nome em inglês de *Spatial Hole Burning* (SHB).

A relação entre o efeito SHB do laser de bombeio e a potência P_s medida na saída da cavidade SRO devem ser realizada levando em conta algumas considerações. O feixe sinal é ressonante no interior da cavidade SRO, fazendo com que o seu comportamento seja relacionado a esta condição de confinamento, em uma configuração estável; isto não ocorre no feixe complementar, porque ele abandona a cavidade. Existe uma questão relacionada com a simetria do processo de conversão NL de frequências, envolvendo a transferência de características do feixe de bombeio para os feixes gerados pelo meio ativo da cavidade. No caso do regime de bombeio contínuo, a energia é cedida de forma contínua ao cristal, acumulando-se de forma crescente com a potência P_B , não possibilitando um tempo de resposta razoável entre absorção e emissão da radiação; para o bombeio pulsado, a energia fornecida ao cristal é enviada em um intervalo de tempo curto e regular, com uma potência de pico máxima, interagindo tempo suficiente para que ocorra a geração dos feixes, explicando o comportamento linear e crescente com P_B na saída para P_s . No caso da potência do feixe complementar P_C , o decaimento de seus valores conforme se aumenta a potência de bombeio P_B (*Fig. 5-17*) ocorre devido a efeitos mecânicos conjuntos ocorrendo simultaneamente, como desalinhamento e aquecimento de componentes na cavidade SRO.

Os feixes (λ_s, λ_c) abandonam a cavidade saindo por ambos os lados da cavidade OPO, ao contrário do que se mostra inicialmente (*Figs. 5-1 e 5-13*), devido à retro reflexão causada pelos espelhos. Isto faz com que os valores de potência medidos passem por uma correção. O valor de potência limiar de funcionamento pode ter sofrido um aumento pelo fato do feixe sinal percorrer duas vezes o cristal, enquanto que na cavidade em anel ele percorre somente uma vez, fazendo com que mais energia tenha de ser fornecida. Entretanto, não se espera que ocorra uma recombinação entre os feixes no momento em que eles são retro refletidos, visto que o Casamento de fase se dá em um sentido no interior do OPO, para o fenômeno de interesse principal envolvido na geração dos feixes.

Como parte final dos testes realizados para caracterizar os feixes gerados pelo OPO, foi realizado cálculo do fator de qualidade M^2 por meio da técnica de *knife-edge* (“método da faca”) ([52], [53]) para o feixe complementar. O esquema clássico usado para a técnica é descrito na sequência.

Usa-se uma lente para focalizar o feixe em um ponto do espaço ao longo do eixo z em que se propaga o feixe de interesse – e perpendicular a este vai ser realizada varredura de posição por uma lâmina (*Fig. 5-18*). Ela se desloca de forma que bloqueie 10% em uma posição x_1 e 90% em uma posição x_2 da

potencia do feixe inicial medida por um aparelho. A diferença $D = |x_1 - x_2|$ nas posições da lâmina fornece uma distância que equivale ao diâmetro do feixe no ponto z em que foi medido; logo, pode ser obtida a cintura do feixe $W(z)$. Este procedimento é repetido para outros pontos ao longo do eixo z , em torno do ponto de focalização do feixe de interesse para ser caracterizado, gerando um par de informações de cintura de feixe W e posição z da mesma, que pode ser analisada para obter o valor de M^2 .

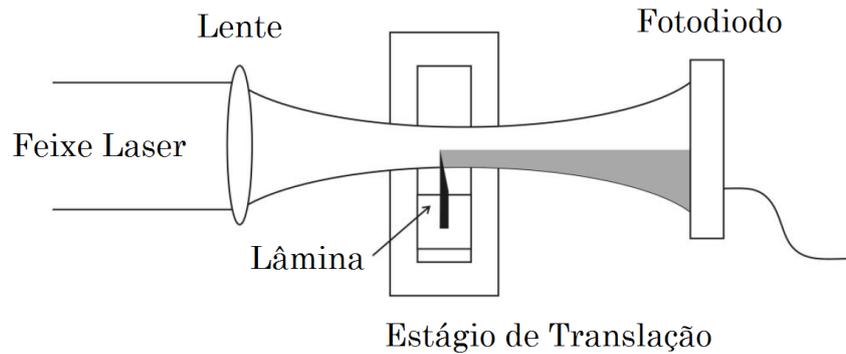


Figura 5-18: Esquema da medição do raio do feixe técnica de *knife-edge*, onde a área escura corresponde à sombra provocada pela lâmina [54]

De forma melhor determinar M^2 do feixe λ_c , foi aplicada técnica de *knife-edge* em dois eixos transversais e perpendiculares ao eixo z de propagação do feixe, para obter duas cinturas de feixe W_x e W_y . Foram usadas duas lâminas para cortar o feixe λ_c em direções x - y perpendiculares entre si. A montagem experimental para realizar *knife-edge* foi posicionada no mesmo ponto onde foi inserido o potenciômetro, a uma distância de cerca de 1m da saída do OPO, onde o feixe λ_c foi focalizado em um ponto por uma lente de distância focal $f=40\text{mm}$, para realizar sua leitura de intensidade.

Realizando as medidas aplicando a técnica *knife-edge*, foram obtidos valores de diâmetros dos feixes nos dois eixos – e logo das cinturas dos feixes respectivos –, para cada ponto z do espaço, onde se faz varredura de posição ao redor do ponto de focalização do feixe (Fig. 5-19). A partir das informações coletadas de cinturas de feixe (W_x, W_y) e posição z , foi realizada aproximação para se determinar M^2 usando a equação [53]:

$$W(z) = W_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot W_0^2}\right)^2 \cdot (z - z_0)^2} \quad (5.2)$$

Os resultados foram inseridos em um gráfico, onde se observa a curva dos valores com formato de parábola, onde são determinados os valores de interesse sobre o feixe λ_c . As informações foram dispostas e analisadas usando ferramentas disponíveis no programa *Origin 8*, onde a equação (5.2) foi inserida para que se pudesse obter as informações de interesse para o feixe complementar.

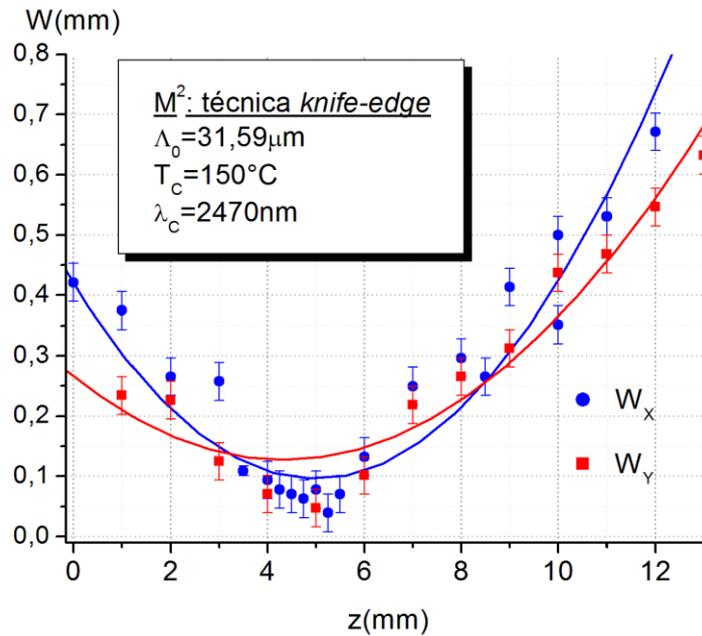


Figura 5-19: Valores de cintura do feixe usados no ajuste de uma função $W(z)$ para determinação de M^2

Existe uma regularidade nos valores da cintura do feixe, levando em conta a distribuição dos valores de W em torno do ponto do eixo z de propagação em que ele é focalizado, onde as cinturas W_x e W_y são próximas entre si. Foram determinados os valores de fator de qualidade, para medidas realizadas em eixos perpendiculares entre si, para o feixe complementar de $(M^2)_x=5,7(16)$ e $(M^2)_y=5,8(4)$, resultando no valor médio $\langle M^2 \rangle = 5,75(165)$. Os valores obtidos para o feixe de bombeio se encontram em um intervalo $M^2 < 1,5$ (Fig. 4-10). A princípio se esperava proximidade entre os valores de M^2 dos feixes, por questão de simetria entre os seus parâmetros, mas que não ocorreu, visto que a diferença entre os valores é pouco maior do que 5. A medição e obtenção de M^2 não se deram da mesma forma para os feixes $(\lambda_B, \lambda_S, \lambda_C)$, visto que para λ_B temos um sistema opto-mecânico automatizado e programado de antemão por um fabricante para realizar medidas. No caso, o feixe λ_C não se encontra ressonante no interior da cavidade SRO, abandonando-a majoritariamente logo após a sua geração; com isto, o seu fator Q da cavidade é baixo, o que influencia no alto valor de M^2 do feixe complementar.

6. Planejamento de Cavidade Laser em Anel

Este capítulo tem como objetivo realizar simulação e planejamento de duas cavidades em anel, onde cada uma delas gera em sua saída feixes com comprimentos de onda localizados em regiões espectrais distintas, tendo como fonte externa de bombeio um laser de Nd:YAG @1064nm. Foi descrito o trabalho realizado no período do estágio de doutorado no exterior, sobre o estudo, planejamento e desenvolvimento de uma cavidade em anel OPO tendo um cristal NL como meio ativo. Na sequência foi realizada aplicação dos conhecimentos adquiridos então sobre a cavidade OPO, com objetivo de simular e definir uma cavidade laser similar ao OPO, contendo 2 cristais NL's como respectivos meios ativos em seu interior, abrangendo aspectos teóricos e técnicos, verificando sua possibilidade de construção e desenvolvimento experimental.

6.1 OPO em Anel

O estágio de doutorado no exterior teve como objetivo a transferência do conhecimento científico e técnico necessário para a construção de um Oscilador Paramétrico Óptico (OPO). No caso, um OPO de ressonância única ou SRO (*SRO – Singly Resonant OPO* em inglês), de bombeamento contínuo (CW), bombeado por um laser de fibra de alta potência em 1064nm, produzindo na sua saída um feixe laser sintonizável na região do IV médio (IVM) em $\lambda=3-4.5\mu\text{m}$. O conhecimento para montagem do OPO não é limitado somente ao aparelho, e pode ser estendido para outras cavidades em anel laser. O tema de estudo possui grau de complexidade considerável, por abranger diversos conceitos de óptica correlacionados entre si, como óptica geométrica, Óptica NL, estudo de feixes gaussianos, construção de cavidades ópticas e conhecimentos computacionais para cálculos.

Existem trabalhos voltados para o desenvolvimento e aperfeiçoamento de lasers sintonizáveis continuamente em comprimento de onda, como a cavidade OPO, abrangendo intervalos espectrais distantes, para aplicações na área de espectroscopia de gases ([30], [55], [56]). A região espectral do IVM gera feixes que interagem facilmente com o espectro rotacional-vibracional de moléculas usualmente relacionadas à atividade biológica na natureza, como amônia (NH_3) e metano (CH_4), por exemplo, fazendo com que ele seja um aparelho usado para análise e detecção destes componentes em uma amostra.

Foi realizado estudo de teoria elementar de óptica necessário para entendimento, planejamento e construção de um OPO dividida em três partes, que se correlacionam entre si. O primeiro tópico foi o tratamento matricial dos elementos de um sistema óptico, e a relação destes com as características físicas da luz que percorre os mesmos, onde eles são relacionados por uma matriz óptica que contém seus parâmetros respectivos, usada na descrição de um ou mais feixes de luz - ou seja, a relação entre matriz óptica e parâmetros físicos da luz, em especial, de um feixe gaussiano em um sistema óptico. A segunda parte foi cavidades ópticas ressonantes, suas características e

variáveis para análise da luz que percorre seu interior, de forma que seja estável. E a terceira parte envolve Óptica NL, cuja explicação foi realizada em capítulo anterior.

Realizado estudo teórico inicial, partiu-se para a parte referente ao estudo, planejamento e definição da cavidade OPO de interesse. O seu planejamento tem como base cavidade montada e estudada, em um trabalho realizado anteriormente sobre o tema ([57], [58]). A cavidade é um OPO do tipo SRO, ou seja, com um dos feixes gerados pelo cristal ressonante dentro da cavidade, que é o feixe sinal, e os outros dois feixes abandonam a cavidade (os feixes complementar e parte do feixe de bombeio). Na figura abaixo (*Fig. 6-1*) temos o desenho geral da cavidade, onde são exibidos seus componentes constituintes, com a disposição espacial dos mesmos, e as respectivas distâncias de interesse da mesma.

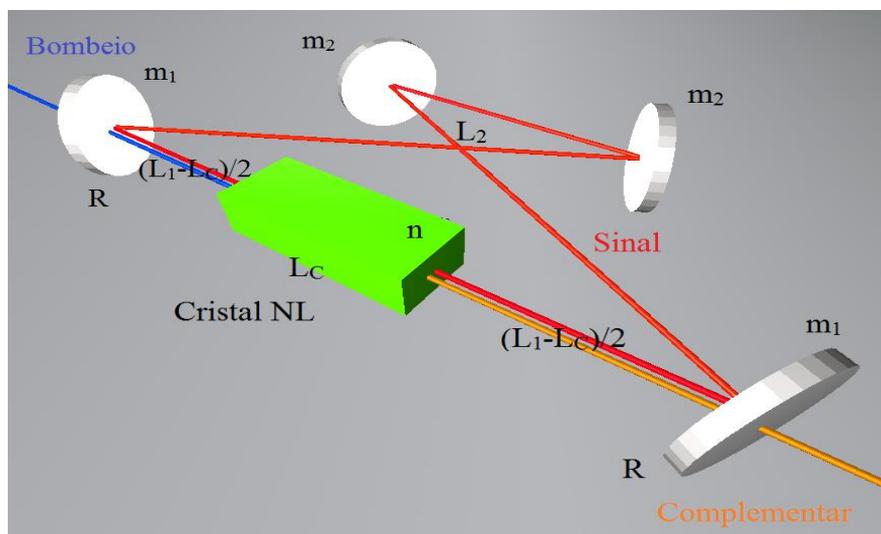


Figura 6-1: OPO planejado

Em relação aos elementos constituintes da cavidade, ela possui dois espelhos esféricos m_1 com raios de curvatura R , dois espelhos planos m_2 e um cristal NL de comprimento L_c e índice de refração n_c . A distância entre os espelhos m_1 , onde o cristal NL se encontra posicionado na metade da distância entre eles, é representada pela letra L_1 . A distância restante da cavidade, por onde os feixes são redirecionados pelos espelhos planos m_2 , é representada pela letra L_2 , e seu comprimento total é $L_T = L_1 + L_2$.

O planejamento da cavidade laser pode ser realizado por meio de tratamento teórico matricial dos componentes ópticos elementares. Eles podem ser escritos na forma de uma matriz $M_{2 \times 2}$, que contém parâmetros característicos nos seus termos, por meio de aproximação paraxial que descreve posição e ângulo da trajetória de um raio de luz, em relação à direção de propagação.

Considerando o esquema da cavidade na figura acima, define-se o centro do cristal NL como o ponto inicial para realizar as contas, a matriz óptica da

cavidade laser M_{OP0} é dada pelo produto das matrizes ópticas dos seus nove elementos constituintes [59]:

$$M_{OP0} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = M_9 \cdot M_8 \cdot M_7 \cdot M_6 \cdot M_5 \cdot M_4 \cdot M_3 \cdot M_2 \cdot M_1 \quad (6.1)$$

Onde $M_1 = \begin{bmatrix} 1 & L_C/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix}$, $M_3 = \begin{bmatrix} 1 & (L_1 - L_C)/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_4 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix}$,
 $M_5 = \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_6 = M_4$, $M_7 = M_3$, $M_8 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{bmatrix}$ e $M_9 = M_1$.

Percorrendo a cavidade em ambos os sentidos na direção do feixe ressonante intra-cavidade, a partir do seu centro do cristal NL, são encontrados os mesmos elementos ópticos ao se retornar ao seu ponto de partida. Conseqüentemente, a matriz óptica M_{OP0} é a mesma, sendo assim denominada simétrica. Os seus termos podem ser reescritos analiticamente [57]:

$$A = -\frac{n \cdot R \cdot [2 \cdot (L_1 + L_2) - R] + 2 \cdot L_C \cdot (n - 1) \cdot (L_2 - R) - 2 \cdot n \cdot L_1 \cdot L_2}{n \cdot R^2} \quad (6.2 - 1)$$

$$B = \frac{(R - L_2) \cdot (n \cdot R \cdot L_2 - n \cdot L_1 \cdot L_2 + n \cdot L_C \cdot L_2 - L_C \cdot L_2 - n \cdot R \cdot L_C + n \cdot R \cdot L_1 + R \cdot L_C)}{n \cdot R^2} \quad (6.2 - 2)$$

$$C = -\frac{4 \cdot [n \cdot (R - L_1) + (n - 1) \cdot L_C]}{n \cdot R^2} \quad (6.2 - 3)$$

$$D = -\frac{n \cdot R \cdot [2 \cdot (L_1 + L_2) - R] + 2 \cdot L_C \cdot (n - 1) \cdot (L_2 - R) - 2 \cdot n \cdot L_1 \cdot L_2}{n \cdot R^2} \quad (6.2 - 4)$$

Por meio dos termos acima obtidos de (6.1), podem ser deduzidas funções que auxiliam na análise da cavidade, onde $A=D$.

Uma função inicial importante para se analisar é a função de estabilidade da cavidade laser. Sendo a função da forma $S=S(x)$, onde x é uma variável independente, seus valores devem se encontrar no intervalo $-1 < S < +1$, para que mantenha comportamento estacionário do feixe gaussiano ressonante intra-cavidade, depois de N voltas em seu interior. No caso, ela é dada por [20]:

$$S = S(L_1) = \frac{(A + D)}{2} \quad (6.3)$$

A variável independente a ser analisada é $x=L_1$, visto que na metade desta distância temos o cristal NL a ser bombeado, responsável por gerar os feixes desejados para oscilação. Assim, se pode notar que a função $S(L_1)$ está relacionada com os parâmetros dos componentes ópticos constituintes da cavidade, mas não com as características dos feixes gerados pela mesma - no caso, um cristal NL.

O conhecimento do valor da cintura do feixe no centro do cristal NL é importante, por existir relação ele com o ganho paramétrico, auxiliando na definição da cavidade laser. De início, se parte da função de feixe gaussiano, onde podem ser relacionadas às variáveis do feixe laser:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i}{z_R} \quad (6.4)$$

Onde R é o raio de curvatura do feixe e $z_R = n \cdot \pi \cdot W^2 / \lambda$ é a distância Rayleigh. A função (6.4) pode ser relacionada com as variáveis da cavidade laser de interesse, por meio dos termos de uma matriz óptica M' genérica, usando a função de propagação de feixe de um sistema óptico:

$$q = \frac{A' \cdot q_0 + B'}{C' \cdot q_0 + D'} \quad (6.5)$$

Onde q_0 é a função do feixe em um dado ponto inicial da cavidade, e q a função depois do feixe interagir com os elementos ópticos contidos nos termos de uma matriz M' , até um determinado ponto do sistema óptico.

Por meio da aplicação do critério de auto-consistência de uma cavidade ressonante [60], após uma volta completa no conjunto óptico, as funções de feixe gaussiano devem ser idênticas, de forma que $q = q_0$. Realizando a substituição desta igualdade em (6.5), podemos chegar à equação do 2º grau para a função de feixe gaussiano:

$$\left(\frac{1}{q}\right)^2 + \frac{(A - D)}{B} \cdot \left(\frac{1}{q}\right) + \left(-\frac{C}{B}\right) = 0 \quad (6.6)$$

Matematicamente existem duas soluções para (6.6). Mas no caso da cavidade laser com matriz óptica M_{OPO} de interesse, pode ser aplicada a propriedade $det[M_{OPO}] = A \cdot D - B \cdot C = 1$, e reescrevendo-a de forma a identificar os termos com a função (6.4), se tem como solução final:

$$\frac{1}{q} = \frac{(D - A)}{2 \cdot B} - i \cdot \frac{1}{B} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{A + D}{2}\right)^2} \quad (6.7)$$

Por meio de identificação dos termos de interesse entre as expressões (6.4) e (6.7), substituindo z_R , levando em conta a simetria da cavidade, o fato de que o raio de curvatura na cintura do feixe é $R = \infty$, ela é descrita pela expressão seguinte:

$$W_C = \sqrt{\frac{\lambda}{n \cdot \pi} \cdot \frac{B}{\sqrt{1 - A^2}}} \quad (6.8)$$

Realizando a substituição dos termos A e B da matriz M_{OPO} e desenvolvendo as contas, a seguinte expressão geral para a cintura do feixe pode ser escrita como:

$$W_C = \sqrt[4]{\left(\frac{\lambda_s}{2 \cdot n \cdot \pi}\right)^2 \cdot \frac{[n \cdot (R - L_1) + (n - 1) \cdot L_c] \cdot [n \cdot (R \cdot (L_1 + L_2) - L_1 \cdot L_2) + L_c \cdot (n - 1) \cdot (L_2 - R)]}{(R - L_2)}} \quad (6.9)$$

Para determinar a cintura do feixe no ponto médio entre os espelhos m_2 , é realizada propagação do feixe entre o centro do cristal e este ponto usando a

função (6.5). Considera-se que o ponto inicial seja $q_C = i \cdot (z_R)_C = n \cdot \pi \cdot (W_C)^2 / \lambda_s$ e o final $q_O = i \cdot (z_R)_O = \pi \cdot (W_O)^2 / \lambda_s$ onde temos cinturas de feixe mínimas, de forma que:

$$q_0 = \frac{A_p \cdot q_C + B_p}{C_p \cdot q_C + D_p} \quad (6.10)$$

Temos que $M_p = \begin{bmatrix} A_p & B_p \\ C_p & D_p \end{bmatrix} = M_5' \cdot M_4 \cdot M_3 \cdot M_2 \cdot M_1$ é a matriz de elementos ópticos de propagação entre o ponto C até o ponto O da cavidade, e as matrizes ópticas constituintes são $M_1 = \begin{bmatrix} 1 & L_C/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix}$, $M_3 = \begin{bmatrix} 1 & (L_1 - L_C)/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_4 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix}$ e $M_5' = \begin{bmatrix} 1 & L_2/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$. Chega-se, a partir de (6.10), substituindo as distâncias Rayleigh $(z_R)_C$ e $(z_R)_O$, na igualdade:

$$[-C_p \cdot (z_R)_C \cdot (z_R)_O] + i \cdot [D_p \cdot (z_R)_O] = [B_p] + i \cdot [A_p \cdot (z_R)_C] \quad (6.11)$$

A expressão para a cintura do feixe no ponto O é obtida pela igualdade da parte imaginária de (6.11) [58]:

$$W_0 = W_C \cdot \sqrt{\frac{n \cdot A_p}{D_p}} \quad (6.12)$$

Substituindo as expressões de W_0 , A_p e D_p em (6.12), a cintura do feixe entre os espelhos planos é dada pela função:

$$W_0 = \sqrt[4]{\left(\frac{\lambda_s}{\pi}\right)^2 \cdot \frac{[R - L_2] \cdot [n \cdot (R \cdot (L_1 + L_2) - L_1 \cdot L_2) + L_C \cdot (n - 1) \cdot (L_2 - R)]}{4 \cdot (R \cdot n - n \cdot L_1 + n \cdot L_C - L_C)}} \quad (6.13)$$

Os parâmetros importantes a se determinar para a cavidade são L_1 (distância entre os espelhos esféricos) e L_2 (distância restante na cavidade), que somados resultam no tamanho total da cavidade. Os demais parâmetros usados são pré-determinados, que são o comprimento do cristal ($L_C=40$ mm), índice de refração do cristal ($n=2.15$), raio de curvatura dos dois espelhos esféricos ($R=100$ mm) e comprimento de onda do feixe Sinal ressonante na cavidade ($\lambda_s = 1700$ nm).

Para realizar os cálculos necessários à construção da cavidade OPO, foi utilizado o programa de computador *SciLab-5.4.1*. As funções (6.3), (6.9) e (6.13) são escritas no programa, gerando gráficos $S(L_1)$, $W_C(L_1)$ e $W_0(L_1)$ respectivos, com objetivo de simular e verificar a resposta que os mesmos fornecem. De acordo com os valores de entrada, pode ser verificada variação do comportamento das três curvas geradas, onde esta correspondência faz com que se tenha maior e melhor noção dos valores a se definir para a cavidade, adquirindo maior sensibilidade, e previsibilidade sobre a mesma.

A determinação da cintura do feixe no cristal adequada é realizada usando teoria envolvendo a focalização do feixe de bombeio com parâmetros associados à conversão de feixes no cristal NL, por meio da função de Boyd-

Kleinman (BK), dada por uma função $h = h(\dots)$ de acordo com variáveis de interesse [61]. É possível verificar, por meio de deduções, que existe relação inversamente proporcional entre a potência limiar de ganho P_{Limiar} com a função BK respectiva reescrita na forma $h(\xi)$, no caso de oscilação paramétrica, onde $\xi = L_c/2 \cdot z_R$ é conhecido como parâmetro de focalização.

Apresentamos na figura 6-2 o gráfico da função BK correspondente para ser analisado. Conforme observado, por se ter a relação $P_{Limiar} \propto 1/h(\xi)$, se deseja que o limiar de ganho seja mínimo - menor potência para que ocorra oscilação paramétrica -, coincidindo com o máximo da curva da função, correspondendo a $\xi_{Máximo}=2$. Entretanto, os valores que ξ assume para serem usados na obtenção da cintura de feixe adequada no centro do cristal não precisam ser iguais a este, a rigor, mas podem corresponder àqueles em torno do máximo da curva da função h .

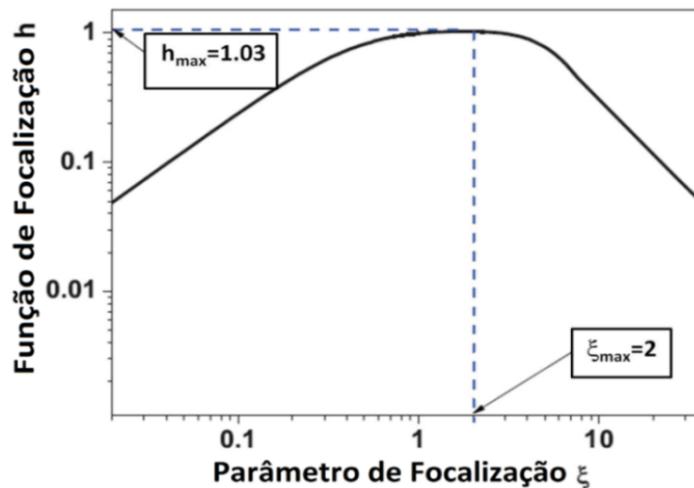


Figura 6-2: Função de Boyd-Kleinman [58]

O parâmetro de focalização ξ relaciona os parâmetros dos feixes envolvidos no fenômeno de interesse no processo de conversão NL. Isto auxilia na definição das cinturas dos feixes no centro do cristal NL, de forma que ocorra a igualdade $\xi_B = \xi_S$, relacionando as cinturas dos feixes bombeio e sinal, por exemplo.

Conforme informado antes, devemos ter a função de estabilidade dentro do intervalo $|S| < 1$, abrangendo valores de L_1 que, a priori, podem ser usados para definição da cavidade OPO. O valor de L_1 adequado para a cavidade deve ser tal que esteja distante dos limites do intervalo de estabilidade, onde ele é menos susceptível a variáveis externas que afetem sua estabilidade, como oscilações mecânicas ou térmicas. Isso implica que ele deve ser tal que $S(L_1) = 0$ para que se tenha estabilidade máxima. Espera-se que a região gráfica da função de estabilidade $S(L_1)$ apresente regularidade em seu formato, sem presença de descontinuidades ao longo de sua extensão no eixo de L_1 .

O cristal NL se encontra no interior de um forno, que tem como objetivo variar sua temperatura, para que altere sua dispersão e realize a seleção dos

comprimentos de onda. Por conta disso, o feixe ressonante intra-cavidade deve ser incidente e refletido entre os espelhos em um ângulo tal que não incida sobre as bordas do forno. Este ângulo não deve ser maior do que 15° , um valor padrão limite adotado para ocorrência de refletividade, onde as dimensões (L_1 , L_2) devem se adequar a esta geometria e à disposição dos elementos ópticos, com valores que gere cintura do feixe adequada no centro do cristal NL.

Logo abaixo são exibidos os respectivos gráficos (Figs. 6-3, 6-4 e 6-5), para a configuração final da cavidade laser, após quantidade considerável de simulações, onde foi incluído astigmatismo para um dado ângulo informado nas figuras, por existir ângulo entre feixes incidentes e refletido nos espelhos da cavidade.

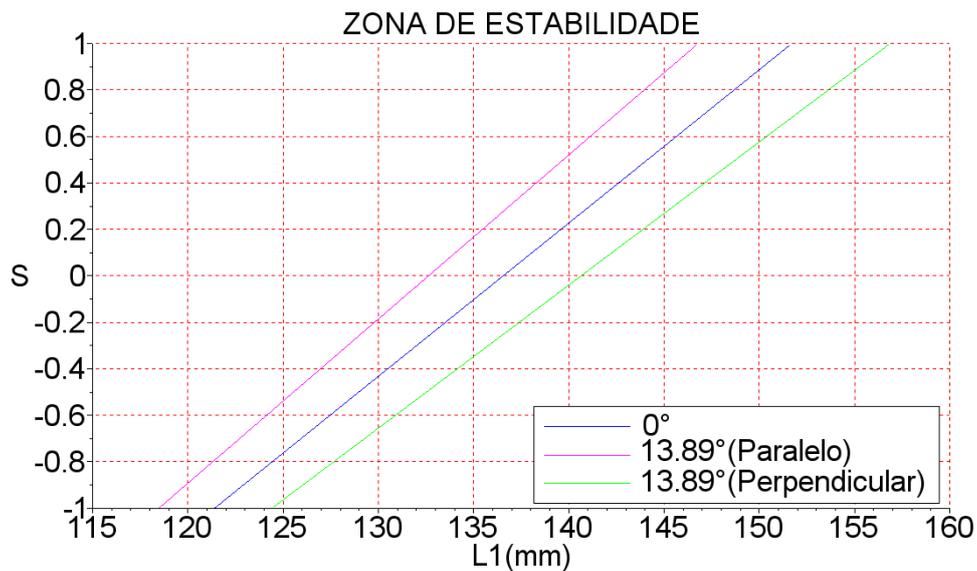


Figura 6-3: Gráfico de estabilidade

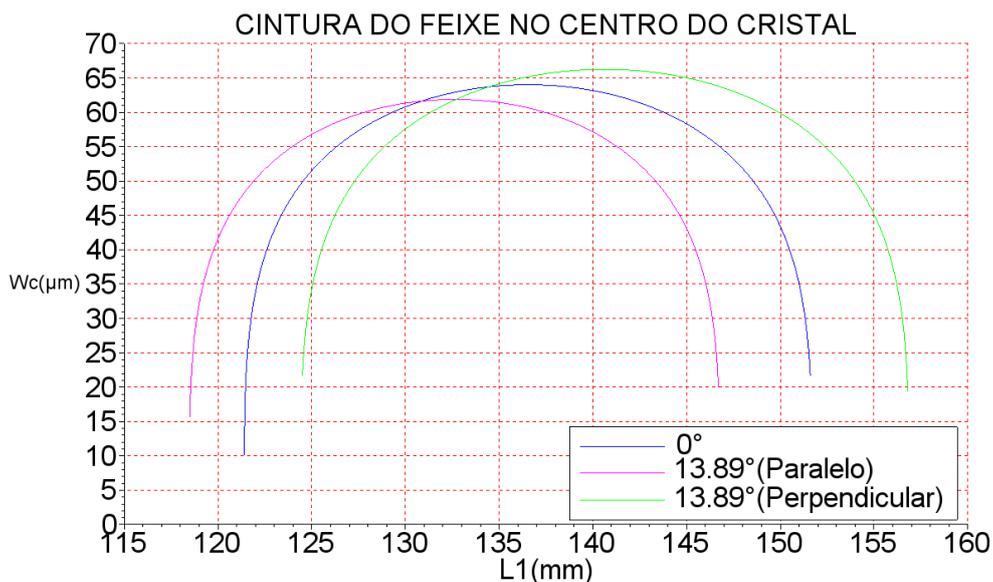


Figura 6-4: Cintura do feixe no centro do cristal

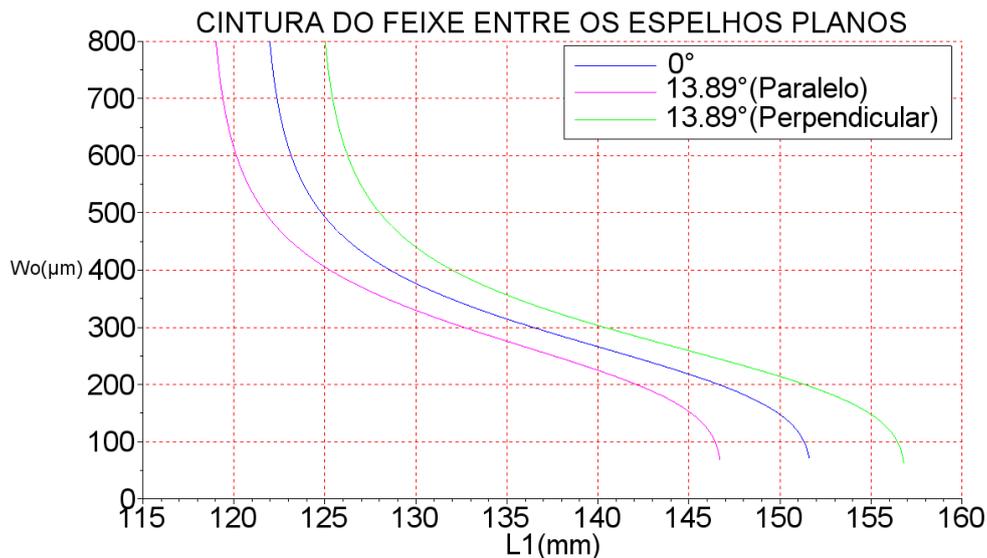


Figura 6-5: Cintura do feixe entre espelhos planos

A inclusão do astigmatismo tem como objetivo verificar se a alteração das cinturas do feixe, em direções perpendiculares e transversais à propagação, influencia na estabilidade da cavidade. Este ocorre pelo fato dos feixes incidentes e refletidos nos espelhos esféricos possuírem ângulo tal que não permite aproximação paraxial em sua trajetória. Como resultado, a cintura do feixe possui formato elíptico ao invés de circular, quando observado em um corte transversal. Foi realizada aproximação nos raios de curvatura, em planos perpendiculares entre si: no plano que contém o OPO, temos raio de curvatura com valor $R * \cos \theta$, e no plano perpendicular àquele que contém o OPO, temos valor $R/\cos \theta$. As duas curvas extras presentes nos gráficos acima (Figs. 6-3, 6-4 e 6-5), além daquela necessária para determinação dos parâmetros de interesse, dizem respeito ao efeito de astigmatismo do feixe no OPO, onde o ângulo obtido foi de 13.89° , e a curva com valor 0° indica astigmatismo nulo. No fim, foi observado que o astigmatismo não afetou de forma significativa o comportamento do OPO, visto que as curvas não apresentam grandes alterações em seu formato comparadas com a curva central do gráfico, e, com isso, a geometria do feixe não afeta o processo de oscilação paramétrica. Os demais elementos constituintes do OPO não apresentam nenhuma correção angular, pois não apresentam dependência angular com a trajetória do feixe, ou estão alinhados em relação à mesma.

Depois de quantidade considerável de simulações, foram definidos os valores finais. As dimensões do OPO são $L_1=136,55\text{mm}$, $L_2=430\text{mm}$, comprimento total da cavidade $L_T=566,55\text{mm}$, cintura do feixe no centro do cristal NL para o feixe sinal $(W_C)_{\text{Sinal}}=64,03\mu\text{m}$, cintura do feixe no centro do cristal NL para o feixe de bombeio $(W_C)_{\text{Bombeio}}=50,65\mu\text{m}$ e parâmetro de focalização no centro do cristal NL $\xi=1.228$. O ângulo dos feixes nos espelhos da cavidade é de 13.89° .

A partir dos valores definidos por meio de simulação numérica e cálculos, iniciando a parte experimental do projeto, foi realizado planejamento de uma base monobloco de metal (Fig. 6-6), onde se posiciona a cavidade OPO. Ela tem

como objetivo conferir maior estabilidade e rigidez à mesma, pois uma base resistente e homogênea reduz vibrações que podem afetar seu funcionamento. Conforme observado pelas expressões deduzidas das funções das cinturas dos feixes (6.9) e (6.13), que são da forma $W_c = W_c(L_1, L_2, L_c, \lambda_s, n, R)$ e $W_o = W_o(L_1, L_2, L_c, \lambda_s, n, R)$, existe dependência das cinturas do feixe com as dimensões da cavidade OPO, e uma alteração em quaisquer dos parâmetros altera o ganho paramétrico, e conseqüentemente a oscilação paramétrica - ocorre salto de modo, que consiste na alteração do modo laser do ganho paramétrico, diminuindo o rendimento da oscilação paramétrica, e os feixes deixam de serem gerados pelo cristal NL. Realizando desenho esquemático da mesma, considerando as posições dos componentes opto-mecânicos, a base monobloco definida tem as dimensões de altura, largura e comprimento de $h \times w \times L = 60\text{mm} \times 157\text{mm} \times 315\text{mm}$, adaptado para parafusos M6.

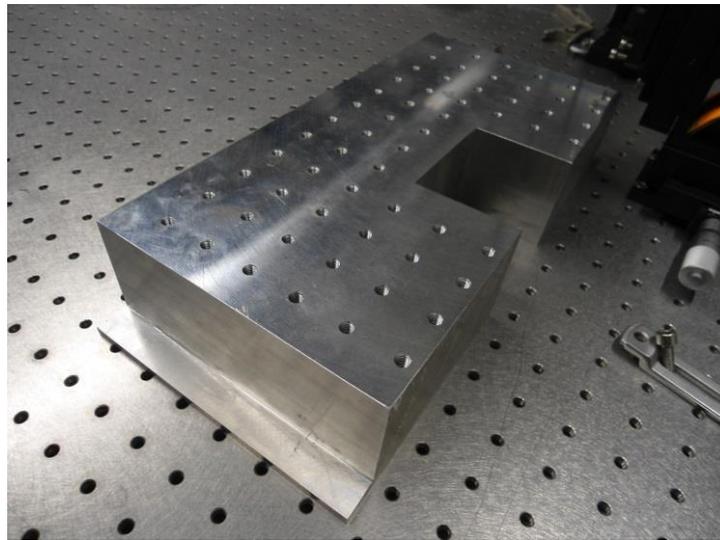


Figura 6-6: Base monobloco final do OPO

A parte experimental envolveu o laser para ser usado no bombeamento da cavidade laser de interesse. Este era um laser de fibra dopado com o material Yb (Fig. 6-7), bombeamento contínuo, de frequência única, monomodo, polarizado, comprimento de onda @1064nm, alcançando potências de 15 W na sua saída, onde este valor é suficiente para gerar os feixes no cristal NL em uma cavidade em anel (Fig. 6-8). Um isolador óptico foi acoplado na fibra de saída, para evitar retro reflexão do feixe, e que pode comprometer seu funcionamento.

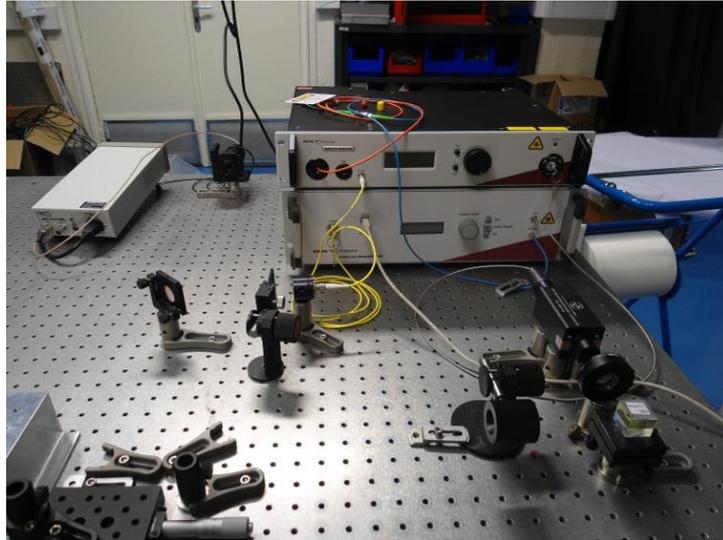


Figura 6-7: Laser de bombeio

Por meio do estudo teórico inicial realizado, foi possível obter um entendimento claro sobre a teoria elementar necessária e que serve de base para construção do OPO. No decorrer desta parte, foram realizadas leituras de livros texto indicados e trabalhos científicos, aprofundando o conhecimento sobre os estudos atuais realizados sobre o aparelho e suas aplicações. Algumas leituras foram artigos científicos publicados pelos membros do grupo de pesquisa com quem trabalhei no período de estágio de doutorado no exterior.

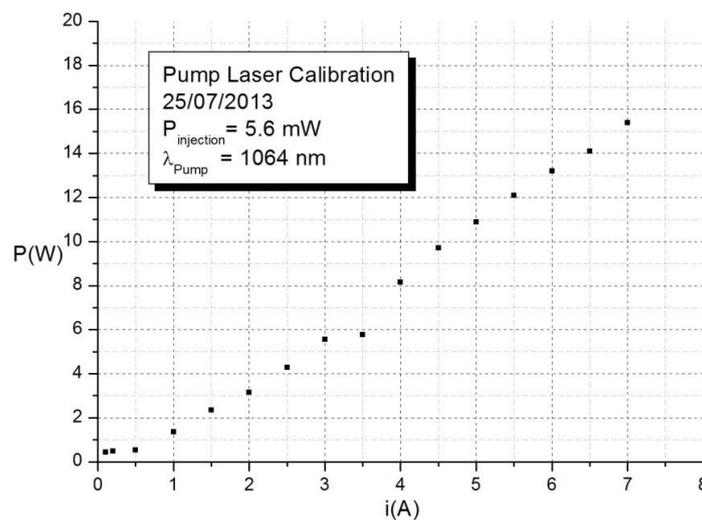


Figura 6-8: Curva de calibração para o laser de bombeio

O conhecimento adquirido permite que se possa discutir e planejar a cavidade OPO desejada para montagem, considerando *a priori* as condições de operação e funcionamento que orientam sua construção. A parte matemática dos cálculos foi realizada inicialmente, desenvolvida com objetivo de determinar os parâmetros relevantes da cavidade, adequando-se ao aparelho que se deseja construir. Depois, esta foi escrita na forma de linguagem de computador,

usando o programa *SciLab*, com objetivo de observar as variáveis de interesse na forma gráfica, analisando seu comportamento, para que se tenha noção sobre como a cavidade OPO pode ser definida e construída. Esta é uma ferramenta útil a ser usada no decorrer deste processo, visto que a quantidade de contas efetuadas para as três funções de interesse S , W_c e W_o é considerável, onde uma interface gráfica permite verificação imediata das mesmas, relacionando-os com as dimensões da cavidade. Para verificar a eficiência do programa escrito, valores similares publicados em outros trabalhos ([57], [58]) foram usados para testes, observando se é possível obter na saída os parâmetros correspondentes de interesse. Por meio de gráficos similares àqueles mostrados nas figuras 6-2, 6-3 e 6-4, podem ser observados o comportamento e intervalo dos valores dos parâmetros de interesse, confirmando a correspondência e a reprodutibilidade entre eles, levando em consideração que o planejamento procura relacionar estes com a parte experimental. As etapas de preparo do feixe @1064nm a ser injetado na cavidade OPO e a montagem da cavidade OPO não foram executadas devido à complexidade existente na execução das mesmas, que demandariam tempo além daquele estipulado *a priori* pelo projeto.

As dimensões (L_1 , L_2) definidas para a cavidade OPO, após realização de simulações por meio do programa escrito, foram usadas também para projeto e construção da base monobloco de metal que contém a mesma (Fig. 6-6), com o objetivo de reduzir as vibrações dos elementos constituintes da cavidade. Existe quantidade considerável de variáveis envolvidas na definição da cintura do feixe no centro do cristal, influenciando diretamente o valor que assume, fazendo com que seja susceptível a alterações aleatórias, alterando ganho paramétrico do cristal NL devido aos saltos de modo.

O conhecimento geral obtido no fim do estágio foi considerado suficiente para se realizar os estudos sobre desenvolvimento de laser de OPO, e que pode ser estendido para outros tipos de cavidade em anel, com outros materiais constituintes de meio ativo, de acordo com os comprimentos de onda de interesse, de acordo com a aplicação desejada.

6.2 Simulação e Proposta de Cavidade Laser

Esta seção tem como objetivo realizar a simulação e planejamento de uma cavidade laser em anel, tendo como base o SRO planejado na seção 6.1. A obtenção do comprimento de onda de interesse final se baseia na conversão dupla NL intra-cavidade de frequências, onde ocorrem oscilação paramétrica e GSH em cristais distintos. O feixe de bombeio (λ_B) incide sobre o 1º cristal, ocorrendo oscilação paramétrica e gerando os feixes Sinal (λ_S) e Complementar (λ_C), onde λ_C abandona a cavidade e λ_S é ressonante no seu interior. O feixe Sinal atua como feixe de bombeio para o 2º cristal, e por ocorrência de GSH no mesmo gera o feixe final de interesse de comprimento de onda $\lambda_{SHG} = \lambda_S/2$.

A cavidade laser desejada se assemelha a uma cavidade SRO em anel simétrica anteriormente mostrada (Fig. 6-1). As alterações são dois espelhos

esféricos no lugar dos espelhos planos - com raios de curvatura R_2 -, e no centro da distancia entre eles um segundo cristal NL, de comprimento L_{C2} e índice de refração n_2 (Fig. 6-9), além do 1º cristal de comprimento L_{C1} e índice de refração n_1 , e dos espelhos esféricos com mesmo raio de curvatura R_1 . O conjunto óptico geral possui maior grau de complexidade, pela quantidade de elementos ópticos presentes em sua constituição.

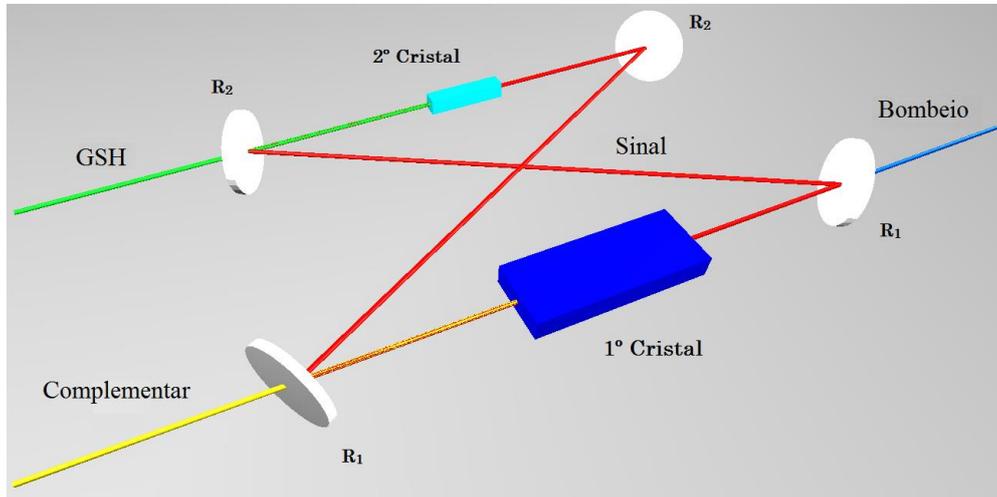


Figura 6-9: Cavidade laser OPO-GSH proposta

Sendo proposta e esquematizada a cavidade laser de interesse, se parte para seu tratamento matemático, com objetivo de realizar seu estudo e planejamento. Este é baseado no tratamento matricial da cavidade OPO descrita na seção anterior, com alterações pontuais realizadas. Logo abaixo é exibido seu esquema geral (Fig. 6-10), onde são mostrados os componentes ópticos constituintes, os seus respectivos parâmetros e as distâncias entre eles. O comprimento total da cavidade é L_T , L_1 a distância entre os espelhos R_1 que contém o 1º cristal na metade da mesma distância, L_2 a distância entre os espelhos R_2 que contém o 2º cristal na metade da mesma distância, e $L_3=L_T-L_2-L_1$.

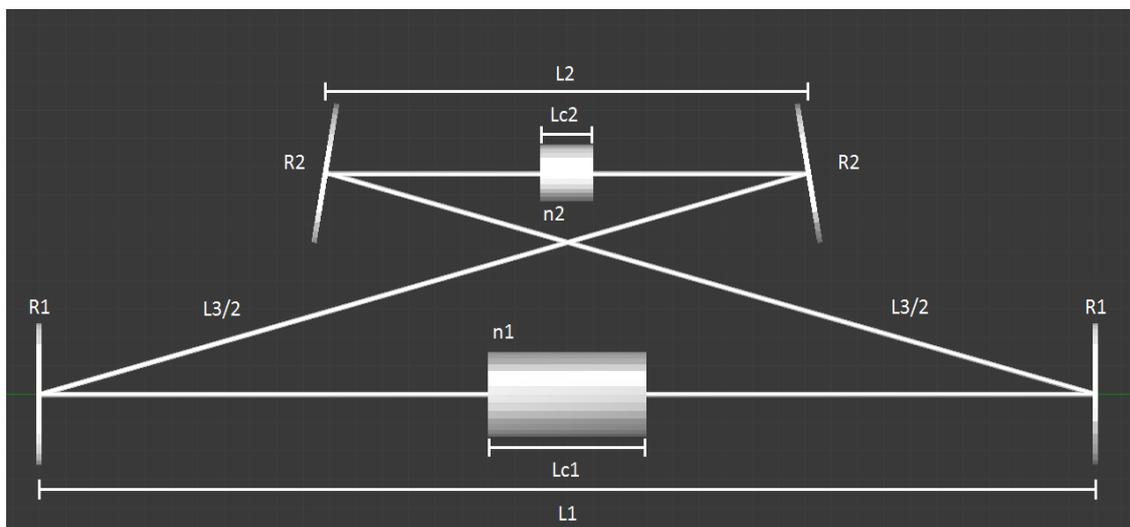


Figura 6-10: Variáveis usadas para cálculos da cavidade

A matriz óptica é definida a partir do centro do 1º cristal, iniciando e terminando as contas no mesmo ponto, percorrendo a cavidade em uma volta ao longo da trajetória do feixe ressonante intra-cavidade, sendo esta cavidade laser simétrica. A sua matriz óptica é o produto das matrizes ópticas de cada elemento óptico constituinte da mesma, dado por:

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = M_{15} \cdot M_{14} \cdot M_{13} \cdot M_{12} \cdot M_{11} \cdot M_{10} \cdot M_9 \cdot M_8 \cdot M_7 \cdot M_6 \cdot M_5 \cdot M_4 \cdot M_3 \cdot M_2 \cdot M_1 \quad (6.14)$$

A matriz M é formada pelo produto das 15 matrizes ópticas de cada elemento constituinte da mesma, onde cada uma delas, usando a notação da Figura 6-10, é dada por $M_1 = \begin{bmatrix} 1 & \frac{L_{C1}}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1 \end{bmatrix}$, $M_3 = \begin{bmatrix} 1 & \frac{(L_1 - L_{C1})}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_4 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{bmatrix}$, $M_5 = \begin{bmatrix} 1 & \frac{L_3}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_6 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{bmatrix}$, $M_7 = \begin{bmatrix} 1 & \frac{(L_2 - L_{C2})}{2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_8 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_2} \end{bmatrix}$, $M_9 = \begin{bmatrix} 1 & L_{C2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $M_{10} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_2 \end{bmatrix}$, $M_{11} = M_7$, $M_{12} = M_6$, $M_{13} = M_5$, $M_{14} = M_4$, $M_{15} = M_3$, $M_{16} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_1} \end{bmatrix}$ e $M_{17} = M_1$.

A matriz óptica apresenta as seguintes propriedades ([57], [39]):

$$A = D \quad (6.15)$$

$$\det[M] = 1 \quad (6.16)$$

A partir da determinação da matriz da cavidade laser, são realizadas determinações das variáveis de interesse para seu planejamento. Não vai ser realizada escrita analítica por extenso dos componentes da matriz óptica M , visto que a quantidade de contas é considerável a se fazer, e não acrescenta no desenvolvimento e entendimento do assunto relacionado à definição da cavidade laser de interesse.

A primeira etapa na determinação da cavidade laser consiste na análise de sua função de estabilidade $S=S(L_1)$, auxiliando na determinação do valor da variável L_1 da cavidade laser, ao mesmo tempo em que verifica seu comportamento e regularidade. Sendo que a função se encontre no intervalo que deve ser tal que $-1 < S(L_1) < +1$, a variável L_1 deve ser tal que a função $S(L_1)$ esteja longe das fronteiras do intervalo, para que a estabilidade da cavidade seja máxima - o que implica ser um valor $L_{1\text{estável}}$ tal que $S(L_{1\text{Estável}}) = 0$.

A cintura do feixe no centro do 1º cristal (W_1) foi determinada pela aplicação do critério de auto-consistência de um ressonador óptico, para a cavidade em anel desejada, identificando os termos correspondentes que relaciona a cintura do feixe W_1 com as componentes da matriz óptica M . A cintura do feixe no centro do 2º cristal (W_2) foi determinada pela propagação da função de feixe gaussiano entre os centros do 1º e 2º cristais, onde se considera que elas sejam da forma $q = i \cdot z_R$, dada pela seguinte expressão:

$$q_2 = \frac{A_C \cdot q_1 + B_C}{C_C \cdot q_1 + D_C} \quad (6.17)$$

Sendo as funções de feixe gaussiano no centro do 1° e 2° cristais q_1 e q_2 respectivamente, a matriz de propagação entre os mesmos é:

$$M_C = \begin{bmatrix} A_C & B_C \\ C_C & D_C \end{bmatrix} = M'_9 \cdot M'_8 \cdot M_7 \cdot M_6 \cdot M_5 \cdot M_4 \cdot M_3 \cdot M_2 \cdot M_1 \quad (6.18)$$

As matrizes M_1 - M_7 são as mesmas usadas na matriz em (6.14), $M'_8 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_2 \end{bmatrix}$ e $M'_9 = \begin{bmatrix} 1 & L_{C2}/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$.

As funções de estabilidade $S(L_i)$, a cintura do feixe (ou *beam waist*, em inglês) no centro do 1° cristal $W_1(L_i)$ e no centro do 2° cristal $W_2(L_i)$ são dadas pelas funções abaixo, respectivamente:

$$S = \frac{(A + D)}{2} \quad (6.19)$$

$$W_1 = \sqrt{\frac{\lambda_S}{n_1 \cdot \pi} \cdot \sqrt{-\frac{B}{C}}} \quad (6.20)$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{\lambda_S \cdot n_1 \cdot A_C}{n_1 \cdot \pi \cdot n_2 \cdot D_C} \cdot \sqrt{-\frac{B}{C}}} \quad (6.21)$$

Os critérios usados são similares àqueles usados para se planejar e definir a cavidade laser SRO na seção **6.1**, atentando para os gráficos gerados pelas funções deduzidas (6.19)-(6.21), onde estas foram escritas utilizando o software *SciLab-5.4.1*.

Os parâmetros de comprimento da cavidade a se determinar por meio dos cálculos são as distâncias L_1 e L_3 . Os valores atribuídos para L_T e L_2 são baseados nas dimensões da cavidade OPO para o planejamento da cavidade laser [58], sendo alterados no decorrer dos testes. Temos dois cristais distintos dentro da cavidade simétrica, onde no primeiro ocorre oscilação paramétrica ($L_{C1}=40\text{mm}$, $n_1=2.15$) e no segundo GSH ($L_{C2}=20\text{mm}$, $n_2=1.6$). O feixe Sinal ressonante foi fixado em $\lambda_S=1536\text{nm}$.

De acordo com a função de Boyd-Kleinman, analisada para o caso de oscilação paramétrica [61], o parâmetro de focalização deve se encontrar no intervalo $\xi=[1-2]$, onde se relaciona a cintura do feixe Sinal ressonante W_c com a cintura do feixe de Bombeio W_p no cristal NL, para que ocorra ganho paramétrico. Outro critério diz respeito à relação entre as dimensões do cristal e do feixe que o percorre, onde a cintura W na superfície do cristal deve ser menor que as dimensões laterais l onde o mesmo incide, de forma que $W(z = \pm L_{C1}/2) < l/4$, para evitar que ele incida sobre as bordas do cristal, evitando perdas difrativas que diminuam o ganho paramétrico.

No caso do OPO anteriormente citado, bem como em relação a outras cavidades em anel existentes em trabalhos similares ([62], [63]), o feixe ressonante intra-cavidade não incide e reflete em ângulos pequenos nos espelhos esféricos, impossibilitando realizar aproximação paraxial (onde predominam ângulos menores do que 5°). Por conta desta característica, foi incluída correção angular na determinação da cavidade laser, com objetivo de verificar a alteração da sua condição de estabilidade e das cinturas dos feixes nos centro dos dois cristais. Este efeito astigmático foi incluído na matriz óptica por meio dos espelhos esféricos da cavidade laser, fazendo com que eles assumam valores efetivos de raio de curvatura, dependendo do ângulo de incidência/reflexão dos feixes e da orientação dos planos de observação: no plano paralelo à cavidade laser, ele vale $R \cdot \cos \theta$, e no plano perpendicular à mesma $R/\cos \theta$, onde R é o valor do raio de curvatura de qualquer um dos espelhos esféricos. Os espelhos planos somente redirecionam os feixes incidentes sobre eles, os feixes incidem sobre os cristais com ângulo 0° , e por isso não tem necessidade de correção angular nos mesmos.

Cada um dos cristais NL's se encontra no interior de um forno específico, onde pode ser controlada a temperatura em um determinado intervalo, para que possa variar a dispersão e, assim, permitir ocorrência de CF para gerar um ou mais feixes de interesse. Sendo os fornos de formato cilíndrico, com altura e diâmetro (h_1, d_1) e (h_2, d_2) respectivamente, cujas dimensões são maiores do que aquelas dos cristais, a trajetória do feixe ressonante intra-cavidade deve ser tal que não tenha sua trajetória bloqueada por eles - o que afeta o funcionamento da cavidade laser. Ao mesmo tempo, podem ser estabelecidas relações entre os ângulos de incidência do feixe intra-cavidade nos espelhos (α_1, α_2) e as dimensões dos fornos (h_1, d_1) e (h_2, d_2) , de forma que se possa ter ideia das dimensões dos braços (L_1, L_2) da cavidade laser. Adotando ângulo de incidência/reflexão dos espelhos no intervalo $\alpha=[10-15]^\circ$, e que o forno do 1° cristal possui diâmetro $d_1=40\text{mm}$ e altura $h_1=52\text{mm}$, por meio de contas simples relacionando estas dimensões com o ângulo, foi estabelecido que a distância entre os espelhos R_1 deve se encontrar no intervalo $L_1=[129,3-173,6]\text{mm}$. O forno do 2° cristal possui dimensões menores que o outro, de $d_2=34\text{ mm}$ e $h_2=36\text{ mm}$, sendo obtido o braço onde se encontra o 2° cristal com valores no intervalo $L_2=[97,4-133,6]\text{mm}$. Depois da escrita do programa, com as condições de funcionamento inseridas, foi realizada uma série de simulações, visando determinação das dimensões da cavidade. Os valores iniciais usados como base nesta etapa foram extraídos de um trabalho sobre OPO montado e caracterizado anteriormente [58].

A partir dos primeiros testes realizados com o programa escrito e definido, foi verificado que uma melhor condição de estabilidade foi observada para o caso da cavidade laser possuir todos os seus espelhos esféricos com mesmo raio de curvatura, onde o valor mais adequado para tal foi $R_1=R_2=100\text{mm}$.

Em determinado momento das simulações, foi observado que as dimensões L_T da cavidade laser, de forma que seja adequada para montagem, deve possuir valores maiores do que aquele adotado inicialmente para as simulações, que

foi de 650mm. Consequentemente, foi realizada alteração no esquema experimental da cavidade laser (*Fig. 6-11*), por meio da modificação da distância L_3 , visto que este braço é livre da presença dos cristais NL's e de tamanho proporcional a L_T sendo, portanto, livre para alterações em suas dimensões - no caso, ela foi realizada por meio da inserção de dois espelhos planos, um em cada parte do braço L_3 , mantendo sua simetria básica e dividindo a cavidade em distâncias menores x e y (*Fig. 6-12*), onde eles correspondem cada a um raio de curvatura $R_3 = \infty$. Os ângulos de reflexão dos espelhos foram definidos como sendo iguais no decorrer de toda simulação, embora possam ser modificados.

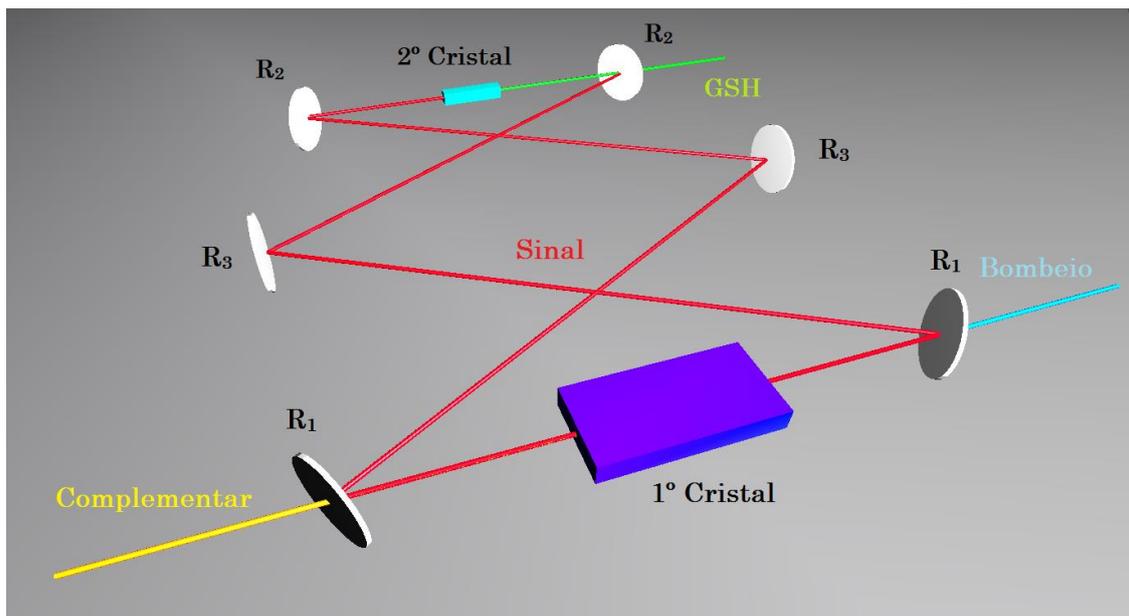


Figura 6-11: Cavidade modificada

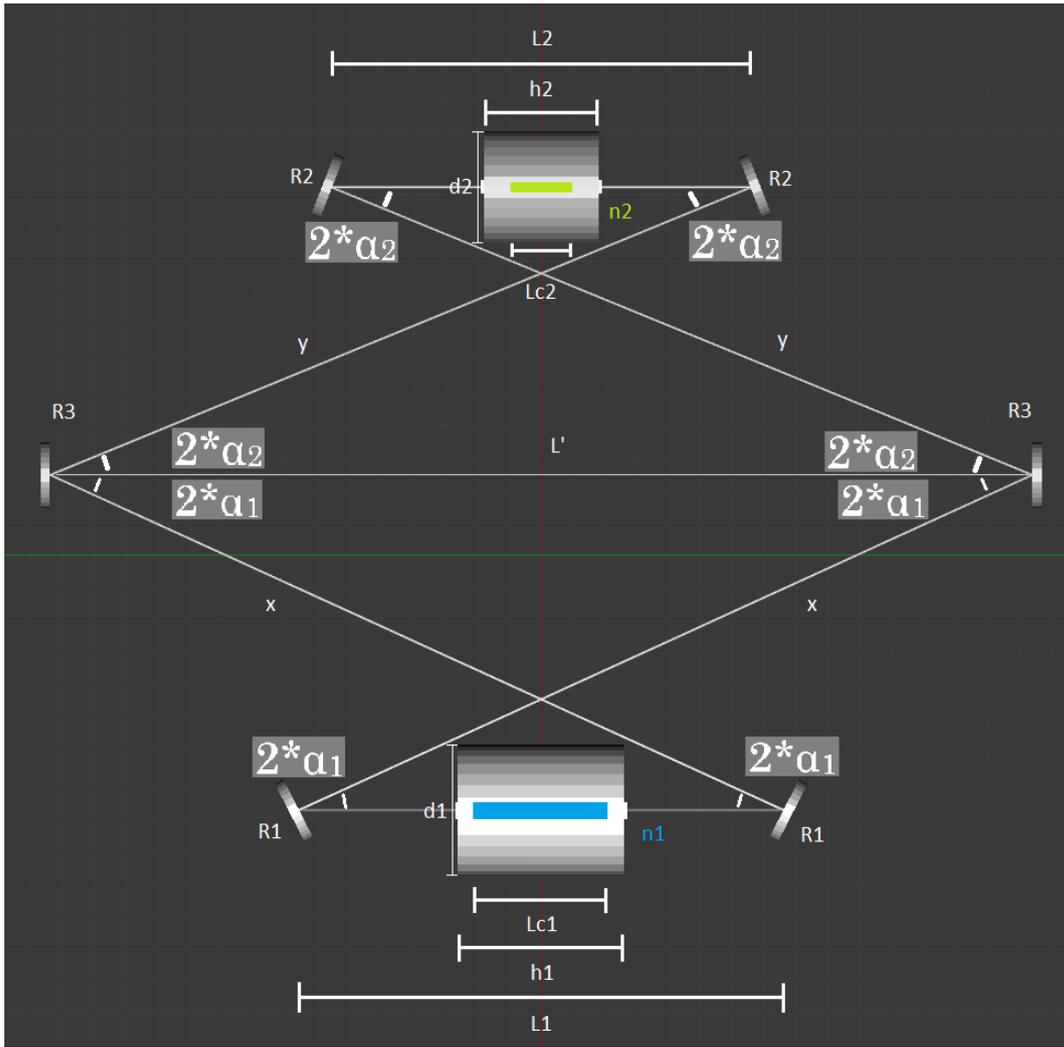


Figura 6-12: Cavityde planejada com parâmetros e componentes respectivos

Realizadas as alterações na cavityde laser no decorrer do seu planejamento, por meio da observação do comportamento de seus valores, e que levaram à inclusão de elementos ópticos em sua constituição e de novas sub-distâncias auxiliares em seu novo esquema, foram retomadas as simulações, que em determinado momento levaram à sua definição, assumindo um conjunto de valores de dimensões adequados para uma configuração estável final. Os comportamentos das variáveis de interesse dadas pelas funções (6.19)-(6.21) foram observados nos seus respectivos gráficos finais abaixo (Figs. 6-13, 6-14 e 6-15), onde as curvas apresentadas são aquelas para uma cavityde sem astigmatismo (curva azul), astigmatismo em planos paralelo (curva escura) e perpendicular (curva vermelha) à cavityde laser.

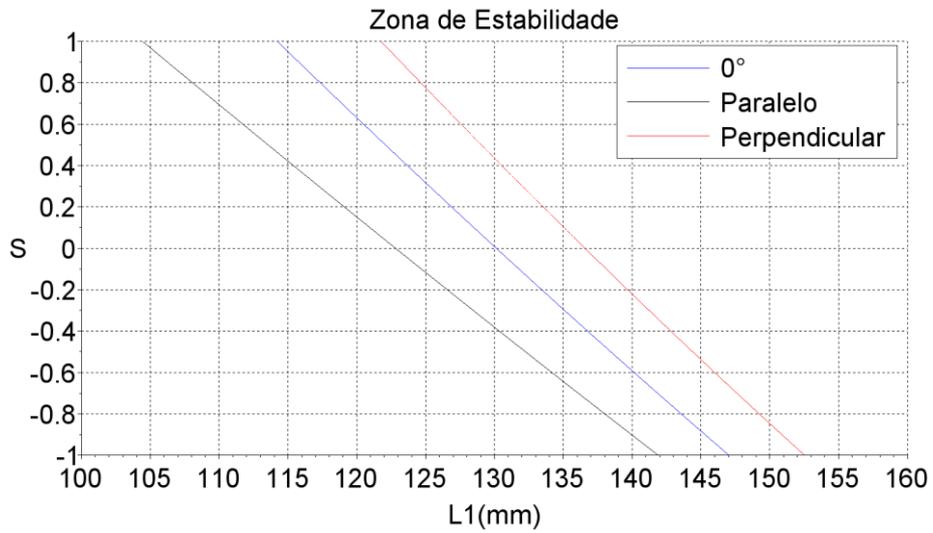


Figura 6-13: Curva de estabilidade $S(L_1)$

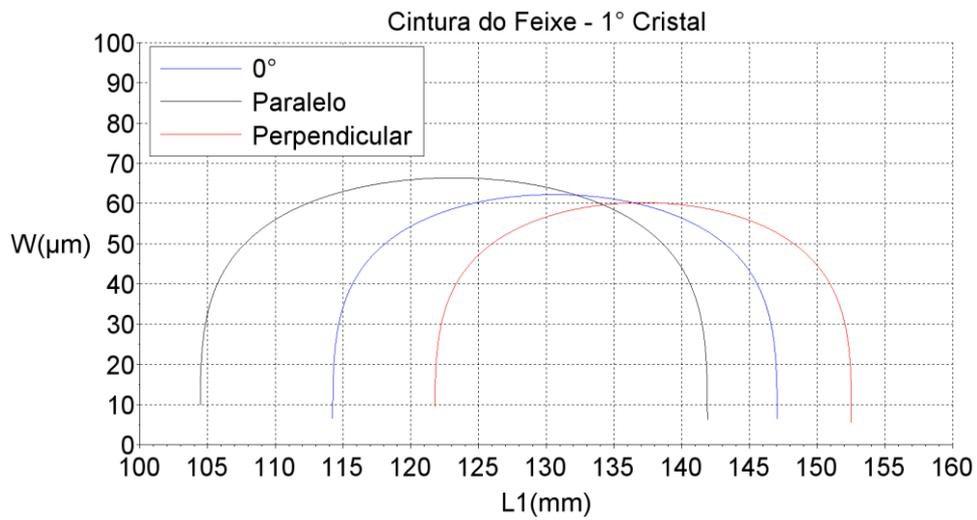


Figura 6-14: Cintura $W_1(L_1)$ do Feixe no centro do 1° cristal (Oscilação Paramétrica) em função da distância entre os espelhos R_1

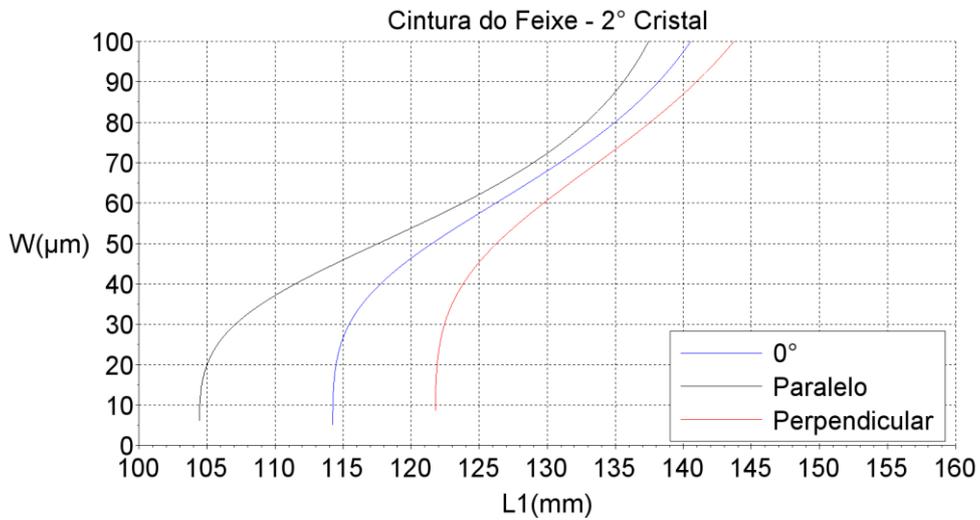


Figura 6-15: Cintura $W_2(L_1)$ do Feixe no centro do 2° cristal (GSH) em função da distância entre os espelhos R_1

A simulação e planejamento da cavidade em anel levaram em conta aspectos teóricos e práticos para sua definição, assim como ocorreu para com o OPO na seção anterior, para que se possa realizar sua montagem a posteriori, atentando para a determinação das dimensões de uma cavidade estável. Alguns dos valores usados foram baseados em componentes ópticos disponíveis no laboratório, enquanto que outros foram usados como teste para verificar possibilidade de uso e aplicação, e adquirir caso sejam adequados.

No decorrer das simulações para determinação da cavidade, foi verificado que, conforme os valores obtidos para as suas dimensões se aproximavam daquelas adequadas para uma cavidade laser desejada próxima da realidade, seguindo condições de contorno semelhantes àqueles usados antes para o OPO em anel, se observa uma semelhança no formato das três curvas das funções $S(L_1)$, $W_1(L_1)$ e $W_2(L_1)$ com aquelas obtidas para o OPO da seção anterior. Não seria de se estranhar este fato, visto que uma foi usada como base para ser planejada a outra, e algum tipo de semelhança poderia ser observada – o que se deu, no caso, pela convergência dos valores das funções S , W_1 e W_2 , observado pelos três gráficos respectivos gerados, em relação ao seu formato.

Os gráficos das funções de estabilidade das duas cavidades em anel planejadas (*Figs. 6-3 e 6-13*) apresentam um comportamento similar para o formato de uma curva, similar a uma função de 1º grau, onde uma possui inclinação ascendente e a outra descendente, com comportamento contínuo e regular em ambas as curvas. Verificando os extremos do intervalo da zona de estabilidade definida pela função (6.19), nota-se que ela abrange um intervalo de valores de L_1 em torno de $\Delta L_1 \sim 30\text{mm}$, próximo daquele obtido por (6.3) para o OPO, atentando para os respectivos gráficos das funções $S(L_1)$ em cada caso. O intervalo de valores de L_1 que deve ser abrangido pela função de estabilidade não deve ser muito restrito, para melhor variar as dimensões da cavidade laser em segurança, visto que movimentações dos componentes podem ser realizadas para alocar livremente os mesmos, sem o risco de sair da região de estabilidade e que deixe de funcionar a cavidade OPO.

As curvas que descrevem o comportamento da cintura do feixe no centro dos cristais das duas cavidades planejadas (*Figs. 6-4 e 6-14*) possuem formato similar e valores próximos entre si, considerando a escala de valores nos eixos coordenados das respectivas variáveis analisadas e apresentadas. O valor de $(L_1)_{\text{ESTÁVEL}}$ para que se tenha um valor de distância adequado - o mais afastado possível das fronteiras da zona de estabilidade - corresponde àquele onde se tem o ponto de máximo das curvas. O valor correspondente para as cinturas de cada feixe para as cavidades possuem valores próximos entre si, sendo ambos pouco maiores que $60\mu\text{m}$.

A Figura 6-5, que mostra o comportamento da função (6.12), relacionado com o OPO planejado na seção **6.1**, é análoga com a Figura 6-15, que diz respeito à função (6.21), pelo fato de que ambas dizem respeito ao comportamento da cintura do feixe em posições equivalentes no interior de duas cavidades em anel similares entre si. Existem similaridades nas duas curvas das cinturas

dos feixes W_0 e $W_2(L_1)$, com a diferença de que elas apresentam formato que são invertidos um em relação ao outro. Para o ponto em que se tem $S[(L_1)_{ESTÁVEL}]=0$ em ambas as curvas, os valores das cinturas dos feixes apresentam diferenças de valores consideráveis, de $300\mu\text{m}$ em uma cavidade para pouco menos de $70\mu\text{m}$ em outra, pouco maior do que um fator 4, que se deve à presença de um 2º cristal em uma das cavidades, que necessita de um feixe focalizado no seu centro para que possa gerar um feixe por GSH.

As curvas nos gráficos das funções $S(L_1)$, $W_1(L_1)$ e $W_2(L_1)$ apresentam similaridade em seus formatos, mostrando regularidade, sem presença de descontinuidades ou variações grandes no seu formato em torno da curva de 0° , o que leva a deduzir que o ângulo de incidência/reflexão nos espelhos não interfere de forma grosseira no comportamento da cavidade em anel, mantendo configuração estável. Temos na sequência os seguintes conjuntos de valores definidos para a cavidade laser final. Para suas dimensões, temos os seguintes valores: $L_1=130,1\text{mm}$, $L_2=113\text{mm}$, $L_3=606,9\text{mm}$, $L_T=850\text{mm}$, $x=156,6\text{mm}$, $y=146,9\text{mm}$, $L'=146,4\text{mm}$ e $\alpha_1=\alpha_2=14,87^\circ$. A cintura do feixe no centro do 1º e 2º cristais para o feixe sinal são $W_1=62,2\mu\text{m}$, $W_2=68,2\mu\text{m}$, respectivamente; a cintura do feixe do laser de bombeio no centro do 1º cristal vale $W_C=51,8\mu\text{m}$ e na sua superfície $W_{SUP}=79,9\mu\text{m}$, com fator de focalização do 1º cristal $\xi=1,18$. O planejamento da cavidade resultou em uma configuração final maior e mais complexa, devido à maior quantidade de elementos ópticos no interior da 2ª cavidade, comparando com o OPO anterior obtido em **6.1**.

Dentre os componentes ópticos constituintes da cavidade laser – 1º cristal, 2º cristal e os espelhos -, é importante verificar o comportamento espectral dos mesmos, para definir a região espectral do feixe de interesse gerado na sua saída, para que possa ser aplicado a posteriori. Os feixes gerados pelos cristais e a interação destes com os espelhos define o feixe final de interesse gerado pela cavidade laser na sua saída, devido à seletividade do intervalo espectral que define se eles são transmitidos ou refletidos.

Nas simulações, os espelhos da cavidade possuem espectro descrito no capítulo 5 (*Fig. 5-2*). Todos os espelhos de cavidade usados na montagem do OPO possuem mesmo intervalo espectral, embora com raios de curvatura distintos entre si. Eles se comportam de forma que existe alta reflexão no intervalo $[1410-1800]\text{nm}$, alta transmissão para os feixes @ 1064nm de bombeio e no intervalo $[3000-4000]\text{nm}$. Para $\lambda < 1\mu\text{m}$ existe um comportamento de menor regularidade, mas que permite transmissão considerável no intervalo desejado Visível-IV (*Fig. 5-3*).

As informações sobre o 1º cristal se referem ao cristal PPLN, cuja descrição e explicação foram realizadas na sub-seção **3.4.3**. Considerando a janela de transparência, *coatings* e a região abrangida pelas redes periódicas, ele gera feixes localizados nos intervalos espectrais IVP e IVM. São gerados feixes nas regiões espectrais $\lambda_s + \lambda_c = [1480-1800]\text{nm} + [2600-3800]\text{nm}$, relacionada com o feixe sinal e complementar, respectivamente, com alta transmissão para o feixe de bombeio @ 1064nm .

As informações usadas na simulação sobre o 2º cristal se referem ao cristal de Triborato de Lítio (LiB_3O_5), conhecido pela sigla LBO, com janela de transparência predominante sobre a região visível e IV próximo (Fig. 6-16). Da mesma forma como ocorre no cristal PPLN, a sintonização do comprimento de onda desejado no cristal LBO ocorre pela modificação da sua dispersão, que depende da temperatura aplicada no mesmo. O cristal LBO é responsável pela geração do feixe final de interesse da cavidade laser, que se dá por meio de GSH do feixe sinal oriundo do cristal PPLN, atuando como bombeio sobre o 2º cristal, gerando feixe com comprimento de onda final $\lambda_{\text{GSH}} = \lambda_s/2$. Fabricado pela empresa *Bluebeam*, este permite ocorrência de GSH via CFNC (seção 3.2), com interação *type-I* $(\theta, \varphi) = (90^\circ, 0^\circ)$, possuindo coating $R < 0,7\%$ em $\lambda_{\text{COATING}} = [1480-1680]\text{nm}$. Portanto, os feixes gerados pelo LBO se encontram no intervalo espectral $\lambda_{\text{GSH}} = [740-840]\text{nm}$.

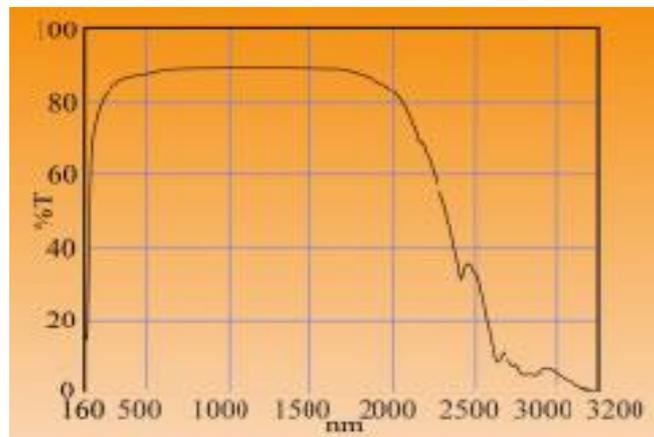


Figura 6-16: Espectro de transmissão do cristal LBO (<http://www.bbotech.com>)

No caso, o cristal LBO se encontra no interior de um forno, onde existe uma resistência elétrica que, controlada via eletrônica adequada, realiza aplicação e leitura da temperatura no mesmo. As temperaturas possíveis de serem aplicadas (Fig. 6-17) se encontram no intervalo $T \sim [60-225]^\circ\text{C}$.

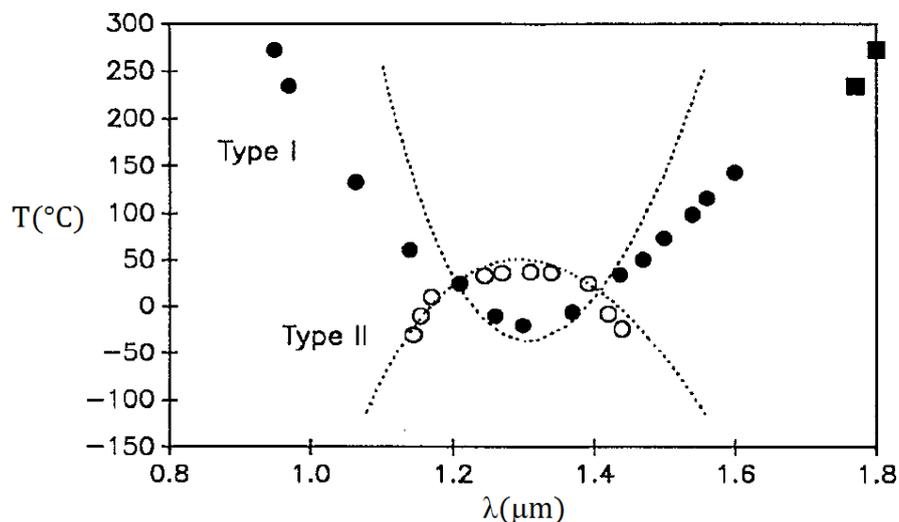


Figura 6-17: Espectro do processo GSH/CFNC de acordo com as interações [64]

Considerando as informações sobre o intervalo espectral do cristal PPLN e os feixes gerados pelo mesmo, com aquelas sobre o feixe gerado pelo cristal LBO e o espectro de transmissão dos espelhos citadas acima, com feixe complementar abandonando a cavidade no intervalo $\lambda_c=[3001-3785]$ nm, e o feixe sinal bombeando o LBO com $\lambda_s=[1480-1648,5]$ nm, se conclui que o feixe final de interesse se encontra no intervalo $[740-824,3]$ nm. Conforme os gráficos abaixo (Figs. 6-18 e 6-19), 3 das 5 redes periódicas do cristal PPLN geram feixes (λ_s, λ_c) que abrangem todo intervalo de temperaturas $T=[30-200]^\circ\text{C}$ que o mesmo está submetido, que são $\Lambda_0=29.52/29.98/30.49\mu\text{m}$, enquanto que uma delas abrange parcialmente λ_c ($\Lambda_0=31.02\mu\text{m}$), e outra somente λ_s ($\Lambda_0=31.59\mu\text{m}$). Dessa forma, as variáveis dos cristais para controle e sintonização dos respectivos comprimentos de onda são temperatura (LBO e PPLN) e redes periódicas (PPLN).

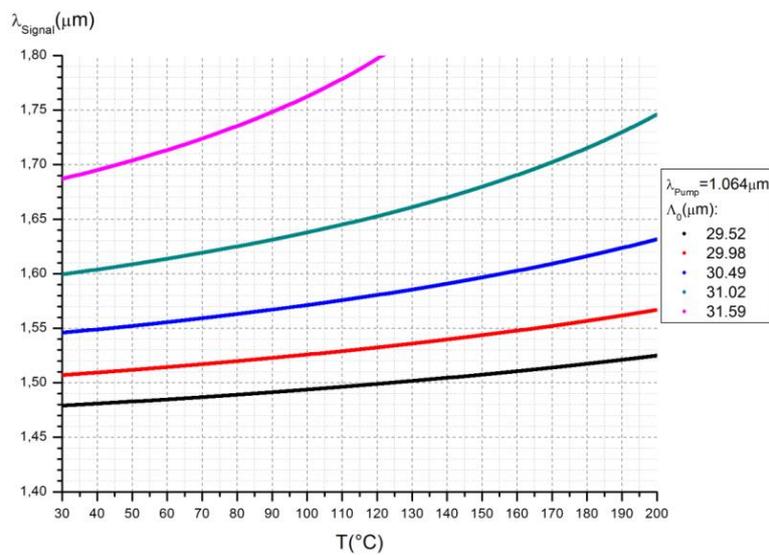


Figura 6-18: Curvas de $\lambda(T)$ do feixe Sinal em situação de QCF ($\lambda_P=1.064\mu\text{m}$)

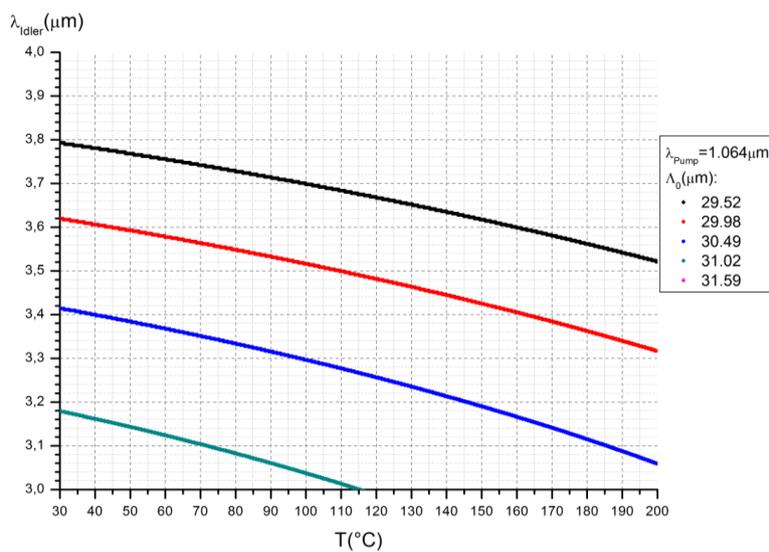


Figura 6-19: Curvas de $\lambda(T)$ do feixe Complementar em situação de QCF ($\lambda_P=1.064\mu\text{m}$)

Definida a cavidade laser, pode ser verificado, de forma complementar, o efeito da variação de λ_s , visto que o mesmo pode ser sintonizado via rede periódica e dispersão no 1º cristal. Fixadas demais variáveis e dimensões, usando os dois valores correspondendo aos extremos do intervalo de λ_s definidos nesta seção, usados para bombeio do 2º cristal, verifica-se que a cavidade laser não sofreu grande alteração em sua condição de estabilidade e dimensões da cavidade. A variação das cinturas do feixe sinal W_1 e W_2 nos dois cristais varia de $3,5\mu\text{m}$, e para a cintura do feixe de bombeio no centro do 1º cristal esta corresponde a $0,1\mu\text{m}$; no laboratório, estas variações são ajustadas por meio de óptica apropriada, onde as flutuações das dimensões do feixe oriundo do laser de bombeio podem cobrir esta diferença.

7. Conclusão

O trabalho indicou de forma promissora a possibilidade de desenvolvimento da linha de pesquisa para futuros trabalhos sobre sistemas laser que funcionem de forma estável, gerando feixes de alta potência e de sintonização contínua em intervalo espectral extenso. Este teve como proposta dois pontos para realizar os testes de interesse desta tese. O primeiro envolveu o estudo e aprimoramento de uma fonte laser de Nd:YAG @1064nm multimodo longitudinal de alta potência, de forma que seja transformada em uma fonte polarizada. O segundo diz respeito à aplicação deste laser desenvolvido como fonte de bombeio de uma cavidade OPO linear, que realiza variação espectral de seus feixes gerados na saída pelo controle de parâmetros intrínsecos ao seu meio ativo, que no caso é um cristal PPLN. Até onde se tem conhecimento, esta é a primeira vez que é realizado desenvolvimento e aprimoramento da fonte laser de Nd:YAG @1064nm, verificando seu comportamento como fonte de alta potência e polarizada; e, ao mesmo tempo, a primeira vez que a mesma foi aplicada como fonte de bombeio de uma cavidade OPO linear.

Uma das propostas do trabalho diz respeito a uma fonte laser de Nd:YAG @1064nm multimodo de alta potência, que foi estudada e desenvolvida em trabalho anterior [49]. Esta teve como objetivo sua transformação em uma fonte polarizada, verificando e estudando seu comportamento em relação a dois parâmetros importantes característicos da mesma, que foram potência de saída P_s e o fator de qualidade M^2 , quando comparados com aqueles obtidos inicialmente para a mesma fonte não polarizada. Foi usada a técnica de preenchimento dinâmico de modo para aferir ao sistema laser a qualidade de feixe necessária para futuras aplicações, por exemplo, como fonte de bombeio sobre uma cavidade óptica. Após execução de procedimentos de alinhamento da fonte laser proposta, com a inclusão do componente óptico que polariza o feixe na sua saída, foi observado o funcionamento da mesma.

Foram realizadas comparações dos resultados entre as fontes da seção 4.2 e aquela de [49]. Inicialmente se atentou para a observação do parâmetro de potência P_s dos feixes de saída, tendo sido obtidos resultados relativamente distintos entre as mesmas, mas que se mostraram promissores em termos de avanço e aprimoramento do mesmo aparelho. A transformação do laser de Nd:YAG @1064nm de uma fonte inicial não-polarizada para polarizada não alterou a geração de feixes de alta potência na saída, porque, embora tenha sido observada redução de 40% entre as fontes inicial e final para P_s , os valores mensurados para o feixe da fonte polarizada se manteve da ordem de dezenas de Watts. Com relação ao fator de qualidade M^2 dos respectivos feixes, destaca-se aqui uma melhora observada para a fonte laser polarizada, visto que ele possui valores que se encontram no intervalo [1-1,3], aproximando-se do valor ideal igual a 1, enquanto que a fonte não-polarizada apresentou os mesmos em [1,5-2]. Consequentemente, a fonte laser polarizada gerou em sua saída um feixe laser de perfil transversal mais próximo do modo fundamental TEM_{00} de um feixe gaussiano, adequado para aplicações que demandem grandes quantidades de energia transferida para um meio de interesse.

Portanto, o laser de Nd:YAG @1064nm final é polarizado de bombeio contínuo (CW) monomodo transversal e multimodo longitudinal, com potência máxima em sua saída de 30W.

O laser de Nd:YAG @1064nm polarizado desenvolvido foi aplicado como fonte de bombeio de uma cavidade SRO linear, fazendo com que ela funcionasse adequadamente, com valores de potência consideráveis para o feixe complementar, localizado na região do infravermelho médio, pouco maior que 1W. A variação espectral dos valores de feixes foi efetuada, sendo gerados e detectados os feixes Sinal (λ_s) e Complementar (λ_c) na saída do SRO, devido ao fenômeno NL de oscilação paramétrica. Foi evidenciada a diferença em se trabalhar com feixes em regimes de bombeio distintos, pulsado e contínuo, por meio da observação dos gráficos de potencia para os feixes (λ_s, λ_c), que se deve à configuração do laser de bombeio adotado para a cavidade OPO linear, bem como em relação ao espectro dos seus respectivos componentes ópticos.

O feixe gerado pelo laser de Nd:YAG @1064nm polarizado desenvolvido apresentou parâmetros com valores apropriados para a ocorrência de oscilação paramétrica em uma cavidade OPO. Simultaneamente, existe uma óptica envolvida no direcionamento e tratamento do feixe @1064nm, e que deve ser considerada, para que incida sobre a cavidade OPO com características adequadas para que se tenha o ganho paramétrico do meio ativo. Fontes laser como esta desenvolvida nesta tese, ou similares, possuem montagem relativamente simples, com componentes acessíveis e de baixo custo, de forma que a inclusão desta em um sistema laser de feixe sintonizável pode fazer com que seu custo final seja menor do que, por exemplo, um sistema laser comercialmente disponível, atuando em um mesmo intervalo espectral. Os valores de potência na saída do laser de Nd:YAG @1064nm polarizado são suficientes para a ocorrência de oscilação paramétrica de uma cavidade laser OPO, tendo em vista os valores para aplicações em cavidades similares observados em estudos anteriormente realizados ([65], [66]).

Com relação a estudos futuros possíveis de serem realizados baseados nos resultados obtidos nesta tese, um deles diz respeito ao desenvolvimento de uma fonte laser de Nd:YAG de configuração em anel. Sistemas laser similares àqueles desenvolvidos neste trabalho (*Fig. 5-4*) são usados em aplicações para a realização de espectroscopia de materiais, que por sua vez demandam que se tenham feixes com características espectrais específicas atuantes sobre uma cavidade óptica. No caso, ocorre eliminação do efeito de *Spatial Hole Burning*, de forma que na sua saída se tem um feixe monomodo longitudinal e transversal. A melhora espectral de um laser pode ser verificada por meio de dados retirados de experimento em laboratório, com os instrumentos apropriados para medições, por exemplo, do comportamento de uma cavidade óptica ressonante que assume duas configurações (linear e em anel) em instantes distintos, usando um mesmo cristal como meio ativo [67].

O período de estágio de doutorado no exterior teve como objetivo o estudo de cavidades em anel simétricas, para que se possa realizar um planejamento

adequado de uma dada cavidade óptica de interesse, visando sua futura montagem experimental. Este conhecimento foi aplicado no planejamento de duas cavidades em anel simétricas OPO, onde na primeira se deseja a geração de feixe na região do IV médio na sua saída, e na segunda entre as regiões do visível e IV próximo, tendo como base o fato de que os respectivos meios ativos de cada uma das cavidades são cristais que geram feixes pela aplicação dos conceitos de Óptica NL.

Os cálculos necessários para determinação das duas cavidades em anel foram escritas por meio do programa de computador *SciLab*, onde, para cada uma delas, foram escritos programas distintos, visto que elas apresentavam graus de complexidade diferentes nas suas respectivas escritas, que dependiam dos esquemas experimentais adotados (*Figs. 6-1 e 6-11*). Em ambos os casos, os parâmetros principais que foram observados e avaliados foram função de estabilidade S e a cintura do feixe W no centro dos cristais. Critérios foram adotados para que se possa realizar o planejamento de cada cavidade óptica desejada, visto que, além dela possuir uma configuração estável, os valores gerados para os seus parâmetros de interesse devem ser relacionados com a parte experimental, de forma que seja possível utilizá-los de forma prática no laboratório futuramente, no momento da sua montagem. Para comprovar a eficiência do funcionamento dos programas, foram usados resultados obtidos em trabalhos anteriores como base ([57], [58]), onde estes resultaram em valores compatíveis quando simulados, validando-os para que possam ser usados com confiança no planejamento de cavidades em anel de interesse. Os programas escritos priorizam como valor de saída principal as distâncias e dimensões das duas cavidades laser, onde eles se ajustaram às condições de estabilidade e critérios ligados à parte experimental. No caso, os componentes ópticos constituintes das respectivas cavidades se encontravam disponíveis no laboratório, fazendo com que se tenha um controle sobre os valores de entrada dos mesmos no decorrer das simulações.

Uma futura etapa de pesquisa baseada nestes estudos de cavidades em anel consiste nas suas respectivas montagens experimentais. Embora os dados gerados para ambas não tenham sido testados a tempo neste trabalho de doutorado, o uso de base teórica conhecida e confiável para a escrita dos programas, onde foram testados valores de outras cavidades em anel que operaram adequadamente no mesmo, sendo verificada correspondência com os valores de saída gerados, faz com que se tenha confiança no funcionamento das duas cavidades. Montagens similares a estas estudadas são usadas e aplicadas em pesquisas de ponta relacionadas a desenvolvimento de sistemas laser visando aplicação em espectroscopia, que tem como fontes de bombeio lasers com feixe de frequência única e comprimento de onda sintonizável na sua saída.

Apêndice

Depois que os feixes gerados pelo OPO abandonam a cavidade e atravessam o conjunto óptico responsável por realizar a separação dos mesmos (*Fig. 5-13*), os valores medidos de potência não são aqueles que teriam logo após a sua saída, pelo fato de que a interação consecutiva de cada um deles - dependendo dos respectivos comprimentos de onda - com os três componentes ópticos resulta em diferentes refletâncias ou transmitâncias. Portanto, devem ser realizadas correções para a obtenção dos valores reais das potências de saída, em especial, dos feixes (λ_s, λ_c).

É necessário obter informações sobre o intervalo espectral dos elementos ópticos usados para realizar a separação dos feixes na saída da cavidade OPO. O sistema óptico de separação dos feixes é constituído por (i) uma lente BK7, (ii) um prisma SF2 e (iii) um espelho de prata, na ordem em que o feixe se propaga após deixar a cavidade OPO. As informações sobre o espectro de transmissão de (i) e (ii) foram retiradas de um banco de dados sobre materiais usados no fabrico de elementos ópticos [68], e o espectro de reflexão do espelho de prata foi retirado de um tutorial presente no site da empresa *ThorLabs*. Considerando as perdas devido à transmissão do feixe pela lente (T_{Lente}), à transmissão do feixe pelo prisma (T_{Prisma}), à reflexão no espelho de prata ($R_{Espelho}$) e ao valor da potência na saída do OPO ($P_{SaídaOPO}$), a potência medida depois de atravessar a óptica de separação para um dos feixes - para um dado valor de λ - é dada pela expressão abaixo:

$$P_{Medida} = T_{Lente} \cdot T_{Prisma} \cdot R_{Espelho} \cdot P_{SaídaOPO} \quad (A.1)$$

Portanto, a potência de um dos feixes (λ_s, λ_c) logo após a saída da cavidade é dada por:

$$P_{SaídaOPO} = \frac{P_{Medida}}{T_{Lente} \cdot T_{Prisma} \cdot R_{Espelho}} \quad (A.2)$$

Sendo realizada a leitura da potência em um potenciômetro para um dado valor de λ de um dos feixes desejados, basta identificar o valor correspondente de transmitância (T_λ) e refletância (R_λ) para os intervalos espectrais da lente (*Fig. A-1*), prisma (*Fig. A-2*) e o espelho de prata (*Fig. A-3*).

Foi realizada estimativa sobre os valores das transmitâncias da lente e do prisma para o feixe $\lambda_c=2701\text{nm}$, visto que seus intervalos espectrais (*Figs. A-1 e A-2*) alcançam valor máximo de 2500nm, impossibilitando leitura direta dos valores respectivos correspondentes. Por meio de observação do comportamento das curvas para valores crescentes de comprimento de onda nos gráficos, foi estimado para os coeficientes de transmitância para a lente $T_{Lente}(\lambda_c=2701\text{nm})=0,3$ e para o prisma $T_{Prisma}(\lambda_c=2701\text{nm})=0,7$.

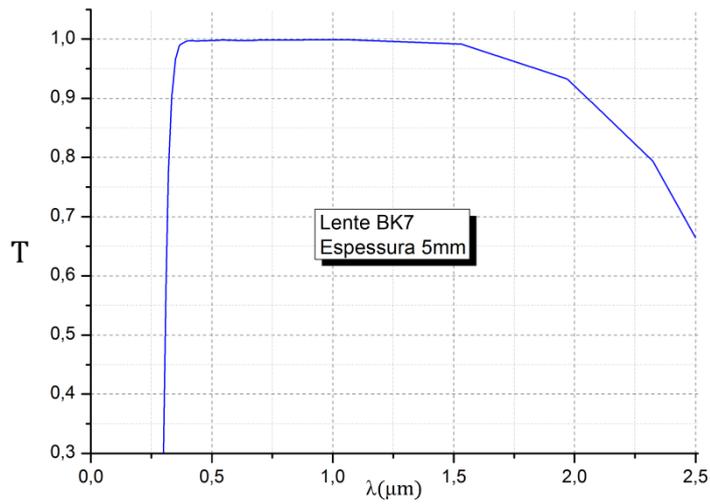


Figura A-1: Espectro de transmitância da lente [68]

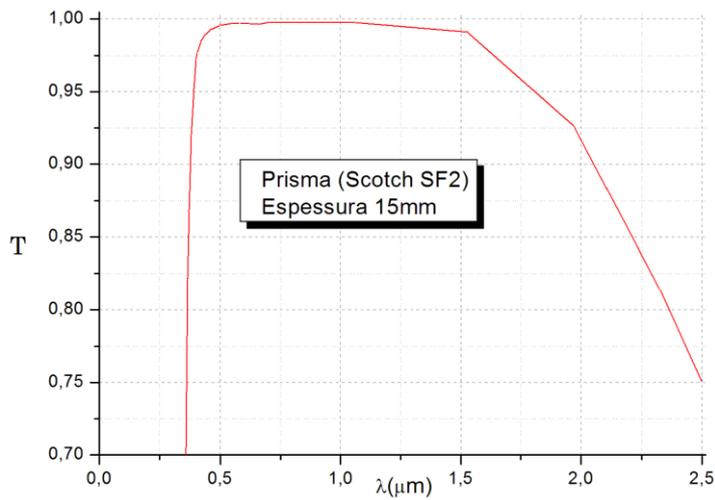


Figura A-2: Espectro de transmitância do Prisma [68]

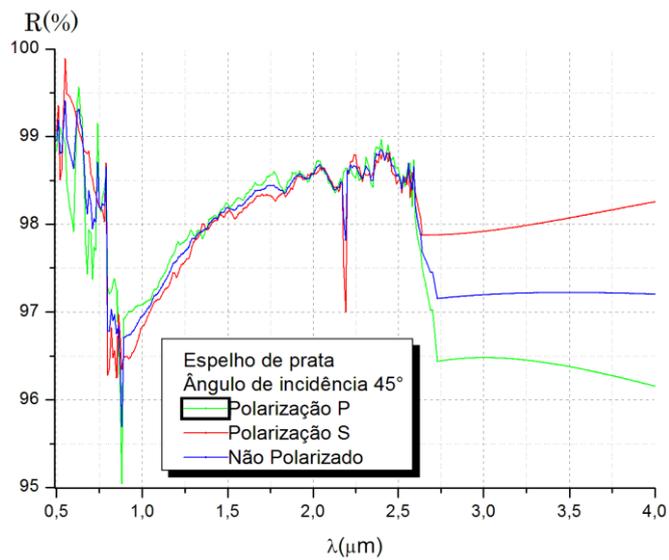


Figura A-3: Espectro de reflectância do espelho (<http://www.thorlabs.com>)

Trabalhos Realizados no Período de Doutorado

Artigos publicados:

(I) “*Digital holographic microscopy with photorefractive sillenite $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals*”, J. Ricardo, M. Muramatsu, F. Palácios, M.R.R. Gesualdi, J.L. Valin and **Marcio A. Prieto Lopez**, Optics and Lasers in Engineering **51**, 949–952 (2013);

(II) “*Diode-side-pumped Nd:YLF laser emitting at 1313nm based on DBMC technology*”, Alessandro M. Deana, **Marcio A. P. A. Lopez** and Niklaus U. Wetter, OPTICS LETTERS, Vol. 38, No. 20, October 15 (2013);

Participações em Congressos:

[III] OPTIQUE Paris 2013, Jule 8-11 2013, Villetaneuse, France (apresentação de pôster);

[IV] Advanced Solid State Lasers, 27 October -1 November 2013, Paris, France (apresentação de pôster);

Resumo de trabalho publicado em congresso:

[V] “DEVELOPPEMENT D’UN OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE MONOFREQUENCE ET RAPIDEMENT ACCORDABLE SUR 2.25 THZ DANS LE MIR: APPLICATION A LA SPECTROSCOPIE D’ABSORPTION DU METHANE”, **Marcio Lopez**, Rym Bouchendira, Jérémie Courtois, Malo Cadoret et Jean-Jacques Zondy (Congresso (1)).

Referências Bibliográficas

- [1] *Infrared and Optical Masers*, A. L. Schawlow and C. H. Townes, *Physical Review*, Vol. 112, Number 6, 1940–1949 (1958);
- [2] *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, T. H. MAIMAN, *Nature*, Vol. 187, 493–494 (1960);
- [3] *Basics of Laser Physics for Students of Science and Engineering*, Karl F. Renk, Springer (2012);
- [4] *Nonlinear Optics*, Robert Boyd, 3rd Edition, Academic Press (2008);
- [5] *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*, David N. Nikogosyan, Springer (2005);
- [6] *Nonlinear Optics: Basic Concepts*, D. L. Mills, 2nd Edition, Springer (1998);
- [7] *Introduction to Laser Physics*, Kaichi Shimada, 2nd Edition, Springer (1986);
- [8] *Continuous-wave optical parametric oscillators: recent developments and prospects*, I. Breunig, D. Haertle and K. Buse, *Appl. Phys. B*, Vol. 105, 99–111 (2011);
- [9] *The application of quasi-phase-matched parametric light sources to practical infrared chemical sensing systems*, T.J. Kulp, S.E. Bisson, R.P. Bambha, T.A. Reichardt, U.-B. Goers, K.W. Aniolek, D.A.V. Kliner, B.A. Richman, K.M. Armstrong, R. Sommers, R. Schmitt, P.E. Powers, O. Levi, T. Pinguet, M. Fejer, J.P. Koplow, L. Goldberg and T.G. Mcrae, *Appl. Phys. B*, Vol. 75, 317–327 (2002);
- [10] *Green-pumped cw singly resonant optical parametric oscillator based on MgO:PPLN with frequency stabilization to an atomic resonance*, S. Zaske, D.-H. Lee and C. Becher, *Appl. Phys. B*, Vol. 98, 729–735 (2010);
- [11] *Laser Fundamentals*, William T. Silfvast, 2nd Edition, Cambridge University Press (2004);
- [12] *Laser spectroscopy of Nd³⁺ ions in GeO₂-PbO-Bi₂O₃ glasses*, R. Balda, J. Fernández, M. Sanz, A. de Pablos, J. M. Fdez-Navarro and J. Mugnier, *PHYSICAL REVIEW B*, VOLUME 61, NUMBER 5 (2000);
- [13] *Branching ratios, cross sections, and radiative lifetimes of rare earth ions in solids: Application to Tm³⁺ and Ho³⁺ ions in LiYF₄*, Brian M. Walsh, Norman P. Barnes and Baldassare Di Bartolo, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, VOLUME 83, NUMBER 5 (1998);
- [14] *Ultraviolet upconversion fluorescence in rare earth-ion-doped Y₂O₃ induced by infrared diode laser excitation*, G. Y. Chen, G. Somesfalean, Z. G. Zhang, Q. Sun and F. P. Wang, *OPTICS LETTERS*, Vol. 32, No. 1 (2007);

- [15] *Spectroscopy and Diode Laser-Pumped Operation of Tm, Ho: YAG*, TSO YEE FAN, G. HUBER, ROBERT L. BYER AND P. MITZSCHERLICH, IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOLUME 23, NUMBER 6 (1988);
- [16] *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:A1₂O₃*, P. F. Moulton, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 3, No. 1 (1986);
- [17] *Green-diode-pumped femtosecond Ti:Sapphire laser with up to 450 mW average power*, K. Gürel, V. J. Wittwer, M. Hoffmann, C. J. Saraceno, S. Hakobyan, B. Resan, A. Rohrbacher, K. Weingarten, S. Schilt, and T. Südmeyer, OPTICS EXPRESS, Vol. 23, No. 23 (2015);
- [18] *Nonlinear optics and optical systems*, Iam-Choon Khoo, Juan Francesco Lam and Francesco Simoni, World Scientific 1994;
- [19] *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*, Amnon Yariv and Pochi Yeh, John Wiley & Sons (1984);
- [20] *Optical Electronics*, Amnon Yariv, 4^a Edição, Saunders College;
- [21] *Berkeley Physics Course Mechanics Vol. 1*, Charles Kittel, Walter D. Knight, Malvin A. Ruderman, 2nd Edition, McGraw Hill Book Company (1973);
- [22] *Introduction to Optical Electronics*, Amnon Yariv, Holt, Rinehart and Winston (1971);
- [23] *Nonlinear Dielectric Polarization in Optical Media*, D. A. Kleinman, Review, Vo. 126, N° 6, June 1962;
- [24] *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, W. Demtröder, 3rd Ed., Springer (2003);
- [25] *Handbook of Nonlinear Optics*, 2nd Edition, Richard L. Sutherland, Marcel Dekker (2003);
- [26] *Generation of Optical Harmonics*, P.A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, Physical Review Letters, Vol. 7, N° 4, 15 August 1961;
- [27] *Quantum Electronics*, Amnon Yariv, John Wiley & Sons, 3rd Ed. (1989)
- [28] *Tunable Optical Parametric Oscillators*, Stephen E. Harris, Proc. IEEE, 57, 2096-2113 (1969);
- [29] *Tunable Coherent Parametric Oscillation in LiNbO₃ at Optical Frequencies*, J. A. Giordmaine and Robert C. Miller, Vol. 14, N° 24, 14 June 1965;
- [30] *Continuous-wave optical parametric oscillator based infrared spectroscopy for sensitive molecular gas sensing*, Denis D. Arslanov, Marius Spunei, Julien Mandon, Simona M. Cristescu, Stefan T. Persijn and Frans J. M. Harren, Laser Photonics Rev. 7, No. 2, 188–206 (2013);
- [31] *Lithium Triborate (LBO) – A Review of Its Properties and Applications*, D. N. Nikogosyan, Applied Physics A, 58, 181-190 (1994);

- [32] *Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃*, L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg and J. W. Pierce, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, No. 11, November 1995;
- [33] *Quasi-phasematching*, David S. Hum and Martin M. Fejer, *C. R. Physique* 8, 180–198 (2007);
- [34] *Lithium Niobate: Summary of Physical Properties and Crystal Structure*, R. S. Weis and T. K. Gaylord, *Applied Physics A* 37, 191-203 (1985);
- [35] *Lithium niobate integrated optics*, M. Lawrence, *Rep. Prop. Phys.*, 363-429 (1993);
- [36] *Compact blue-green lasers*, W. P. Risk, T. R. Gosnell and A. V. Nurmikko, Cambridge University Press (2003);
- [37] *Simplified Characterization of Uniaxial and Biaxial Nonlinear Optical Crystals: A Plea for Standardization of Nomenclature and Conventions*, David A. Roberts, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28, N° 10, October (1992);
- [38] *HANDBOOK OF OPTICS - Volume IV: Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics*, Michael Bass, Guifang Li and Eric Van Stryland, 3rd Ed. McGrawHill (2010);
- [39] *Fundamentals of Photonics*, B.E.A. Saleh & M.C. Saleh, Wiley Series in Pure and Applied Optics, John Wiley & Sons (2007);
- [40] *Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate*, Dieter H. Jundt, *Optics Letters*, Vol. 22, N° 20, October 15, 1997;
- [41] *Temperature-dependent Sellmeier equation in the MIR for the extraordinary refractive index of 5% MgO doped congruent LiNbO₃*, O. Paul, A. Quosig, T. Bauer, M. Nittmann, J. Bartschke, G. Anstett and J.A. l'huillier, *Appl. Phys. B* 86, 111–115 (2007);
- [42] *Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃*, O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun and A. Arie, *Appl. Phys. B* 91, 343–348 (2008);
- [43] *Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability*, Vittorio Magni, *APPLIED OPTICS*, Vol. 25, No. 1, 1st January 1986;
- [44] *Output power limitations in CW single transverse mode Nd:YAG lasers with a rod of large cross-section*, G. Cerullo, S. de Silvestri, V. Magni e O. Svelto, *Optical and Quantum Electronics* 25 (1993) 489-500;
- [45] *Laser Physics*, Peter W. Milonni e Joseph H. Eberly, Wiley (2010);
- [46] *Solid-State Laser Engineering*, W. Koechner, 6^a Edição, Springer-Verlag, Berlin (1996);

- [47] *Nonlinear Optics and Solid State Lasers: Advanced Concepts, Tuning-Fundamentals and Applications*, Jianquan Yao e Yuye Wang, Springer (2012);
- [48] *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*, Ralf Menzel, Springer (2001);
- [49] *Highly efficient, dynamically stable Nd:YAG single-rod resonators with 60% TEM₀₀ extraction efficiency and high misalignment stability*, R. S. Pinto and N. U. Wetter, *Laser Physics*, Vol. 24, No. 8 (2014);
- [50] International Organization for Standardization, *ISO 11146-1/2/3 Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams / Part 2: General astigmatic beams / Part 3: Intrinsic and geometrical laser beam classification, propagation and details of test methods* (ISO, Geneva, 2005);
- [51] *The Physics and Technology of Laser Resonators*, D. R. Hall and P. E. Jackson, Bristol: Institute of Physics Publishing (1992);
- [52] *Choice of Clip Levels for Beam Width Measurements Using Knife-Edge Techniques*, Anthony E. Siegman, M.W. Sasnett e T. F. Johnston Jr, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, N° 4, April 1991;
- [53] *Determining the waist radius of a focused Gaussian laser beam using a millimeter-scale ruler*, Pao-Keng Yang e Jian-You Liu, *Eur. J. Phys.* **38** (2017);
- [54] *Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis*, Marcos A. C. de Araújo, Rubens Silva, Emerson de Lima, Daniel P. Pereira e Paulo C. de Oliveira, *APPLIED OPTICS*, Vol. 48, No. 2 10 January 2009;
- [55] *High-speed multi-THz-range mode-hop-free tunable mid-IR laser spectrometer*, Jérémie Courtois, Rym Bouchendira, Malo Cadoret, Iolanda Ricciardi, Simona Mosca, Maurizio de Rosa, Paolo De Natale, and Jean-Jacques Zondy, *OPTICS LETTERS*, Vol. 38, N° 11 (2013);
- [56] *500GHz mode-hop-free idler tuning range with a frequency-stabilized singly resonant optical parametric oscillator*, Emeline Andrieux, Thomas Zanon, Malo Cadoret, Abdallah Rihan, and Jean-Jacques Zondy, *OPTICS LETTERS*, Vol. 36, N° 7 (2011);
- [57] *Sources laser non linéaires accordables dans l'infrarouge et l'ultraviolet pour la métrologie des rayonnements optique*, Abdallah RIHAN, Tese de doutorado, École Doctorale SITI, Laboratoire Commun de Métrologie, CNAM (2011);
- [58] *Réalisation d'un oscillateur paramétrique optique stabilise en fréquence et accordable continûment sur 500 GHz pour la spectroscopie infrarouge*, Emeline ANDRIEUX, Tese de doutorado, École Doctorale ED 415, Laboratoire Commun de Métrologie, CNAM (2011);

- [59] *Laser Resonators and Beam Propagation: Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*, Norman Hodgson Horst Weber, 2nd Edition, Springer (2005);
- [60] *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*, Amnon Yariv and Pochi Yeh, 6th Edition, Oxford University Press (2007);
- [61] *Parametric Interactions of Focused Gaussian Light Beams*, G. D. Boyd and D. A. Kleinman, *Journal of Applied Physics*, Vol. 39, N° 8, July 1968;
- [62] *Continuous-wave, single-frequency, solid-state blue source for the 425–489 nm spectral range*, G. K. Samanta and M. Ebrahim-Zadeh, *OPTICS LETTERS*, Vol. 33, No. 11, June 1, 2008;
- [63] *Frequency comb generation by a continuous-wave pumped optical parametric oscillator based on cascading quadratic nonlinearities*, Ville Ulvila, C. R. Phillips, Lauri Halonen and Markku Vainio, *OPTICS LETTERS*, Vol. 38, No. 21, November 1, 2013;
- [64] *Phase matching retracing behavior for second harmonic generation in LiB_3O_5 crystal*, Shujie Lin, Baichang Wu, Fali Xie, and Chuangtian Chen, *Journal of Applied Physics* 73, 1029 (1993);
- [65] *Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled LiNbO_3* , Walter R. Bosenberg, Alexander Drobshoff, Jason I. Alexander, Lawrence E. Myers and Robert L. Byer, *OPTICS LETTERS*, Vol. 21, No. 10 (1996);
- [66] *High-power mid-infrared frequency comb from a continuous-wave-pumped bulk optical parametric oscillator*, Ville Ulvila, C. R. Phillips, Lauri Halonen, and Markku Vainio, *OPTICS EXPRESS*, Vol. 22, No. 9 (2014);
- [67] *93% pump depletion, 3.5-W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator*, Walter R. Bosenberg, Alexander Drobshoff, Jason I. Alexander, Lawrence E. Myers and Robert L. Byer, *OPTICS LETTERS*, Vol. 21, No. 17 (1996);
- [68] *Refractive index database*, M. N. Polyanskiy, <https://refractiveindex.info>