



INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

Simulação numérica e análise modal para diodos laser de listra simples e técnica experimental para medição de sua estrutura de modos transversais

FERNANDO CARLOS ROMANO

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear - Materiais

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

**São Paulo
2023**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES Autarquia
Associada à Universidade de São Paulo

Simulação numérica e análise modal para diodos laser de listra simples e técnica experimental para medição de sua estrutura de modos transversais

Versão Corrigida

Versão Original disponível no IPEN

FERNANDO CARLOS ROMANO

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear - Materiais

Orientador:

Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter

São Paulo

2023

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

Como citar:

ROMANO, F. C. ***Simulação numérica e análise modal para diodos laser de listra simples e técnica experimental para medição de sua estrutura de modos transversais.*** 2023. 83 p. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN-CNEN/SP. São Paulo. Disponível em: <<http://www.teses.usp.br>> (date de consulta no formato: dd/mm/aaaa)

Ficha catalográfica elaborada pelo Sistema de geração automática da Biblioteca IPEN,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Romano, Fernando
Simulação numérica e análise modal para diodos laser de listra simples e técnica experimental para medição de sua estrutura de modos transversais / Fernando Romano; orientador Niklaus Wetter. -- São Paulo, 2023.
83 f.

Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação em Tecnologia Nuclear (Materiais) -- Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2023.

1. modos transversais. 2. diodo laser. 3. laser semiconductor. 4. simulação de laser. 5. laser multimodo. I. Wetter, Niklaus, orient. II. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Autor: Fernando Carlos Romano

Título: Simulação numérica e análise modal para diodos laser de listra simples e técnica experimental para medição de sua estrutura de modos transversais.

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Tecnologia Nuclear da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Data 13/06/2023

Banca Examinadora

Prof. Dr: Niklaus Ursus Wetter

Instituição: IPEN-CNEN/SP - USP

Julgamento: Aprovado

Prof. Dr: Jonas Jakutis Neto

Instituição: Instituto de Assuntos Avançados IEAv/FAB

Julgamento: Aprovado

Prof. Dr: Eduardo Acedo Barbosa

Instituição: FATEC/SP

Julgamento: Aprovado

AGRADECIMENTOS

A Deus e Pai, por todos os meios, caminhos e recursos para atender à missão científica. Dedico este trabalho a Armando Romano (in memoriam) e Irene Romano, pais muito dedicados, e a meu filho Cesar Augusto Romano e minha esposa Luciana Romano, pelo incansável apoio.

Ao Dr. Niklaus Wetter, que se tornou meu orientador, e que suportou cientificamente cada minuto deste trabalho com maestria e enorme profissionalismo acadêmico, sempre me surpreendendo com seu enorme conhecimento e habilidades científicas.

Meus agradecimentos a todos os professores e colegas de pesquisa do CLA-IPEN, sempre contribuindo com ricas e produtivas sugestões para este trabalho.

Um especial agradecimento aos colegas pesquisadores Jessica Dipold, Alan Bereczki e Felipe Maia Prado, por suas valiosas contribuições.

RESUMO

ROMANO, F. C. *Simulação numérica e análise modal para diodos laser de listra simples e técnica experimental para medição de sua estrutura de modos transversais*. 2023. 83 f. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN, São Paulo.

Um modelo computacional de simulação de um diodo laser de listra simples de ampla área de semicondutor (BALD) e de emissão multimodo transversal está construído e produzindo os modos de oscilação esperados à medida que sua corrente direta é bombeada em sua heterojunção. Para verificar e qualificar a consistência deste modelo, um ensaio experimental foi executado com o objetivo de identificar-se os modos transversais através de uma técnica de batimento de frequências no espectro de RF. Um analisador de espectro realizou a medição dos sinais emitidos pelo BALD empregando-se o método da transformada rápida de Fourier (FFT).

Palavras-chave: modos transversais; diodo laser; laser semicondutor; simulação de laser, laser multimodo.

ABSTRACT

ROMANO, F. C. *Numerical simulation tool and experimental setup for measuring the modal structure of a broad area semiconductor laser diode*. 2023. 83 f. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN, São Paulo.

A computer simulation model for a single stripe, multimode laser diode type of broad area laser diode (BALD) was built. In sequence, an experimental setup preparation followed the numeric tool with the goal of identifying the transversal modes by using the frequency beat technique in the RF spectrum. A spectrum analyzer measured the signals emitted by the BALD using the fast Fourier transform (FFT) method.

Keywords: laser diode, transverse modes, semiconductor laser, multimode laser, laser simulation, BALD.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 (a) heterojunção p-n InP/InGaAsP – (b) a radiação é emitida em ambas as faces laterais através de uma cavidade ressonante, com comprimento típico de 0,3 a 0,4 mm, a região ativa possui tipicamente cerca de 0,8 μm x 2,0 μm .	15
Figura 2 Estrutura típica de um laser de potência a semiconductor de listra simples e sua estrutura de fabricação em finas camadas epitaxiais.	16
Figura 3 Estruturas PN emissores: a) Homojunção; b) Dupla heterojunção. (OPI, 2022)	17
Figura 4 Estrutura de um diodo laser de dupla hetero estrutura de listra simples isolada por óxido. (OPI, 2022).	17
Figura 5 Sistema referencial para a equação de Fresnel-Kirchhoff (SILFVAST, 2004).	19
Figura 6 Modelo óptico para o desenvolvimento da equação de Fresnel-Kirchhoff com dois refletores circulares denotando as coordenadas transversais x, y (SILFVAST, 2004).	19
Figura 7 Campo elétrico e distribuição de intensidade para: (a) o modo laser TEM ₀₀ ; (b) Modo laser TEM ₀₁ (SILFVAST, 2004).	21
Figura 8 a. Lóbulos transversais de geometria cilíndrica; b. Modos laser de geometria retangular ou cartesiana (SILFVAST, 2004).	23
Figura 9 Simulação computacional para os modos transversais (primeiros índices) em uma cavidade ressonante laser.	24
Figura 10 Processo heteródino demonstrado em forma de blocos de sinais.	27
Figura 11 Termos distintos em frequência obtidos pela combinação de dois sinais (método gráfico).	27
Figura 12 Processo heteródino entre duas ondas de frequências distintas com destaque para espectros e amplitudes resultantes. (a) sobreposição espacial; (b) batimento gerado pela soma das amplitudes de campo.	27
Figura 13 Espectro bilateral obtido no processo heteródino (transformada de Fourier).	28
Figura 14 (a) Sinal no tempo correspondente a um pulso de amplitude unitária e duração 2T. (b) Sinal convertido em sua resposta em frequência através da transformada de Fourier.	29
Figura 15 (a) Conversão em frequência para um sinal senoidal de período $2\pi/\omega_0$, nota-se que a distribuição de espectro é bilateral em torno do eixo de Fourier. (b) Conversão para um sinal cossenoide – sua identificação ocorre pela verificação da inversão do <i>bin</i> $\{-j\omega\}$.	30
Figura 16 Processo de cálculo e conversão de um sinal em tempo contínuo para seu equivalente em potência espectral. (SCHOLL, 2019)	30
Figura 17 Amplitude típica de um processamento FFT, com a indicação de sua base de sinal de ruído. (SCHOLL, 2019).	30
Figura 18 Fotodetector de InGaAs de estrutura PIN, com diâmetro de área ativa de 80 μm , para uma largura de banda de sinal de 5 GHz.	31
Figura 19 (a) e (b) – diodo laser empregado nos experimentos. (c) base de montagem e contato térmico para refrigeração da cápsula TO-5. (d) e (e) base termoelétrica de efeito Peltier. (f) e (g) diodo laser instalado e preparado para ensaios de inspeção. (h) a (l) ensaios aplicados no BALD para confirmação de funcionamento. (m) teste de integração com o fotodetector rápido. (n) e (m) primeiras FFT obtidas.	33
Figura 20 Detalhe da listra laser entre as lentes do telescópio e processos de focalização e colimação na área sensível do detector (ajuste e calibração para medição dos batimentos dos modos).	34
Figura 21 Diagrama relativo ao arranjo experimental necessário para medição dos batimentos de frequências dos modos transversais do BALD aplicado.	35
Figura 22 Montagem experimental incorporando o BALD/BASL de 830 nm (1 W CW) juntamente com o telescópio necessário para ajuste de sinal e feixe pontual no fotodetector, arranjo preparado para a varredura dos batimentos dos modos transversais.	36
Figura 23 Detalhe da listra laser entre as lentes do telescópio e processos de focalização e colimação na área sensível do detector (ajuste e calibração para varredura das posições transversais).	38
Figura 24 Diagrama relativo ao arranjo experimental # 02 necessário para medição das posições relativas dos modos laser.	38
Figura 25 Montagem experimental incorporando a fibra óptica na etapa de saída do telescópio, arranjo preparado para a varredura das coordenadas transversais dos modos.	39
Figura 26 (a) Configuração final do arranjo para varredura da listra laser. (b) Imagem da listra focada no detector. (c) Sinal FFT correspondente a uma leitura de posição transversal do primeiro batimento.	40

Figura 27 Esquerda: modo transversal TEM ₄₀ dentro da região ativa de um guia de onda; Centro: absorção no caso de um bombeamento longitudinal por laser com qualidade gaussiana; Direita: inversão remanescente disponível para oscilação de outros modos.	41
Figura 28 Curvas LI simuladas pelo software desenvolvido para o BALD com respostas para os 15 primeiros modos TEM em função da corrente direta I _F bombeada. O traço roxo indica a potência LI total para o diodo laser.	42
Figura 29 Curva LI total demonstrada (traço vermelho retilíneo) para uma corrente de bombeio de até 1,65 A e sua correspondência para as potências individuais, produzidos pelo software.	42
Figura 30 Potência óptica nominal coerente do diodo (curva LI do fabricante).	43
Figura 31 Simulação do limiar de oscilação (eixo y) para cada um dos modos em função de seus índices transversais p.	43
Figura 32 Dezesseis primeiros modos TEM desenvolvidos pelo modelo computacional.	44
Figura 33 Modos cosseno calculados. A partir de cima do gráfico, observa-se o modo TEM ₀₀ imediatamente abaixo seguido pelo modo TEM ₀₁ , seguindo assim (TEM ₀₂ , TEM ₀₃ etc.) até a parte inferior do gráfico.	44
Figura 34 Seção transversal do diodo laser, mostrando a distribuição de carga bombeada (pontos amarelos na imagem) pela corrente direta I _F . A região amarela, ou região de ganho, demonstra potência homogênea ao longo do guia de onda.	45
Figura 35 Efeito de dupla listra laser de ocorrência em campo distante cujo efeito é o aparecimento de dois picos de intensidade em função da coordenada transversal (x) do diodo laser. (Imagem do autor)	47
Figura 36 Picos de intensidade observados em região (ou plano) de campo distante para o feixe laser (curva sólida) e o mesmo sinal medido entre campo próximo e campo distante realizado pelo novo arranjo óptico (curva tracejada). (CHI, 2004).	47
Figura 37 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). O canal Z1 é correspondente à uma faixa de espectro com investigação mais detalhada (<i>zoom</i>). A corrente aplicada no diodo foi I _F = 320 mA.	48
Figura 38 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). O canal Z1 é correspondente à uma faixa de espectro com investigação mais detalhada (<i>zoom</i>). A corrente aplicada no diodo foi I _F = 360 mA.	48
Figura 39 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). O canal Z1 é correspondente à uma faixa de espectro com investigação mais detalhada (<i>zoom</i>). A corrente aplicada no diodo foi I _F = 400 mA.	49
Figura 40 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). O canal Z1 é correspondente à uma faixa de espectro com investigação mais detalhada (<i>zoom</i>). A corrente aplicada no diodo foi I _F = 420 mA.	49
Figura 41 Arranjo com novo colimador integrado F810SMA-780 para ajustar o campo de leitura dos modos em campo próximo diretamente na fibra óptica.	51
Figura 42 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). I _F = 310 mA... 51	51
Figura 43 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). I _F = 380 mA... 52	52
Figura 44 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). I _F = 490 mA... 52	52
Figura 45 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). I _F = 490 mA. Não observados com facilidade antes, batimentos acima de 3,0 GHz registrados.	53
Figura 46 Distribuição dos batimentos de frequência entre os primeiros modos TEM em função da corrente direta de bombeio no diodo laser (I _F).	54
Figura 47 Amostragem do sinal na fibra óptica (C1) e sua correspondente FFT (F1). A corrente aplicada no diodo nesta coleta é I _F = 440 mA, na coordenada transversal x = 2400 μm.	55
Figura 48 Amostragem do sinal na fibra óptica (C1) e sua correspondente FFT (F1). A corrente aplicada no diodo nesta coleta é I _F = 460 mA, na coordenada transversal x = 2900 μm.	55
Figura 49 Amostragem do sinal na fibra óptica (C1) e sua correspondente FFT (F1). A corrente aplicada no diodo nesta coleta é I _F = 580 mA, na coordenada transversal x = 3100 μm.	56
Figura 50 Investigação sobre a repetibilidade de posição (x) para o batimento de modos de 1,65 GHz, valores apresentados em forma de mediana normalizada.	59
Figura 51 Correção realizada na segunda lente do sistema, aproximando-a da primeira lente para aumentar a altura no foco e colocando-a dentro de um suporte rotador para ajustar o foco de linha ao deslocamento do estágio translador da fibra detetora.	60
Figura 52 Registro FFT para f _{pp} ' de 1,35 GHz com sua posição transversal em 11300 μm. I _F = 470 mA.	61
Figura 53 Registro FFT para f _{pp} ' de 1,35 GHz com sua posição transversal em 12700 μm. I _F = 470 mA.	61

Figura 54 Registro FFT para $f_{pp'}$ de 1,75 GHz com sua posição transversal em 12800 μm . $I_F = 470 \text{ mA}$	62
Figura 55 Registro FFT para $f_{pp'}$ de 1,75 GHz com sua posição transversal em 12900 μm . $I_F = 470 \text{ mA}$	62
Figura 56 Registro FFT para $f_{pp'}$ de 2,40 GHz com sua posição transversal em 13500 μm . $I_F = 470 \text{ mA}$	63
Figura 57 Registro FFT para $f_{pp'}$ de 2,40 GHz com sua posição transversal em 13700 μm . $I_F = 470 \text{ mA}$	63
Figura 58 Média aritmética das medições das amplitudes de FFT para os batimentos de frequência relativos aos primeiros modos transversais TEM para: (a) 1,35 GHz (modos 1 e 2), (b) 1,75 GHz e (c) 2,40 GHz (modos 3 e 4).	64
Figura 59 Separação transversal tipicamente encontrada durante as medições para os batimentos dos primeiros modos transversais.	66
Figura 60 Novo arranjo elaborado para a coleta das coordenadas transversais com a implementação da lente cilíndrica de $f = 25 \text{ mm}$, para ajuste preciso da listra laser sobre o detector rápido, e bloqueio de uma das listras.	67
Figura 61 Sinais FFT coletados para identificação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM. $T_D = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$	69
Figura 62 Espalhamento transversal para os modos de oscilação registrados com o novo arranjo proposto, em função de sua coordenada transversal.	70
Figura 63 Repetibilidade para as coordenadas transversais e seus respectivos valores de batimentos de frequência.	71
Figura 64 Coleta da coordenada transversal, com x resultante em 2880 μm . $I_F = 365 \text{ mA}$, $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Batimento de 1,65 GHz (1-2).	72
Figura 65 Coleta da coordenada transversal, com x resultante em 3300 μm . $I_F = 365 \text{ mA}$, $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Batimentos de 1,65 GHz e 1,80 GHz (1-2, 2-3 respectivamente).	72
Figura 66 Coleta da coordenada transversal, com x resultante em 4680 μm . $I_F = 365 \text{ mA}$, $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Batimentos de 1,65 GHz e 2,10 GHz (1-2, 3-4 respectivamente).	73
Figura 67 Coleta da coordenada transversal, com x resultante em 4990 μm . $I_F = 380 \text{ mA}$, $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Ensaio com aumento de potência no diodo laser. Batimentos de 1,70 GHz e 1,95 GHz (1-2, 2-3 respectivamente).	73
Figura 68 Potência de saída em função do elemento de entrada sequencial i (cada elemento corresponde a uma determinada corrente de entrada).	78
Figura 69 Seção transversal do BALD mostrando o número de elementos de malha. O tamanho dos elementos da malha nas direções horizontal e vertical não está em escala. A parte amarela é a parte bombeada, que chamamos de guia de onda (guia de ganho) com igual distribuição de potência.	79
Figura 70 Seção transversal do BALD mostrando o número de elementos de malha. O tamanho dos elementos da malha nas direções horizontal e vertical não está em escala. A parte amarela é a parte bombeada, que chamamos de guia de onda (guia de ganho) com distribuição de potência gaussiana.	79
Figura 71 Os quatro modos cosseno de ordem mais baixa.	80
Figura 72 Os quatro modos Hermite de ordem mais baixa.	80
Figura 73 De cima para baixo: modos Hermite de ordem crescente (de 1 a 15). A frequência do modo aumenta na mesma direção, com apenas um grupo longitudinal m representado no gráfico.	81
Figura 74 De cima para baixo: modos cosseno de ordem crescente (de 1 a 15). A frequência do modo aumenta na mesma direção, com apenas um grupo longitudinal m representado no gráfico.	81
Figura 75 (a): potência de saída total (pontos) para os modos cosseno, que é igual à soma da potência dos modos individuais (linhas coloridas). (b): detalhe dos limiares de oscilação dos primeiros 8 modos cosseno. (c): detalhe dos primeiros 9 limiares de oscilação dos modos Hermite.	83

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 Comparação de medidas de qualidade de feixe para modos TEM ¹	22
Tabela 2 Parâmetros e componentes para obtenção do feixe pontual sobre o detector.	34
Tabela 3 Parâmetros e componentes para obtenção do feixe listra.....	37
Tabela 4 Exemplos de frequências puras resultantes de tênues variações em seu comprimento de onda.....	45
Tabela 5 Cálculo (teórico) das frequências de batimentos entre dois modos adjacentes para o diodo laser empregado no experimento com largura total da região ativa W de 100 μm com seu respectivo índice de refração indicado n_{ph}	46
Tabela 6 Distribuição das frequências de batimento resultantes entre dois modos transversais em função de I_F	50
Tabela 7 Posições relativas dos picos medidos, para uma corrente de injeção de 460 mA, com agrupamento de batimentos em torno de (cima para baixo): 1,49 GHz; 1,86 GHz; 2,25 GHz.	57
Tabela 8 Posições relativas dos picos medidos, para uma corrente de injeção de 580 mA, com agrupamento de batimentos em torno de (cima para baixo): 1,49 GHz; 1,86 GHz; 2,25 GHz.	58
Tabela 9 Análise da posição dos picos e amplitudes para o batimento de 1,65 GHz (grupo 2-3).....	59
Tabela 10 Resultados experimentais para as médias indicadas na figura 58, agrupamentos de 1,35 GHz (1-2). $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$	65
Tabela 11 Resultados experimentais para as médias indicadas na figura 56, agrupamentos de 1,75 GHz (2-3). $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$	65
Tabela 12 Resultados experimentais para as médias indicadas na figura 56, agrupamentos de 2,40 GHz (3-4). $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$	66
Tabela 13 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 01. ...	67
Tabela 14 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 02.	67
Tabela 15 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 03.	68
Tabela 16 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 04.	68
Tabela 17 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 05.	68
Tabela 18 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 06.	68
Tabela 19 Médias aritméticas para os resultados.....	68
Tabela 20 Resultados das medições das coordenadas transversais para os primeiros modos.	70

LISTA DE ABREVIATURAS

BALD	Diodo laser de listra simples de ampla área de semicondutor
BASL	Laser semicondutor de ampla área
BPP	Produto de parâmetro de feixe
CLA	Centro de lasers e aplicações
CW	Onda eletromagnética contínua
FFT	Transformada rápida de Fourier
FWHM	Largura total na metade do valor máximo
IV	Infravermelho
LI	Curva de potência radiante de saída em função da corrente direta do diodo laser
RF	Radio frequência
TEM	Onda eletromagnética transversa
UV	Ultravioleta
GS	Unidade para um bilhão de amostragens
FO	Fibra óptica
MOPA	Amplificador de potência para oscilador mestre
SSP	Bombeamento de materiais de estado sólido
LIDAR	Deteção da luz e medida da distância
LD	Diodo laser
PIN	Diodo com região semicondutora intrínseca (não dopada) posicionada entre as regiões p e n .
JEDEC	Sigla para o comitê unificado de engenharia para padronização de dispositivos semicondutores.
SMA	Padrão para conectores subminiatura de tipo A.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	12
1.1	UTILIDADE E APLICABILIDADE DA PRESENTE TÉCNICA	13
2	OBJETIVOS	14
3	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	14
4	MATERIAIS E MÉTODOS	15
4.1	LASER DE SEMICONDUTOR.....	15
4.2	MODO DE OPERAÇÃO DE UM LASER DE DIODO	16
4.3	MODOS TRANSVERSAIS DE OPERAÇÃO DE UM LASER.....	17
4.4	METODOLOGIA	24
4.5	MODELO COMPUTACIONAL PARA SIMULAÇÃO.....	25
4.6	HETERODINAGEM	26
4.7	TRANSFORMADA RÁPIDA DE FOURIER (FFT).....	29
4.8	TÉCNICA EXPERIMENTAL.....	31
4.8.1	<i>Preparação do diodo laser</i>	<i>32</i>
4.8.2	<i>Topologia 1: medição dos batimentos de frequência dos modos.....</i>	<i>33</i>
4.8.3	<i>Topologia 2: medição das coordenadas transversais dos modos.....</i>	<i>36</i>
5	RESULTADOS	40
5.1	SIMULAÇÕES	40
5.2	MEDIDAS DE FFT PARA OS BATIMENTOS DE MODOS.....	45
5.2.1	<i>Resultados experimentais da fase I.....</i>	<i>47</i>
5.2.2	<i>Medidas de campo próximo.....</i>	<i>50</i>
5.2.3	<i>Resultados experimentais da fase II.....</i>	<i>54</i>
5.2.4	<i>Medidas com a supressão da segunda listra laser.....</i>	<i>66</i>
6	CONCLUSÕES.....	74
7	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	76
8	APÊNDICE A.....	78

1 INTRODUÇÃO

Diversos parâmetros construtivos desempenham um papel fundamental na qualidade do feixe e na coerência global de um laser de semicondutor, estando intimamente interligados. Como resultado, a emissão do laser apresenta características específicas, tais como comprimento de onda, largura espectral, potência total e parâmetros de propagação do feixe. Esses parâmetros são expressos de forma mais significativa pela localização dos máximos e mínimos do modo final, assim como pela sua divergência.

Os modos de um laser ou soluções de autovalores ressonantes do campo vem da geometria e dinâmica da cavidade. Uma cavidade de laser pode ter vários modos longitudinais ou múltiplos modos espaciais ou ambos, também dependendo das dimensões da cavidade. Os diferentes modos geralmente oscilam em frequências ligeiramente diferentes, embora possa haver modos degenerados em frequência. Múltiplos modos longitudinais em lasers semicondutores produzem picos no espectro que são separados por décimos de nanômetros ou menos. Os modos transversais podem ter uma separação espectral da ordem de centésimos de nanômetros, assim, vários modos espaciais aumentam a largura espectral geral do laser, mesmo quando apenas um modo longitudinal está presente. Modos transversais de ordem superior também aumentam a largura do feixe. Lasers multimodo podem ser caracterizados por um conjunto básico de modos transversais tendo cada modo seu peso na participação da potência global do feixe. Normalmente as técnicas de determinação de pesos modais dependem de expressões assumidas para os modos transversais exemplificando-se os modos Hermite-Gauss ou Laguerre-Gauss, exatamente por possuírem excelente concordância com modos reais. Existem poucos trabalhos disponíveis acerca de modelos analíticos que possam simular diodos lasers com enfoque às características de seus múltiplos modos de oscilação. Tendo-se em vista a enorme versatilidade do laser semicondutor em muitas áreas de aplicação sobretudo as com elevada eficiência a nível de sistema, faz -se necessário um melhor entendimento da origem da estrutura multimodal deste tipo de fonte de laser.

O emissor de listra simples e área ampla (*Broad Area Laser Diode* - BALD) pode ser usado de forma única como uma fonte de alta potência ou como um elemento em uma barra de diodos (*diode bar*) na qual vários diodos BALD estão enfileirados lado a lado em uma estrutura com tipicamente 1 cm de largura e com fração de preenchimento de não mais que 50%. Um único BALD tem largura de até 0,5 mm que representa a máxima largura ativa de um diodo semicondutor. Para larguras maiores começam a acontecer problemas modais e problemas de aquecimento. A largura de emissão é definida implementando-se um contato elétrico em geometria de listra. Para dispositivos de baixa potência em particular, esta geometria permite um baixo nível de corrente de bombeio para sua operação e características de saída estáveis (*narrow stripe* LD). Alargando-se a listra no dispositivo aumenta-se a potência de saída tendo-se assim uma abertura de emissão maior. O comportamento de área ampla é caracterizado pelo aparecimento de muitos modos transversais, e pelo aparecimento do efeito de filamentação. Visto de perto, a potência óptica não é emitida uniformemente através de sua face de saída, mas de maneira instável em regiões localizadas distribuídas de forma aparentemente não determinística na listra. Nestes BALDs os modos são às vezes estáveis. As instabilidades dos modos laterais, que resultam na filamentação de campo próximo, são uma consequência da mudança de índice, induzida pelos portadores de carga, ocorrendo como resultado da saturação de ganho e do fenômeno associado à extinção de lacunas ou buracos espaciais.

Através da introdução de um novo par de camadas epitaxiais, a não-linearidade de auto desfocalização ressonantemente aumentada pode desempenhar um papel importante na manutenção da estabilidade dos modos laterais em lasers de semicondutores de área ampla e amplificadores. Este assunto está sendo tratado no item 4.2.

A estrutura dos modos oscilantes de um diodo laser de ampla área de semicondutor (BALD) tem expressiva importância no sentido de obter-se um acoplamento eficiente e estável a longo prazo com sua aplicação objetivo, independentemente de qual seja sua estratégia de conexão. Em algumas áreas industriais, por exemplo, o sensoriamento remoto, as aplicações LIDAR, o bombeamento de estado sólido, todas estas requerem elevada eficiência de transferência de potência do feixe coerente transmitido, mesmo considerando-se o acoplamento por componentes como fibras ópticas ou ainda outro dispositivo externo à cavidade do BALD. A qualidade de seu feixe precisa ser mantida por pelo menos uma determinada faixa de operação, sendo esta uma das principais motivações para o ensejo de se conhecer de forma precisa, seja por simulação, seja posteriormente por comprovação experimental, as estruturas de seus modos de operação de emissão simples ou multimodo. Projetar componentes ópticos ou fotônicos acoplados a lasers a diodo pode requerer, com acurácia e precisão, as intensidades relativas e posições dos modos transversais a fim de garantir-se uma distribuição de potência com eficácia nesses componentes. Adicionalmente aos aspectos de desenvolvimento e projeto, alterações observadas no espectro espacialmente resolvido podem identificar um defeito na estrutura do diodo laser, e conseqüentemente indicar uma abreviação de sua vida útil operacional. Dispositivos de monitoramento de intensidade de modo com base em instrumentos ópticos tradicionais, como grades e interferômetros requerem espaço significativo, sendo isso especialmente verdadeiro para BALDs de cavidade longa, cujo espaçamento de frequência entre os modos longitudinais é da ordem de vários GHz. Um modo alternativo de monitoramento de modos por detecção heteródina requer fontes ópticas que também adicionam complexidade e requerem espaço adicional, diferentemente do método experimental que está sendo proposto neste trabalho. O enfoque deste trabalho é relativo à modelagem e simulação dos modos espaciais de um laser semicondutor, também denominados como modos transversais ou laterais para distingui-los dos modos longitudinais, e também sobre um método para investigar suas posições no espectro de RF empregando-se a auto heterodinagem óptica entre os modos transversais do BALD. Os batimentos de frequência dos modos no domínio de radiofrequência (RF) são detectados com um rápido fotodetector seguido por um analisador de espectro de RF de alta sensibilidade utilizando-se em pós-processamento o método da transformada de Fourier (FFT).

1.1 Utilidade e aplicabilidade da presente técnica

A teoria que explica a oscilação dos modos transversais de um diodo laser em conjunto com a simulação computacional aliada à técnica de medição desenvolvida, encontram aplicação e uso final em projetos de meios ópticos, podendo ser cavidades externas (FO, MOPA, SSP) ou ainda outros meios ativos. Também pode-se explorar a técnica experimental e utilizar a simulação para o cálculo das frações de potência para cada modo transversal em oscilação. Ainda neste sentido, é uma possível ferramenta para analisar a qualidade de BALDs e sua respectiva vida útil em operação.

2 OBJETIVOS

Desenvolvimento de um modelo analítico e um programa de computação para simulação de um diodo laser de listra simples, avaliando os parâmetros de saída do dispositivo como potência do feixe e seu funcionamento modal, calculando sua potência óptica em função dos modos de operação transversais, visando-se conhecer quando e sob quais condições ocorrerá o surgimento dos modos de operação de índice superior. Adicionalmente um método experimental aplicado para resolver espacialmente o batimento das frequências dos modos transversais através da monitoração em um analisador de frequência empregando-se o método da transformada rápida de Fourier (FFT).

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A pesquisa de trabalhos e autores relativos ao assunto desta dissertação utilizou-se dos seguintes critérios:

- Modelagem analítica do BALD com enfoque em seus modos transversais;
- Medições dos modos transversais do BALD sobretudo com vistas à distribuição de espectro de batimento em função de sua corrente de bombeamento;
- Medições das características do BALD, em termos dos batimentos de frequência dos modos transversais espacialmente resolvidos.

Não foi observada farta disponibilidade de trabalhos em termos de um modelo numérico de simulação para os modos transversais de um BALD de listra simples. Trabalhos anteriormente desenvolvidos estão fragmentados em tópicos específicos como representação do diodo laser em termos de suas equações de taxa, seu desempenho térmico, mas não necessariamente sobre o modelamento analítico dos modos transversais em tecnologia BALD de listra simples. Um método que extrai os modos transversais a partir de um modelo analítico com confirmação experimental com interferômetro de fibra dupla é proposto por WARNKY (2002). Neste trabalho simulações dos modos transversais e seus respectivos pesos para cada modo em processo de oscilação são aplicadas através de um algoritmo de matriz de correlação decomposta em seus autovalores e autovetores resolvidos por um método numérico (método de Newton ou por série de Taylor). Em sua primeira fase experimental o objetivo era medir a matriz de coerência espacial de um grupo de lasers semicondutores de diferentes larguras de suas cavidades ópticas ao longo de seu eixo transversal com a finalidade de observar-se como a composição de seus modos se alteravam, e a partir dos dados coletados pelo interferômetro a extração dos modos transversais e seus pesos eram então realizadas. Adicionalmente ao experimento uma técnica de batimento de frequências foi empregada para recuperar a intensidade mútua, ou também denominada coerência espacial, e então detectar os modos transversais presentes. As técnicas demonstradas neste trabalho orientadas à física do semicondutor tiveram seus resultados comparados com medições de caráter similar de extração de modos para um laser de HeNe. O método não mostrou eficácia nos casos em que múltiplos modos longitudinais estavam presentes uma vez que afetam consideravelmente a coerência geral do sistema.

Uma sequência de trabalhos para análise do comportamento de modos transversais de BALDs de listra simples é proposta por STELMAKH et al. (2002, 2006, 2007, 2008,

2014). Um refinado modelamento físico do dispositivo é fornecido para formalizar um corpo teórico com o propósito de calcular as frequências dos múltiplos modos do componente. A técnica consiste em calcular-se analiticamente o campo próximo e o campo distante da soma dos modos, juntamente com o cálculo do sinal de RF resultante do batimento de frequência, através de um processo de heterodinagem de dois modos adjacentes, correspondendo a uma solução espacial dos modos transversais que se pretende analisar. O método é robusto por identificar a posição espacial dos modos bem como medir as potências dos batimentos. Mesmo em condições em que não se tem uma boa relação de sinal-ruído, as medições possuem clara verificação. O equipamento necessário para realizar a técnica é sem dúvida de custo muito inferior aos tradicionais espectrofotômetros, e necessitando de arranjos ópticos de grande complexidade para a mesma medida fim. Entre os pontos destacados, o método mostra-se eficaz também para prever falhas na estrutura do BALD com base na análise de seus modos e fornece pistas sobre o local da falha em sua cavidade ressonante, dependendo da degeneração observada. E ainda fornecer informações sobre sua vida operacional útil restante.

4 MATERIAIS E MÉTODOS

A maioria dos lasers a semicondutor são baseados em hetero estruturas duplas que aplicam usualmente os materiais GaAs e InP. Sua aplicação é extremamente versátil em virtude de um simples mecanismo de bombeamento de cargas elétricas apenas atravessando-se uma corrente elétrica no dispositivo. É possível modular-se diretamente a potência de saída variando-se a corrente de bombeamento. Ainda possui grande flexibilidade para desenvolvimento de ópticas de processamento do feixe óptico como conversores de frequência, colimadores, prismas entre outros.

4.1 Laser de semicondutor

Uma junção p-n de estrutura dupla heterogênea com diferentes níveis de dopagem é mostrada na figura 1. Também conhecida como cavidade Fabry-Pérot, a região ressonante do laser semicondutor é obtida clivando-se ambas as faces laterais, sendo que em uma delas temos um refletor 100% e na outra face configura-se um refletor parcial (saída do feixe óptico).

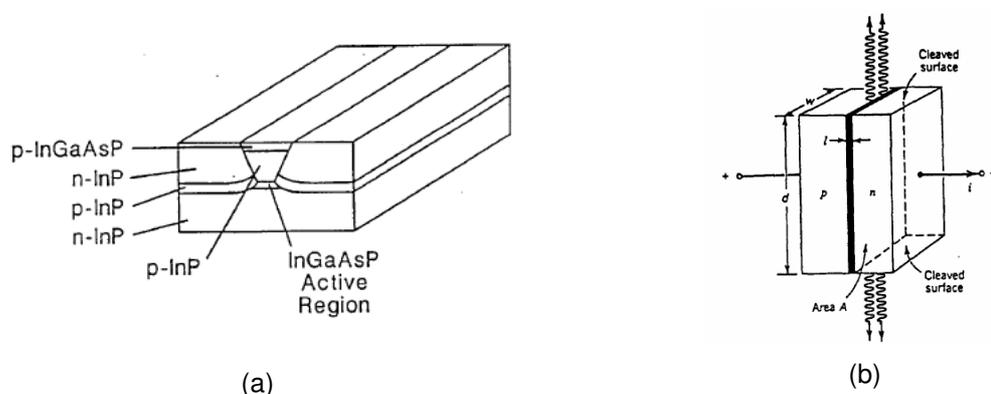


Figura 1 (a) heterojunção p-n InP/InGaAsP – (b) a radiação é emitida em ambas as faces laterais através de uma cavidade ressonante, com comprimento típico de 0,3 a 0,4 mm, a região ativa possui tipicamente cerca de $0,8 \mu\text{m} \times 2,0 \mu\text{m}$.

Um método recorrente para obter-se elevadas potências de saída em um dispositivo laser a semiconductor é empregando-se uma área ativa maior. Um emissor em formato de listra com grande razão de aspecto que permite a propagação e sobreposição de campos eletromagnéticos no guia de onda, além de possibilitar também um número grande de modos transversais. De uma maneira geral esses dispositivos são empregados em projetos nos quais não se requer perfis de feixe de modo fundamental gaussiano, como por exemplo aplicações de iluminação infravermelha, tratamento de materiais e bombeamento de laser de estado sólido. Elevadas eficiências de conversão eletro-óptica são obtidas como algo em torno de 50%, sendo esta tecnologia a mais eficiente entre as fontes de laser semiconductor, em faixas de potência de saída na ordem de no máximo poucas dezenas de watts CW (onda contínua). Esta é a tecnologia alvo deste trabalho e seu desenho básico é mostrado na figura 2:

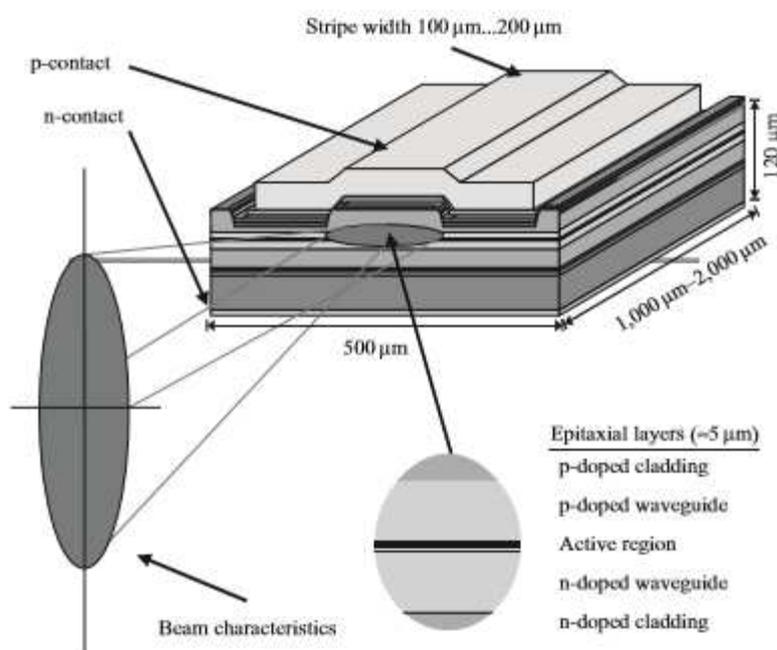


Figura 2 Estrutura típica de um laser de potência a semiconductor de listra simples e sua estrutura de fabricação em finas camadas epitaxiais.

4.2 Modo de operação de um laser de diodo

A cavidade laser é comumente conhecida como ressonador Fabry-Pérot, em homenagem aos físicos inventores de seu princípio de funcionamento (Maurice Charles Fabrice e Alfred Pérot). Este ressonador é a origem da emissão estimulada por fótons em determinados comprimentos de onda, ou ainda, modos de lasers, característica esta dependente do material ou composto químico empregado. A fim de obter-se uma potente emissão laser contínua à temperatura ambiente, a junção de semicondutores deve assemelhar-se à estrutura de dupla heterojunção, mostrado na figura 3.b, que comparada a estruturas mais simples, tem a propriedade de aumentar o confinamento dos fótons, criando uma alta seção de choque de emissão entre a barreira de potencial eletrostático e a cavidade óptica em um volume muito reduzido, denominada camada ativa, uma vez que o

índice de refração nessa região é destacado, conforme ilustração comparativa da figura 3. Este confinamento permite obter uma maior densidade de portadores e, conseqüentemente, um maior ganho para uma dada corrente de injeção no diodo. Uma representação de estrutura de diodo laser de dupla heterojunção é mostrada na figura 4.

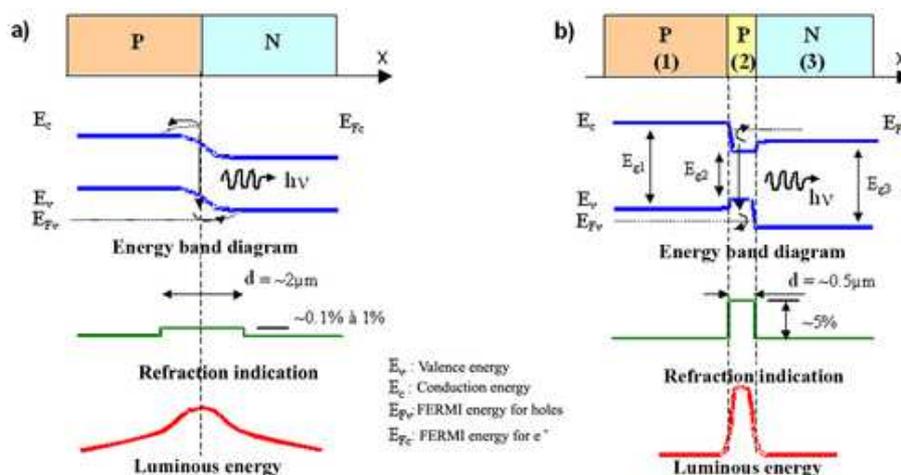


Figura 3 Estruturas PN emittentes: a) Homojunção; b) Dupla heterojunção. (OPI, 2022)

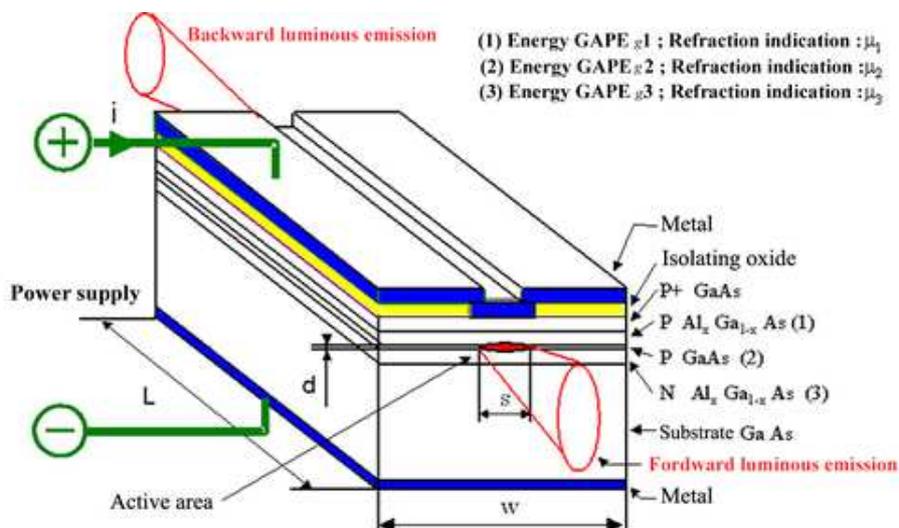


Figura 4 Estrutura de um diodo laser de dupla hetero estrutura de listra simples isolada por óxido. (OPI, 2022)

4.3 Modos transversais de operação de um laser

Os modos de operação do laser definem seu regime de operação espectral tendo efeito direto sobre sua geometria e distribuição de intensidade ou radiância do feixe, e refletem diretamente sobre sua qualidade de feixe. Os modos transversais são responsáveis pela distribuição de intensidade ao longo do eixo perpendicular ao seu eixo óptico, determinando assim a forma de seu feixe laser de saída, sendo altamente dependentes das estruturas de guias de onda posicionadas em seu eixo longitudinal. Analogamente os modos verticais referem-se à distribuição de intensidade radiante ao longo do eixo perpendicular ao plano do meio laser ativo. Os modos longitudinais

de uma cavidade ressonante com similaridade à mostrada na figura 4, de comprimento L e índice de refração efetivo η_{eff} , relacionam-se com o comprimento de onda λ durante a emissão estimulada conforme equação (1):

$$\eta_{eff}L = M \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

Sendo M denominado como o número de modo (um número inteiro). Se $M \gg 1$ temos múltiplos modos longitudinais em operação, sendo este um laser multimodo. A equação (2) demonstra a diferença entre dois modos de operação com dois comprimentos de onda e que deve satisfazer a condição:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\eta_{eff}L} \quad (2)$$

Os modos longitudinais são separados por uma frequência inversamente proporcional ao comprimento da cavidade. O número de modos longitudinais que contribuem para a saída do laser é afetado pelas características de ganho e geometria do laser. A não ser que especificado de outra forma, assumiremos que há apenas um modo longitudinal operando no feixe de um determinado laser. A dependência espacial do campo elétrico visto em um plano transversal na cavidade do laser é referida como um modo transversal. A ordem do modo espacial é geralmente igual ao número de mínimos na intensidade do perfil desse modo relativo. Quanto mais alta a ordem do modo, maior a largura física do modo nas mesmas condições de perdas e ganho experimentadas pelo modo. Um número maior de modos transversais também resulta em um espectro mais amplo afetando sua coerência geral, e cada modo geralmente oscila em uma frequência ligeiramente diferente. Os modos transversais têm geralmente um espaçamento em frequência muito menor do que os modos longitudinais, dado o tamanho curto das cavidades de semicondutor. Uma modelagem concisa da distribuição transversal de modos é demonstrada na equação (3), sendo esta a integral de Fresnel-Kirchhoff, com sua base geométrica demonstrada nas figuras 5 e 6 para entendimento das transformações das coordenadas envolvidas:

$$U_p = -\frac{ik}{4\pi} \iint_A U_0 \frac{e^{ikr'}}{r'} \frac{e^{ikr}}{r} [\cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}) - \cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}')] dA \quad (3)$$

$$U_p = -\frac{ik}{4\pi} \iint_A U_A \frac{e^{ikr}}{r} [\cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}) + 1] dA \quad (4)$$

No sistema referencial representado pela equação (3), S , A e P são, respectivamente, a fonte S de onde partem os *wavelets* de energia luminosa, a região da abertura A por onde se processam as interferências entre as ondas luminosas, e o ponto P de observação após a abertura, local onde ocorre o processo de integração da função. U_p é a amplitude da função de onda em P , com os *wavelets* originários de S possuindo amplitude U_0 . Os termos \mathbf{r} e \mathbf{r}' se referem aos vetores de posição, entre P e A e entre S e A , respectivamente. Os termos $e^{ikr'}/r'$ e e^{ikr}/r são as amplitudes das ondas esféricas expandindo-se em A e partindo de S , e de A propagando-se para P , respectivamente. Os fatores (\mathbf{n}, \mathbf{r}) e $(\mathbf{n}, \mathbf{r}')$ são os ângulos formados com o versor normal da superfície de integração, entre seus respectivos trechos. Seu diagrama representativo é mostrado na figura 5.

$$\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}') = -1 \quad e \quad U_A = U_0 \left(\frac{e^{ikr'}}{r'} \right) \quad (5)$$

$$r = \sqrt{[d^2 + (x' - x)^2 + (y' - y)^2]} \quad (6)$$

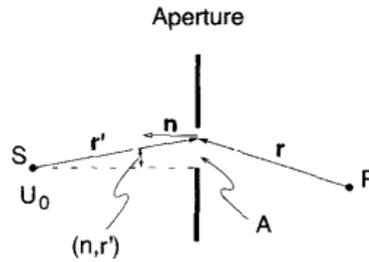


Figura 5 Sistema referencial para a equação de Fresnel-Kirchhoff (SILFVAST, 2004).

No caso particular de um amplificador laser com a utilização de dois espelhos circulares paralelos separados por uma distância d , e mostrado na figura 6, define-se a distância r entre os pontos (x, y) na fonte com sua amplitude de onda luminosa $U(x, y)$, e (x', y') , refletindo de volta para o espelho direito em muitos pontos, este com amplitude de onda correspondendo a $U'(x', y')$. A equação (6) relaciona o ângulo θ definido entre as distâncias d e r , representando uma substituição de variáveis para o plano cartesiano.

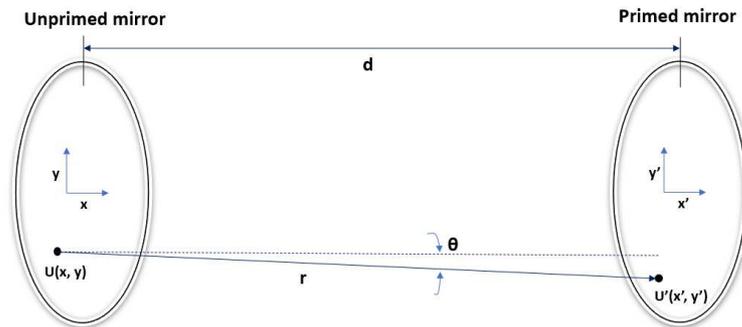


Figura 6 Modelo óptico para o desenvolvimento da equação de Fresnel-Kirchhoff com dois refletores circulares denotando as coordenadas transversais x, y (SILFVAST, 2004).

A equação (7) define o ângulo θ , formado entre a distância d e o raio r , como meio de referenciar a posição do segundo espelho (direito):

$$\cos\theta = \frac{d}{r} \quad (7)$$

$$U'(x', y') = -\frac{ik}{4\pi} \iint_A U(x, y) \frac{e^{ikr}}{r} [\cos(\theta) + 1] dx dy \quad (8)$$

$$U'(x', y') = \gamma U(x', y') = \iint U(x, y) K(x, y, x', y') dx dy \quad (9)$$

Nas equações (8) e (9) tem-se o autovalor γ e o kernel K definidos para a solução das funções U e U' para todos os pontos do sistema da figura 6. Na equação (11) o índice n representa um infinito número de soluções U_n e γ_n , sendo valores inteiros $n = 1, 2,$

3..., cujo significado físico refere-se aos modos transversais no referido ressonador, com sua amplitude $|\gamma_n|$ e fase φ_n correspondentes.

$$K(x, y, x', y') = -\frac{ik}{4\pi} [\cos(\theta) + 1] \frac{e^{ikr}}{r} \quad (10)$$

$$\gamma_n = |\gamma_n| e^{i\varphi_n} \quad (11)$$

$$K(x, y, x', y') = C e^{-ik_1(xx' + yy')} \quad (12)$$

O termo C , juntamente com k_1 na equação (12), representam constantes de aproximação de solução para resolver a equação (13):

$$\gamma U(x', y') = C \iint_A U(x, y) e^{ik_1(xx' + yy')} dx dy \quad (13)$$

Verifica-se na equação (13) que $U(x, y)$ é sua própria transformada de Fourier, com sua solução, na forma mais simples possível, demonstrada na equação (14), onde ω é uma constante de proporcionalidade geométrica, e ρ é a distância radial de qualquer ponto no espelho até seu ponto central, sendo esta uma distribuição Gaussiana:

$$U(x, y) = e^{\frac{-\rho^2}{\omega^2}} = e^{\frac{-(x^2+y^2)}{\omega^2}} \quad (14)$$

$$U_{pq}(x, y) = H_p\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega}\right) H_q\left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega}\right) e^{\frac{-(x^2+y^2)}{\omega^2}} \quad (15)$$

$$H_m(u) = (-1)^m e^{u^2} \frac{d^m(e^{-u^2})}{du^m} \quad (16)$$

A equação (15) é uma representação polinomial Hermitiana, e uma vez que funções que são suas próprias transformadas de Fourier, uma distribuição Gaussiana pode genericamente assumir sua solução. Os índices p e q são valores inteiros que correspondem a ordem do polinômio de Hermite. A distribuição espacial dos modos TEM:

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (17)$$

Para o modo fundamental TEM₀₀:

$$U_{00}(x, y) = TEM_{00} = H_0\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega}\right) H_0\left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega}\right) e^{\frac{-(x^2+y^2)}{\omega^2}} = e^{\frac{-(x^2+y^2)}{\omega^2}} = e^{\frac{-\rho^2}{\omega^2}} \quad (18)$$

Com $H_0 = 1$ para ambas coordenadas x e y .

E agora para TEM₀₁:

$$U_{01}(x, y) = TEM_{01} = 1H_1 \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega} \right) e^{-\frac{(x^2+y^2)}{\omega^2}} = e^{-\frac{(x^2+y^2)}{\omega^2}} = \frac{(2\sqrt{2})y}{\omega} e^{-\frac{(\rho^2)}{\omega^2}} \quad (19)$$

Com $H_p = 1$ para a coordenada x .

Para o TEM_{11} :

$$U_{11}(x, y) = TEM_{11} = \left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega} \right) \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega} \right) e^{-\frac{(x^2+y^2)}{\omega^2}} = e^{-\frac{(x^2+y^2)}{\omega^2}} = \frac{8xy}{\omega^2} e^{-\frac{(\rho^2)}{\omega^2}} \quad (20)$$

Duas representações gráficas para os modos TEM_{00} e TEM_{01} são mostradas nas figuras 7.a e 7.b, respectivamente. Nestes gráficos tem-se os sinais do campo elétrico com amplitude E_0 , e de intensidade com amplitude I_0 . De forma conveniente, por imagem, pode-se observar o aspecto dos picos (lóbulos) dos modos transversais projetados em uma tela ou simplesmente lidos por uma câmera de alta sensibilidade espectral.

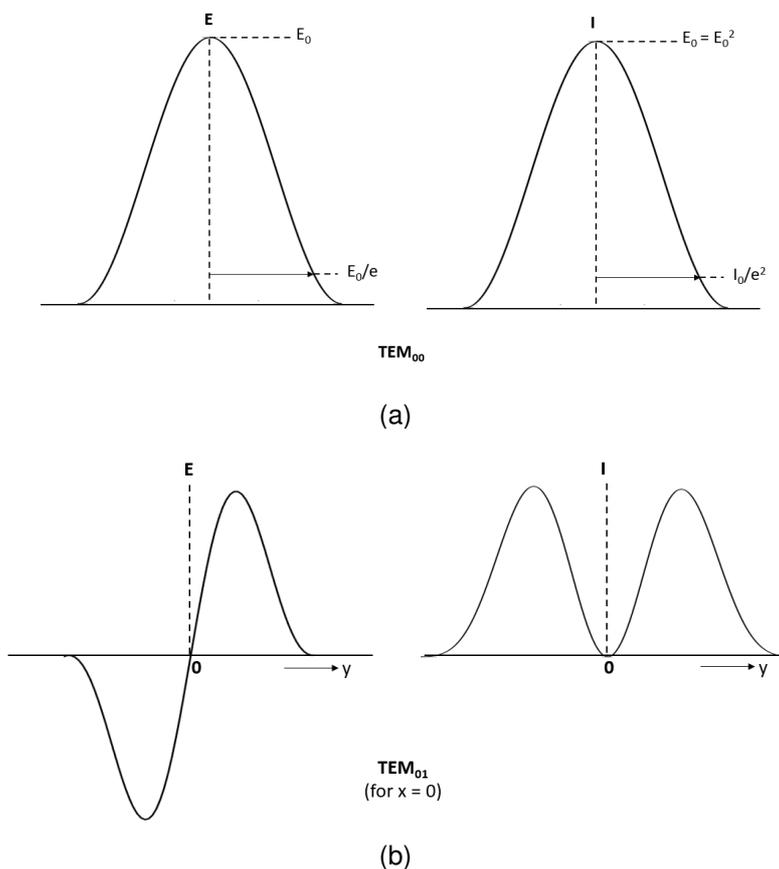


Figura 7 Campo elétrico e distribuição de intensidade para: (a) o modo laser TEM_{00} ; (b) Modo laser TEM_{01} (SILFVAST, 2004).

O modo fundamental TEM_{00} é o que possui distribuição de intensidade de feixe estritamente gaussiana para seu feixe como ilustram a figura 7.a. Na figura 7.b, tem-se o comportamento do campo elétrico na cavidade para o modo TEM_{01} .

Entre os diferentes métodos para se caracterizar a qualidade de feixe tem-se o parâmetro de qualidade de feixe M^2 , como mostrado na equação (26):

$$w\theta = w \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (21)$$

$$w\theta = w_0 \frac{2\lambda}{\pi w_0} = \frac{2\lambda}{\pi} \quad (22)$$

$$\theta = M\theta \quad (23)$$

$$W_0 = Mw_0 \quad (24)$$

$$\theta W_0 = M \frac{2\lambda}{\pi w_0} Mw_0 = M^2 \frac{2\lambda}{\pi} \quad (25)$$

$$M^2 = \frac{\pi \theta W_0}{2\lambda} \quad (26)$$

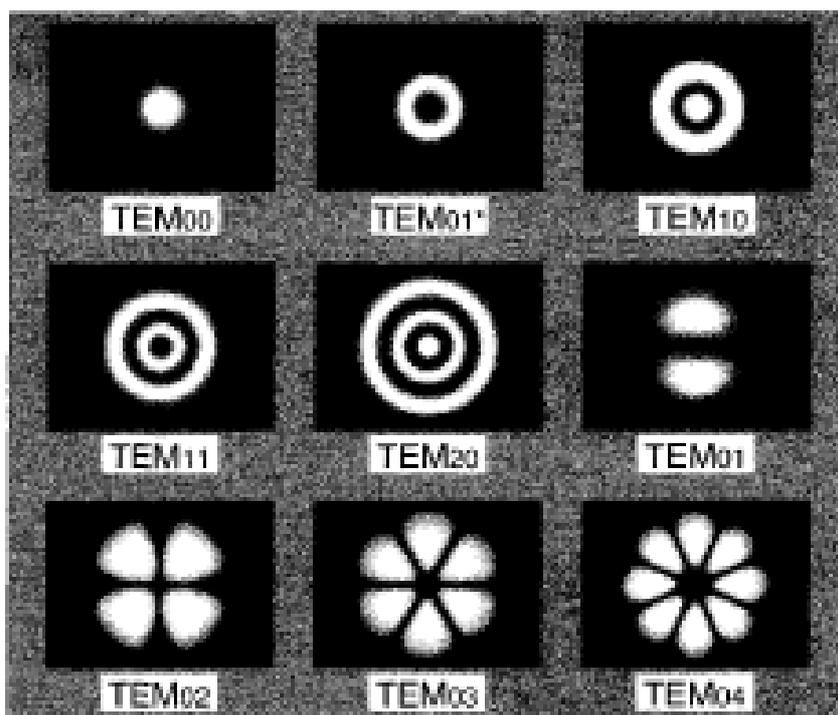
Onde w_0 é a largura do feixe, λ é o comprimento de onda e Θ é a divergência do feixe. $M^2 = 1$ refere-se a um feixe de geometria gaussiana, sendo correto afirmar que todos os feixes possuem alguma divergência. Este feixe possui o menor produto de divergência e diâmetro do foco (equação 25) correspondendo à melhor qualidade que um feixe laser pode atingir. Os primeiros modos têm os seus valores M^2 de acordo com a tabela 1.

Tabela 1 Comparação de medidas de qualidade de feixe para modos TEM¹

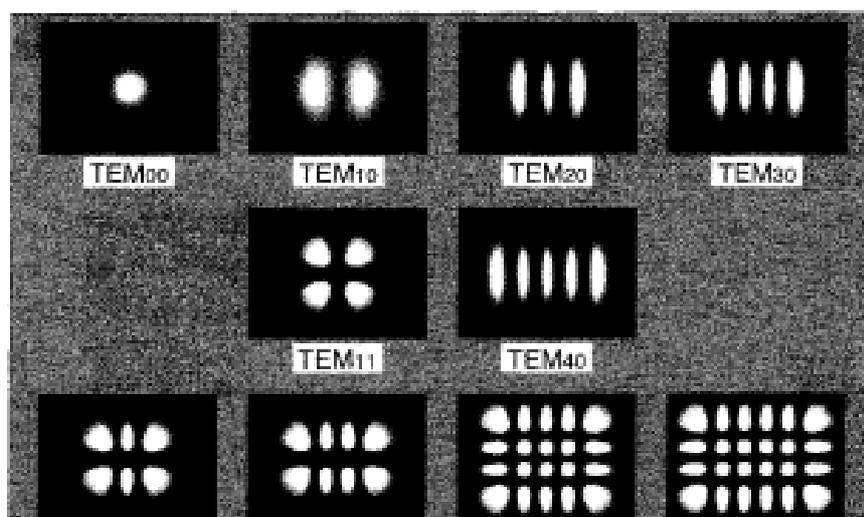
Modo TEM	Raio no segundo momento	Raio a 86,5% da potência máxima	Raio a 1/e ² do último pico	Raio a 1/e ² do maior pico
	$\backslash M^2 \text{ resultante}$			
00	1w / 1,00	1w / 1,00	1w / 1,00	1w / 1,00
01	$\sqrt{2}w$ / 2,00	1,32w / 1,75	1,5w / 2,25	1,5w / 2,25
10	$\sqrt{3}w$ / 3,00	1,64w / 2,70	1,91w / 3,65	1,5w / 2,26
22	$\sqrt{4}w$ / 4,00	1,88w / 3,54	2,17w / 4,71	2,0w / 4,03
20	$\sqrt{5}w$ / 5,00	2,12w / 4,48	2,43w / 5,88	1w / 1,00
21	$\sqrt{6}w$ / 6,00	2,63w / 5,35	2,63w / 6,92	2,4w / 5,76

Fonte: WETTER (IPEN, 2007)¹: anotações de aula.

Nas figuras 8.a e 8.b tem-se os modos transversais em dois sistemas distintos de coordenadas, cilíndrica e cartesiana, respectivamente.



(a)



(b)

Figura 8 a. Lóbulos transversais de geometria cilíndrica; b. Modos laser de geometria retangular ou cartesiana (SILFVAST, 2004).

De forma complementar a figura 9 indica, por simulação computacional, os quatro diferentes modos transversais em operação dentro da cavidade ressonante, cujo surgimento é majoritariamente dependente da potência bombeada no diodo laser. É possível observar seus picos e zeros (vales), representados ao longo de sua coordenada transversal (x) e por suas potências relativas (y). A parcela de potência de cada modo contribui para a formação da potência total do laser.

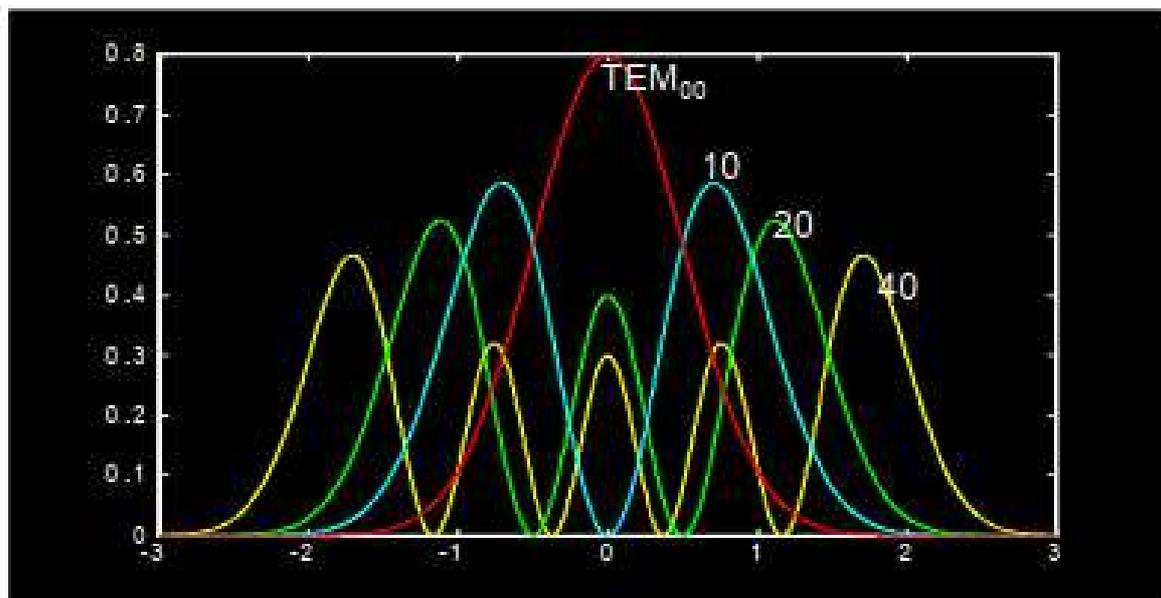


Figura 9 Simulação computacional para os modos transversais (primeiros índices) em uma cavidade ressonante laser.

O fator de qualidade M^2 ainda se relaciona com o produto de parâmetros de feixe $D\Theta$ ou iniciais BPP em inglês, que modela o aumento do diâmetro D do feixe multimodo e sua divergência Θ . Temos que o BPP é definido como sendo o produto entre o meio ângulo de divergência M do laser e o raio de cintura do feixe D_0 , ou raio da região mais estreita do feixe, como indicado na equação (28).

$$\theta = M\theta_0 \quad (27)$$

$$D = MD_0 \quad (28)$$

$$\theta D = M^2\theta_0 D_0 \quad (29)$$

Para TEM_{00} , ($M^2 = 1$):

$$\theta_0 D_0 = \frac{4\lambda}{\pi} \quad (30)$$

4.4 Metodologia

Este trabalho divide-se em duas partes distintas, constituindo a primeira parte o desenvolvimento de um modelo computacional de simulação de um diodo laser de listra simples multimodo de ampla área de semiconductor, para produzir os modos de oscilação esperados à medida que sua corrente direta é bombeada em sua heterojunção. Na segunda parte, sendo esta fundamentalmente experimental, envolve duas subfases distintas para verificar e qualificar a consistência do modelo computacional e desenvolver duas técnicas para medição das estruturas dos modos transversais do diodo laser. Em sua primeira subfase, um arranjo optoeletrônico assistido por um analisador de espectro foi desenvolvido e testado para medir os batimentos de frequência para os primeiros modos de oscilação, empregando-se uma

técnica de interação espacial e de auto solução heteródina, produzindo os espectros resultantes que os identificam. Na segunda subfase experimental, uma derivação do arranjo óptico inicial foi implementada para, além de detectar os espectros dos batimentos dos modos, também identificar a coordenada transversal onde se oscilam os modos, identificando sua posição em relação ao eixo óptico do diodo laser.

4.5 Modelo computacional para simulação

Lasers semicondutores de listra simples e de *chip* de área ampla denotam bom desempenho de qualidade de feixe em condições pulsadas, entretanto quando acionados por corrente constante, degradações em seu feixe podem ocorrer juntamente com a ocorrência do efeito de filamentação na cavidade ativa do laser. O objetivo deste trabalho é fornecer uma ferramenta de simulação numérica de laser semiconductor de listra simples para fins de projeto e teste. A descrição do modelo é baseada em um conjunto de equações de taxa adaptadas do trabalho de KUBODERA e OTSUKA (1979) para um laser semiconductor de área ampla em condições estacionárias ($dN / dt = 0$; $dS / dt = 0$). Os cálculos para a distribuição da densidade de carga ao longo da direção transversal da cavidade e as intensidades estimuladas acopladas são fornecidos pela ferramenta numérica. A equação (31) expressa o cálculo da carga bombeada em cada componente modal através de sua densidade de corrente J_i , r_0 e s_0 são quantidades normalizadas, respectivamente, para a distribuição de carga $R(x, y, z)$ e taxa de fótons produzida $S(x, y, z)$. As equações de taxas são representadas diretamente pelas equações (33) (distribuição da densidade dos portadores) e (34) (fótons produzidos), com η relativo à eficiência quântica do semiconductor aplicado, q a carga fundamental do elétron, o produto $d \cdot a$ correspondendo ao volume da cavidade ativa do laser, onde d corresponde ao comprimento da cavidade e a sendo a área da seção ativa do laser.

$$J_i(\sum_{j=1}^n S_j) = \frac{qda}{\eta I_0 \gamma_i} \iiint \frac{s_{oi}(x,y,z)r_o(x,y,z)}{S_j s_{oj}(x,y,z)/I_0} d\mathbf{v} \quad (31)$$

Onde:

$$I_0 = (c\sigma\tau)^{-1} \quad (32)$$

$$\frac{dN(x,y,z)}{dt} = \eta \frac{J}{qda} - \frac{N(x,y,z)}{\tau} - c\sigma N(x,y,z) \sum_{i=1}^m S_i(x,y,z) \quad (33)$$

$$\frac{dS_i(x,y,z)}{dt} = c\sigma \iiint N(x,y,z) S_i(x,y,z) d\mathbf{v} - \gamma_i S_i \quad (34)$$

$$S_i = \iiint S_i(x,y,z) d\mathbf{v} \quad (35)$$

$$\gamma_i = \frac{cL_{c,i}}{2l} \quad (36)$$

A equação (32) descreve a densidade de potência saturada I_0 em função da seção de choque de emissão σ e do tempo de decaimento fluorescente do fóton τ , c é a constante relativa à velocidade da luz no meio ativo. Na equação (32) o tempo total de decaimento τ também significa o tempo total de recombinação dos portadores dentro da região ativa para todos os processos de acordo com os efeitos radiativos espontâneos e não radiativos, em conjunto com a recombinação Auger descritos pela expressão polinomial $N/\tau = AN + BN^2 + CN^3$, com a constante A correspondendo à recombinação não radioativa, a constante B sendo a recombinação radioativa, e a constante C representando o coeficiente de Auger, este último correspondendo a efeitos sob elevada densidade de portadores de carga. Na equação (36) o fator de perdas γ_i é relativo às perdas no meio ativo envolvendo a perda por transmissão do modo L_{ci} por volta na cavidade com comprimento l , incluindo também as perdas dos refletores internos.

4.6 Heterodinagem

A demonstração de como duas ondas com frequência próxima interagem entre si, e como esse fenômeno pode dar a oportunidade de usar um método experimental simplificado, em comparação com instrumentações ópticas tradicionais, são os objetivos desta seção. Duas maneiras simplistas para compreender este processo estão indicadas pelas figuras 10 (em diagrama de blocos de sinais) e 11 (resolução gráfica e analítica). Ainda outros dois exemplos de ondas estão representados na figura 12.a. Na imagem superior elas interferem espacialmente, em seguida na parte inferior podemos ver o resultado como o efeito de batimento das duas frequências relacionadas ocorre. O comprimento de onda resultante é muito maior do que seus predecessores e, por analogia, uma frequência de saída mais baixa. Na figura 12.b o envelope de baixa frequência $f_2 - f_1$ é claramente visível. Ao utilizar-se de oscilações com um espectro próximo do visível ou próximo às radiações de infravermelho próximo, na faixa de centenas de THz, o batimento de frequências do sinal amostrado cai para a faixa de poucos GHz, tornando então sua medição viável para instrumentos e sistemas eletrônicos mais simples, como por exemplo um osciloscópio com recurso de transformada rápida de Fourier discreta (FFT) e detectores de silício tipo PIN. Uma base matemática para o processo heteródino é descrito a seguir. Sejam $e_1 = \text{sen}(2\pi f_1 t)$ e $e_2 = \text{sen}(2\pi f_2 t)$ dois sinais com frequências distintas, e usando-se a identidade trigonométrica da equação (37):

$$\text{sen}\theta_1 \cdot \text{sen}\theta_2 = \frac{1}{2} \cos(\theta_1 - \theta_2) - \frac{1}{2} \cos(\theta_1 + \theta_2) \quad (37)$$

Obtém-se a equação (38):

$$\text{sen}(2\pi f_1 t) \cdot \text{sen}(2\pi f_2 t) = \frac{1}{2} \cos [2\pi(f_1 - f_2)t] - \frac{1}{2} \cos [2\pi(f_1 + f_2)t] \quad (38)$$

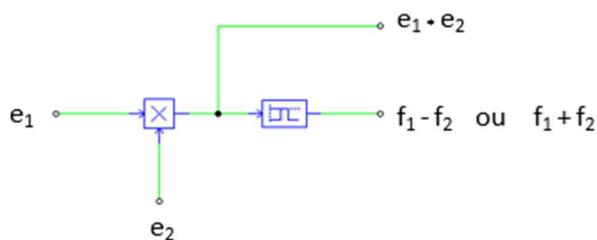


Figura 10 Processo heteródino demonstrado em forma de blocos de sinais.

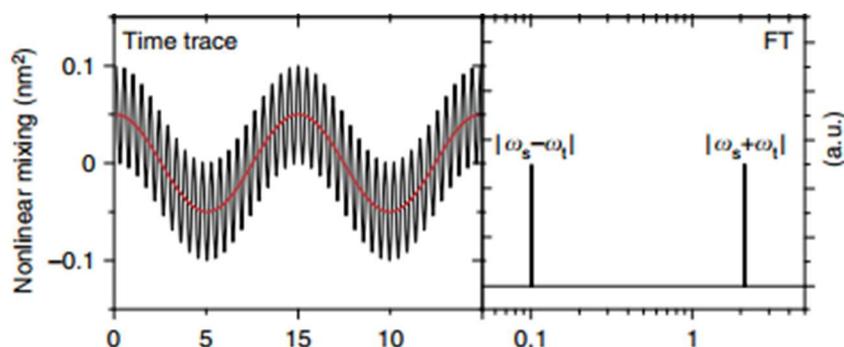


Figura 11 Termos distintos em frequência obtidos pela combinação de dois sinais (método gráfico).

Nas figuras 12.a e 12.b podemos perceber a composição do batimento em termos de seus espectro e amplitude.

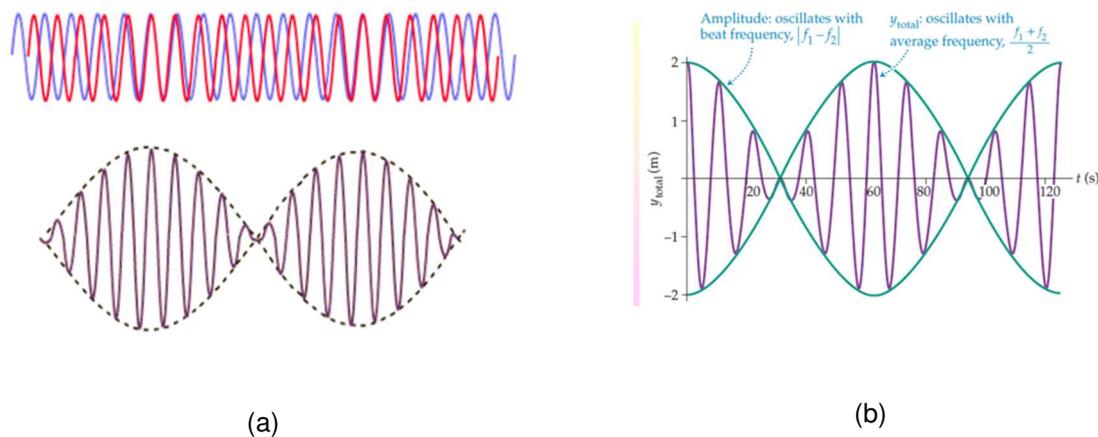


Figura 12 Processo heteródino entre duas ondas de frequências distintas com destaque para espectros e amplitudes resultantes. (a) sobreposição espacial; (b) batimento gerado pela soma das amplitudes de campo.

Sejam os sinais de entrada e_1 , com sua componente variável $e_m(t)$ e o sinal comparador e_2 (E_1 e E_2 são as componentes constantes dos sinais eletromagnéticos $e_1(t)$ e $e_2(t)$):

$$e_1(t) = [E_1 + e_m(t)].\cos(\omega_1 t) \quad (39)$$

$$e_2(t) = E_2.\cos(\omega_2 t) \quad (40)$$

Tem-se:

$$\begin{aligned} e_1 \cdot e_2 &= \left\{ \left[\frac{1}{2} (E_2 [E_1 + e_m(t)]) \cos(\omega_2 - \omega_1)t \right] + \left[\frac{1}{2} (E_2 [E_1 + e_m(t)]) \cos(\omega_2 + \omega_1)t \right] \right\} \\ &= \left\{ \left[\frac{1}{2} (E_2 [E_1 + e_m(t)]) \cos(2\pi(f_2 - f_1))t \right] + \left[\frac{1}{2} (E_2 [E_1 + e_m(t)]) \cos(2\pi(f_2 + f_1))t \right] \right\} \end{aligned} \quad (41)$$

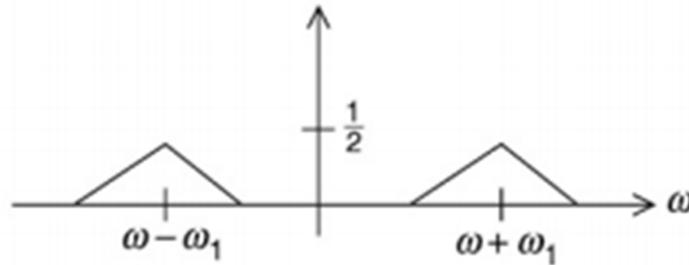


Figura 13 Espectro bilateral obtido no processo heteródino (transformada de Fourier).

O primeiro termo da equação (41), correspondendo à parcela $(f_2 - f_1)$, é o termo de interesse para a medição em laboratório. Para a extração da fase do sinal de entrada, representada pelo parâmetro Θ_1 , tem-se, com as parcelas A_1 e A_2 correspondendo às amplitudes de ambos os sinais que atravessam o elemento não linear, mas tendo a frequência do sinal de referência idêntico ao sinal de entrada, sua convolução gráfica, que está indicada na figura 13. Portanto tem-se o desenvolvimento da equação (42):

$$A_1 \cos(\omega_1 t + \theta_1) \cdot A_2 \cos(\omega_1 t) = \frac{A_1 A_2}{2} \cos \theta_1 + \frac{A_1 A_2}{2} \cos(2\omega_1 t + \theta_1) \quad (42)$$

O segundo termo da equação (42), correspondendo ao termo em alta frequência, não é transmitido à saída de um sistema cuja função de transferência seja um filtro passa-baixos, resultando o termo:

$$= \frac{A_1 A_2}{2} \cos \theta_1 \quad (43)$$

A equação (43) então é correspondente ao cálculo da fase do modo de oscilação, tendo elevada relevância para a determinação da potência total do laser.

4.7 Transformada rápida de Fourier (FFT)

Método computacional também conhecido como transformada discreta de Fourier uma vez que é processada e extraída por meios digitais (em tempo discreto). Sua principal propriedade é a conversão de domínios, usualmente de sinais contínuos no tempo (s, t) para sinais no domínio da frequência (f), e conseqüente para o domínio z, em tempo discreto. A equação da transformada de Fourier está indicada na equação (44):

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t)e^{-j\omega t} d\omega \quad (44)$$

Com:

$$e^{j\omega t} = \cos\omega t + j\sin\omega t \quad (45)$$

Um exemplo de representação é mostrado nas figuras 14.a, para o sinal temporal, e em 14.b para a transformada FFT.

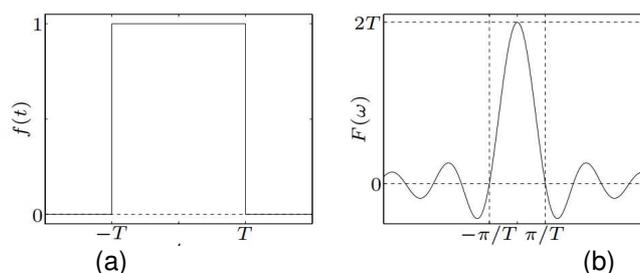


Figura 14 (a) Sinal no tempo correspondente a um pulso de amplitude unitária e duração $2T$. (b) Sinal convertido em sua resposta em frequência através da transformada de Fourier.

FFT é um método de discretização para a transformada de Fourier, aplicado a uma seqüência $[n]$ de amostras do sinal original com a transformação para o domínio z. Exemplos de *bins* discretos de frequências são mostrados nas figuras 15.a e 15.b.

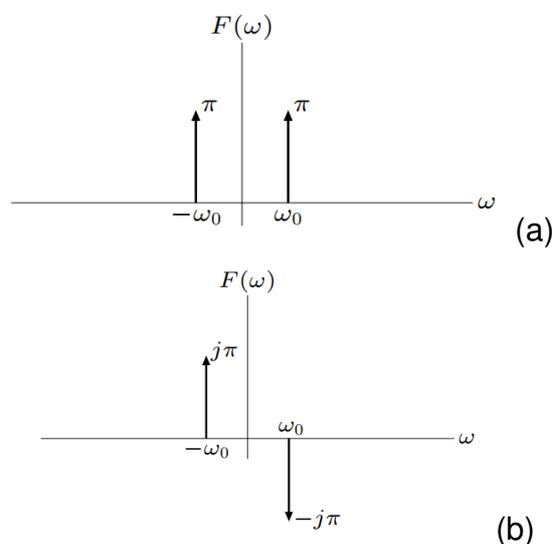


Figura 15 (a) Conversão em frequência para um sinal senoidal de período $2\pi/\omega_0$, nota-se que a distribuição de espectro é bilateral em torno do eixo de Fourier. (b) Conversão para um sinal cossenoide – sua identificação ocorre pela verificação da inversão do *bin* $\{-j\omega\}$.

Uma forma representativa de indicar o espectro de potência e como ele se distribui, convenientemente expresso por dBm, é mostrado no diagrama da figura 16, correspondendo ao sinal aplicado sobre uma resistência elétrica:

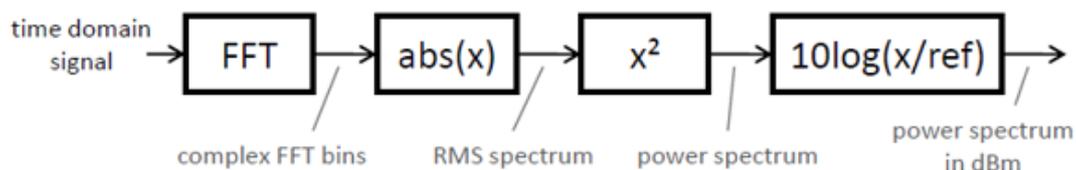


Figura 16 Processo de cálculo e conversão de um sinal em tempo contínuo para seu equivalente em potência espectral. (SCHOLL, 2019)

Sua expressão em dBm é calculada através da equação (46):

$$P(\text{dBm}) = 10\log\left(\frac{P_{FFT}}{R \cdot 1\text{mW}}\right) \quad (46)$$

Onde P_{FFT} é a potência em Watt convertida no domínio da frequência, e R é a resistência elétrica onde o sinal no tempo é aplicado.

A figura 17 mostra um exemplo de um sinal de potência espectral em dBm:

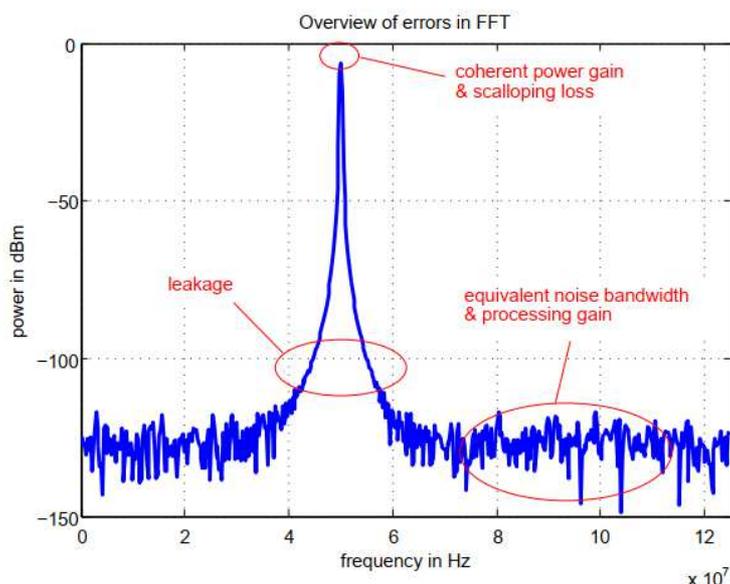
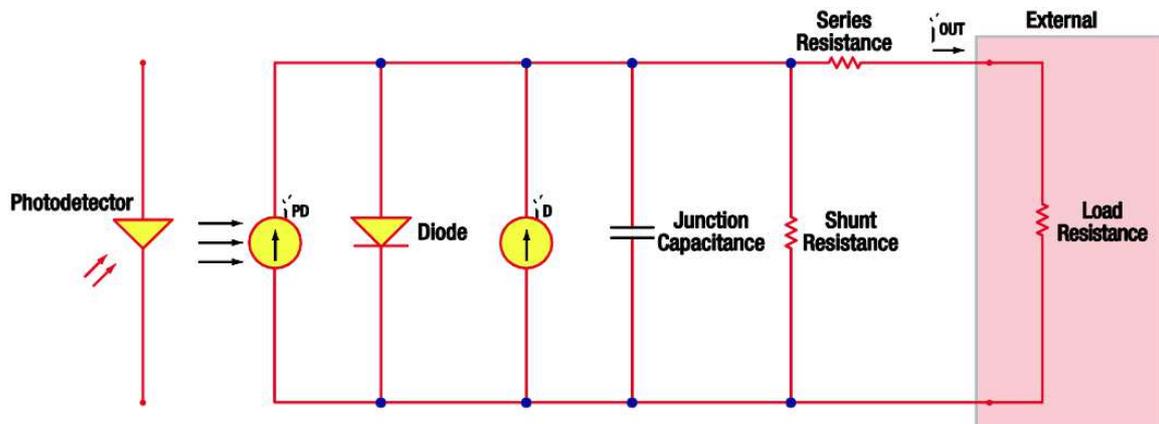


Figura 17 Amplitude típica de um processamento FFT, com a indicação de sua base de sinal de ruído. (SCHOLL, 2019)

O osciloscópio empregado neste trabalho possui capacidade de taxa de amostragem de sinais de 10 GS/s, correspondendo a uma banda máxima teórica para conversão

analógico-digital para sinais de até 5 GHz. Em paralelo, a largura de banda limite para o detector rápido foi cuidadosamente escolhida para não limitar a capacidade do instrumento, cuja estrutura funcional é mostrada na figura 18.



Fonte: Manual do fabricante ThorLabs.

Figura 18 Fotodetector de InGaAs de estrutura PIN, com diâmetro de área ativa de 80 μm , para uma largura de banda de sinal de 5 GHz.

No diagrama da figura 18, a fonte de corrente i_{PD} dependente dos fótons incidentes é fisicamente um diodo PIN de composto InGaAs de ultra velocidade, estando reversamente polarizado pela bateria CC do sistema. Os elementos passivos (capacitâncias e resistências) estão cuidadosamente determinados para não impor sobre o sinal medida qualquer influência ou distorção, tornando assim o sinal com a maior fidelidade de medida possível. A resistência de carga na etapa final é determinada para realizar a maior transferência de potência do sinal do detector, sendo esta com valor de 50 Ω provida no conector SMA utilizado. A impedância de entrada no canal do osciloscópio empregado foi necessariamente ajustada para esse mesmo valor (50 Ω).

Entre os objetivos do experimento tem-se a extração das amplitudes de espectro de potência pelo método FFT, para então mostrar diretamente os picos de frequências de batimento, de acordo com a corrente bombeada injetada no BALD. Reconhecer os modos de batimento e ter a capacidade de mostrar em qual posição transversal os picos estão se formando.

4.8 Técnica experimental

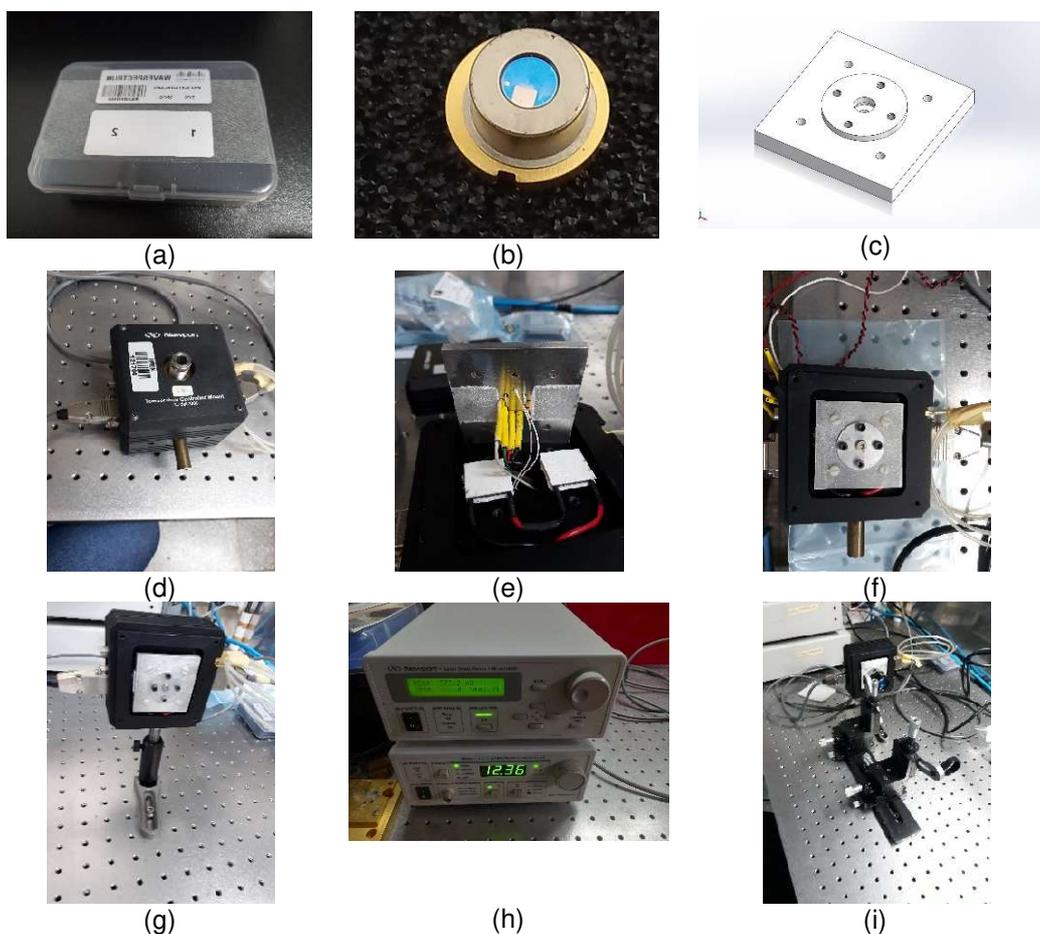
Esta seção descreve os passos mais importantes para a realização experimental, desde a preparação de equipamentos, recursos e componentes, até a preparação final dos arranjos optoeletrônicos para a execução dos ensaios. Esta seção contém os seguintes tópicos:

- preparação do diodo laser (seção 4.8.1);
- bancada optoeletrônica com o arranjo 1 – medição dos batimentos de frequência dos modos (seção 4.8.2);

- bancada optoeletrônica com o arranjo 2 – medição das coordenadas transversais dos modos (seção 4.8.3).

4.8.1 Preparação do diodo laser

Os diodos laser fornecidos pela companhia WaveSpectrum em encapsulamento JEDEC TO-5 (*transistor outline – 5*) foram inspecionados e instalados em uma plataforma termoeleétrica para controle e estabilização de sua temperatura em operação. Imagens do dispositivo são mostradas na figura 19 e seus subitens, bem como a preparação de uma base de montagem para adequar a refrigeração e controle de temperatura do BALD. O objetivo principal da flange térmica desenvolvida é a de gerar uma distribuição homogênea de resfriamento na base da cápsula TO-5 e também ao redor de sua aba mecânica de apoio. O núcleo da plataforma termoeleétrica é constituído de células de efeito Peltier para rápida resposta sobre o diodo laser, operando em controle de malha fechada com seu equipamento de supervisão. Finalizada a montagem da plataforma, ensaios verificadores do sinal laser foram realizados para checar seu comprimento de onda emitido, níveis de potência, abertura de seus eixos rápido e transversal e integração com o fotodetector de InGaAs. Por fim o processo de ajuste e configuração sobre o analisador de espectro foram aplicados para obtenção das primeiras FFT no arranjo optoeletrônico preparado.



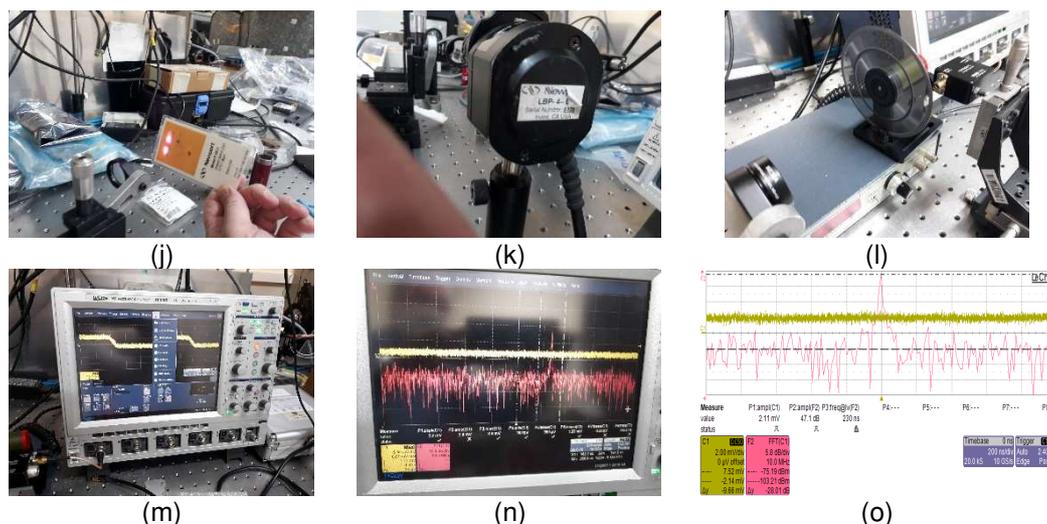


Figura 19 (a) e (b) – diodo laser empregado nos experimentos. (c) base de montagem e contato térmico para refrigeração da cápsula TO-5. (d) e (e) base termoeletrica de efeito Peltier. (f) e (g) diodo laser instalado e preparado para ensaios de inspeção. (h) a (l) ensaios aplicados no BALD para confirmação de funcionamento. (m) teste de integração com o fotodetector rápido. (n) e (m) primeiras FFT obtidas.

4.8.2 Topologia 1: medição dos batimentos de frequência dos modos

O diagrama optoeletrônico mostrado na figura 21 foi desenvolvido a fim de que o feixe do laser possa ser colimado e focalizado com precisão na área ativa do fotodetector rápido, inicialmente empregando-se lentes esféricas e filtro de densidade neutra, correspondendo à primeira fase experimental. A saída normalizada do fotodetector foi conectada a um osciloscópio de alta taxa de amostragem, em torno de 5 GS/s com recurso de pós-processamento de sinal para executar rotinas de transformada rápida de Fourier (FFT). O laser semiconductor BALD teve sua temperatura devidamente controlada para que sua cápsula fosse mantida em 20 °C, e sua corrente de bombeamento plenamente estabilizada e livre de espúrios de corrente e *ripple*. As lentes aplicadas são dubletos de característica esférica. Nesta primeira montagem, a lista emitida pelo diodo, indicada na figura 20, é colimada e focalizada para dentro do detector PIN. Portanto, não há resolução espacial na medida.



Figura 20 Detalhe da listra laser entre as lentes do telescópio e processos de focalização e colimação na área sensível do detector (ajuste e calibração para medição dos batimentos dos modos).

O sistema optoeletrônico mostrado na figura 21 inicia-se pelo controlador de corrente no BALD em conjunto com o controlador de temperatura, tendo este rápida resposta de atuação no módulo termoeletrônico para controlar a temperatura do diodo laser com eficácia. A tabela 2 indica as posições das lentes, o modelo aplicado e os parâmetros ópticos relevantes da montagem.

Tabela 2 Parâmetros e componentes para obtenção do feixe pontual sobre o detector.

It	Componente/descrição	Fab.	Código	Qt. [pc]	Observação de montagem
1	Lente dubleto acromático $d_F = 30$ mm	ThorLabs	AC254-030-B-ML	1	Posicionado a 30 mm do diodo laser
2	Lente dubleto acromático $d_F = 150$ mm	ThorLabs	AC254-150-B-ML	1	Posicionado a 180 mm do diodo laser
3	Filtro absorvente de infravermelho próximo	ThorLabs	NENIR20A	1	Posicionado a 190 mm do diodo laser (em conjunto com a segunda lente)
4	Foto detetor rápido InGaAs PIN	ThorLabs	DET08CFC/M	1	Posicionado a 400 mm do diodo laser
5	Estágio linear manual para micrômetro 16 mm	Newport	M-UMR5.16	3	Disponibilizados para ajustes nas três dimensões (x, y e z)
6	Suporte 90° para micrômetro	Newport	EQ 50-E	1	Apoio mecânico

7	Cabeça de micrômetro 0,5 mm / volta @ 20 μm de graduação	Newport	BM11.16	3	Variador de posição de precisão
8	Módulo controlador de temperatura para diodo laser	Newport	700C	1	Módulo termoeletrico
9	Controlador de temperatura	Newport	350	1	Controlador de temperatura digital com efeito termoeletrico.
10	Laser diode driver	Newport	5030	1	Fonte de corrente de controle digital para diodo laser com proteções
11	Osciloscópio/analizador de espectro	Lecroy	Waverunner 104MXI	1	Osciloscópio de sinal misto com taxa de amostragem de 10 GS/s
12	Cartão detector	Newport	F-IRC2	1	Cartão para visualização do feixe infravermelho do laser
13	Cartão detector	ThorLabs	VRC4	1	Cartão para visualização do feixe infravermelho do laser
14	BALD	Wave Spectrum	WSLD-830-001-2-PD	1	Diodo laser TO-5 1 W CW

Fonte: autor do trabalho.

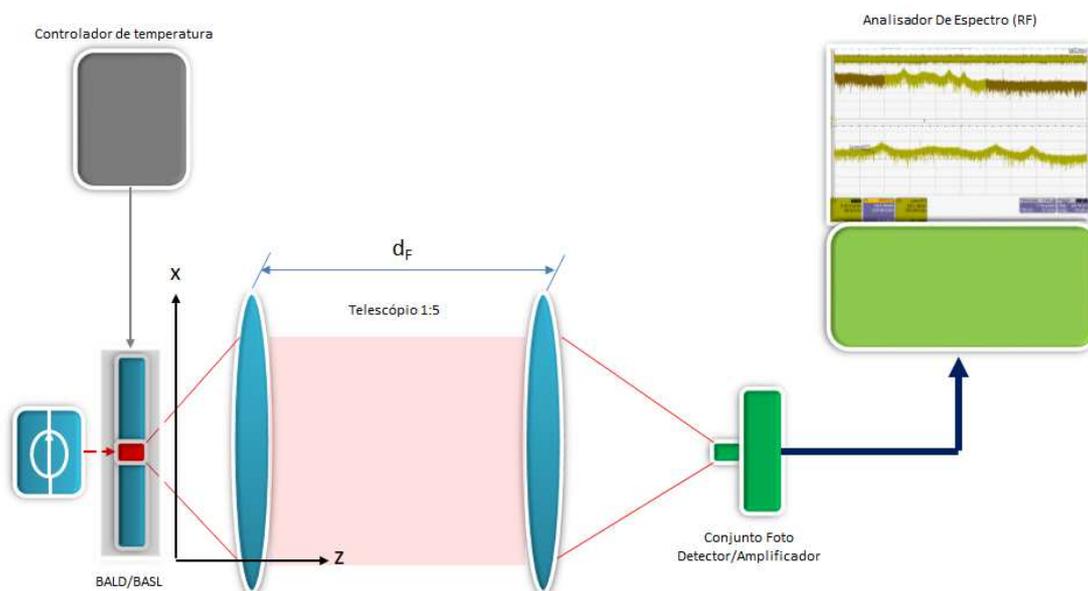


Figura 21 Diagrama relativo ao arranjo experimental necessário para medição dos batimentos de frequências dos modos transversais do BALD aplicado.

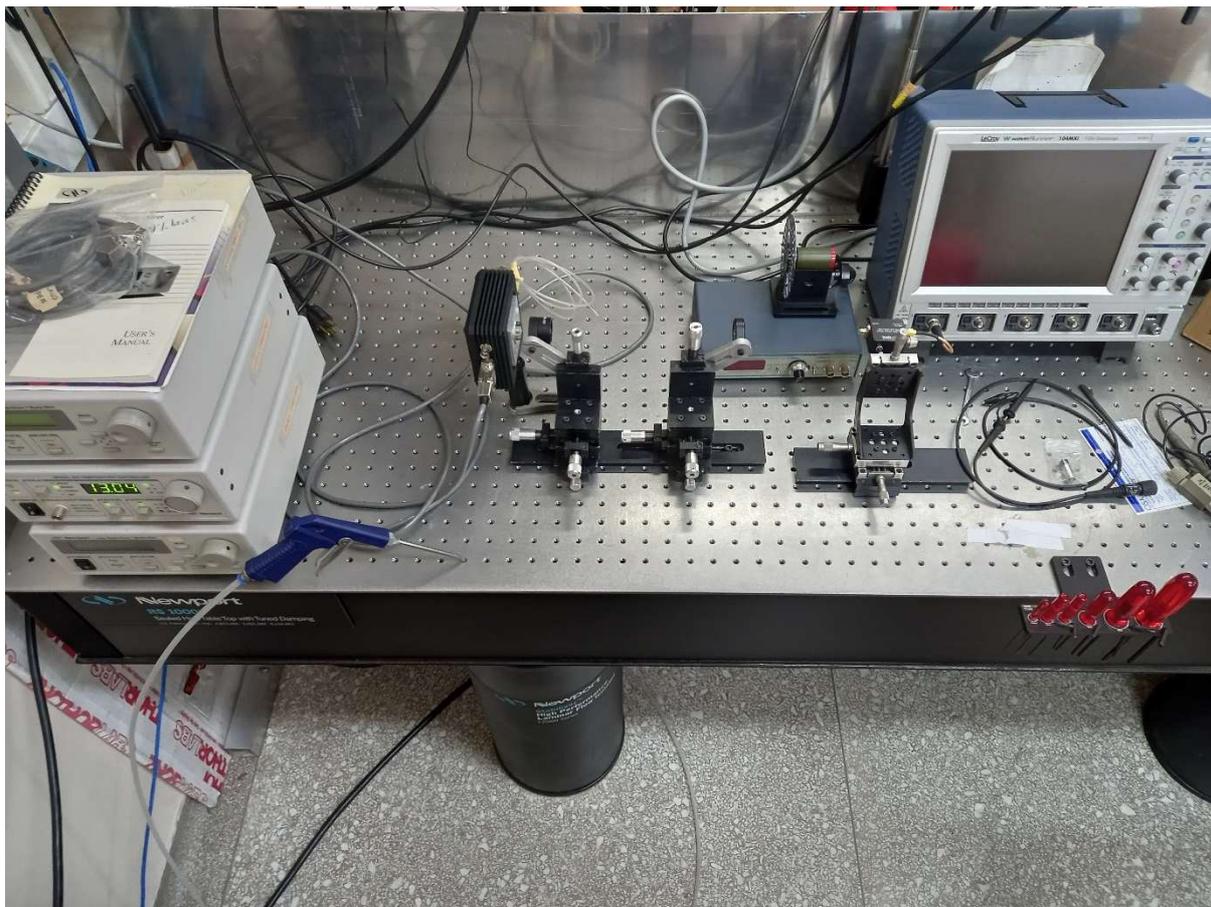


Figura 22 Montagem experimental incorporando o BALD/BASL de 830 nm (1 W CW) juntamente com o telescópio necessário para ajuste de sinal e feixe pontual no fotodetector, arranjo preparado para a varredura dos batimentos dos modos transversais.

A segunda fase experimental do trabalho é relativa à identificação da posição dos modos em função de sua coordenada transversal x , tendo o apoio de um micrômetro de precisão, desta vez empregando-se uma fibra óptica no segundo ponto focal do telescópio, para coleta e transmissão dos modos laser para o detector. Na figura 22 é mostrada a configuração final para realização de todos os experimentos e medições relativas à primeira fase (coletas de batimentos dos modos).

4.8.3 Topologia 2: medição das coordenadas transversais dos modos

O ajuste de posicionamento e focalização da listra laser sobre o detector é mostrado na figura 23. Uma descrição detalhada dos componentes empregados nesta montagem está indicada na tabela 3.

Tabela 3 Parâmetros e componentes para obtenção do feixe listra.

It	Componente/descrição	Fab.	Código	Qt. [pc]	Observação de montagem
1	Lente cilíndrica plano convexa $d_F = 25$ mm	Newport	25CPX2525AR850	1	1a. lente para colimação do eixo rápido (y) posicionada a 25 mm do BALD
2	Lente cilíndrica plano convexa com anel de montagem $d_F = 50$ mm	ThorLabs	LJ1695RM-B	1	2a. lente cilíndrica posicionada a 250 mm do BALD
3	Suporte com ajuste angular RSP1/M	ThorLabs	RSP1/M	1	Posicionado a 250 mm do diodo laser (em conjunto com a segunda lente)
4	Foto detetor rápido InGaAs PIN	ThorLabs	DET08CFC/M	1	Posicionado a 400 mm do diodo laser
5	Fibra óptica multimodo 400 μ m com conector SMA	ThorLabs	M45L01	1	Conectada entre o disco de acoplamento e o fotodetector
6	Estágio linear manual para micrômetro 16 mm	Newport	M-UMR5.16	3	Disponibilizados para ajustes nas três dimensões (x, y e z)
7	Suporte 90° para micrômetro	Newport	EQ 50-E	1	Apoio mecânico
8	Cabeça de micrômetro 0,5 mm / volta @ 20 μ m de graduação	Newport	BM11.16	3	Variador de posição de precisão
9	Módulo controlador de temperatura para diodo laser	Newport	700C	1	Módulo termoeletrônico
10	Controlador de temperatura	Newport	350	1	Controlador de temperatura digital com efeito termoeletrônico.
11	<i>Laser diode driver</i>	Newport	5030	1	Fonte de corrente de controle digital para diodo laser com proteções
12	Osciloscópio/analizador de espectro	Lecroy	Waverunner 104MXI	1	Osciloscópio de sinal misto com taxa de amostragem de 10 GS/s
13	Cartão detector	Newport	F-IRC2	1	Cartão para visualização do feixe infravermelho do laser
14	Cartão detector	ThorLabs	VRC4	1	Cartão para visualização do feixe infravermelho do laser
15	Suporte de espelho com ajuste angular	Optron	-	1	Posicionado para o disco de latão da FO, para corrigir a coleta de sinal, onde forma-se a listra horizontal focalizada
16	Disco de acoplamento para conexão de fibra óptica	CELAP/IPEN	-	1	Para coletar o feixe da segunda lente, montado a 315 mm do BALD
17	BALD	Wave Spectrum	WSLD-830-001-2-PD	1	Diodo laser TO-5 1 W CW 830 nm multimodo

Fonte: autor do trabalho.

Nesta etapa experimental, relativa ao sistema óptico cujo diagrama funcional está mostrado na figura 24 e imagem da montagem em bancada mostrada na figura 25, tem-se por objetivo principal a identificação das posições dos batimentos dos modos em relação ao eixo transversal da cavidade ativa do laser, ou simplesmente coordenadas x para o espectro observado.

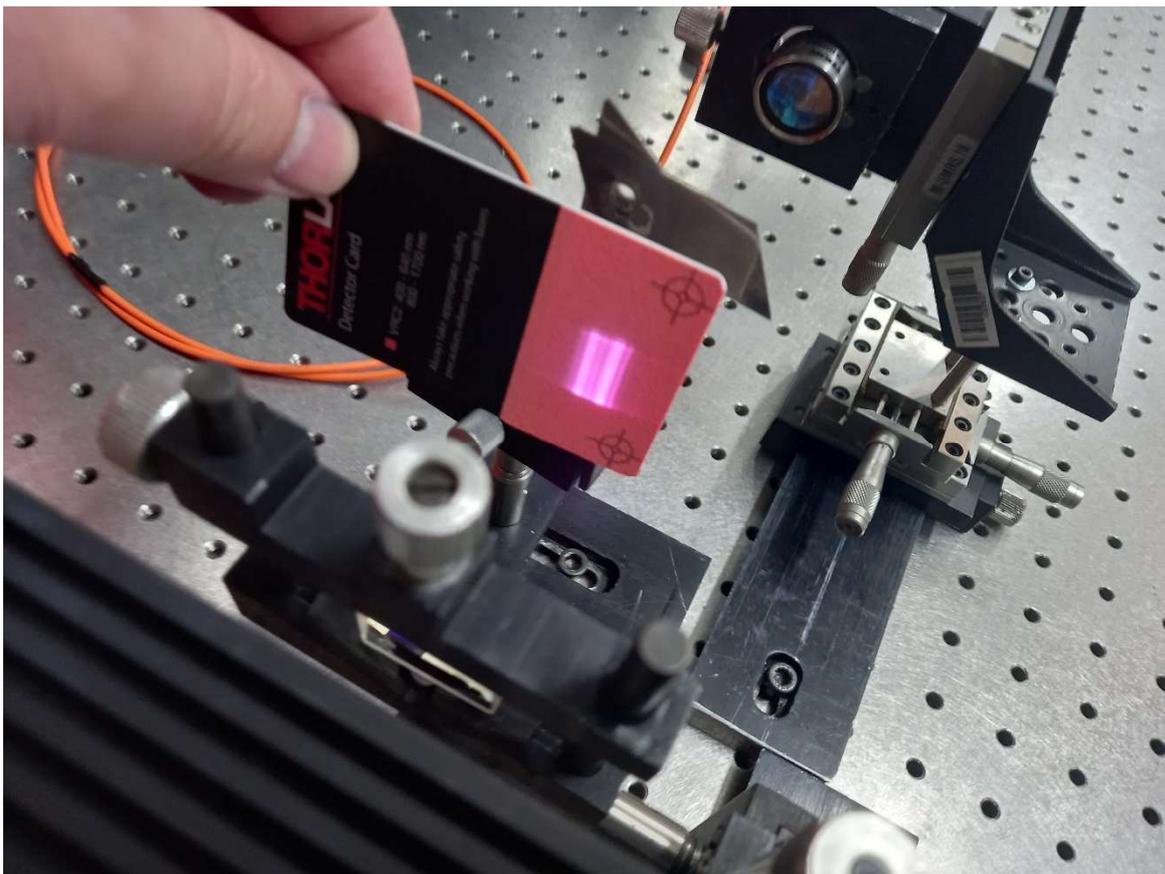


Figura 23 Detalhe da lista laser entre as lentes do telescópio e processos de focalização e colimação na área sensível do detector (ajuste e calibração para varredura das posições transversais).

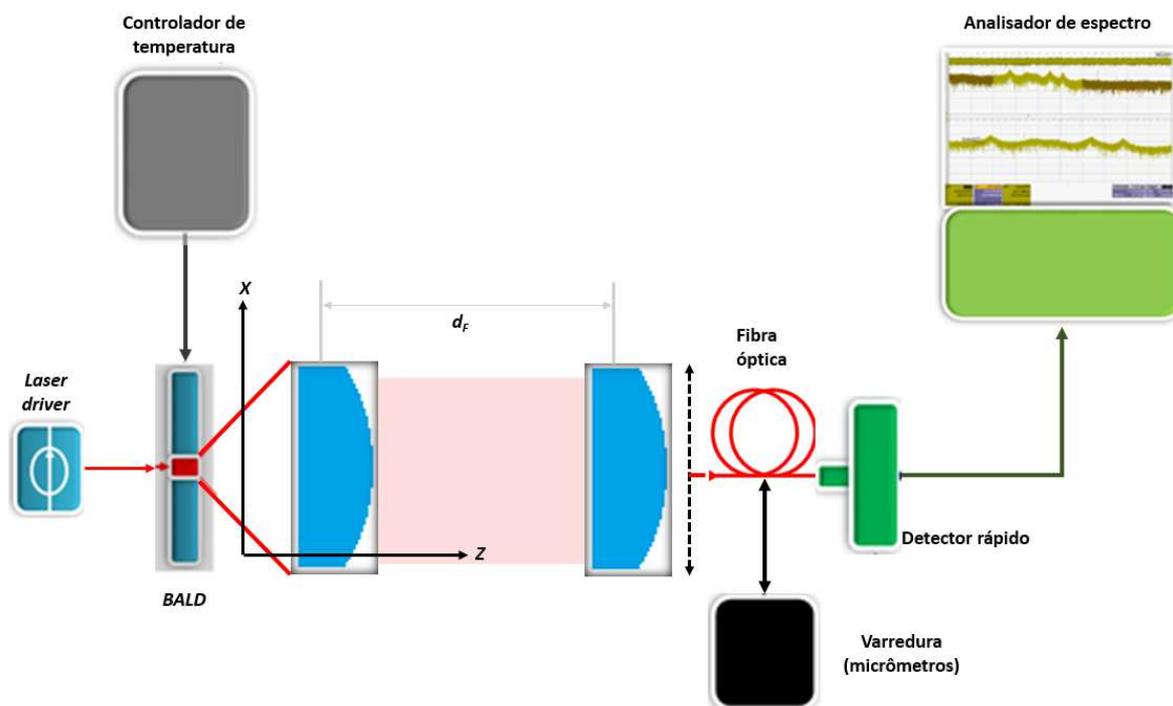


Figura 24 Diagrama relativo ao arranjo experimental # 02 necessário para medição das posições relativas dos modos laser.

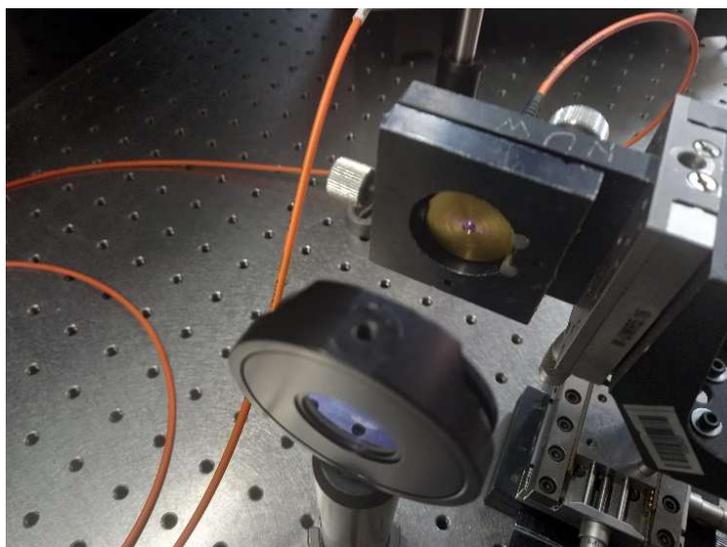


Figura 25 Montagem experimental incorporando a fibra óptica na etapa de saída do telescópio, arranjo preparado para a varredura das coordenadas transversais dos modos.

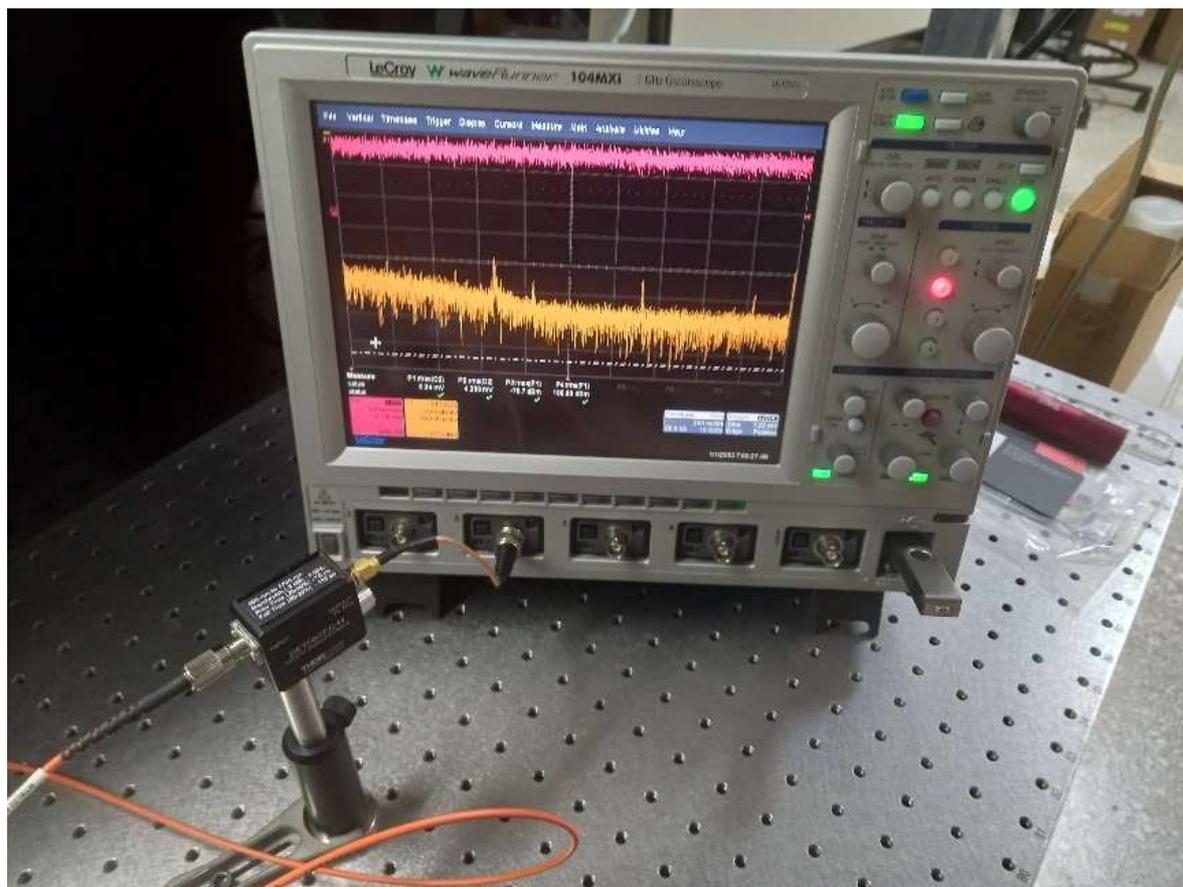
A figuras 26.a e 26.b mostram o arranjo final calibrado e com foco da lista no detector para o processo de medição e varredura dos modos em relação às suas coordenadas transversais.



(a)



(b)



(c)

Figura 26 (a) Configuração final do arranjo para varredura da listra laser. (b) Imagem da listra focada no detector. (c) Sinal FFT correspondente a uma leitura de posição transversal do primeiro batimento.

5 RESULTADOS

Algumas sequências de simulações no modelo computacional foram desenvolvidas com seus resultados mostrados nas figuras 27 a 34 (com exceção da figura 30 que é relativa à curva L.I. produzida pelo fabricante do diodo laser empregado no experimento), e coletas de dados experimentais foram executadas com objetivo de formar-se a base de análise para este trabalho. De um lado, por simulação, foi verificado como os modos transversais surgem à medida que a corrente de bombeamento no diodo evolui, e, pelo lado experimental, a FFT correspondente ao batimento de duas frequências de modos adjacentes capturada, indicando a posição e a sequência de surgimento de tais oscilações. Com o intuito de analisar-se estatisticamente os dados coletados, alguns lotes de sinais FFT foram obtidos em cinco diferentes agrupamentos em uma parte realizada com o mesmo nível de corrente direta injetada I_F , e outra com diferentes valores de I_F . Durante todos os procedimentos experimentais, o diodo laser recebeu temperatura controlada e estabilizada (T_{DL}) em sua cápsula, com valores indicados junto às tabelas de dados e gráficos resultantes.

5.1 Simulações

Neste item abordaremos algumas funcionalidades do modelo sintético desenvolvido. Uma descrição mais detalhada do programa de computação encontra-se no apêndice

A. Da equação (31), os termos r_0 e s_0 são, respectivamente, o fluxo de portadores normalizados e a densidade de fótons normalizada do modo gaussiano, com S_j representando a quantidade total de fótons produzidos em cada modo transversal. Representações especiais de plotagem estão disponíveis para este modelo analítico a fim de demonstrar os modos transversais e suas distribuições espaciais com larguras relativas na região de campo próximo. A Figura 27 representa o modo TEM₄₀ dentro da região ativa de um guia de onda visto de cima e com eixo óptico da esquerda para a direita, produzidos pelo software. Neste exemplo, a qualidade de feixe do laser é de ordem gaussiana. Os gráficos gerados por simulação do modelo sintético apresentam, além de uma forma individual para os modos transversais, sua potência óptica total de saída P_o ou sua curva $L.I.$ total.



Figura 27 Esquerda: modo transversal TEM₄₀ dentro da região ativa de um guia de onda; Centro: absorção no caso de um bombeamento longitudinal por laser com qualidade gaussiana; Direita: inversão remanescente disponível para oscilação de outros modos.

Os modos transversais têm seu limiar de oscilação em função da carga bombeada para dentro da região ativa, fornecendo a quantidade de energia para cada índice de modo. A Figura 28 mostra as respostas obtidas para os primeiros 15 modos transversais, indicando seu limiar de surgimento (oscilação) em estado estacionário de acordo com a corrente do diodo. Com este gráfico, é possível observar o nível de potência individual que cada modo atinge e opera. Nesta simulação, os seguintes tamanhos da cavidade do laser foram considerados:

- Largura da cavidade = 100 μm (direção x);
- Altura da cavidade = 1 μm (direção y);
- Comprimento da cavidade = 4 mm (direção z).

O limiar de oscilação dos modos transversais é uma função de muitos parâmetros. Enquanto o limiar do primeiro modo, que é geralmente o modo gaussiano, depende fundamentalmente dos parâmetros espectroscópicos (parte do software indicado no apêndice A), a velocidade com a qual aparecem novos modos em função de um aumento da corrente elétrica depende fundamentalmente da distribuição da densidade de portadores e da forma espacial de cada modo transversal.

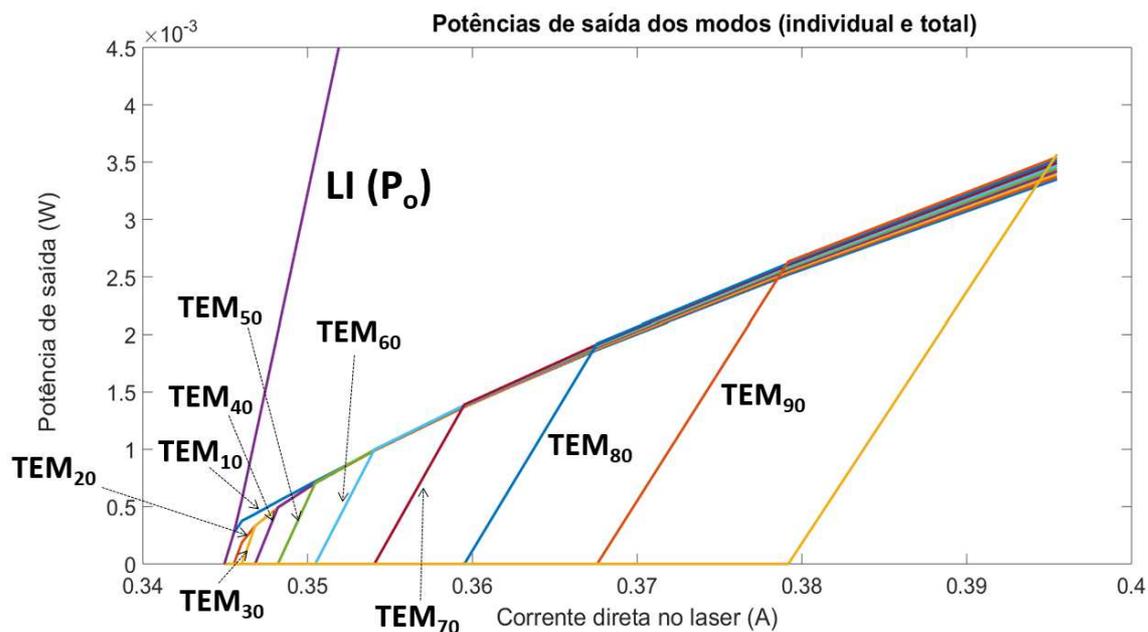


Figura 28 Curvas LI simuladas pelo software desenvolvido para o BALD com respostas para os 15 primeiros modos TEM em função da corrente direta I_F bombeada. O traço roxo indica a potência LI total para o diodo laser.

Com a expansão da corrente de bombeio, observa-se no modelo computacional que sua resposta LI (traço superior na figura 29) contém a potência individual de todos os modos oscilantes. A sequência de surgimentos observada para os modos na simulação é similar à sequência descrita na tabela 4.

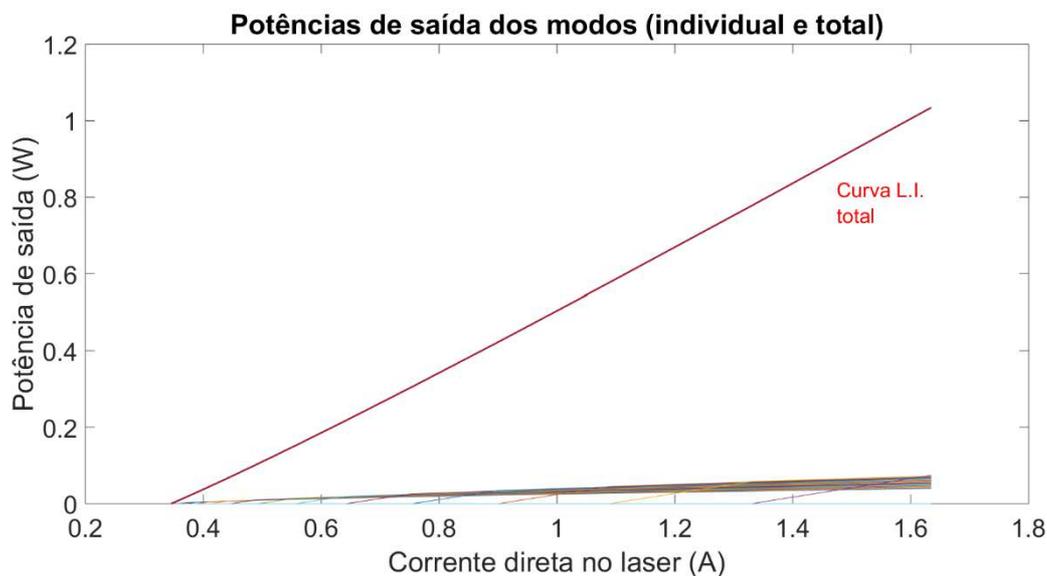


Figura 29 Curva LI total demonstrada (traço vermelho retilíneo) para uma corrente de bombeio de até 1,65 A e sua correspondência para as potências individuais, produzidos pelo software.

O diodo laser aplicado no experimento possui sua curva LI característica típica apresentada na figura 30, que nos ajuda a identificar o ponto no eixo horizontal (corrente direta limiar laser no diodo laser) quando inicia-se a emissão estimulada no BALD.

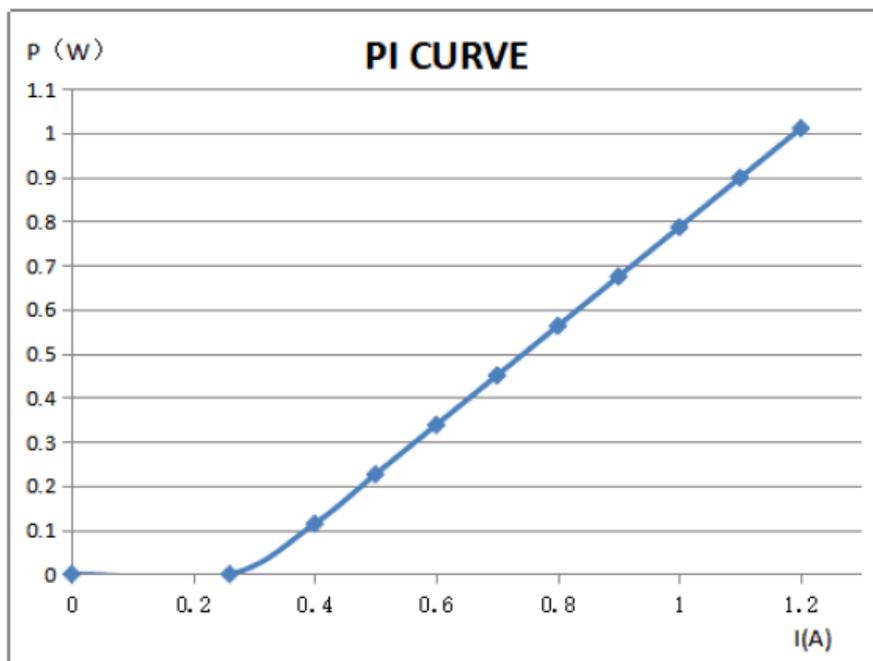


Figura 30 Potência óptica nominal coerente do diodo (curva LI do fabricante).

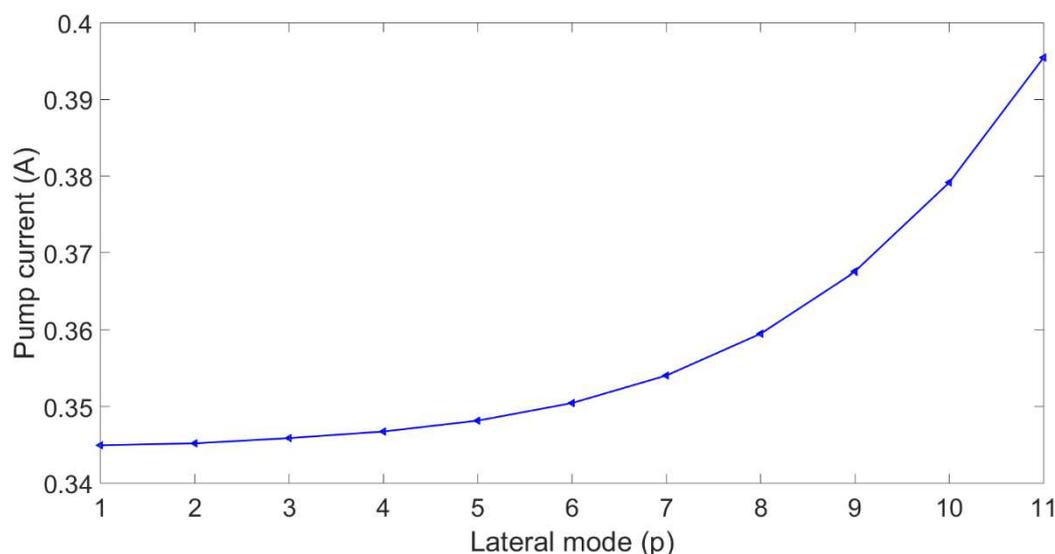


Figura 31 Simulação do limiar de oscilação (eixo y) para cada um dos modos em função de seus índices transversais p.

A simulação trabalha com modos cosseno e Hermitiano. Deve-se frisar que a denominação “modo” normalmente invoca a imagem de uma distribuição de campo eletromagnético auto consistente ou auto reprodutivo, sendo altamente estável. Em um semiconductor, no qual o fóton realiza, no máximo, duas voltas dentro da cavidade, esta estabilidade é bastante relativa, o que faz com que os modos temporalmente assumam formatos que não correspondem exatamente a modos Hermitianos e, portanto, o modo cosseno pode ser uma boa aproximação. Esta instabilidade se observa também na grande largura dos batimentos entre modos e na constante mudança de frequência destes batimentos. O modelo calcula com precisão o limiar de oscilação para cada modo transversal em conjunto com a densidade de carga bombeada na região ativa do diodo laser, com gráfico exemplificado na figura 31.

A seguir, na figura 32, são mostrados os primeiros 16 modos cosseno que apresentam modo fundamental gaussiano na direção perpendicular a junção do BALD.

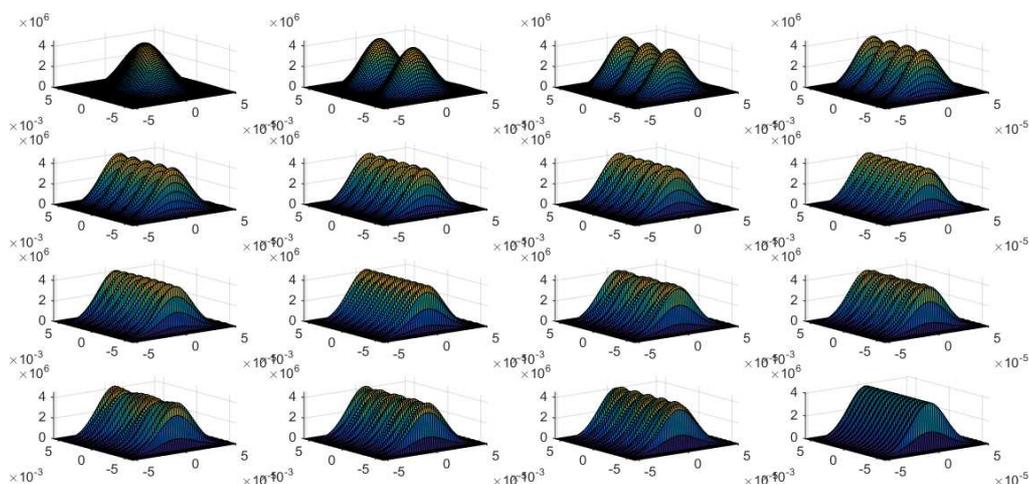


Figura 32 Dezesesseis primeiros modos TEM desenvolvidos pelo modelo computacional.

O modelo de simulação ainda determina a distribuição das potências dos modos no interior da cavidade para um único modo longitudinal, como mostrado no eixo vertical da figura 33. No eixo horizontal multimodos cosseno (transversais) são produzidos de acordo com a geometria da cavidade.

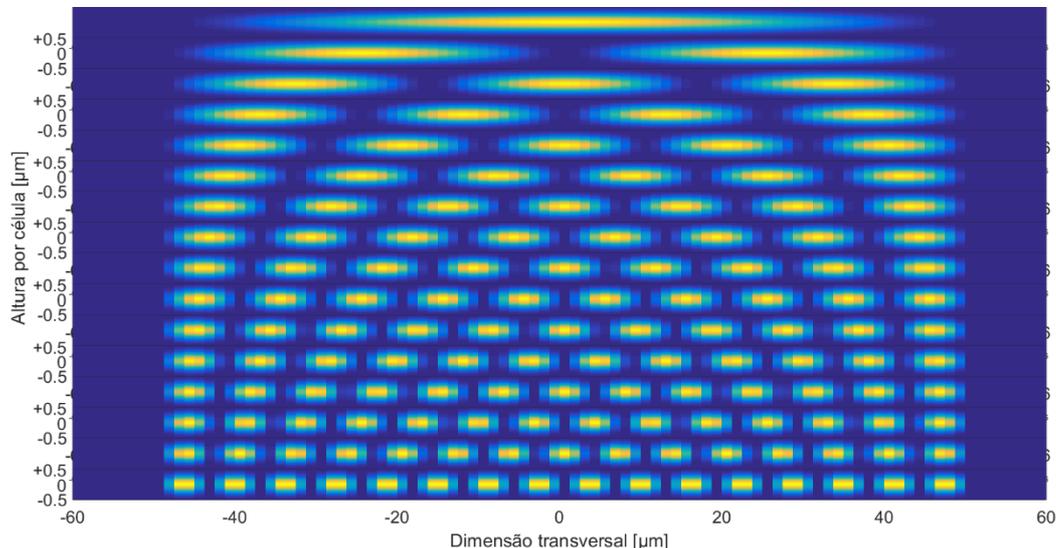


Figura 33 Modos cosseno calculados. A partir de cima do gráfico, observa-se o modo TEM_{00} imediatamente abaixo seguido pelo modo TEM_{01} , seguindo assim (TEM_{02} , TEM_{03} etc.) até a parte inferior do gráfico.

O programa também é capaz de calcular a distribuição de bombeio de carga elétrica no guia de onda do ressonador do laser em termos de um retículo de elementos de altura y e largura x indicando a distribuição de potência e o ganho realizado durante o processo modelado pelas equações de taxa do BALD, indicada na figura 34.

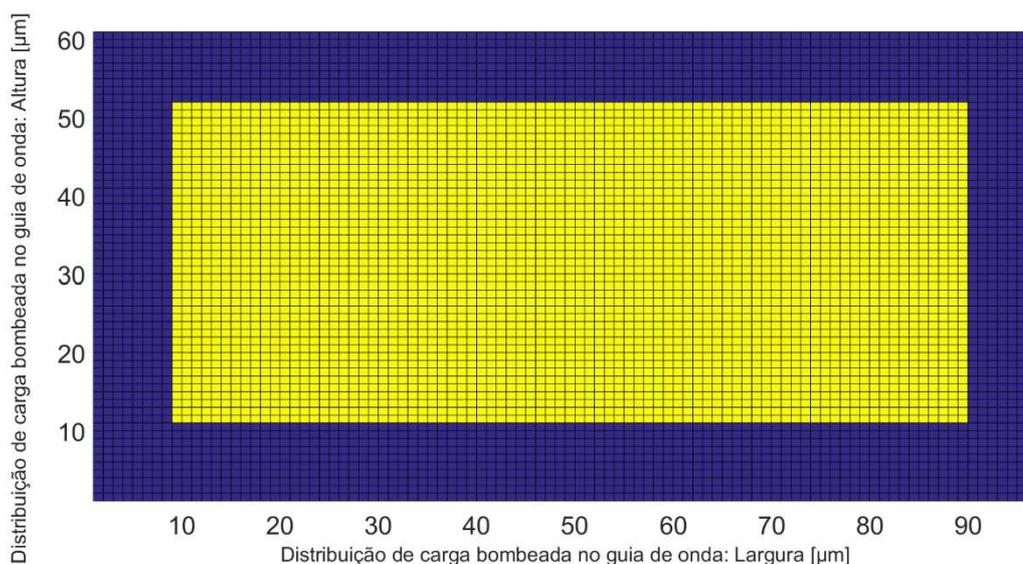


Figura 34 Seção transversal do diodo laser, mostrando a distribuição de carga bombeada (pontos amarelos na imagem) pela corrente direta I_F . A região amarela, ou região de ganho, demonstra potência homogênea ao longo do guia de onda.

5.2 Medidas de FFT para os batimentos de modos

STELMAKH e VASYLIEV (2014, p.4) propuseram um modelo analítico e experimental para determinação das frequências de batimento, na faixa de radiofrequência (RF), e que correspondem à resolução espacial heteródina entre dois modos transversais de ordem p e p' , e de mesmo grupo de modo longitudinal m , correspondendo ao processo de interferência entre ambos os sinais ópticos. Na fase I experimental para este trabalho, tem-se o desenvolvimento do método em bancada para identificação das faixas de frequência dos batimentos. Na tabela 4 são mostrados exemplos de como tênues variações do comprimento de onda geram frequências de sinal na ordem de poucos GHz (faixa de RF).

Tabela 4 Exemplos de frequências puras resultantes de tênues variações em seu comprimento de onda.

Comprimento de onda λ_o [nm]	Velocidade da luz no vácuo c [m/s]	$\Delta\lambda$ [μm]	Δf [Ghz]
830,69	3,00E+08	0,130	2,31
830,82			
832,50		0,070	4,29
832,57			

Fonte: autor do trabalho.

Para efeito de comparação em relação ao demonstrado por STELMAKH e VASYLIEV (2014), são mostradas na tabela 5 as frequências de batimento entre dois modos transversais ω_{mp} e $\omega_{mp'}$ para um determinado grupo de modos longitudinais (m), e as esperadas para as linhas espectrais a serem observadas no experimento elaborado neste trabalho. A equação (47) mostra o cálculo teórico das frequências angulares para dois batimentos adjacentes.

$$\omega_{pp'} = \omega_{mp'} - \omega_{mp} = \frac{\pi c \lambda_0}{4n_{ph}^2(\lambda_0)W^2} (p'^2 - p^2) \quad (47)$$

Na equação (47), λ_0 corresponde ao comprimento de onda, c é a velocidade da luz no vácuo, n_{ph} é o índice de refração do material e W é o valor da largura transversal da cavidade ressonante do diodo laser.

Tabela 5 Cálculo (teórico) das frequências de batimentos entre dois modos adjacentes para o diodo laser empregado no experimento com largura total da região ativa W de 100 μm com seu respectivo índice de refração indicado n_{ph} .

Comprimento de onda λ_0 [nm]	Velocidade da luz no vácuo c [m/s]	n_{ph}	W [μm]	p	p'	$\omega_{pp'}$ [rd/s]	$f_{pp'}$ [GHz]
830	3,00E+08	3,35	1,00E+02	1	2	5,22E+09	8,31E+08
				2	3	8,71E+09	1,39E+09
				3	4	1,22E+10	1,94E+09
				1	3	1,39E+10	2,22E+09
				2	4	1,57E+10	3,33E+09

Fonte: autor do trabalho.

Assim como observado por STELMAKH e VASYLIEV (2014), uma diferença de 370 MHz se mostrou presente para os batimentos, comparando-se os resultados entre o modelo teórico e os experimentos realizados. Os cálculos resultantes a partir da equação (47) e resumidos na tabela 5 também apresentam a mesma característica. O experimento em sua segunda fase foi desenvolvido para obter-se as posições dos picos dos modos em relação à coordenada transversal x da cavidade ativa do diodo laser, permitindo estabelecer com exatidão uma relação entre os valores de amplitude (FFT) e sua coordenada. Adicionalmente, ele nos permite conhecer como se realiza a sequência de surgimento dos modos transversais de acordo com as equações de taxa e bombeio demonstradas na teoria do modelo, e por suas curvas experimentais obtidas em laboratório. Nesta fase de medidas a topologia óptica teve entre suas principais alterações a mudança da segunda lente do arranjo, mostradas nas figuras 24 e 25, possibilitando uma suficiente separação lateral dos batimentos para a verificação das amplitudes de cada modo oscilante. O novo arranjo óptico recebeu uma melhoria a fim de evitar-se a redução da qualidade do feixe do diodo laser em face à característica do dispositivo em teste observada, como indicada na figura 35, relativa ao fenômeno de dupla listra detectado. O sistema óptico recebeu uma correção por meio de uma implementação de lentes cilíndricas para atenuação dos dois picos transversais de alta proximidade, como indicado na figura 36, demonstrado por [8]. Concomitantemente, uma fibra óptica de 400 μm de diâmetro melhorou as resoluções de medida dos sinais projetados sobre a área ativa do detector rápido.



Figura 35 Efeito de dupla listra laser de ocorrência em campo distante cujo efeito é o aparecimento de dois picos de intensidade em função da coordenada transversal (x) do diodo laser. (Imagem do autor)

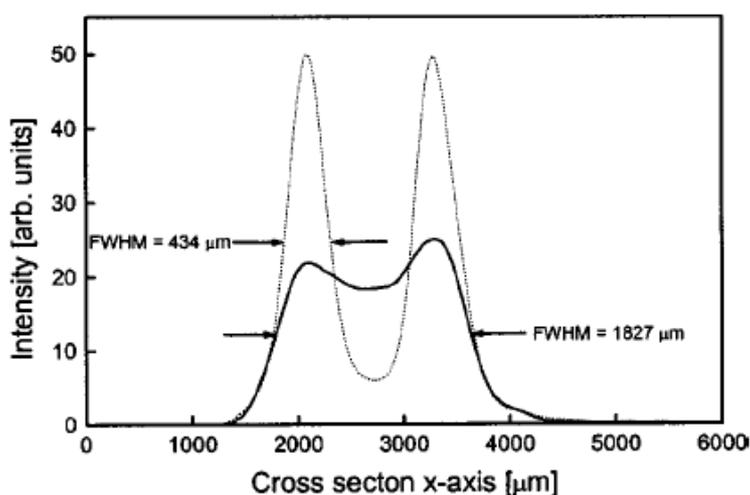


Figura 36 Picos de intensidade observados em região (ou plano) de campo distante para o feixe laser (curva sólida) e o mesmo sinal medido entre campo próximo e campo distante realizado pelo novo arranjo óptico (curva tracejada). (CHI, 2004).

As seções 5.2.1 e 5.2.2, correspondendo às fases I e II das medidas, respectivamente, apresentam os resultados obtidos experimentalmente. Na fase I é importante reforçar que todos os batimentos de modos foram focalizados com geometria pontual no detector rápido.

5.2.1 Resultados experimentais da fase I

Nesta seção são mostrados resultados acerca da identificação dos modos transversais, de acordo com o diodo laser real empregado no experimento. O reconhecimento das frequências de batimento dos modos é realizado através do emprego de um analisador de espectro ajustado para a realização de FFT, incluindo sua parametrização de largura de banda de leitura, modo de janela de conversão e taxa de amostragem. O analisador de espectro do osciloscópio foi ajustado para receber sinais na faixa de 0,5 a 5,0 GHz. As figuras 20 e 21 mostram o arranjo experimental, em termos de um diagrama esquemático e da imagem do experimento em bancada, respectivamente. Seu núcleo óptico é baseado em um telescópio de

proporções 1:5 e lentes esféricas adotadas. As figuras 37 a 40 correspondem a amostras de medições, e a corrente injetada I_F no diodo laser é indicada logo abaixo em suas legendas explicativas.

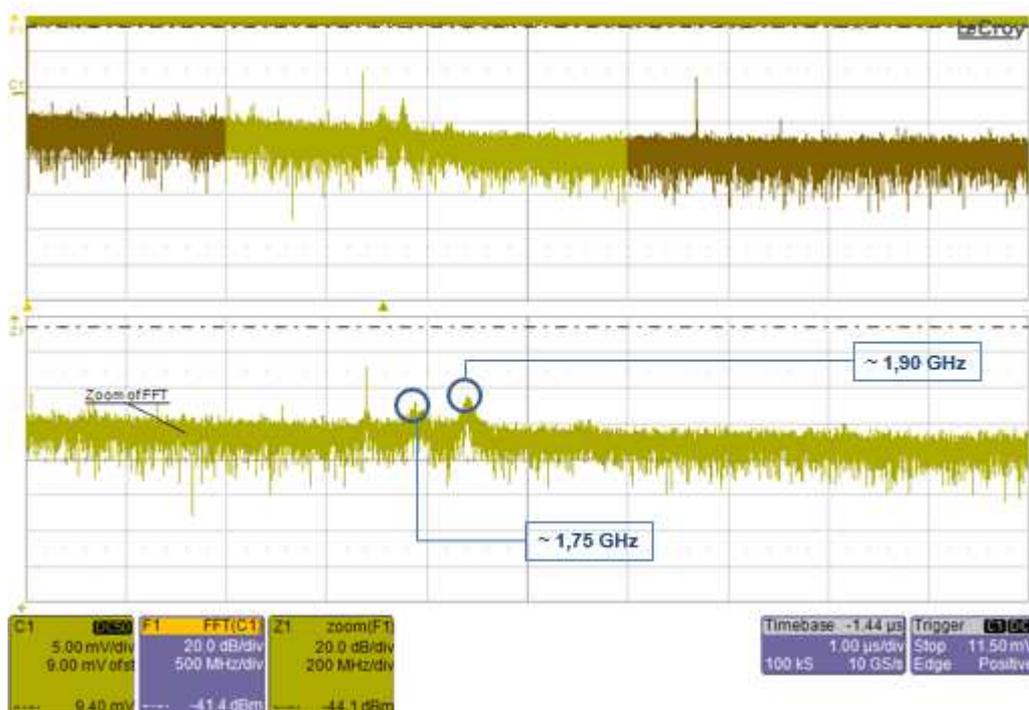


Figura 37 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). O canal Z1 é correspondente à uma faixa de espectro com investigação mais detalhada (zoom). A corrente aplicada no diodo foi $I_F = 320$ mA.

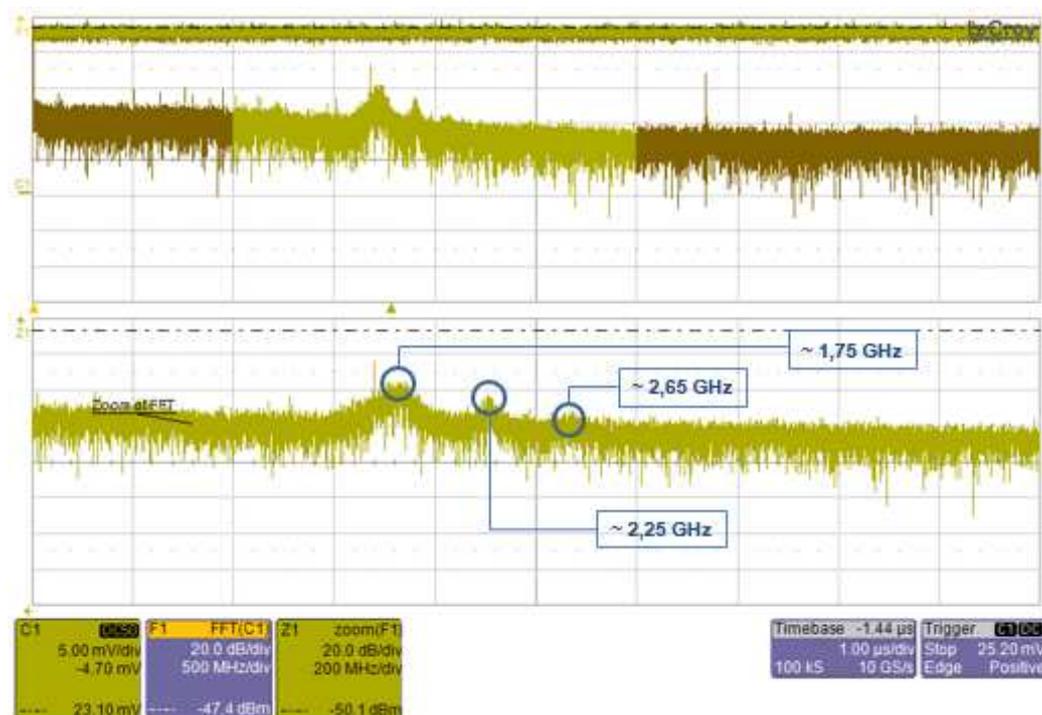


Figura 38 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). O canal Z1 é correspondente à uma faixa de espectro com investigação mais detalhada (zoom). A corrente aplicada no diodo foi $I_F = 360$ mA.

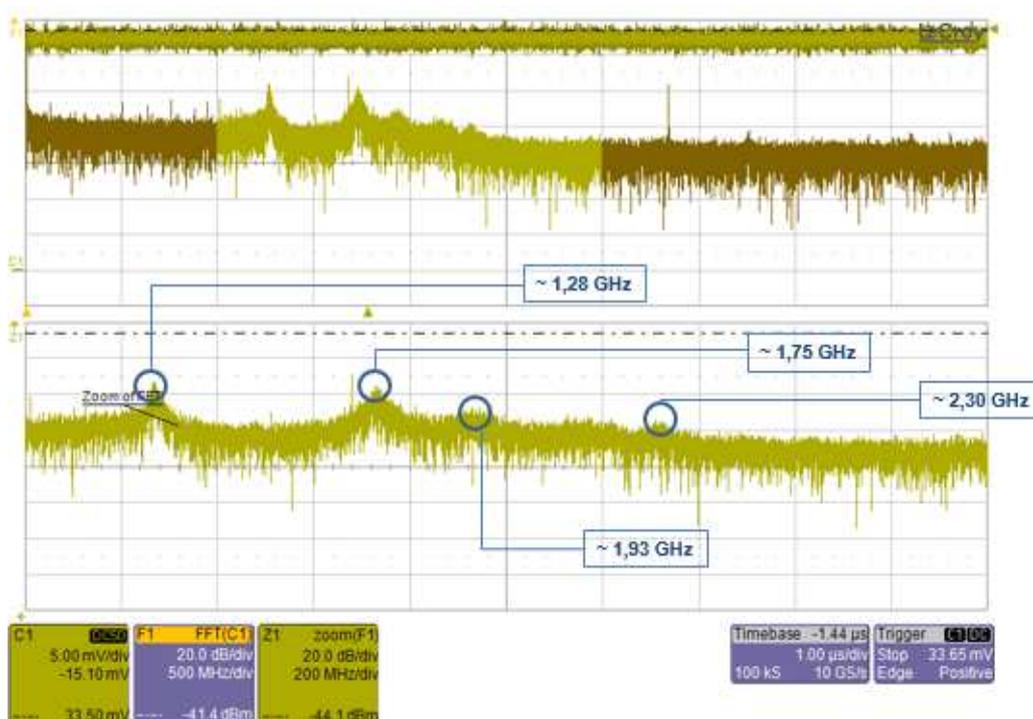


Figura 39 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). O canal Z1 é correspondente à uma faixa de espectro com investigação mais detalhada (*zoom*). A corrente aplicada no diodo foi $I_F = 400$ mA.

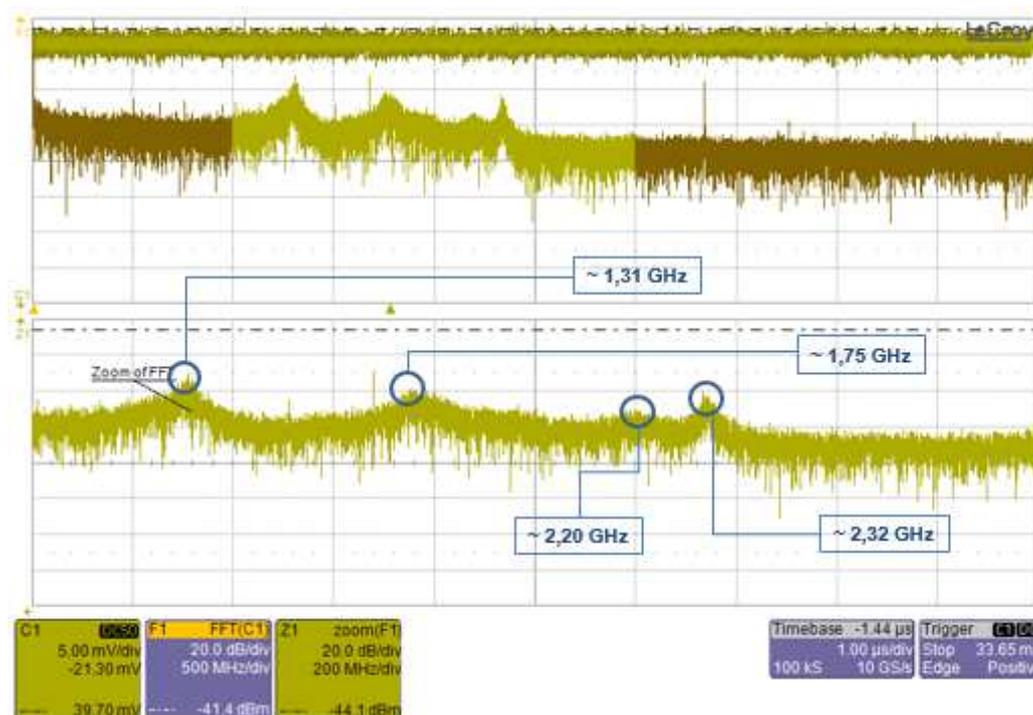


Figura 40 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). O canal Z1 é correspondente à uma faixa de espectro com investigação mais detalhada (*zoom*). A corrente aplicada no diodo foi $I_F = 420$ mA.

Um resumo das medições dos batimentos realizadas experimentalmente é mostrado na tabela 6 e indica faixas de frequência de batimento de RF similares aos cálculos

realizados com base no modelo teórico. Em referência aos espectros calculados e indicados na tabela 5, uma visualização sequencial de como os batimentos dos modos ocorreram estão distribuídos em função da potência elétrica bombeada para a região ativa do diodo laser.

Tabela 6 Distribuição das frequências de batimento resultantes entre dois modos transversais em função de I_F .

Condições de operação	I_F [A]	Distribuição de batimentos de Freq. RF $f_{pp'}$ [Hz]					$f_{pp'}$ [Hz] Valor típico esperado	p	p'	
		< 1 GHz	Grupo 1	Grupo 2	Grupo 3	Grupo 4				Grupo 5
T_{laser} @ 13,08 kOhm ~ 19,5 °C	3,20E-01		1,25E+09	-	-	-	-	1,20E+09	1	2
	3,40E-01		1,28E+09	-	-	-	-	1,76E+09	2	3
	3,60E-01		1,31E+09	-	-	-	-	2,31E+09	3	4
	3,80E-01		1,30E+09	-	-	-	-	2,59E+09	1	3
	4,00E-01		1,35E+09	-	-	-	-	3,70E+09	2	4
	4,20E-01		1,40E+09	1,75E+09	-	-	-			
	4,40E-01		1,35E+09	1,75E+09	1,90E+09	-	-			
	4,60E-01		1,35E+09	1,75E+09	1,93E+09	2,39E+09	-			
	4,80E-01		1,35E+09	1,75E+09	1,95E+09	2,40E+09	-			
	5,00E-01		1,35E+09	1,75E+09	2,20E+09	2,45E+09	3,10E+09			
	5,20E-01		1,35E+09	1,82E+09	2,20E+09	2,45E+09	3,10E+09			
	5,40E-01		1,35E+09	1,80E+09	2,25E+09	2,60E+09	3,10E+09			
	5,60E-01		1,35E+09	1,75E+09	2,25E+09	2,60E+09	3,10E+09			
	5,80E-01		1,35E+09	1,75E+09	2,25E+09	2,65E+09	3,10E+09			

Fonte: autor do trabalho.

5.2.2 Medidas de campo próximo

Um problema persistente dos arranjos anteriores foi a não uniformidade em intensidade ocasionada pelo efeito das duas listras. Para escapar deste problema, o sistema de detecção foi colocado para dentro do campo próximo através da remoção da primeira lente. A configuração mostrada na figura 41 proporcionou uma operação mais linear em potência, melhorando significativamente a leitura dos batimentos de frequência, com respostas mais precisas e mantendo a repetibilidade das medidas de FFT. Durante o experimento, foi avaliada uma nova correção para atenuar-se ainda mais qualquer inomogeneidade da listra laser, conforme indicação realizada na seção 5.2. Um telescópio colimador para a fibra óptica padrão SMA (modelo F810SMA-780) foi incorporado ao sistema óptico. A fibra óptica de 400 μm foi mantida, como é mostrado no respectivo arranjo.

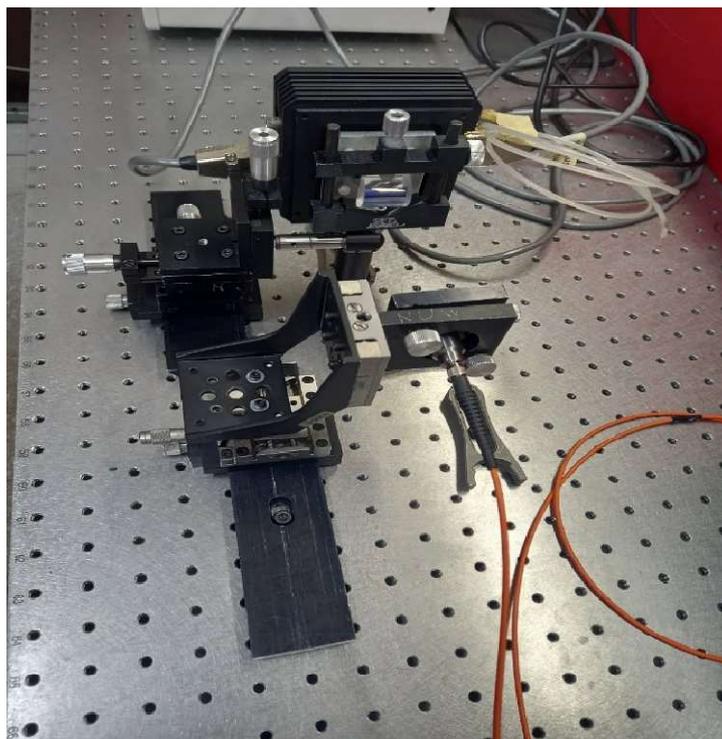


Figura 41 Arranjo com novo colimador integrado F810SMA-780 para ajustar o campo de leitura dos modos em campo próximo diretamente na fibra óptica.

Amostras dos sinais lidos com a nova lente cilíndrica implementada estão mostrados nas figuras 42 a 45.

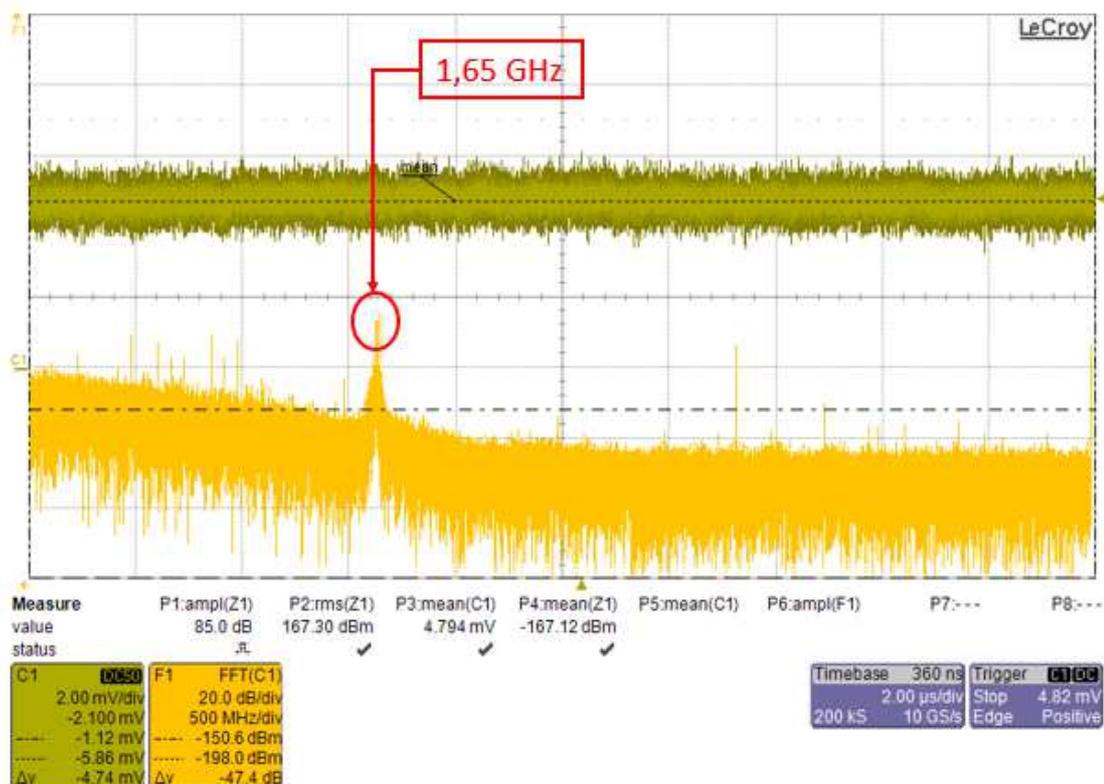


Figura 42 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). $I_F = 310$ mA.

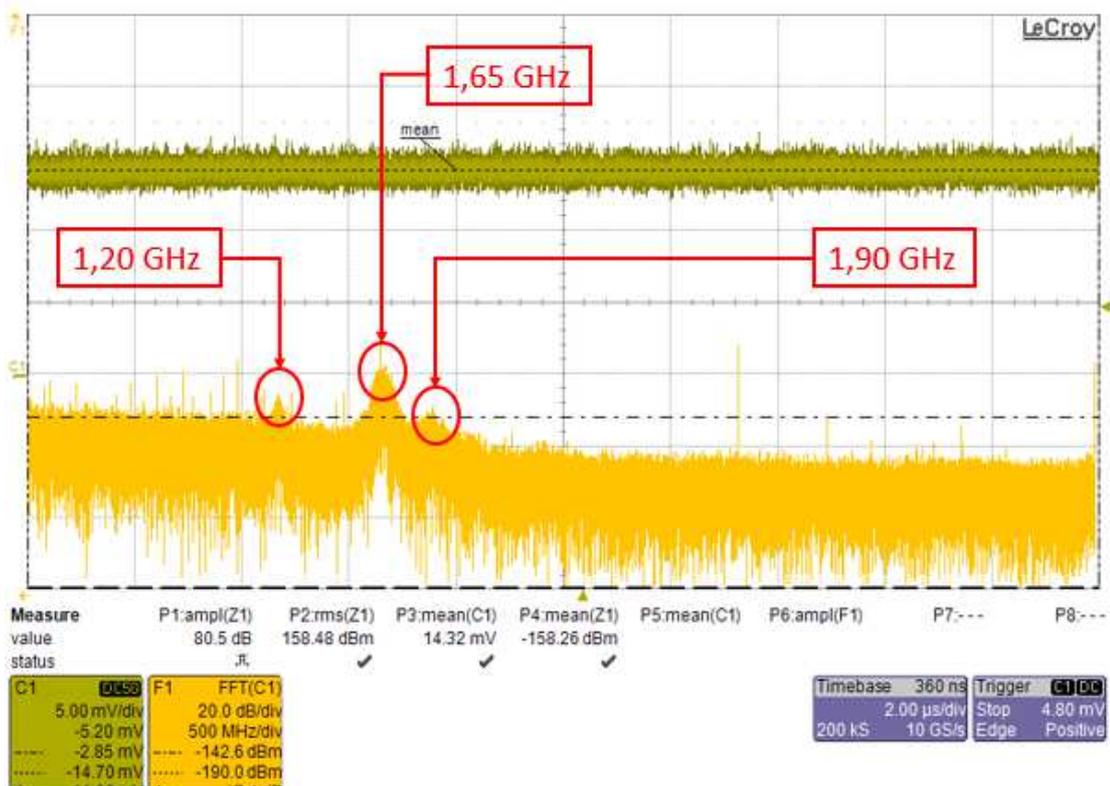


Figura 43 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). $I_F = 380$ mA.

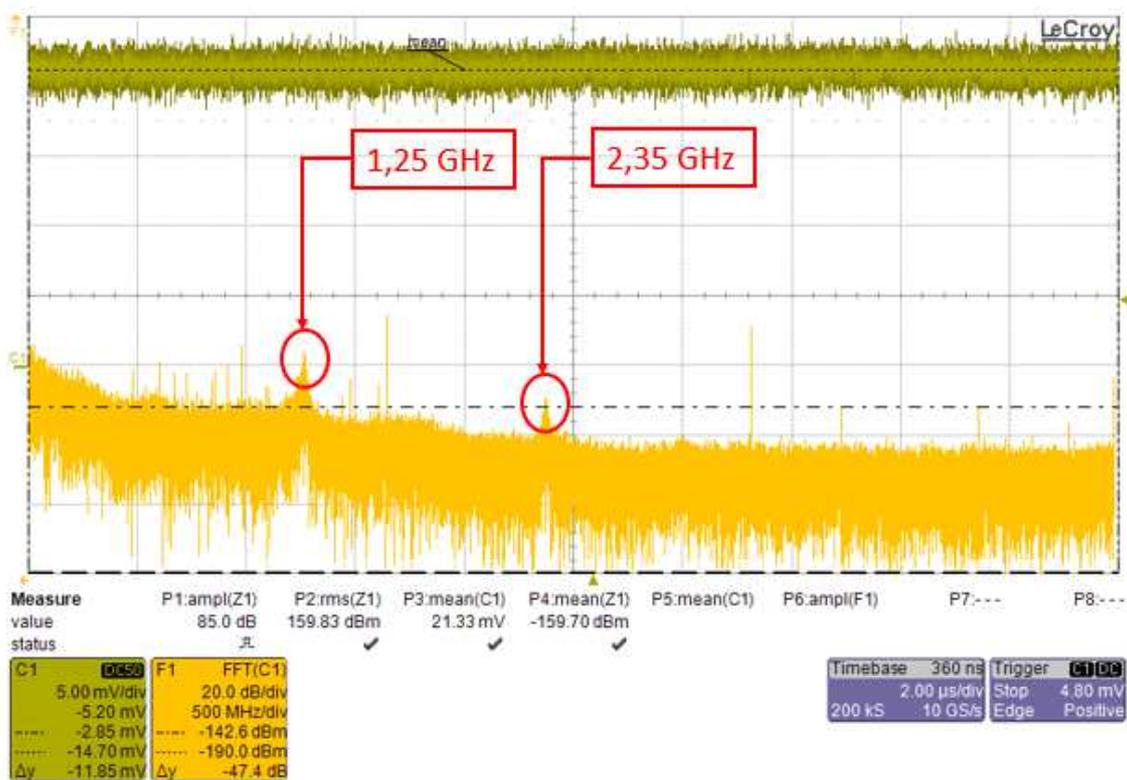


Figura 44 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). $I_F = 490$ mA.

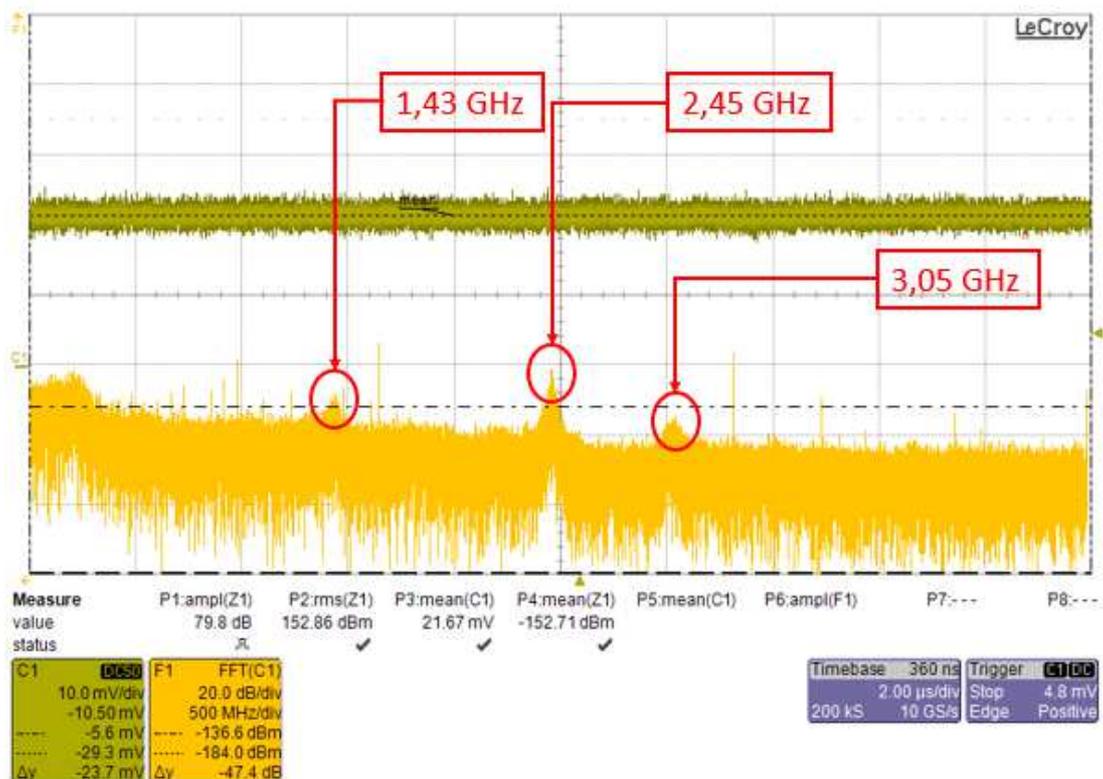


Figura 45 Amostragem do sinal do fotodetector (C1) e sua correspondente FFT (F1). $I_F = 490$ mA. Não observados com facilidade antes, batimentos acima de 3,0 GHz registrados.

Nesta nova configuração, observou-se durante as medidas FFT a ocorrência de novos agrupamentos de batimentos de modos, diferente do observado nas configurações anteriores. Stelmakh et al. fez a mesma observação em seu trabalho, registrando as frequências de pico (máximas) lidas para tais agrupamentos. Devido a características de sua cavidade ressonante e não controláveis externamente, o diodo laser aplicado apresentou deslocamento em alguns de seus modos transversais, em conjunto com uma existente deriva térmica. Como ainda não consideramos este método de detecção dentro do campo próximo como inequívoco para a identificação dos batimentos dos modos, os resultados apresentados a partir deste ponto em diante referem-se ao telescópio com detecção em campo distante, e aceitáveis para esta primeira fase (fase I) experimental.

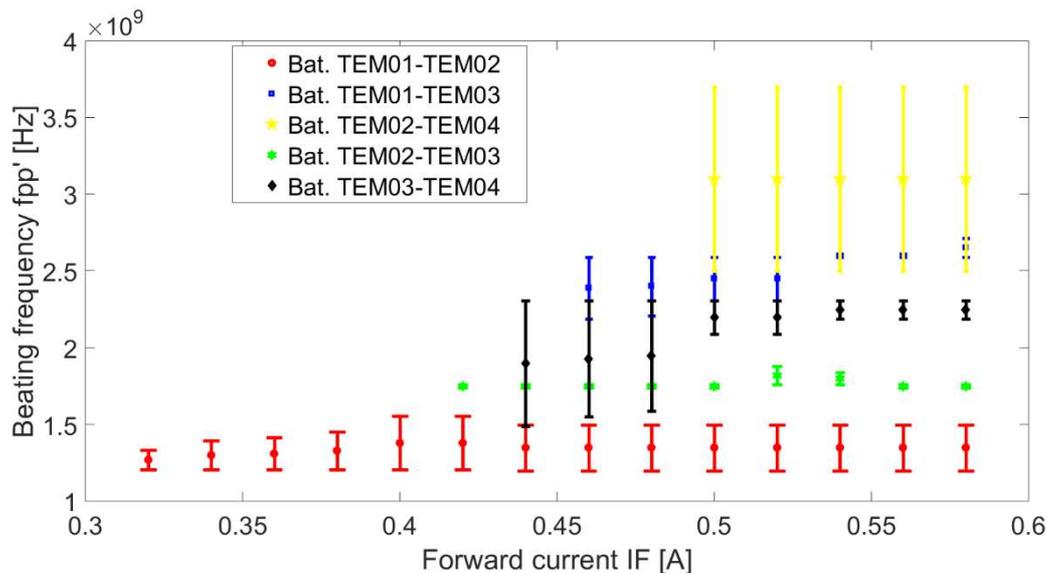


Figura 46 Distribuição dos batimentos de frequência entre os primeiros modos TEM em função da corrente direta de bombeio no diodo laser (I_F).

Os valores registrados para os batimentos $f_{pp'}$ no lado direito da tabela 6, em relação aos valores de frequência esperados, e calculados teoricamente com a equação (47), estão indicados para efeito de comparação com os espectros medidos, com registros para $p = 5$. Na figura 46, é mostrada a distribuição dos batimentos de frequência dos modos transversais extraídos experimentalmente neste trabalho. Esta etapa revelou-se efetiva uma vez que identificou as frequências de batimento dos modos na região de campo distante d_F ($d_F \gg \lambda$), com bom alinhamento em relação aos cálculos teóricos.

5.2.3 Resultados experimentais da fase II

Neste item são demonstradas as coletas e extrações dos modos transversais do diodo laser com relação à sua posição relativa no eixo transversal x , incluindo o reconhecimento de suas frequências de batimento na faixa RF, aplicando-se o segundo arranjo óptico com a inclusão da fibra óptica mostrado nas figuras 24 e 25, tendo seu diagrama esquemático e imagem do experimento em bancada respectivamente. Os picos e amplitudes indicadas já denotam as frequências esperadas e calculadas, para um total de 5 lotes de medição com composição de média aritmética para cada faixa de batimento em $f_{pp'} = 1,35$ GHz, $f_{pp'} = 1,75$ GHz e $f_{pp'} = 2,40$ GHz, com injeção de corrente de 440 mA, 460 mA e 580 mA, respectivamente, e indicados nas figuras 47 a 49. Com um aumento de corrente no diodo laser, observa-se o deslocamento da coordenada transversal para os diferentes modos de oscilação mostrados nas coletas FFT.

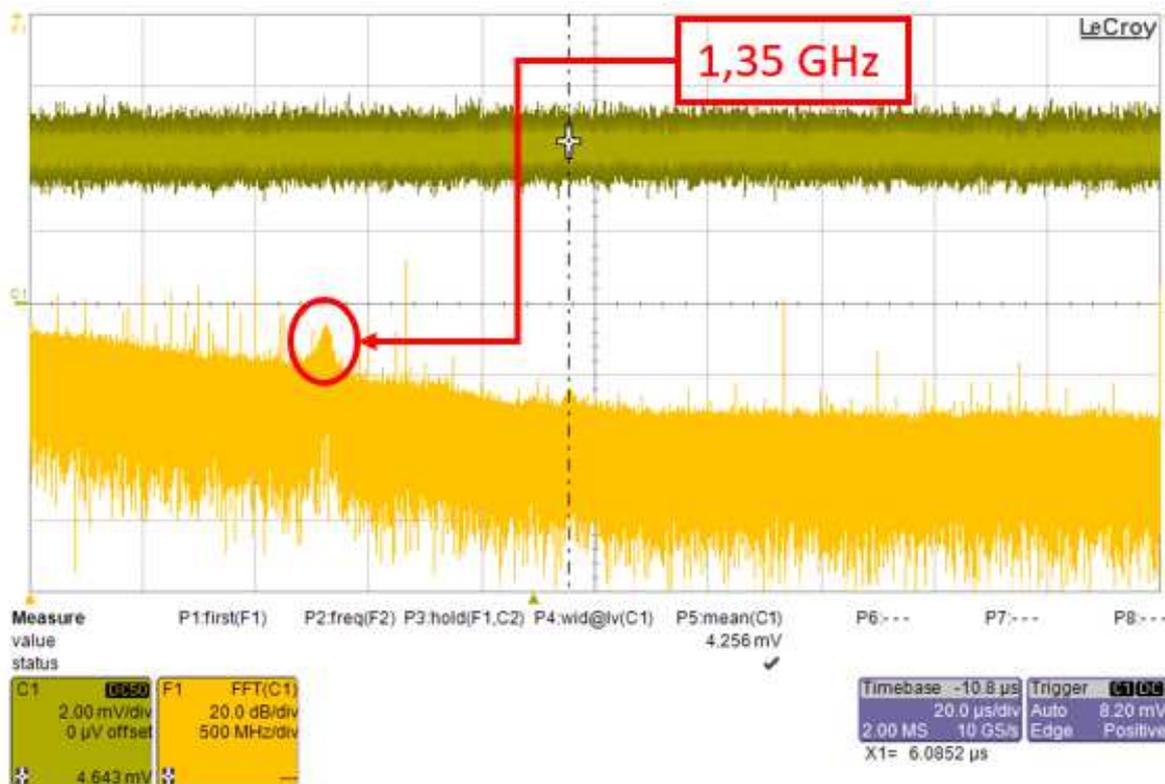


Figura 47 Amostragem do sinal na fibra óptica (C1) e sua correspondente FFT (F1). A corrente aplicada no diodo nesta coleta é $I_F = 440$ mA, na coordenada transversal $x = 2400$ μ m.

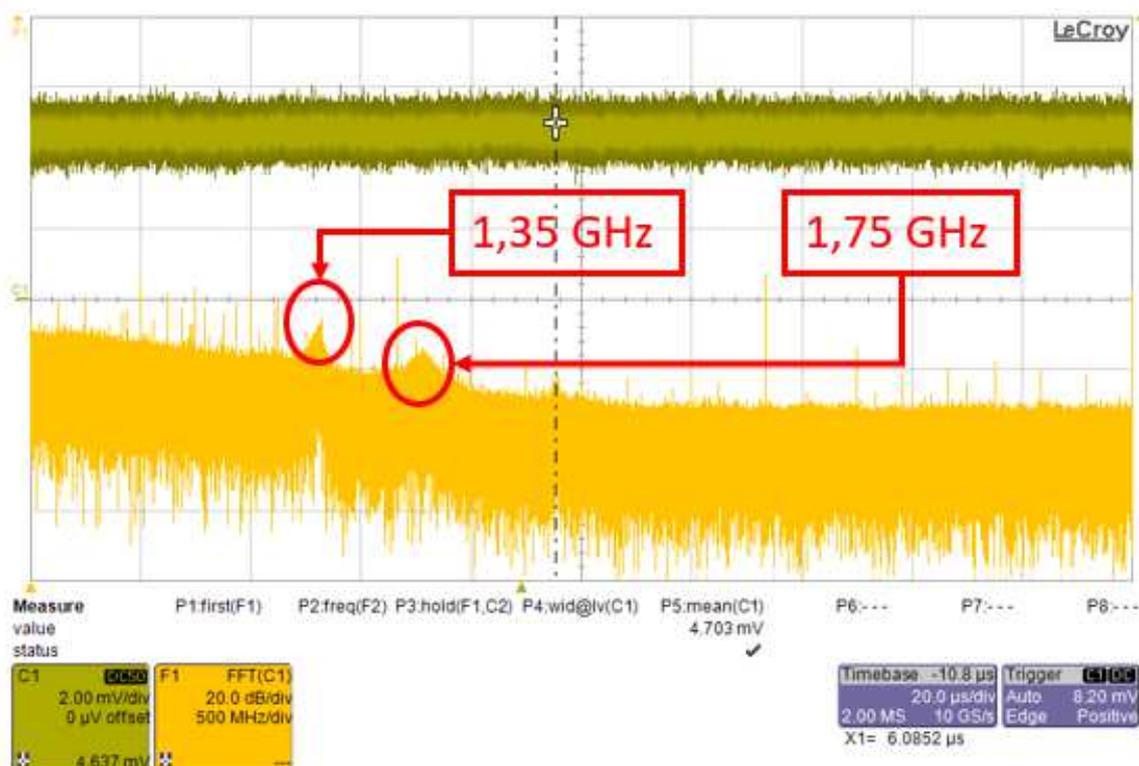


Figura 48 Amostragem do sinal na fibra óptica (C1) e sua correspondente FFT (F1). A corrente aplicada no diodo nesta coleta é $I_F = 460$ mA, na coordenada transversal $x = 2900$ μ m.

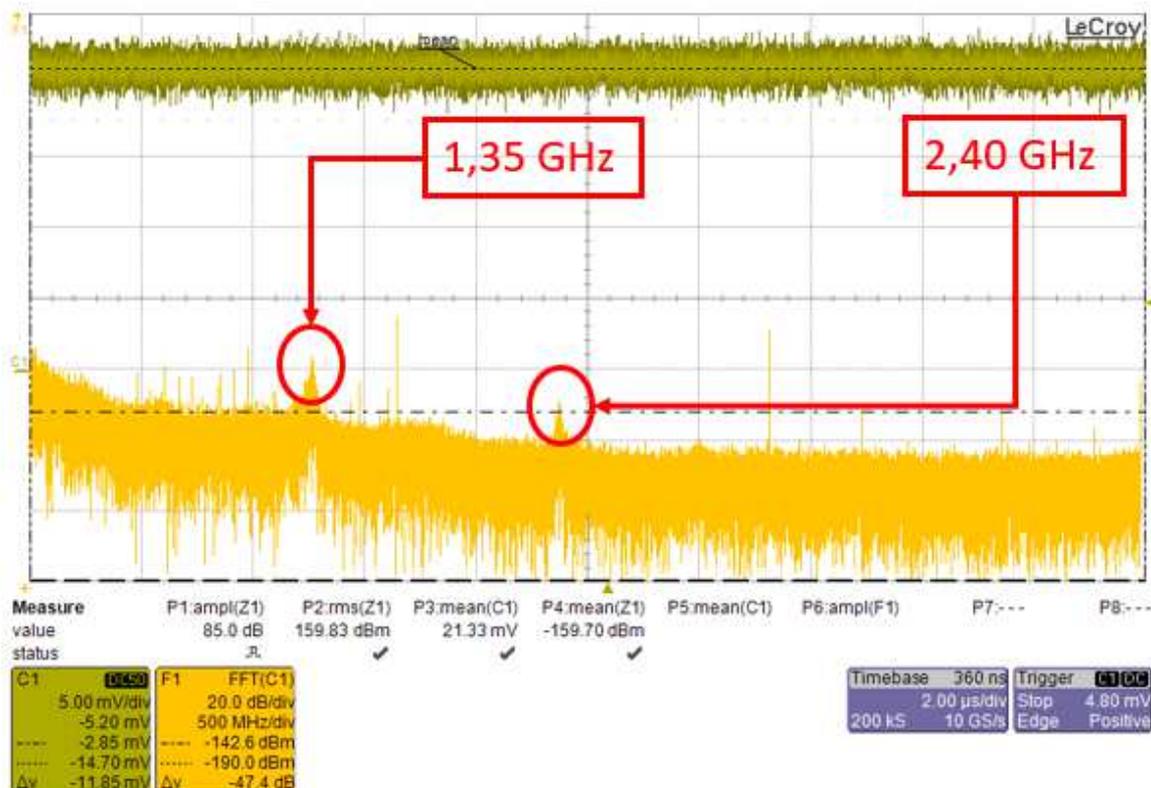


Figura 49 Amostragem do sinal na fibra óptica (C1) e sua correspondente FFT (F1). A corrente aplicada no diodo nesta coleta é $I_F = 580$ mA, na coordenada transversal $x = 3100$ μm .

As medições consolidadas para duas faixas de potência no diodo laser, com injeção de 460 a 580 mA, contendo as coordenadas transversais registradas são apresentadas nas tabelas 7 (460 mA) e 8 (580 mA). No lado direito da tabela são colocadas as imagens correspondentes às posições geométricas dos picos dos modos transversais tipicamente encontradas por STELMAKH e VASYLIEV (2014), tendo como base comparativa as frequências de batimento calculadas na tabela 5. Os valores dos sinais FFT encontram-se em termos de sua amplitude relativa no eixo y e na forma de onda (ΔdBm), em função de sua coordenada transversal (μm) relativa ao eixo x. O processo de medição foi realizado com a aplicação de micrômetros em ambos os eixos de varredura (y e x). Neste conjunto de dados, com a finalidade de obter-se uma distribuição de picos, os pontos indicados no centro das tabelas 7 e 8 mostram o valor máximo registrado para a amplitude relativa de FFT, em relação à base do sinal (base de ruído branco), em função de cada coordenada x indicada imediatamente à esquerda nas tabelas. De cima para baixo tem-se os grupos 1,49, 1,86 e 2,25 GHz, respectivamente.

Tabela 7 Posições relativas dos picos medidos, para uma corrente de injeção de 460 mA, com agrupamento de batimentos em torno de (cima para baixo): 1,49 GHz; 1,86 GHz; 2,25 GHz.

			FFT Power Measurement Δy [dBm]										
			Distribuição de Batimentos de Freq. RF f_{pp} [Hz]										
Remark	x [μ m]	I [A]								f_{pp} [Hz]	p	p'	Ordem de deslocamento
T _{laser} @ 13,08 kOhm ~ 19,5 °C I _{th} = 0,300 A @ 25 °C	2,00E+03	4,60E-01								1,49E+09	1	2	
	2,10E+03	4,60E-01								1,86E+09	2	3	
	2,20E+03	4,60E-01								2,25E+09	3	4	
	2,30E+03	4,60E-01	x							3,29E+09	1	3	
	2,40E+03	4,60E-01								4,47E+09	2	4	
	2,50E+03	4,60E-01											
	2,60E+03	4,60E-01											
	2,70E+03	4,60E-01											
	2,80E+03	4,60E-01	x										
	2,90E+03	4,60E-01	x										
	3,00E+03	4,60E-01	x										
	3,10E+03	4,60E-01	x										
	3,20E+03	4,60E-01											
	3,30E+03	4,60E-01											
3,40E+03	4,60E-01												
			30-25	25-20	20-15	15-10	10-5	5-0					
			FFT Power Measurement Δy [dBm]										
			Distribuição de Batimentos de Freq. RF f_{pp} [Hz]										
Remark	x [μ m]	I [A]								f_{pp} [Hz]	p	p'	Ordem de deslocamento
T _{laser} @ 13,08 kOhm ~ 19,5 °C I _{th} = 0,300 A @ 25 °C	2,00E+03	4,60E-01								1,49E+09	1	2	
	2,10E+03	4,60E-01								1,86E+09	2	3	
	2,20E+03	4,60E-01								2,25E+09	3	4	
	2,30E+03	4,60E-01								3,29E+09	1	3	
	2,40E+03	4,60E-01								4,47E+09	2	4	
	2,50E+03	4,60E-01											
	2,60E+03	4,60E-01											
	2,70E+03	4,60E-01											
	2,80E+03	4,60E-01											
	2,90E+03	4,60E-01											
	3,00E+03	4,60E-01											
	3,10E+03	4,60E-01											
	3,20E+03	4,60E-01											
	3,30E+03	4,60E-01											
3,40E+03	4,60E-01												
			30-25	25-20	20-15	15-10	10-5	5-0					
			FFT Power Measurement Δy [dBm]										
			Distribuição de Batimentos de Freq. RF f_{pp} [Hz]										
Remark	x [μ m]	I [A]								f_{pp} [Hz]	p	p'	Ordem de deslocamento
T _{laser} @ 13,08 kOhm ~ 19,5 °C I _{th} = 0,300 A @ 25 °C	2,00E+03	4,60E-01								1,49E+09	1	2	
	2,10E+03	4,60E-01								1,86E+09	2	3	
	2,20E+03	4,60E-01								2,25E+09	3	4	
	2,30E+03	4,60E-01								3,29E+09	1	3	
	2,40E+03	4,60E-01								4,47E+09	2	4	
	2,50E+03	4,60E-01											
	2,60E+03	4,60E-01											
	2,70E+03	4,60E-01											
	2,80E+03	4,60E-01											
	2,90E+03	4,60E-01											
	3,00E+03	4,60E-01											
	3,10E+03	4,60E-01											
	3,20E+03	4,60E-01											
	3,30E+03	4,60E-01											
3,40E+03	4,60E-01												
			30-25	25-20	20-15	15-10	10-5	5-0					

Fonte: autor do trabalho.

Tabela 8 Posições relativas dos picos medidos, para uma corrente de injeção de 580 mA, com agrupamento de batimentos em torno de (cima para baixo): 1,49 GHz; 1,86 GHz; 2,25 GHz.

			FFT Power Measurement Δy [dBm]										Ordem de deslocamento
			Distribuição de Batimentos de Freq. RF $f_{pp'}$ [Hz]										
Remark	x [μ m]	I [A]								$f_{pp'}$ [Hz]	p	p'	
T _{laser} @ 13,08 kOhm ~ 19,5 °C I _{th} = 0,300 A @ 25 °C	2,00E+03	5,80E-01								1,49E+09	1	2	
	2,10E+03	5,80E-01						X	1,86E+09	2	3		
	2,20E+03	5,80E-01						X	2,25E+09	3	4		
	2,30E+03	5,80E-01						X	3,29E+09	1	3		
	2,40E+03	5,80E-01						X	4,47E+09	2	4		
	2,50E+03	5,80E-01											
	2,60E+03	5,80E-01						X					
	2,70E+03	5,80E-01						X					
	2,80E+03	5,80E-01						X					
	2,90E+03	5,80E-01						X					
	3,00E+03	5,80E-01						X					
	3,10E+03	5,80E-01						X					
	3,20E+03	5,80E-01						X					
	3,30E+03	5,80E-01						X					
3,40E+03	5,80E-01						X						
			30-25	25-20	20-15	15-10	10-5	5-0					
			FFT Power Measurement Δy [dBm]										Ordem de deslocamento
			Distribuição de Batimentos de Freq. RF $f_{pp'}$ [Hz]										
Remark	x [μ m]	I [A]								$f_{pp'}$ [Hz]	p	p'	
T _{laser} @ 13,08 kOhm ~ 19,5 °C I _{th} = 0,300 A @ 25 °C	2,00E+03	5,80E-01								1,49E+09	1	2	
	2,10E+03	5,80E-01						X	1,86E+09	2	3		
	2,20E+03	5,80E-01						X	2,25E+09	3	4		
	2,30E+03	5,80E-01						X	3,29E+09	1	3		
	2,40E+03	5,80E-01						X	4,47E+09	2	4		
	2,50E+03	5,80E-01											
	2,60E+03	5,80E-01						X					
	2,70E+03	5,80E-01						X					
	2,80E+03	5,80E-01						X					
	2,90E+03	5,80E-01						X					
	3,00E+03	5,80E-01						X					
	3,10E+03	5,80E-01						X					
	3,20E+03	5,80E-01						X					
	3,30E+03	5,80E-01						X					
3,40E+03	5,80E-01						X						
			30-25	25-20	20-15	15-10	10-5	5-0					
			FFT Power Measurement Δy [dBm]										Ordem de deslocamento
			Distribuição de Batimentos de Freq. RF $f_{pp'}$ [Hz]										
Remark	x [μ m]	I [A]								$f_{pp'}$ [Hz]	p	p'	
T _{laser} @ 13,08 kOhm ~ 19,5 °C I _{th} = 0,300 A @ 25 °C	2,00E+03	5,80E-01								1,49E+09	1	2	
	2,10E+03	5,80E-01						X	1,86E+09	2	3		
	2,20E+03	5,80E-01						X	2,25E+09	3	4		
	2,30E+03	5,80E-01						X	3,29E+09	1	3		
	2,40E+03	5,80E-01						X	4,47E+09	2	4		
	2,50E+03	5,80E-01											
	2,60E+03	5,80E-01						X					
	2,70E+03	5,80E-01						X					
	2,80E+03	5,80E-01						X					
	2,90E+03	5,80E-01						X					
	3,00E+03	5,80E-01						X					
	3,10E+03	5,80E-01						X					
	3,20E+03	5,80E-01						X					
	3,30E+03	5,80E-01						X					
3,40E+03	5,80E-01						X						
			30-25	25-20	20-15	15-10	10-5	5-0					

Fonte: autor do trabalho.

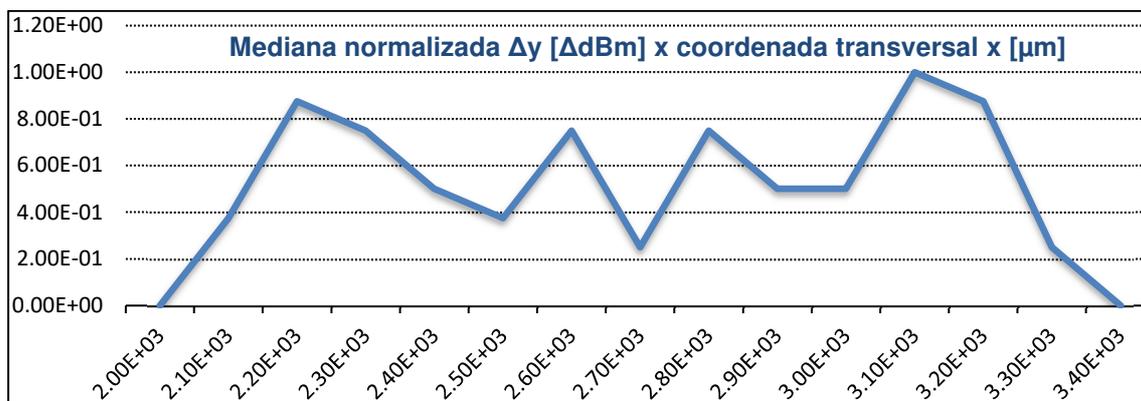
Os sinais FFT do batimento extraído em torno de 1,65 GHz foram tomados para uma análise de posição dos picos ou amplitudes máximas observadas, em termos de sua mediana aritmética normalizada, como mostrado na tabela 9, com gráfico correspondente atribuído na figura 50, conforme o algoritmo de normalização:

$$x_F = \frac{X - x_{min}}{x_{max} - x_{min}} \quad (49)$$

Tabela 9 Análise da posição dos picos e amplitudes para o batimento de 1,65 GHz (grupo 2-3).

x [μm]	[dBm] Δy @ 460 mA	[dBm] Δy @ 580 mA	[dBm] Δy (Méd.)
2,00E+03	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00
2,10E+03	2,50E-01	5,00E-01	3,75E-01
2,20E+03	7,50E-01	1,00E+00	8,75E-01
2,30E+03	5,00E-01	1,00E+00	7,50E-01
2,40E+03	5,00E-01	5,00E-01	5,00E-01
2,50E+03	7,50E-01	0,00E+00	3,75E-01
2,60E+03	5,00E-01	1,00E+00	7,50E-01
2,70E+03	5,00E-01	0,00E+00	2,50E-01
2,80E+03	1,00E+00	5,00E-01	7,50E-01
2,90E+03	1,00E+00	0,00E+00	5,00E-01
3,00E+03	1,00E+00	0,00E+00	5,00E-01
3,10E+03	1,00E+00	1,00E+00	1,00E+00
3,20E+03	7,50E-01	1,00E+00	8,75E-01
3,30E+03	5,00E-01	0,00E+00	2,50E-01
3,40E+03	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00

Fonte: autor do trabalho.



Fonte: autor do trabalho.

Figura 50 Investigação sobre a repetibilidade de posição (x) para o batimento de modos de 1,65 GHz, valores apresentados em forma de mediana normalizada.

Para melhorar a resolução de leitura dos modos transversais incidentes no detector, uma expansão da listra laser foi aplicada com o auxílio de uma lente cilíndrica (modelo 25CPX2525AR850) com distância focal de 25 mm mais próxima à primeira lente, elevando a altura da listra laser para 1000 μm , garantindo que a fibra óptica de 400 μm seja integralmente coberta pela listra no foco, e, assim, insensível à altura em relação ao foco. Com esta modificação, foi possível medir um número maior de picos no eixo transversal, nitidamente observável durante a coleta dos batimentos.

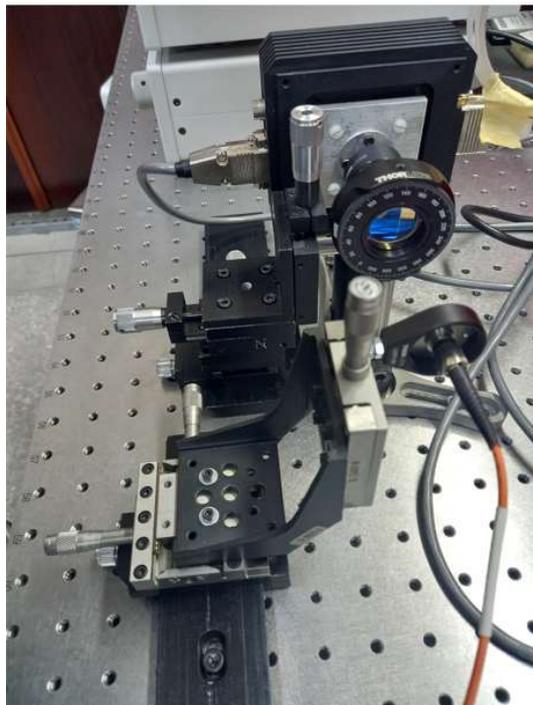


Figura 51 Correção realizada na segunda lente do sistema, aproximando-a da primeira lente para aumentar a altura no foco e colocando-a dentro de um suporte rotador para ajustar o foco de linha ao deslocamento do estágio translador da fibra detetora.

Neste arranjo óptico mostrado na figura 51, a segunda lente do telescópio, de geometria cilíndrica, teve como correção seu posicionador ajustado para a marca angular de 140° , estabelecendo-se um melhor fator de tamanho na imagem da listra laser sobre a entrada da fibra óptica. Para testar a varredura do micrômetro em x , um lote de curvas FFT foram extraídas para identificar as posições dos batimentos dos modos, registrando-se os valores lidos no micrômetro, e relacionando-os com suas frequências. Algumas dessas amostras estão indicadas nas figuras 52 a 57, correspondendo a dois pares de sinais para medidas de suas coordenadas transversais (x) para os grupos de batimentos de 1,35 GHz, 1,75 GHz e 2,40 GHz, respectivamente.

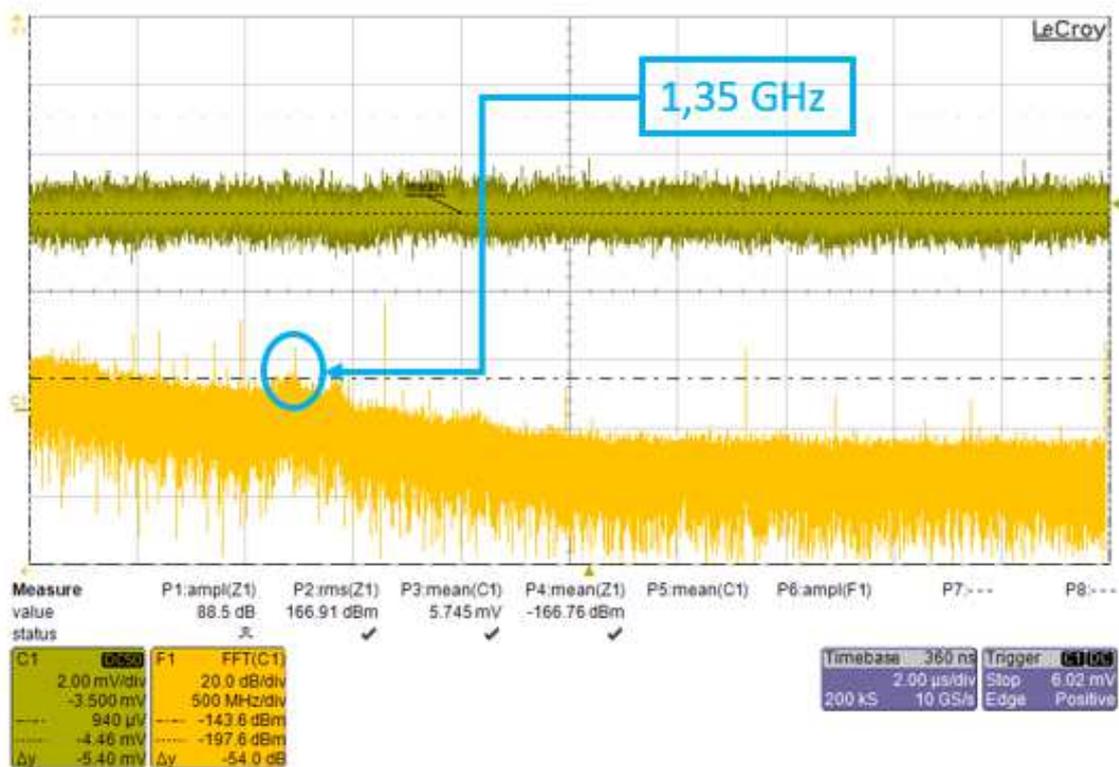


Figura 52 Registro FFT para f_{pp} de 1,35 GHz com sua posição transversal em 11300 μ m. $I_F = 470$ mA.

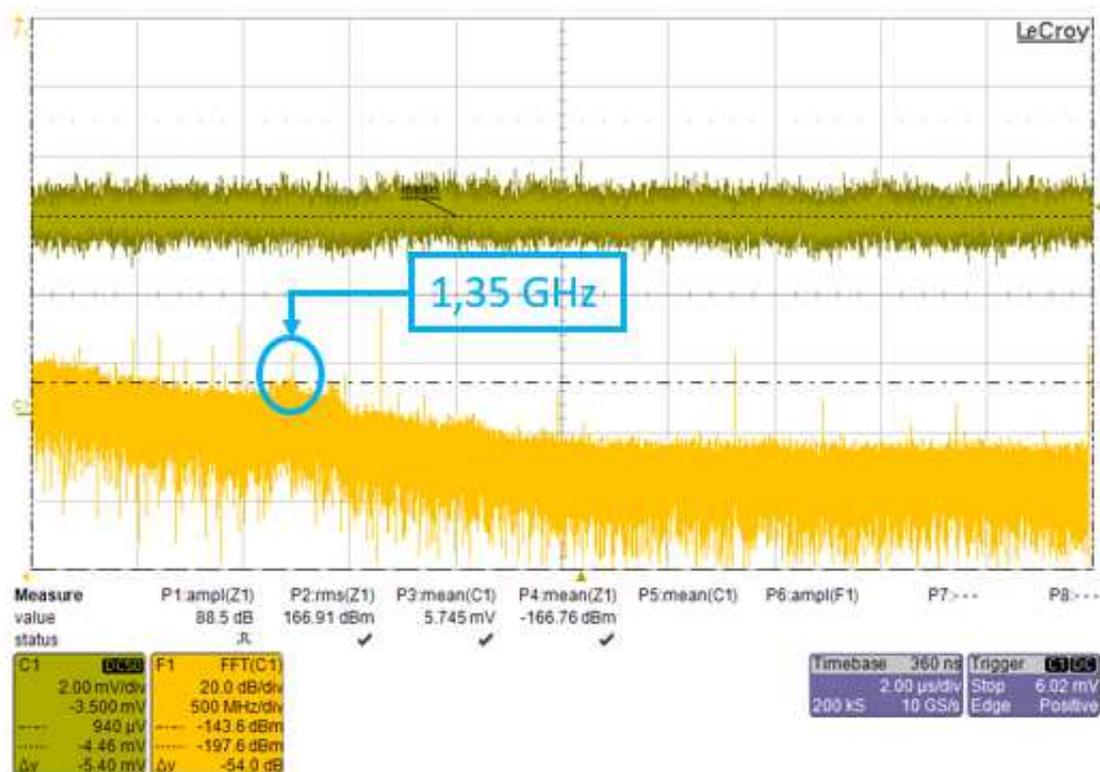


Figura 53 Registro FFT para f_{pp} de 1,35 GHz com sua posição transversal em 12700 μ m. $I_F = 470$ mA.

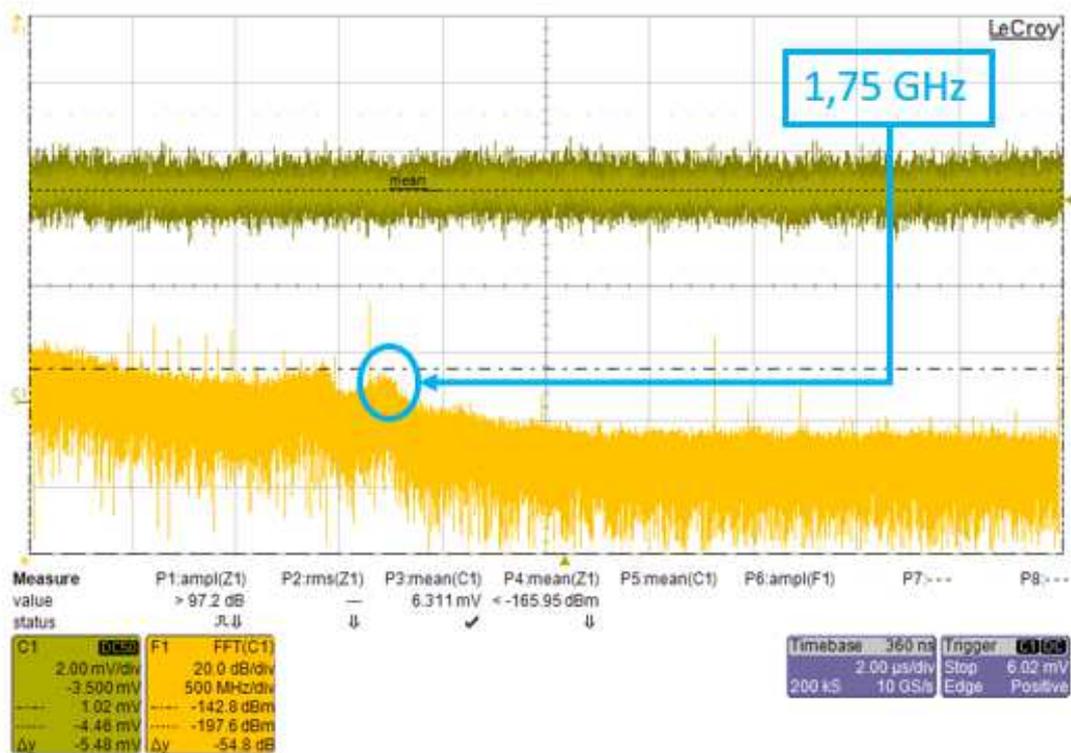


Figura 54 Registro FFT para f_{pp} de 1,75 GHz com sua posição transversal em 12800 μm . $I_F = 470 \text{ mA}$.

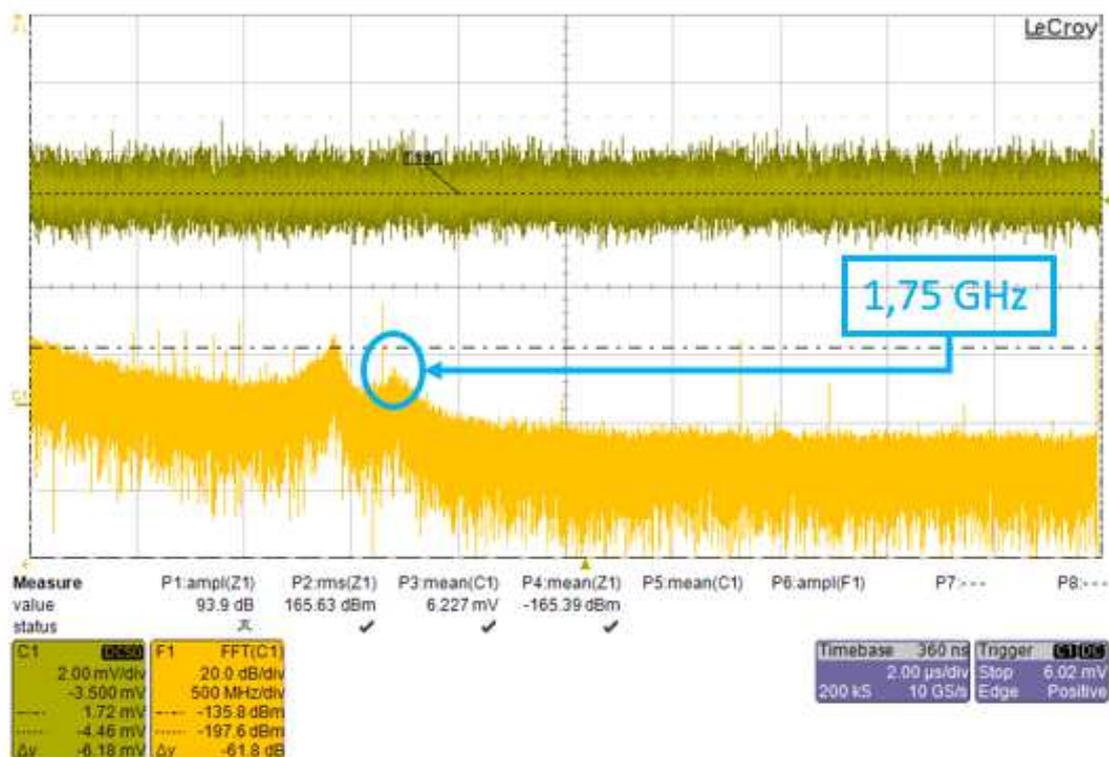


Figura 55 Registro FFT para f_{pp} de 1,75 GHz com sua posição transversal em 12900 μm . $I_F = 470 \text{ mA}$.

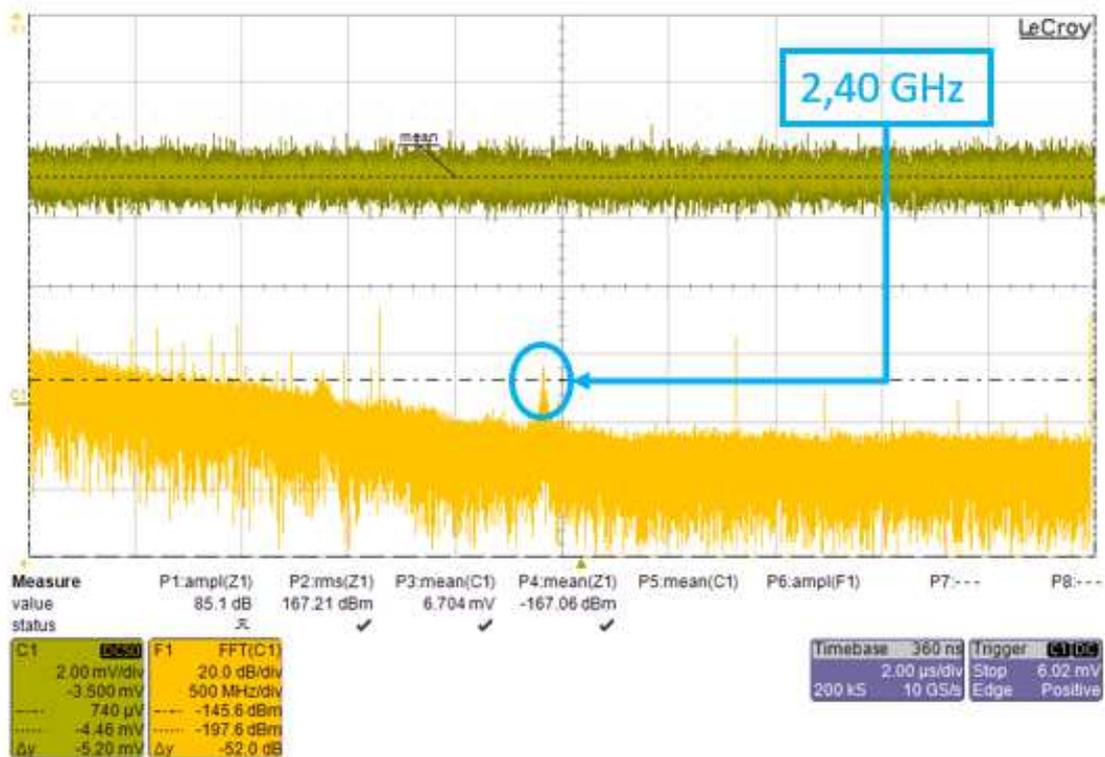


Figura 56 Registro FFT para $f_{pp'}$ de 2,40 GHz com sua posição transversal em 13500 μm . $I_F = 470 \text{ mA}$.

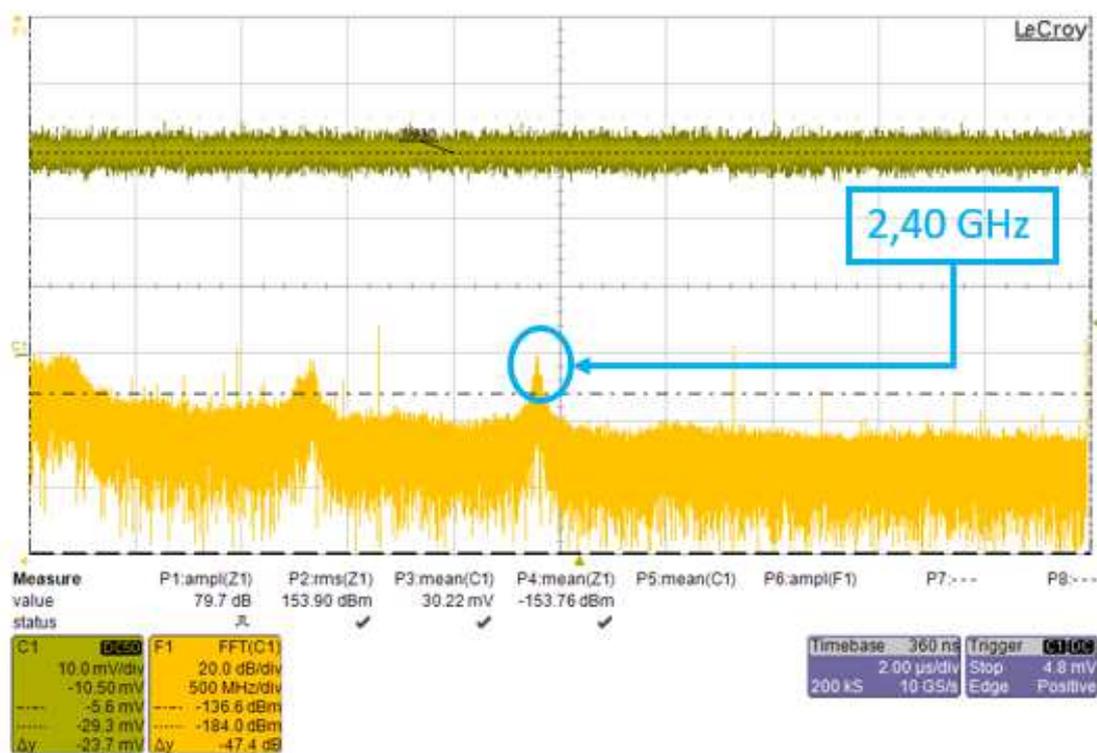
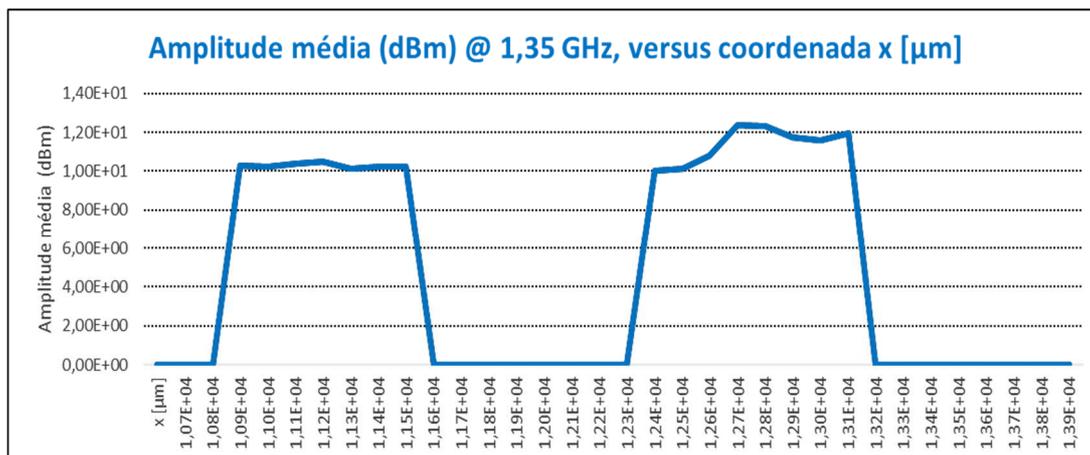
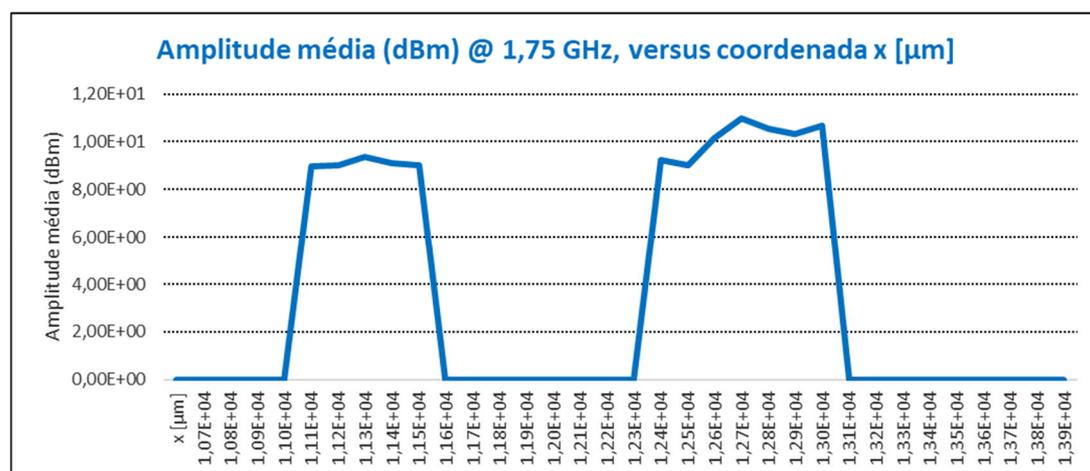


Figura 57 Registro FFT para $f_{pp'}$ de 2,40 GHz com sua posição transversal em 13700 μm . $I_F = 470 \text{ mA}$.

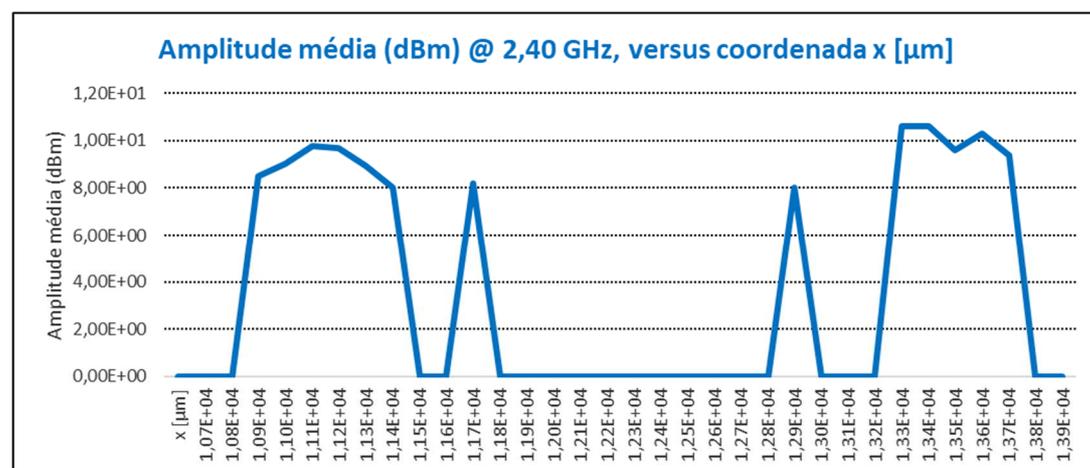
Conforme visto na figura 58, o novo arranjo permitiu obter uma razoável concordância da distribuição transversal de intensidade medida com a distribuição esperada entre os batimentos. As tabelas 10 a 12 registram os três grupos de batimentos indicados com o objetivo de determinar-se a posição relativa ao eixo transversal do diodo laser.



(a)



(b)



(c)

Figura 58 Média aritmética das medições das amplitudes de FFT para os batimentos de frequência relativos aos primeiros modos transversais TEM para: (a) 1,35 GHz (modos 1 e 2), (b) 1,75 GHz e (c) 2,40 GHz (modos 3 e 4).

Tabela 10 Resultados experimentais para as médias indicadas na figura 58, agrupamentos de 1,35 GHz (1-2). $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$.

FFT ΔdBm (0 ΔdBm = ruído branco)		
I_F [A]	x [μm]	ΔdBm [dBmV]
4,70E-01	1,07E+04	0,00E+00
	1,08E+04	0,00E+00
	1,09E+04	0,00E+00
	1,10E+04	5,14E+01
	1,11E+04	5,12E+01
	1,12E+04	5,20E+01
	1,13E+04	5,24E+01
	1,14E+04	5,06E+01
	1,15E+04	5,10E+01
	1,16E+04	5,10E+01
	1,17E+04	0,00E+00
	1,18E+04	0,00E+00
	1,19E+04	0,00E+00
	1,20E+04	0,00E+00
	1,21E+04	0,00E+00
	1,22E+04	0,00E+00
	1,23E+04	0,00E+00
	1,24E+04	0,00E+00
	1,25E+04	5,00E+01
	1,26E+04	5,06E+01
	1,27E+04	5,40E+01
	1,28E+04	6,18E+01
	1,29E+04	6,16E+01
	1,30E+04	5,88E+01
	1,31E+04	5,80E+01
	1,32E+04	5,96E+01
	1,33E+04	0,00E+00
	1,34E+04	0,00E+00
	1,35E+04	0,00E+00
	1,36E+04	0,00E+00
	1,37E+04	0,00E+00
	1,38E+04	0,00E+00
1,39E+04	0,00E+00	
1,40E+04	0,00E+00	

Fonte: autor do trabalho.

Tabela 11 Resultados experimentais para as médias indicadas na figura 56, agrupamentos de 1,75 GHz (2-3). $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$.

FFT ΔdBm (0 ΔdBm = ruído branco)		
	x [μm]	ΔdBm [dBmV]
4,70E-01	1,07E+04	0,00E+00
	1,08E+04	0,00E+00
	1,09E+04	0,00E+00
	1,10E+04	0,00E+00
	1,11E+04	0,00E+00
	1,12E+04	4,48E+01
	1,13E+04	4,50E+01
	1,14E+04	4,68E+01
	1,15E+04	4,56E+01
	1,16E+04	4,50E+01
	1,17E+04	0,00E+00
	1,18E+04	0,00E+00
	1,19E+04	0,00E+00
	1,20E+04	0,00E+00
	1,21E+04	0,00E+00
	1,22E+04	0,00E+00
	1,23E+04	0,00E+00
	1,24E+04	0,00E+00
	1,25E+04	4,62E+01
	1,26E+04	4,50E+01
	1,27E+04	5,08E+01
	1,28E+04	5,48E+01
	1,29E+04	5,28E+01
	1,30E+04	5,16E+01
	1,31E+04	5,34E+01
	1,32E+04	0,00E+00
	1,33E+04	0,00E+00
	1,34E+04	0,00E+00
	1,35E+04	0,00E+00
	1,36E+04	0,00E+00
	1,37E+04	0,00E+00
	1,38E+04	0,00E+00
1,39E+04	0,00E+00	
1,40E+04	0,00E+00	

Fonte: autor do trabalho.

Tabela 12 Resultados experimentais para as médias indicadas na figura 56, agrupamentos de 2,40 GHz (3-4). $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$.

FFT ΔdBm (0 ΔdBm = ruído branco)	
x [μm]	ΔdBm [dBmV]
1,07E+04	0,00E+00
1,08E+04	0,00E+00
1,09E+04	0,00E+00
1,10E+04	4,26E+01
1,11E+04	4,52E+01
1,12E+04	4,88E+01
1,13E+04	4,84E+01
1,14E+04	4,48E+01
1,15E+04	4,02E+01
1,16E+04	0,00E+00
1,17E+04	0,00E+00
1,18E+04	4,10E+01
1,19E+04	0,00E+00
1,20E+04	0,00E+00
1,21E+04	0,00E+00
1,22E+04	0,00E+00
1,23E+04	0,00E+00
1,24E+04	0,00E+00
1,25E+04	0,00E+00
1,26E+04	0,00E+00
1,27E+04	0,00E+00
1,28E+04	0,00E+00
1,29E+04	0,00E+00
1,30E+04	4,00E+01
1,31E+04	0,00E+00
1,32E+04	0,00E+00
1,33E+04	0,00E+00
1,34E+04	5,30E+01
1,35E+04	5,30E+01
1,36E+04	4,80E+01
1,37E+04	5,16E+01
1,38E+04	4,70E+01
1,39E+04	0,00E+00
1,40E+04	0,00E+00

Fonte: autor do trabalho.

5.2.4 Medidas com a supressão da segunda listra laser

Com o objetivo de tornar mais precisa a extração das posições dos picos dos modos transversais, o bloqueio ou eliminação da segunda listra laser observada na seção 5.2.2 foi implementado, com resultados apresentados nesta seção. A figura 59 mostra como se distribuem transversalmente os modos de oscilação com seus batimentos resolvidos no sistema óptico.

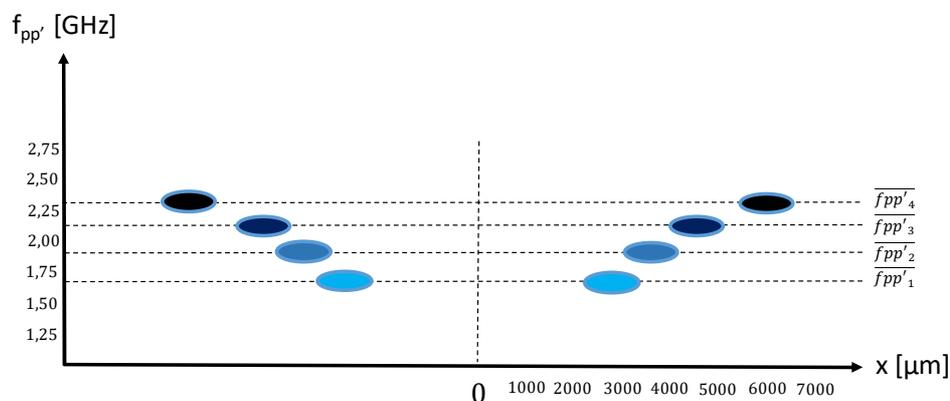


Figura 59 Separação transversal tipicamente encontrada durante as medições para os batimentos dos primeiros modos transversais.

A modificação ocorreu com a implementação de uma lente cilíndrica plano convexe (modelo LJ1695RM-B) e consequente expansão da distância total do telescópio, posicionando-se este novo componente óptico a 315 mm da face do diodo laser. Esse novo arranjo está indicado na figura 60.

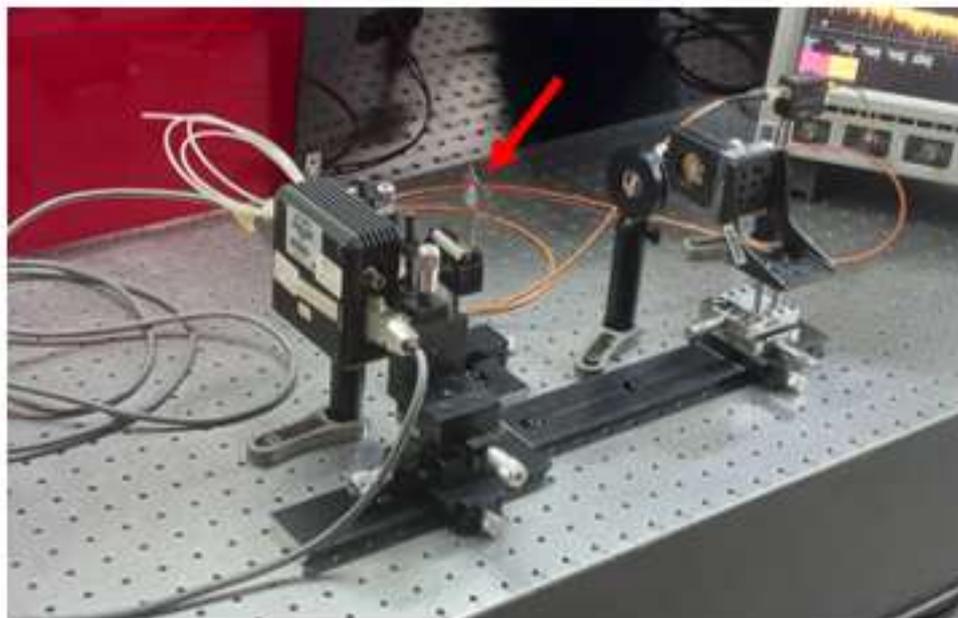


Figura 60 Novo arranjo elaborado para a coleta das coordenadas transversais com a implementação da lente cilíndrica de $f = 25$ mm, para ajuste preciso da lista laser sobre o detector rápido, e bloqueio de uma das listras.

Uma série de aquisições de sinais para uma determinada corrente direta de bombeio (373,2 mA), correspondendo a 19,6 % acima do limiar de *laser* do diodo, e temperatura do BALD fixada em 19,5 °C, foram extraídas, e seus resultados expostos nas tabelas 13 a 18. Uma amostra dos sinais correspondentes para este lote está registrada na figura 61.

Tabela 13 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 01.

T_D [°C]	I_D [A]	Coordenada Transversal x [μ m]	Modo Transversal Identificado	Batimento de Frequência fpp' [GHz]
19,5	0,3732	x1 3400	1	fpp'1 1,65
19,5	0,3732	x2 3800	1+2	fpp'2 1,80
19,5	0,3732	x3 4300	1+3	fpp'3 1,95
19,5	0,3732	x4 5100	1+4	fpp'4 2,10

Fonte: autor do trabalho.

Tabela 14 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 02.

T_D [°C]	I_D [A]	Coordenada Transversal x [μm]	Modo Transversal Identificado	Batimento de Frequência RF [GHz]
19,5	0,3732	x1 3000	1	fpp'1 1,55
19,5	0,3732	x2 3500	1+2	fpp'2 1,75
19,5	0,3732	x3 4000	1+2	fpp'3 1,80
19,5	0,3732	x4 5100	1+4	fpp'4 1,95

Fonte: autor do trabalho.

Tabela 15 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 03.

T_D [°C]	I_D [A]	Coordenada Transversal x [μm]	Modo Transversal Identificado	Batimento de Frequência RF [GHz]
19,5	0,3732	x1 3000	1	fpp'1 1,60
19,5	0,3732	x2 3500	1+2	fpp'2 1,83
19,5	0,3732	x3 4000	1+3	fpp'3 1,80
19,5	0,3732	x4 4850	1+4	fpp'4 2,00

Fonte: autor do trabalho.

Tabela 16 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 04.

T_D [°C]	I_D [A]	Coordenada Transversal x [μm]	Modo Transversal Identificado	Batimento de Frequência RF [GHz]
19,5	0,3732	x1 3150	1	fpp'1 1,61
19,5	0,3732	x2 4100	1+2	fpp'3 1,84
19,5	0,3732	x3 4400	1+3	fpp'2 1,80
19,5	0,3732	x4 5150	1+4	fpp'4 2,00

Fonte: autor do trabalho.

Tabela 17 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 05.

T_D [°C]	I_D [A]	Coordenada Transversal x [μm]	Modo Transversal Identificado	Batimento de Frequência RF [GHz]
19,5	0,3732	x1 3000	1	fpp'1 1,75
19,5	0,3732	x2 3580	1+2	fpp'2 1,85
19,5	0,3732	x3 4300	1+3	fpp'3 1,92
19,5	0,3732	x4 5450	1+4	fpp'4 2,10

Fonte: autor do trabalho.

Tabela 18 Determinação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM – lote 06.

T_D [°C]	I_D [A]	Coordenada Transversal x [μm]	Modo Transversal Identificado	Batimento de Frequência RF [GHz]
19,5	0,3732	x1 3200	1	fpp'1 1,82
19,5	0,3732	x2 3900	1+2	fpp'2 1,86
19,5	0,3732	x3 4000	1+3	fpp'3 1,89
19,5	0,3732	x4 4950	1+4	fpp'4 2,10

Fonte: autor do trabalho.

Tabela 19 Médias aritméticas para os resultados.

Média aritmética dos sinais reconhecidos						
T_D [°C]	I_D [A]		Coordenada Transversal x [μm]	Modo Transversal Identificado		Batimento de Frequência RF [GHz]
19,5	0,3732	x1	3125	1	fpp'1	1,66
19,5	0,3732	x2	3730	1+2	fpp'2	1,82
19,5	0,3732	x3	4167	1+3	fpp'3	1,86
19,5	0,3732	x4	5100	1+4	fpp'4	2,04

Fonte: autor do trabalho.

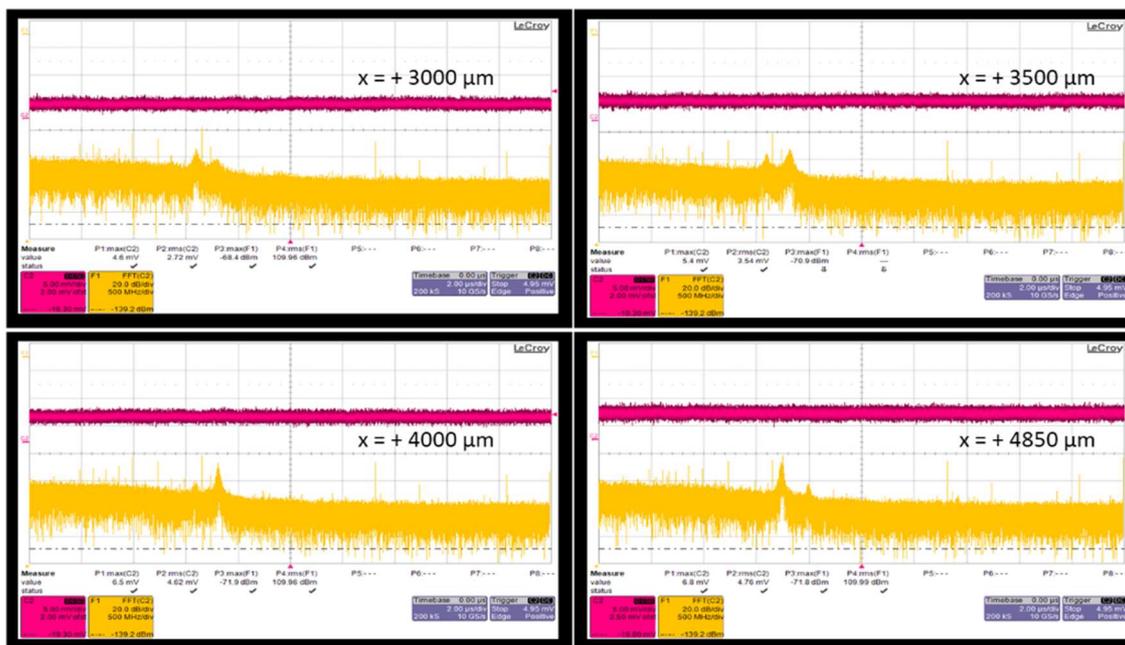


Figura 61 Sinais FFT coletados para identificação das coordenadas transversais para os primeiros modos TEM. $T_D = 19,5$ °C.

A tabela 19 consolida os resultados obtidos em termos de média aritmética para as coordenadas transversais lidas durante a varredura do micrômetro sobre a lista amplificada. As amostras dos sinais correspondentes estão registradas nas figuras 64 a 67.

Tabela 20 Resultados das medições das coordenadas transversais para os primeiros modos.

Td [°C]	Id [A]	Coordenada Transversal x [μm]	Batimento de frequência fpp' [GHz]			Obs	V _{FFfpp'1} [dBm]	V _{FFfpp'2} [dBm]	V _{FFfpp'3} [dBm]
			fpp'1	fpp'2	fpp'3				
19,5	0,365	2880	1,65			-89			
19,5	0,365	2880	1,65			-89			
19,5	0,365	2880	1,65			-81			
19,5	0,365	2900	1,65	1,80		-92	-98		
19,5	0,365	2900	1,65	1,80		-82	-100		
19,5	0,365	3300	1,65	1,80		-90	-84		
19,5	0,365	3600	1,65	1,80		-80	-88		
19,5	0,365	4500	1,65	2,10		-76		-92	
19,5	0,365	4680	1,65	2,10		-74		-90	
19,5	0,365	4990	1,65	2,10		-82		-96	
19,5	0,358	4990	1,65	2,00	Redução de Po	-90		-100	
19,5	0,380	4990	1,70	1,95	Aumento de Po	-94		-98	
19,5	0,380	6000		2,30	Aumento de Po			-96	
19,5	0,436	6080		2,30	Aumento de Po			-96	
19,5	0,450	6720		2,30	Aumento de Po			-96	
19,5	0,460	6830		2,30	Aumento de Po			-96	
Avg			1,65	1,80	2,16	-85	-93	-96	

Fonte: autor do trabalho.

A figura 62 consolida todas as coletas de sinais de batimento de frequência para os modos de oscilação resolvidos em 1,65, 1,70, 1,80, 1,95, 2,0, 2,10 e 2,30 GHz, lidos com o novo arranjo óptico. Uma ilustração de como as posições transversais e seus batimentos de frequência ocorrem é demonstrada na figura 63.

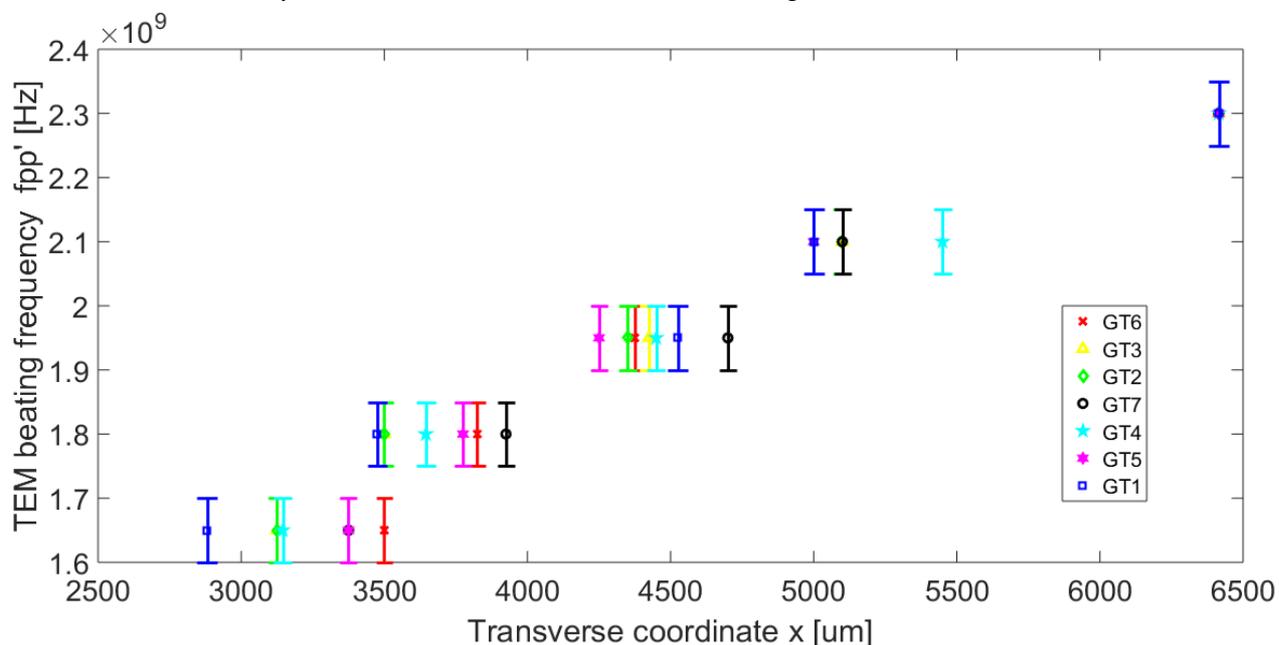


Figura 62 Espalhamento transversal para os modos de oscilação registrados com o novo arranjo proposto, em função de sua coordenada transversal.

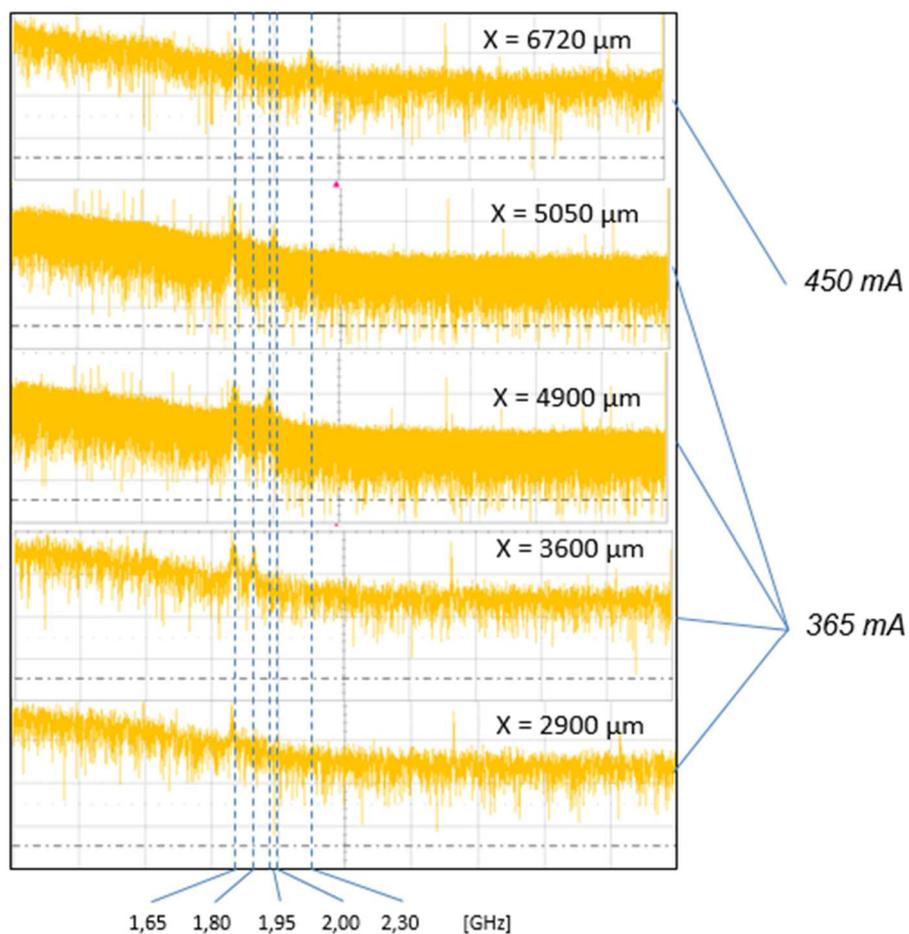


Figura 63 Repetibilidade para as coordenadas transversais e seus respectivos valores de batimentos de frequência.

A escala horizontal calculada pelo analisador de espectro possui uma divisão espectral de 500 MHz, correspondente a cada coluna, num total de 10 colunas e janela de cálculo de 5,0 GHz.

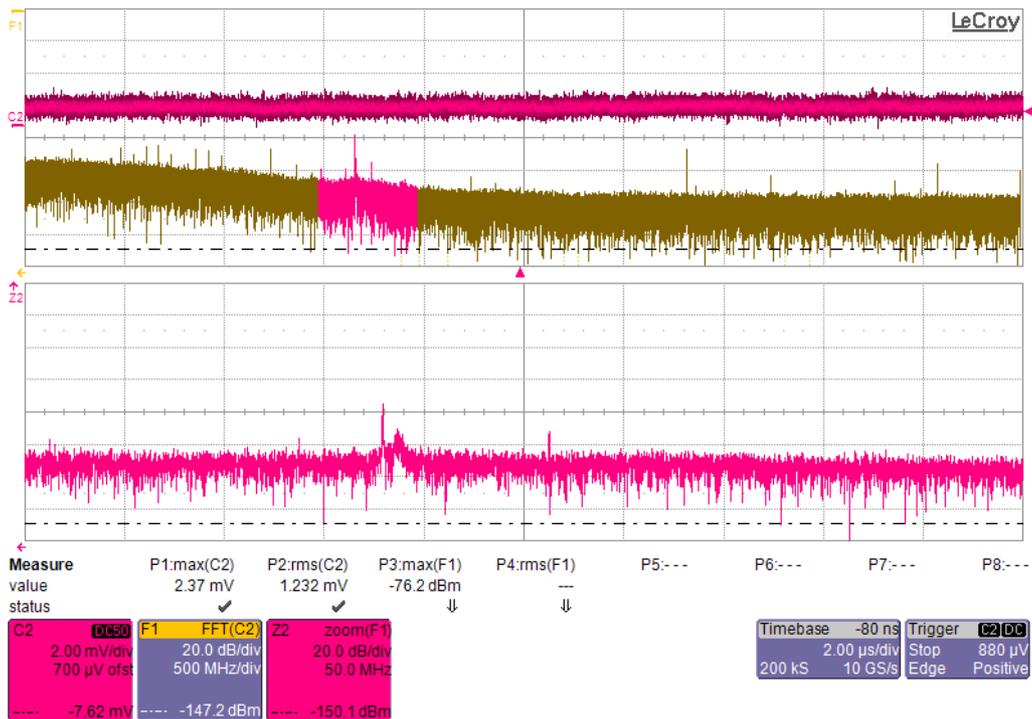


Figura 64 Coleta da coordenada transversal, com x resultante em 2880 μ m. IF = 365 mA, T_{DL} = 19,5 $^{\circ}$ C. Batimento de 1,65 GHz (1-2).

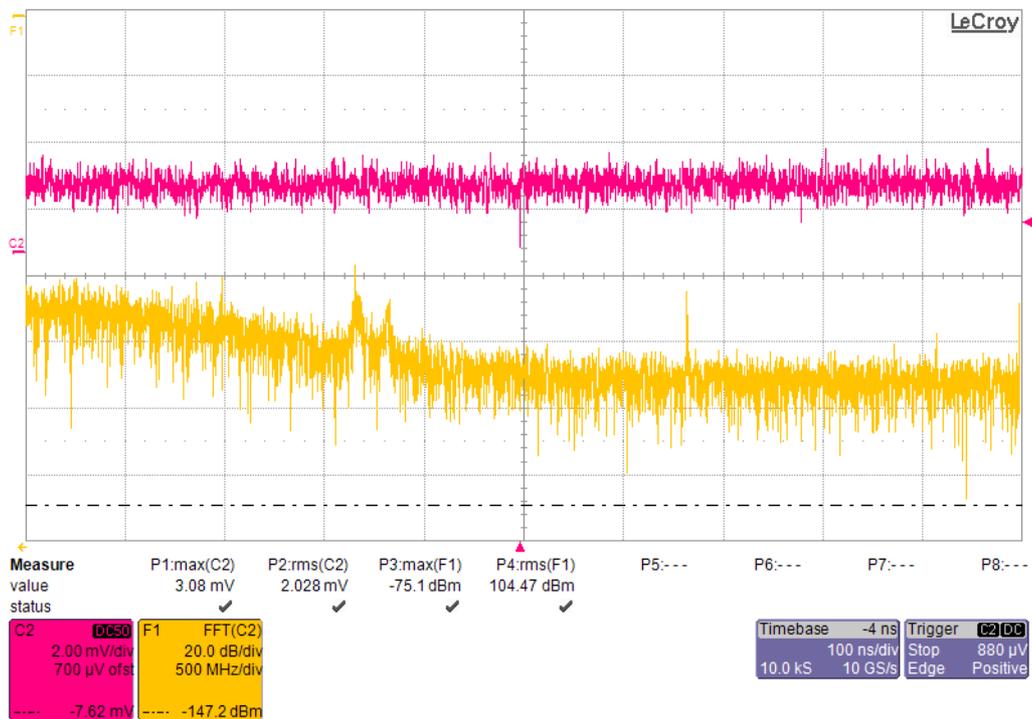


Figura 65 Coleta da coordenada transversal, com x resultante em 3300 μ m. IF = 365 mA, T_{DL} = 19,5 $^{\circ}$ C. Batimentos de 1,65 GHz e 1,80 GHz (1-2, 2-3 respectivamente).

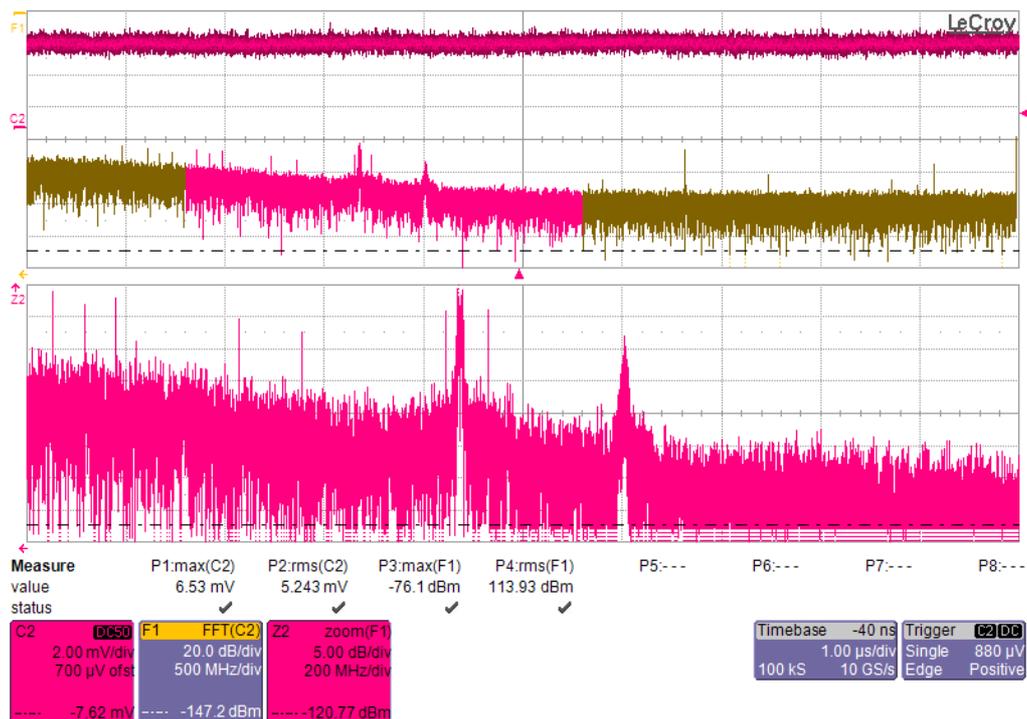


Figura 66 Coleta da coordenada transversal, com x resultante em $4680 \mu\text{m}$. $I_F = 365 \text{ mA}$, $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Batimentos de $1,65 \text{ GHz}$ e $2,10 \text{ GHz}$ (1-2, 3-4 respectivamente).

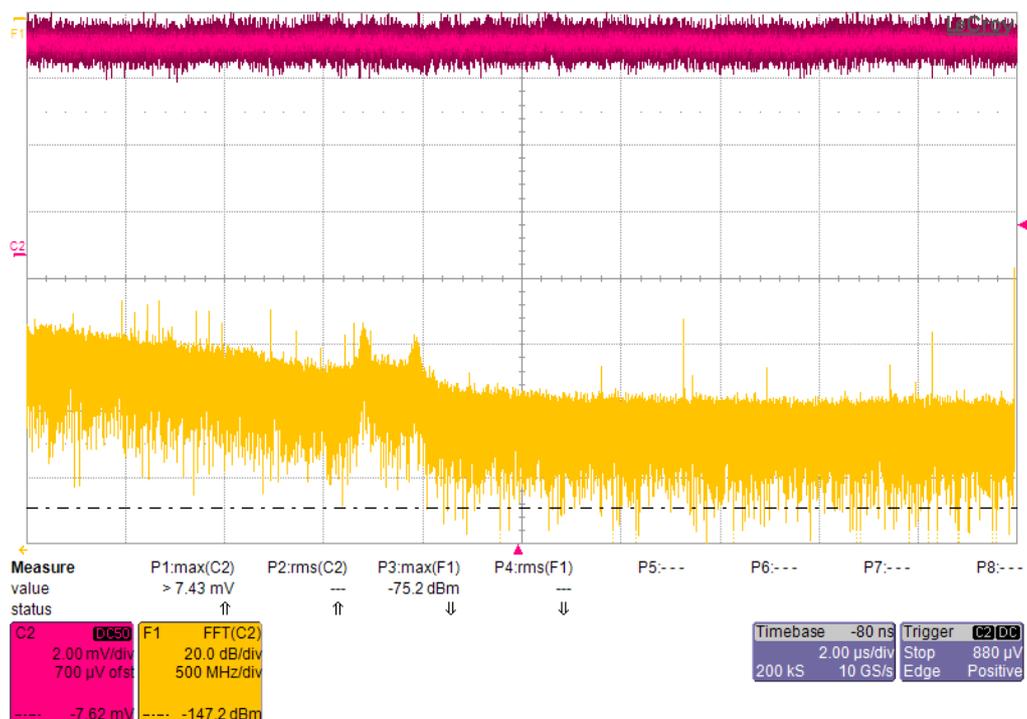


Figura 67 Coleta da coordenada transversal, com x resultante em $4990 \mu\text{m}$. $I_F = 380 \text{ mA}$, $T_{DL} = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Ensaio com aumento de potência no diodo laser. Batimentos de $1,70 \text{ GHz}$ e $1,95 \text{ GHz}$ (1-2, 2-3 respectivamente).

Com a supressão implementada, observou-se que, quanto maior a coordenada transversal, maior o deslocamento em frequência para o batimento, e observando-se que os modos maiores com suas respectivas posições em x respeitam sua lei de formação, como previsto no modelo teórico (modos 1, 1+2, 1+3, 1+4, ...).

6 CONCLUSÕES

Na primeira fase experimental deste trabalho (fase I), realizamos o desenvolvimento de um método, operando em bancada, de uma topologia de telescópio para identificar os batimentos em frequência entre dois modos transversais próximos entre si, empregando-se a transformada rápida de Fourier (FFT) em um sofisticado osciloscópio, cujo sinal produzido pela decomposição heteródina no batimento dos modos transversais foi pontualmente focalizado na área de um detector rápido, e convertido para o analisador de espectro. Na segunda fase (fase II), foi feita uma alteração da topologia óptica, e, através de um processo de varredura de precisão com fibra óptica ao longo da extensão transversal da listra laser produzida pelo diodo laser aplicado, o método foi adaptado para identificar as coordenadas transversais nas quais os batimentos dos modos se reproduziam.

Na fase I, os resultados ocorreram como esperado para a configuração utilizada, cuja detecção ocorre em campo distante no telescópio de lentes esféricas, mostrando-se um método robusto com boa repetibilidade de medições. Com a detecção trazida para dentro do campo próximo no telescópio, ainda não obtivemos boa concordância e repetibilidade dos batimentos dos modos em função de características da cavidade laser do dispositivo real, não havendo possibilidade de controle ou compensação externos.

Na fase II, obtivemos resultados adequados em relação à identificação das coordenadas transversais para os batimentos com excelente repetibilidade devido a implementação do telescópio colimador de lentes cilíndricas e detecção em campo distante, onde fizemos devidos ajustes sobre a listra laser para que obtivéssemos adequada projeção de sinal sobre a fibra óptica, melhorado ainda mais com a eliminação de uma das listras laser apontadas na seção 5.2.4.

O modelo de software composto apresentou uma boa relação com a resposta de um típico diodo laser de listra simples observada durante as simulações, especialmente quanto a ordem em que novos modos entram em oscilação em função da corrente de bombeamento. Os resultados das simulações se comportam com bom alinhamento e similaridade aos dados experimentais, sendo possível ajustar muitos dos parâmetros de entrada no código de software para uma profunda aproximação, exemplificando-se o ajuste das perdas de transmissão dos refletores internos na cavidade, mudança do material semiconductor através de seu índice de refração, dimensões da cavidade, eficiência quântica de conversão, entre outros, que afetam diretamente o limiar de surgimento das oscilações dos modos, e sua potência global apresenta-se em mesma ordem de grandeza em relação ao dispositivo físico. As respostas do modelo computacional em função do bombeio de corrente direta, permitem observar correspondência com os dados experimentais realizados, principalmente em relação ao espaçamento e sequência de surgimento dos modos transversais.

Embora o método de teste baseado em auto heterodinagem tenha sido demonstrado antes, é de nosso conhecimento que seja a primeira vez que uma simulação numérica é demonstrada com base em equações de taxas, e representadas por um conjunto de equações diferenciais não lineares. Suas soluções correspondem aos modos em

oscilação para um laser semiconductor de tecnologia BALD, onde o modelo é capaz de produzir modos Hermitiano e cosseno, demonstrando ainda a distribuição de potência para cada modo transversal individual no guia de onda da cavidade ativa do laser. O método experimental, correspondente à segunda etapa do trabalho, se mostrou eficaz e possui robustez para a medição dos batimentos de frequência entre dois modos transversais adjacentes e sua posição espectral. Pode-se observar os picos relativos aos modos de operação do laser em função do nível de bombeio de cargas no diodo laser. A inovação realizada por este trabalho refere-se ao uso da condição de limite de oscilação para os modos transversais utilizando-se equações de taxas de acordo com o trabalho de STELMAKH e VASYLIEV (2014). Como um segundo aspecto inovador, um método experimental de leitura dos batimentos dos modos TEM foi desenvolvido para identificar a posição dos modos.

Ao longo deste trabalho muitas oportunidades de melhoria foram observadas a fim de que o trabalho possa receber extensão e escalabilidade. Entre essas melhorias, destacam-se a escolha de um diodo laser montado em uma cápsula com menor susceptibilidade a transientes térmicos, um sistema de micrômetros automatizado para a realização das varreduras de precisão sobre os eixos de medição com maior grau de liberdade, e uso de detectores ultrarrápidos e osciloscópios com maior banda de largura em termos de resposta em frequência.

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

POPRAWA, R.; LOOSEN, P.; BACHMANN, F. **High Power Diode Lasers, Technology and Applications** – Springer Series in Optical Sciences, 2007.

NUMAI, T. **Fundamentals of Semiconductor Lasers** – Springer Series in Optical Sciences, 2004.

SANDS, D. **Diode Lasers** - Series in Optics and Optoelectronics, Institute Of Physics (IoP), 2012.

KUBODERA, K.; OTSUKA, K. **Single-transverse-mode $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$ Slab Waveguide Laser** – Journal of Applied Physics, vol.50, No.02, 1979.

DIEHL, R. **High-Power Diode Lasers, Fundamentals, Technology, Applications** – V78 – Springer, 2000.

SILFVAST, W. **Laser Fundamentals** – Cambridge University Press, Second Edition, 2004.

WARNKY, C. **Determining Spatial Modes Of Semiconductor Lasers Using Spatial Coherence** – Doctor of Philosophy Thesis, The Ohio State University, 2002.

STELMAKH, N.; FLOWERS M. **Measurement Of Spatial Modes Of Broad-Area Diode Lasers With 1 GHz Resolution Grating Spectrometer** – IEEE Photonics Letters, Vol.18, No.15, 2006.

STELMAKH, N.; SHELDON, F. **Measurements of Power Distribution Between Lateral Modes of Broad Area Laser Diode** – Optical Society of America/LS, 2007.

STELMAKH, N.; VASILYEV, M. **Spatially-resolved Self-heterodyne Spectroscopy of Lateral Modes of Broad-area Laser Diodes**– Optical Society of America/OPTICS EXPRESS, 2014.

STELMAKH, N.; **Harnessing Multimode Broad-Area Laser-Diode Emission into a Single-Lobe Diffraction-Limited Spot** – IEEE Photonics Technology Letters, Vol.19, No. 08, 2007.

JIAOYANG, G. et al. **Study on Beam Characteristics of Semiconductor Laser Based on Wigner Distribution Function** – Proceedings of SPIE, Vol.11850, 2021.

OPTIQUE POUR L'INGENIEUR – OPI. **Capteurs à semi-conducteurs et applications**. 2022. Disponível em: < http://www.optique-ingenieur.org/en/courses/OPI_ang_M05_C04/co/Contenu.html> Acesso em: 18 abril 2022.

CHI, M. et al. ***Improvement of the Beam Quality of a Broad-Area Diode Laser Using Double Feedback from Two External Mirrors*** – Applied Physics Letters, Vol.85 N.7, 2004.

LEISHER, P. et al. ***Mode Control for High Performance Laser Diode Sources*** – SPIE Defense and Security Symposium - Proceedings Volume 6952, Laser Source Technology for Defense and Security IV, 69520C, 2008.

KUBODERA, K.; OTSUKA, K., MIYAZAWA, S. ***Stable LiNdP₄O₁₂ Miniature Laser*** – Journal of Applied Physics, vol.18, No.06, 1979.

SCHOLL, S. ***Exact Signal Measurements Using FFT Analysis***. 2016. Disponível em: < <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hbz:386-kluedo-42930> > Acesso em: 21 dezembro 2019.

8 APÊNDICE A

O código MATLAB é baseado no desenvolvimento de Ken'ichi Kubodera e Kenju Otsuka (Journal of Applied Physics 50, 653 (1979); <https://doi.org/10.1063/1.326025>), que descreve as condições necessárias para o limiar de oscilação de um modo transversal adicional de um ressonador sob a condição de que vários outros modos transversais já estejam oscilando dentro desse ressonador.

Parâmetros de entrada para o código:

```

SigL    =(2.3e-016);      % seção de choque de emissão do laser [cm^2]
tau21   =3.5e-007;      % tempo de vida total do fóton em transição de estado [s]
c0      =3.e+010;       % velocidade da luz [m/s]
h       =6.62e-034;     % constante de Planck
n1      =3.422;         % índice de refração do material GaAs
hvp     =2.3e-19;      % Energia do fóton em 872 nm;
hvl     =2e-19;        % emissão 980 nm
c       =c0/n1;        % velocidade da luz ajustada para o meio (n1)
e       =1.6e-19;      % carga do elétron [C]
Wcav    =0.01;         % largura do guia de onda: direção-x (cm)
Hcav    =0.00007;     % altura do guia de onda: direção-y (cm)
Lcav    =0.1008;      % comprimento da cavidade: direção-z (cm)
trans   =0.95;        % transmissão do acoplador de saída
trans   =-log(1-trans);
Loss    =0.35;        % perda de espalhamento para uma volta na cavidade ativa laser
abseff  =0.77;        % eficiência quântica de bombeamento: fração do fluxo de elétrons
                    % injetados que é convertida em fluxo de fótons produzidos
lossrate=(Loss+trans)/abseff*c/(2*Lcav); % taxa de perdas = 3e9;
Io      =(c*SigL*tau21^(-1)); % densidade de saturação

```

Primeiro, uma curva de limite exponencial esperada é fornecida ao programa, onde X são os valores de entrada equidistantes (corrente, A) e em Y as potências de saída (Watt) que esperamos.

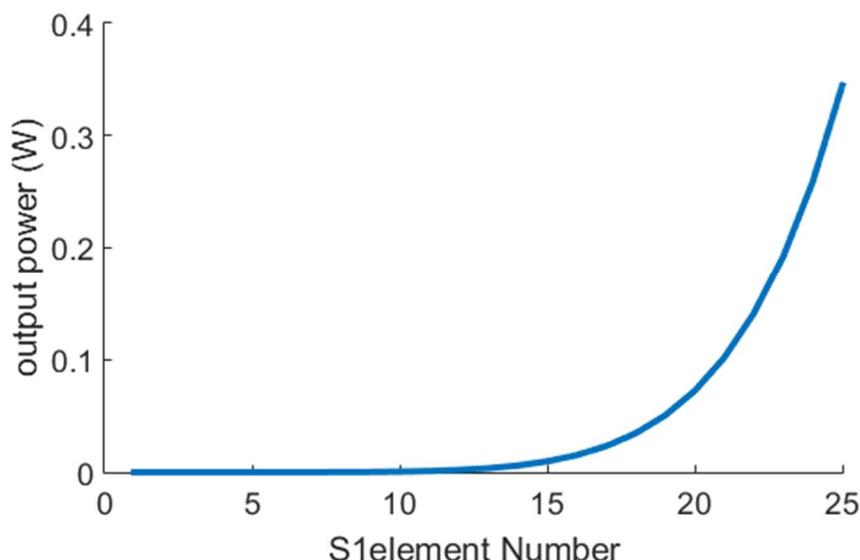


Figura 68 Potência de saída em função do elemento de entrada sequencial i (cada elemento corresponde a uma determinada corrente de entrada).

Onde:

```

S1max=maxpump/(e*lossrate); %maximum number of photons generated by recombination inside cavity;
a=S1max/maxpump^expon;

```

```
S1(i)=a*(maxpump*i/#S1elements)^expon;
Pout=S1*hvl*trans*c/(2*Lcav); %output power
```

O fator exponencial *expon* pode necessitar de ajuste durante a simulação para que o programa inicie, mas deve ficar evidente que os valores de entrada de *S1* são apenas aproximados e os valores corretos são calculados durante a execução do programa. Em seguida, o programa deposita a energia de entrada de forma homogênea dentro do guia de ondas conforme mostrado na figura 69 ou, para semicondutores bombeados a laser, em distribuição gaussiana como mostrado na figura 70:

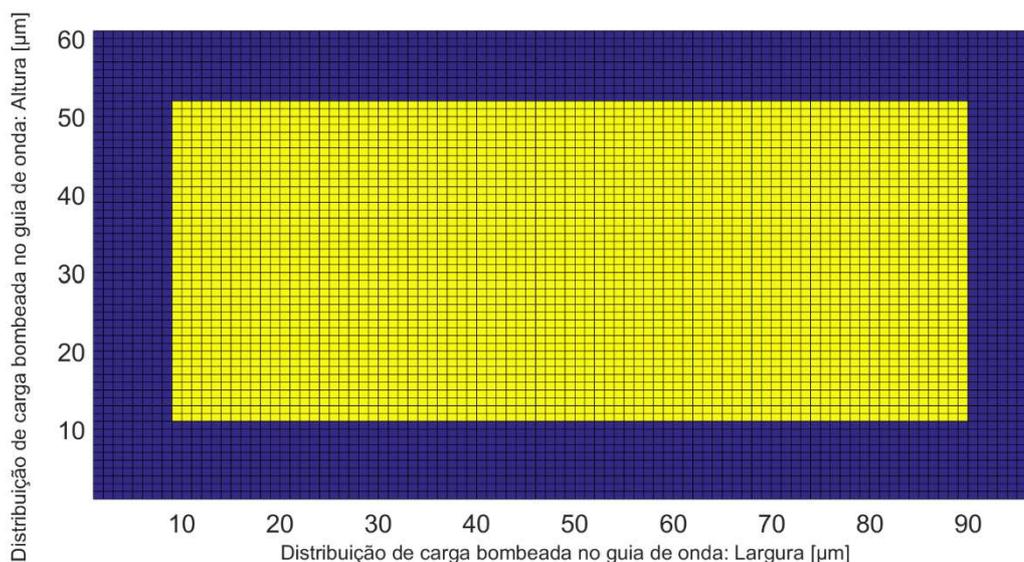


Figura 69 Seção transversal do BALD mostrando o número de elementos de malha. O tamanho dos elementos da malha nas direções horizontal e vertical não está em escala. A parte amarela é a parte bombeada, que chamamos de guia de onda (guia de ganho) com igual distribuição de potência.

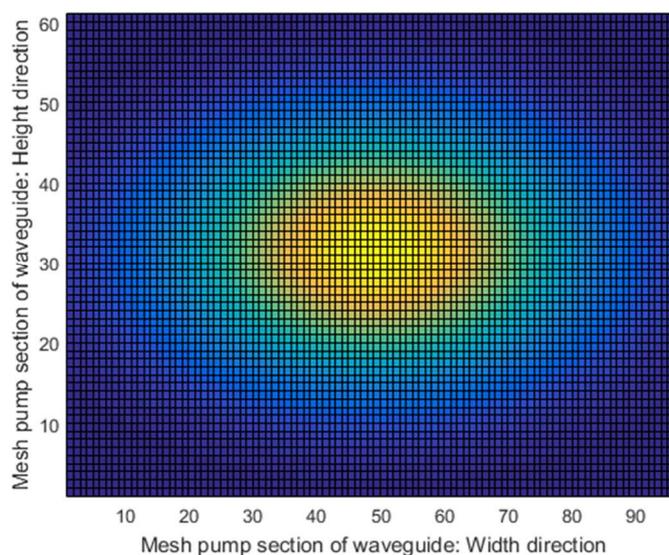


Figura 70 Seção transversal do BALD mostrando o número de elementos de malha. O tamanho dos elementos da malha nas direções horizontal e vertical não está em escala. A parte amarela é a parte bombeada, que chamamos de guia de onda (guia de ganho) com distribuição de potência gaussiana.

Na próxima etapa, os modos da cavidade são calculados. Estes podem ser modos Hermitianos ou modos cosseno. Em uma suposição simplificada, todos os modos cosseno terminam na borda do guia de ondas com intensidade zero e os modos Hermitianos têm uma intensidade de $1/e^2$ na borda do guia de ondas. Na direção vertical oscila apenas o modo fundamental (metade de um comprimento de onda para cosseno e modo gaussiano para modos Hermite) enquanto na direção horizontal há multimodos permitidos.

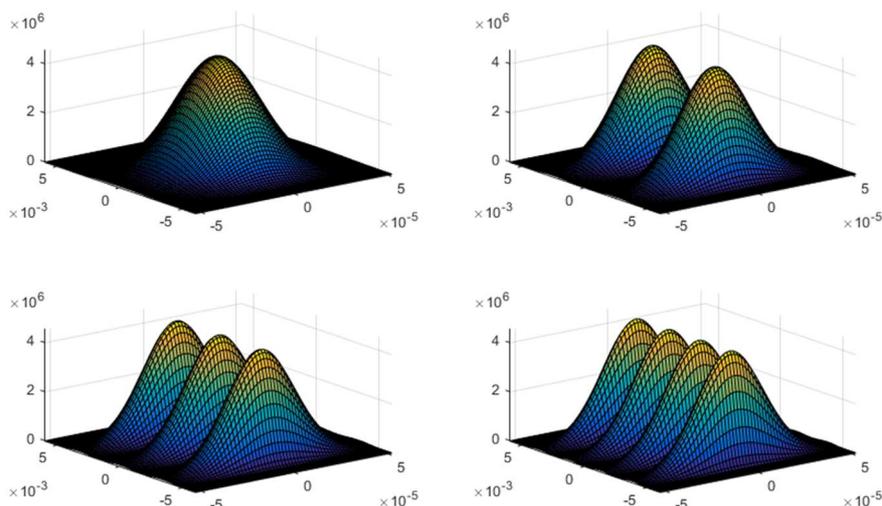


Figura 71 Os quatro modos cosseno de ordem mais baixa.

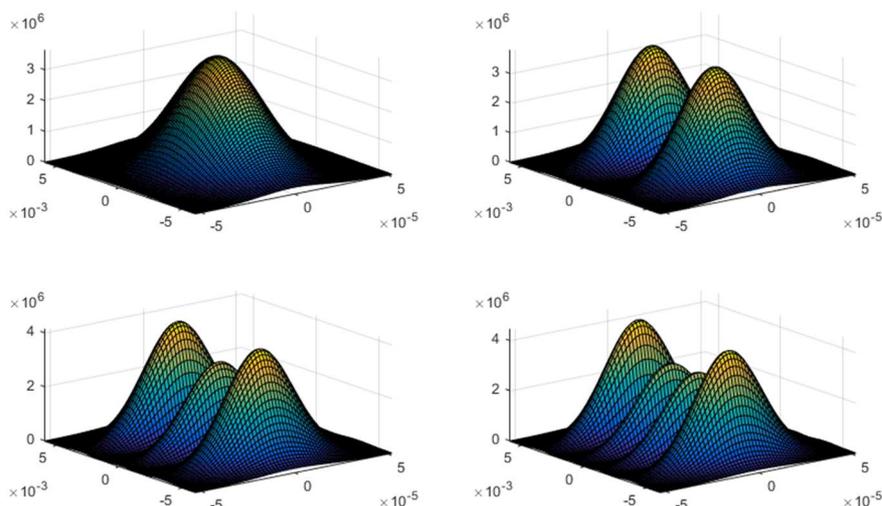


Figura 72 Os quatro modos Hermite de ordem mais baixa.

No próximo passo, o programa calcula a distribuição de energia dentro do guia de onda para cada modo em função da frequência, da ordem mais baixa (superior) à ordem mais alta (inferior). Isso é o que pode ser observado na configuração experimental se um monocromador de alta resolução for usado.

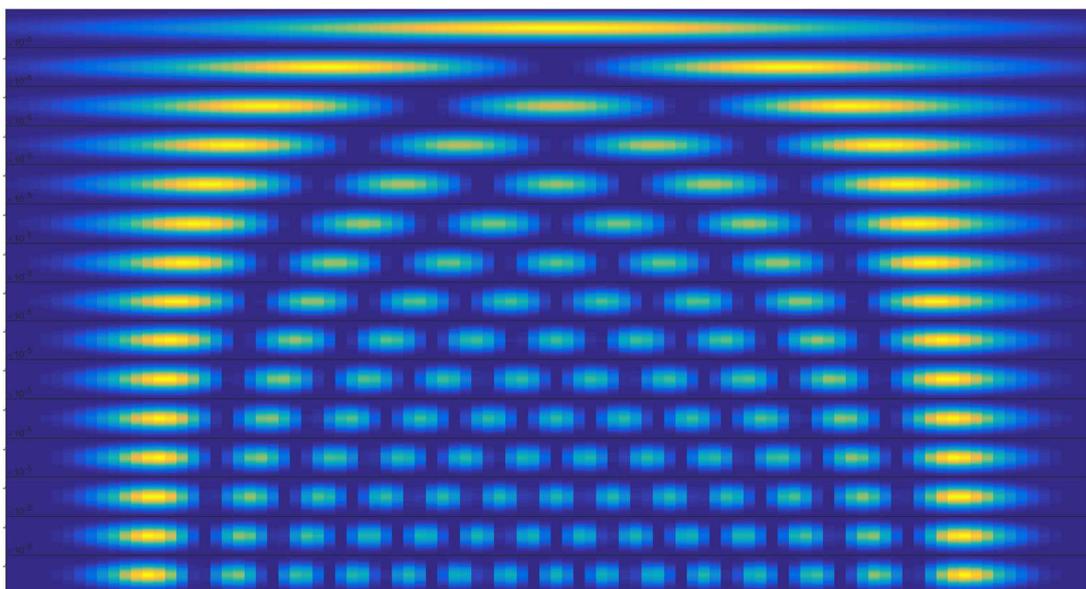


Figura 73 De cima para baixo: modos Hermite de ordem crescente (de 1 a 15). A frequência do modo aumenta na mesma direção, com apenas um grupo longitudinal m representado no gráfico.

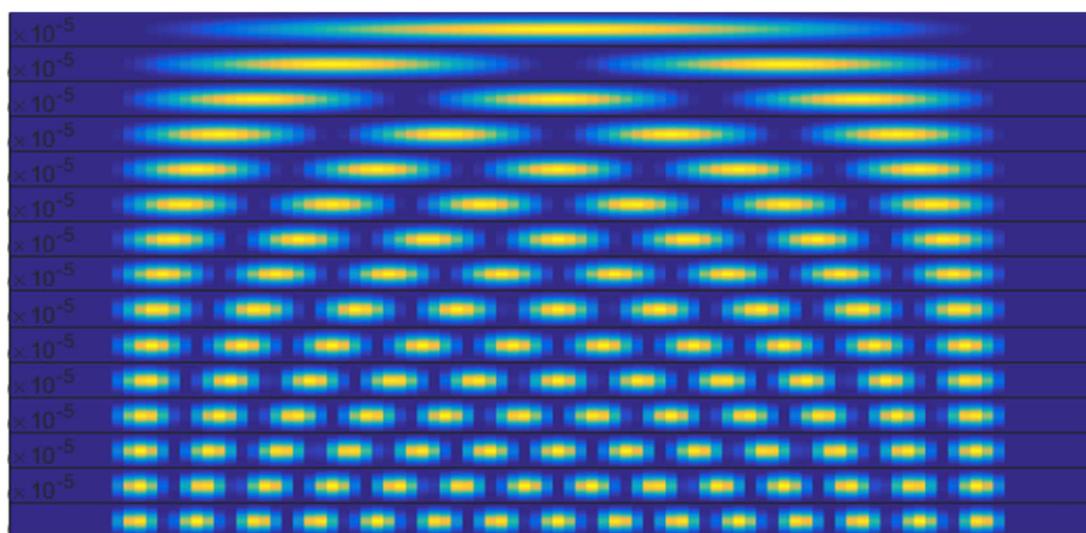


Figura 74 De cima para baixo: modos cosseno de ordem crescente (de 1 a 15). A frequência do modo aumenta na mesma direção, com apenas um grupo longitudinal m representado no gráfico.

Agora introduzimos a equação principal de KUBODERA e OTSUKA (1979) (equação 50). Conforme explicado anteriormente, esta equação calcula a potência de bombeamento necessária para o limiar de oscilação de um modo transversal i de um ressonador sob a condição de que vários outros modos transversais j já estejam oscilando dentro deste ressonador.

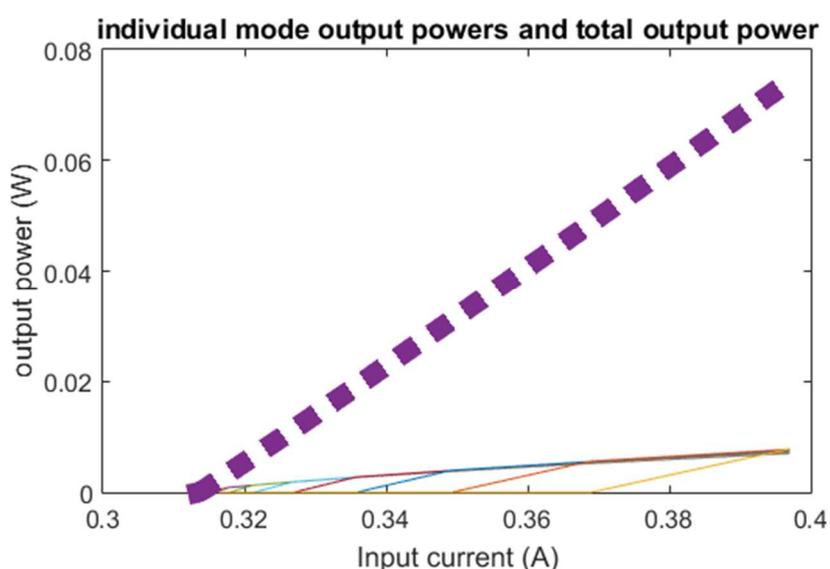
$$J_i(\sum_{j=1}^n S_j) \equiv \iiint \frac{s_{0i}(x,y,z)r_0(x,y,z)}{S_j s_{0j}(x,y,z)/I_0} dv = \frac{I_0 \gamma_i}{R} \quad (50)$$

onde I_0 é a intensidade de saturação, S_j o número de fótons no modo j , s_{0j} e r_0 a função de distribuição normalizada do modo j e o modo de bombeamento respectivamente, e

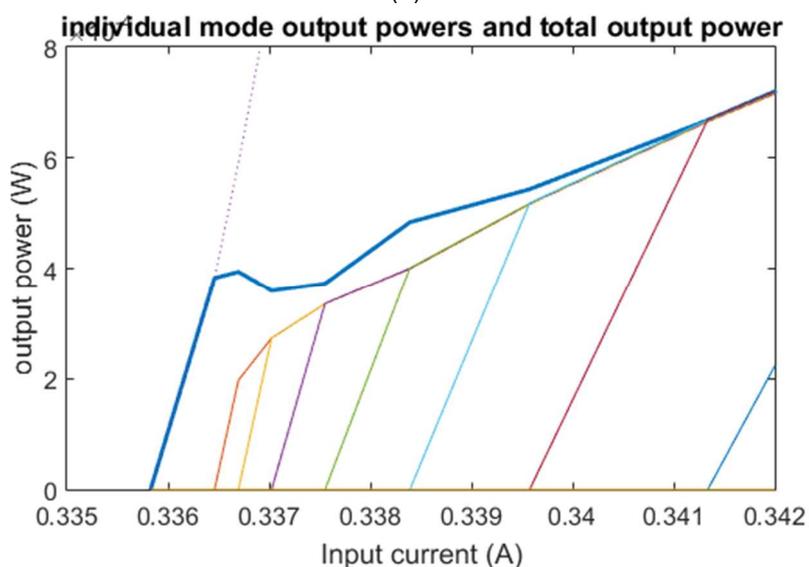
γ_i o fator de perdas para o modo i (aqui assumimos que essas perdas são iguais para todos os modos).

Modos limiar e oscilante:

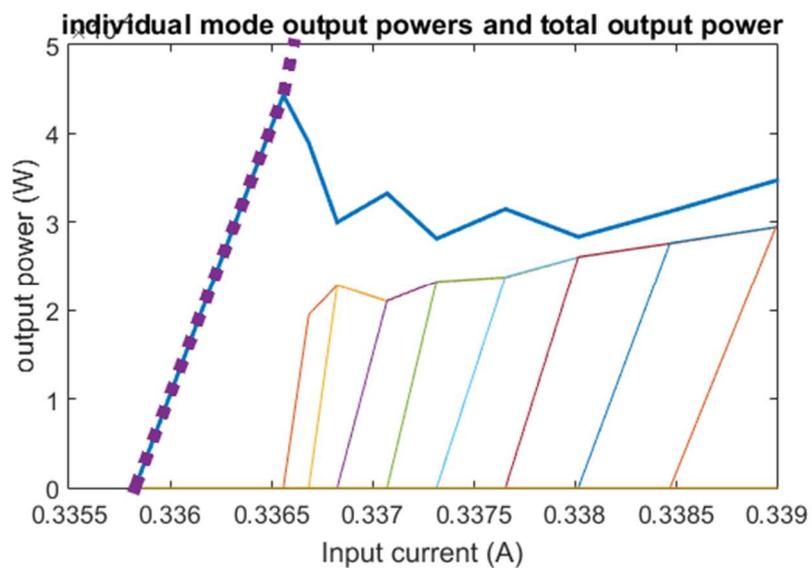
Primeiro, calculamos qual modo j entra em oscilação primeiro: $J_i(\dots, 0, 0, S_j, 0, \dots)$. Na condição de bombeamento homogêneo ou distribuição gaussiana (figuras 69 e 70) verifica-se que sempre o modo fundamental inicia primeiro $J_1(S_1, 0, 0, 0, \dots)$ no limiar de emissão coerente do laser (o programa indica se outro modo inicia primeiro). A partir daí, calculamos para cada potência de bombeio o denominador da equação 50 para a soma de todos os modos oscilantes j , e verificamos se outro modo adicional i pode oscilar (atingir o limiar de oscilação) na mesma potência de bombeio R , com a condição de que $J_i = J_i - 1$. O código MATLAB então resolve o sistema de i equações não lineares e calcula os valores de S_j para cada modo, que é proporcional à potência de saída para cada modo.



(a)



(b)



(c)

Figura 75 (a): potência de saída total (pontos) para os modos cosseno, que é igual à soma da potência dos modos individuais (linhas coloridas). (b): detalhe dos limiares de oscilação dos primeiros 8 modos cosseno. (c): detalhe dos primeiros 9 limiares de oscilação dos modos Hermite.

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Diretoria de Pesquisa, Desenvolvimento e Ensino
Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 – Cidade Universitária CEP: 05508-000
Fone/Fax(0XX11) 3133-8908
SÃO PAULO – São Paulo – Brasil
<http://www.ipen.br>

O IPEN é uma Autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento, associada à Universidade de São Paulo e gerida técnica e administrativamente pela Comissão Nacional de Energia Nuclear, órgão do Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações.
