Universidade de São Paulo
Escola de Engenharia de São Carlos

GIULIANO ROSSI

**Desenvolvimento de Cavidade Laser em 532nm para uso
Oftalmológico**

São Carlos, setembro de 2009

GIULIANO ROSSI

**Desenvolvimento de Cavidade Laser em 532nm para uso
Oftalmológico**

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Área de concentração: Instrumentação

Oftalmológica

Orientadora: Profa. Dra. Liliane Ventura

São Carlos, 2009

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

**Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP**

R832d

Rossi, Giuliano

Desenvolvimento de cavidade laser em 532nm para uso oftalmológico / Giuliano Rossi ; orientadora Liliane Ventura. – São Carlos, 2009;

Dissertação (Mestrado-Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Área de Concentração em Processamento De Sinais e Instrumentação) – Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2009.

1. Oftalmologia. 2. Retina. 3. Laser verde. 4. Fotocoagulação. 5. DPSSL. 6. SHG. I. Título

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro GIULIANO ROSSI.

Dissertação defendida e julgada em 25/09/2009 perante a Comissão Julgadora:

Prof^ª. Associada **LILIANE VENTURA SCHIABEL (Orientadora)**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

APROVADO

Dr. **ROGERIO ALVES COSTA**
(Faculdade de Medicina de Ribeirão Preto/USP)

aprovado

Prof^ª. Titular **MARIA CRISTINA FERREIRA DE OLIVEIRA**
(Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação/USP)

aprovado

Prof. Titular **GERALDO ROBERTO MARTINS DA COSTA**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Dedicatória

Dedico este trabalho à minha amada esposa Luciene, pela paciência e pelo apoio recebido desde os tempos de graduação, e que continuo recebendo a cada manhã.

Aos meus pais, Gilmar e Cida, pelo empenho na minha educação, por todo amor, compreensão e incentivo que sempre guiaram os meus passos.

Às minhas irmãs, Pamela e Danuza, que sempre foram minhas grandes amigas e conselheiras.

AGRADECIMENTOS

À minha orientadora Profa. Dra. Liliane Ventura pelo incentivo e confiança depositada, pelas observações e considerações acadêmicas que contribuíram para a qualidade deste trabalho.

Ao Dr. Mário Antonio Stefani, diretor de P&D da Opto Eletrônica e ao Prof. Dr. Jarbas Caiado de Castro Neto, pela contribuição técnica nesse trabalho, pela contribuição para meu amadurecimento pessoal e profissional ao longo desses cinco anos de convivência, e pelo incentivo a desenvolvimentos acadêmicos nas dependências da empresa.

À Opto Eletrônica S.A., por fornecer suporte financeiro e seus laboratórios durante todo o desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus pais, minhas irmãs e meus cunhados, pelo carinho, incentivo e apoio que sempre me deram.

Aos meus amigos Alessandro Damiani Mota, Tiago de Almeida Ortega e Guilherme Cunha Castro, por superarem comigo todos os obstáculos que esse trabalho apresentou.

À equipe técnica da Opto Eletrônica, em especial ao amigo Luiz Teles, Maurício Mota, Ricardo Oliveira e Saulo Bombonato, pela dedicação ao trabalho realizado.

À toda equipe do setor de Pesquisa e Desenvolvimento da Opto Eletrônica, que contribuiu direta ou indiretamente para este trabalho.

À FINEP, pelo suporte financeiro dado a esse projeto.

À minha esposa Luciene pela companhia, amor, apoio e compreensão durante esses quase onze anos de convivência.

Por fim, a todos os meus amigos que me ajudaram ao longo desses dois anos de trabalho.

Resumo

ROSSI, G. Desenvolvimento de Cavity Laser em 532nm para uso Oftalmológico. 2009. 177p.

Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Departamento de Engenharia Elétrica, Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2009.

O presente trabalho trata-se do desenvolvimento de uma cavidade Laser de estado sólido e geração de segundo harmônico, para fins oftalmológicos. A cavidade faz parte de um projeto maior que se refere a um fotocoagulador portátil, utilizado em diversos protocolos clínicos relacionados às doenças da retina e câmara anterior, como retinopatia diabética, retinopatia da prematuridade, glaucoma, edema macular e descolamento de retina.

A cavidade proposta é composta por três espelhos dispostos em uma arquitetura em V. Um laser de diodo bombeia um cristal de Nd:YAG para a geração de laser em 1064nm que passa por um cristal de KTP para a geração de segundo harmônico em 532nm (laser verde). O sistema de acoplamento indexado à cavidade acopla até 90% da potência de saída em uma fibra óptica com núcleo de 100µm.

A cavidade projetada e implementada, produz um feixe com comprimento de onda de 532nm (laser verde), largura de banda de 0,5nm, potência máxima em torno de 2,5W na saída da fibra óptica e pulsos com duração máxima de 3s, que são requisitos para os tratamentos oftalmológicos associados a este tipo de equipamento.

É importante destacar que a cavidade foi projetada e desenvolvida inteiramente com tecnologia nacional, sendo o primeiro trabalho desenvolvido no Brasil, que se tornou efetivamente um equipamento final para uso clínico.

Além do projeto da cavidade laser, são descritos neste trabalho os sistemas mecânico e eletrônico, que possibilitaram seu funcionamento na integração do fotocoagulador.

O fotocoagulador foi testado em pacientes voluntários da Escola Paulista de Medicina da UNIFESP, apresentando resultados comparáveis aos sistemas importados.

Palavras chave: Oftalmologia, Retina, Laser Verde, Fotocoagulação, DPSSL, SHG.

Abstract

ROSSI, G. Development of a 532nm Laser Cavity for Ophthalmology Applications. 2009. 177p.

Dissertation (Master degree in Electrical Engineering) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2009.

This work presents the research and the development of a solid state laser cavity with second harmonic generation for ophthalmological purpose. The laser cavity is part of a major project intended to produce a handle photocoagulator. This medical equipment is applied in several clinical protocols related to retinal and anterior chamber pathologies, such as diabetic retinopathy, retinopathy of prematurity, glaucoma, macular edema and retinal detachment.

The present cavity is composed by three mirrors disposed in a V shape architecture. One laser diode pumps the Nd:YAG crystal to generate the 1064nm laser that is converted by second harmonic generation in 532nm through the KTP crystal (green laser). The coupling system attached in the cavity is able to collimate until 90% of the laser beam inside a optical fiber with 100 μ m core.

The developed cavity produces a beam with wavelength of 532nm, spectral width of 0.5nm, maximum power around 2.5W in the end of the optical fiber and maximum pulse duration of 3s. Those parameters are requirements for ophthalmological treatments related to this kind of equipment.

It is important to declare that the cavity was projected and developed in Brazil. This is the first work in this country that becomes effectively a device to clinical application.

Besides the cavity design project, in this work also describes the mechanical and electronic sub systems that was responsible to the laser control and photocoagulator assembler.

This product was tested in patient's eyes from UNIFESP (Escola Paulista de Medicina), and showed similar results compared to the systems on the market.

Keywords: Ophthalmology, Retina, Green Laser, Photocoagulation, DPSSL, SHG.

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Corte Transversal do olho humano	27
Figura 1.2 – Angiografia de uma retina e seus principais elementos	29
Figura 1.3 – Espectro de absorção dos principais cromóforos presentes no olho.	31
Figura 1.4 - Retina com princípio de Neovascularização.	34
Figura 1.5 – Descolamento da Retina.	35
Figura 1.6 – Aplicação Laser em Descolamento de retina.	36
Figura 1.7 – Causa do Glaucoma.	37
Figura 1.8 – Aplicação de Laser na Trabeculoplastia	38
Figura 1.9 - Aplicação de Laser na Iridoplastia	38
Figura 2.1 – Elementos fundamentais em uma cavidade laser	42
Figura 2.2 - Transição energética de um laser de rubi	45
Figura 2.3 – Amplificação laser	46
Figura 2.4 – Ganho no Meio ativo em relação aos níveis energéticos	48
Figura 2.5 - Ganho no Meio ativo em relação ao sinal de Entrada	48
Figura 2.6 – Gráfico de eficiência da cavidade laser	57
Figura 2.7 - Bombeamento Lateral	60
Figura 2.8 - Bombeamento Longitudinal	60
Figura 2.9 – Diagrama de Energia do Nd:YAG	64
Figura 2.10 – Bandas de Absorção do Nd:YAG	65
Figura 2.11 – Modos de Propagação Transversal	69
Figura 2.12 – (a) Dimensões de um conjunto de diodos, (b) Heterojunção do diodo	73
Figura 2.13 – Emissão de um conjunto de diodo	74
Figura 2.14 – Formação do SHG.	80
Figura 2.15 – Diagrama de Eficiência de cavidade DPSSL.	81
Figura 3.1 – Esboço do projeto da cavidade com arquitetura em V desenvolvida	92
Figura 3.2 – (a) Encapsulamento do laser de diodo. (b) Curva característica do laser de diodo	95
Figura 3.3 – Densidade de potência em função do: (a) ângulo de emissão (θ), (b) do espectro de emissão (λ)	98
Figura 3.4 – Posicionamento do laser de diodo no Nd:YAG: (a) vista em perspectiva, (b) vista lateral	99
Figura 3.5 – Secção transversal do bombeamento	100
Figura 3.6 – Curvas do coeficiente de absorção em função do comprimento de onda: (a) fornecida pelo fabricante; (b) obtida pelo modelo.	103
Figura 3.7 – Distribuição da potência do feixe gaussiano no eixo y em função da distância d	107
Figura 3.8 – Modelo térmico teórico do cristal Nd:YAG	111
Figura 3.9 – Distribuição de temperatura nos eixos: (a) x, (b) y	112
Figura 3.10 – Perfil do Índice de refração do Nd:YAG nos eixos: (a) x, (b) y	112
Figura 3.11 – Deformação da lente térmica nos eixos: (a) x, (b) y	113
Figura 3.12 – Cavidade para teste de overlap	114
Figura 3.13 - Potência de saída pela área do modo transversal da cavidade	115
Figura 3.14 – Potência de saída pela Refletividade do espelho de saída	117
Figura 3.15 – Influência da perda por passagem (δ) na potência de saída	118
Figura 3.16 – Modelamento da cavidade em 532nm	120
Figura 4.1 – Distribuição espectral da Potência com a variação da Temperatura	126
Figura 4.2 – Variação da eficiência pela Temperatura	127
Figura 4.3 – Diagrama em blocos do Controle de Temperatura do Laser de diodo	128
Figura 4.4 – Circuito Eletrônico do Atuador do TEC	129
Figura 4.5 – Sistema de Refrigeração do Laser de diodo	130
Figura 4.6 – Modelamento Estático do Fluxo de calor do Laser de diodo	131
Figura 4.7 – Curva de Trabalho do TEC	134
Figura 4.8 – Curva de eficiência do TEC	134

Figura 4.9 – Controle de temperatura do laser de diodo.....	136
Figura 4.10 – Dependência da Temperatura do KTP na SHG	137
Figura 4.11 – Diagrama em blocos do controle de temperatura do KTP	137
Figura 4.12 – Diagrama em blocos do controle de potência da cavidade laser.....	138
Figura 4.13 – Circuito eletrônico simplificado do controle de potência	141
Figura 4.14 – Potência dissipada simulada em Q1	142
Figura 4.15 – Circuito PID	143
Figura 4.16 – Malha de Corrente.....	144
Figura 4.17 – Malha de Potência	144
Figura 4.18 – Comunicação entre as placas eletrônicas.....	146
Figura 4.19 – Placa de Controle.....	146
Figura 4.20 – Placa Power	147
Figura 4.21 – Placa Duto.....	147
Figura 4.22 – Tela Principal com a aba 1- Temperaturas	149
Figura 4.23 – Aba 2 –Tela de apresentação de Corrente e Potência do Laser de diodo.....	150
Figura 4.24 – Aba 3 – Ajuste dos PIDs do controle de temperatura	151
Figura 4.25 – Aba 4-Calibração dos Sensores de temperatura	151
Figura 5.1 – Protótipo da Cavidade Laser em SolidWorks	152
Figura 5.2 - Protótipo da Cavidade Laser montado e operando	153
Figura 5.3 – Protótipo clínico da cavidade laser em SolidWorks	154
Figura 5.4 – Detalhes do protótipo clínico da cavidade laser em SolidWorks	154
Figura 5.5 – Visão geral do acoplamento laser em SolidWorks	155
Figura 5.6 – Parte superior do acoplamento (Parte 1) em SolidWorks.....	156
Figura 5.7 – Parte inferior do acoplamento (Parte 2) em SolidWorks	157
Figura 5.8 – Cavidade e Acoplamento integrados em SolidWorks	157
Figura 5.9 – Cavidade e Acoplamento integrados.....	158
Figura 5.10 – Gráfico da potência de saída X potência de bombeamento	159
Figura 5.11 – Gráfico da potência laser de saída em função da potência elétrica de entrada.....	159
Figura 5.12 – Ocorrência da formação de lente térmica.....	160
Figura 5.13 - Fotoagulador Hyalus.....	163

Lista de Tabelas

Tabela 1.1 – Comparativo entre os Principais Tipos de Laser para Fotocoagulação	32
Tabela 1.2 – Principais Fotocoaguladores do Mercado Mundial.....	39
Tabela 2.1 – Meio Ativo e Emissão laser. Fonte: HITZ (1998).....	43
Tabela 2.2- Principais SSL e suas bandas de emissão. Fonte: (HITZ, 1998).....	58
Tabela 2.3 - Propriedades físico-químicas do Nd:YAG. Fonte: (NORTHROP, 2009).....	63
Tabela 2.4 – Bandas de Emissão do Nd:YAG. Fonte: SINGH (1974).....	65
Tabela 2.5 – Picos de Absorção do Nd:YAG	66
Tabela 2.6 – Relação entre Eficiência e Modo Transversal.....	71
Tabela 2.7 – Propriedades físico-químicas do cristal KTP	78
Tabela 2.8 – Equações de ligação do diagrama de eficiências da cavidade laser.....	83
Tabela 3.1 – Eficiência das Cavidades Laser a 532nm.....	91
Tabela 3.2 – Especificação do Diodo Selecionado. Fonte (COHERENT, 2009).....	94
Tabela 3.3 – Coeficientes da equação de absorção do Nd:YAG.....	102
Tabela 3.4 – Resultados do dimensionamento do Nd:YAG	104
Tabela 3.5 – Variação da distância do diodo em relação ao Nd:YAG	106
Tabela 3.6 – Perdas por Passagem no Interior da Cavidade Laser	113
Tabela 3.7 – Eficiência do ressonador em função da área de bombeio	116
Tabela 4.1 – Resistência Térmica dos Elementos de Refrigeração do Laser de diodo	132
Tabela 4.2 – Configurações e Tipos de TEC utilizados	133
Tabela 5.1 – Potência de saída e duração máxima antes da formação de Lente Térmica	160
Tabela 5.2 – Matriz de verificação de requisitos	161

Lista de Abreviaturas e Siglas

AR	Filme Anti-Reflexo
CW	<i>Continuous Wave</i> – Emissão Contínua
DPSSL	<i>Diode Pumping Solid State Laser</i> - Laser de Estado Sólido com Bombeamento por laser de diodo
DPSSL/SHG	<i>Diode Pumping Solid State Laser with Second Harmonic Generation</i> - Laser de Estado Sólido com Bombeamento por Laser de Diodo e Geração de Segundo Harmônico
FEA	<i>Finite Element Analysis</i> - Análise de Elementos Finitos;
GaAs	<i>Galio Arsenide</i> - Arseneto de Galio
IOP	<i>Intraocular Pressure</i> – Pressão Intra-ocular
QCW	<i>Quasi Continuous Wave</i> – Emissão Quase Contínua
RPE	<i>Retinal Pigment Epithelium</i> - Epitélio pigmentar da retina
SHG	<i>Second Harmonic Generation</i> - Geração de Segundo Harmônico
SSL	<i>Solid State Laser</i> - Laser de Estado Sólido
SSL/SHG	<i>Solid State Laser with Second Harmonic Generation</i> - Laser de Estado Sólido com Geração de Segundo Harmônico
TEC	<i>Thermo Electric Cooler</i> – Elemento de Refrigeração Ativo

TEM	<i>Transverse Electromagnetic Waves</i> – Campos Eletromagnéticos Transversais
VEGF	<i>Vascular Endothelial Growth Factor</i> – Fator de Crescimento Vascular no Endotélio
YAG	<i>Yttrium Aluminum Garnet crystal</i> - Cristal composto de Ítrio e óxido de alumínio

Sumário

1	Estado da Arte	24
1.1	Lasers.....	24
1.2	Aplicações Médicas	26
1.2.1	Anatomia do olho humano.....	26
1.2.2	Efeitos da radiação laser na retina	30
1.2.3	Retinopatia Diabética	33
1.2.4	Descolamento de Retina	35
1.2.5	Glaucoma.....	36
1.2.6	Retinopatia da Prematuridade	39
1.3	Produtos Existentes Comercialmente	39
1.4	Motivação e Relevância do Trabalho	41
2	Fundamentos Teóricos	42
2.1	Princípios de formação laser	42
2.2	Absorção, Emissão Espontânea e Estimulada	44
2.3	Amplificação Laser.....	46
2.4	Ressonador Laser.....	49
2.4.1	Operação no Threshold	50
2.4.2	Operação em regime permanente	50
2.4.3	Ganho do Meio Ativo.....	52
2.5	Eficiência da Cavidade Laser.....	54
2.6	Laser de Estado Sólido.....	57
2.6.1	Fontes de Bombeamento	58
2.6.2	Métodos de Bombeamento	60
2.7	Cristal Laser	61
2.7.1	Características do Nd:YAG	62
2.7.2	Diagrama de energia do Nd:YAG	64
2.7.3	Bandas de Absorção do Nd:YAG.....	65
2.8	Modos de Propagação de Luz em Cavidade Laser	67
2.8.1	Modo Longitudinal	67
2.8.2	Modo Transversal	68
2.9	Diodo de Bombeio.....	71
2.9.1	Extrutura do Laser de diodo	72
2.9.2	Divergência de Feixe do Laser de diodo	73
2.9.3	Eficiência do laser de diodo.....	74

2.10	Cristais Não-Lineares.....	76
2.10.1	SHG Intracavidade.....	78
2.11	Diagrama de Eficiência de Cavidade Laser.....	81
2.11.1	Equações de Ligação	83
2.12	Lente Térmica.....	85
3	Materiais e Métodos.....	88
3.1	Metodologia Adotada no Projeto da Cavidade Laser	88
3.2	Desenvolvimento Científico	89
3.3	Características Técnicas da Cavidade Proposta	91
3.4	Projeto da Cavidade LASER	92
3.5	Especificação do Diodo de Bombeio.....	94
3.5.1	Modelamento do Diodo de Bombeio.....	96
3.6	Especificação do cristal Nd:YAG utilizado	99
3.6.1	Cálculo da Eficiência de Absorção.....	99
3.6.2	Distância entre o Diodo e o Nd:YAG	105
3.7	Ressonador Óptico	108
3.7.1	Lente Térmica do Nd:YAG	109
3.7.2	Perdas Ópticas do Ressonador.....	113
3.7.3	Otimização da Eficiência de Overlap.....	114
3.7.4	Cavidade em V.....	118
3.7.5	Especificação do KTP	121
4	Implementação da Cavidade Laser	125
4.1	Controle de Temperatura do Laser de Diodo	125
4.1.1	Teste do Controle de Temperatura do Laser de diodo	135
4.2	Controle de Temperatura do KTP	136
4.3	Controle de Potência da Cavidade Laser.....	138
4.4	Placas Eletrônicas.....	145
4.5	Software de Controle	148
5	Resultados.....	152
5.1	Protótipo da Cavidade Laser	152
5.2	Integração do Sistema.....	153
5.2.1	Cavidade Laser	154
5.2.2	Sistema de Acoplamento	155
5.2.3	Potência de saída e eficiência da cavidade	158
5.3	Matriz de verificação de requisitos.....	161
6	Conclusão	164
6.1	Conclusão do Trabalho.....	164
6.2	Conclusões Gerais	164

6.3	Trabalhos Futuros.....	165
6.3.1	Redução da Lente Térmica	165
6.3.2	Função de micro pulso e nano pulso.....	166
6.3.3	Cavidade DPSSL em 586nm (laser amarelo).....	166

Apresentação da Dissertação

Essa dissertação aborda o desenvolvimento de uma cavidade laser que foi integrada em um equipamento portátil de fotocoagulação na retina. São apresentadas também as análises realizadas durante o desenvolvimento do projeto e os testes funcionais para a avaliação dos requisitos de projeto.

A dissertação está dividida em seis capítulos:

- O capítulo 1 apresenta o contexto histórico, as aplicações clínicas do laser em oftalmologia, a justificativa do trabalho com sua relevância e os requisitos do projeto;
- O capítulo 2 apresenta uma coletânea de fundamentos teóricos no qual são abordadas as principais frentes envolvidas no trabalho em questão;
- O capítulo 3 apresenta a metodologia adotada e o modelamento da cavidade laser;
- O capítulo 4 apresenta os desenvolvimentos eletrônico e mecânico do protótipo da cavidade, assim como sua versão final;
- O capítulo 5 apresenta os testes e resultados obtidos;
- O capítulo 6 apresenta a conclusão e a discussão dos resultados, com propostas de melhoria futura para o projeto.

1 Estado da Arte

1.1 Lasers

São equipamentos que podem gerar ou amplificar radiação óptica coerente com frequências desde o infravermelho até o ultravioleta no espectro eletromagnético. A palavra “LASER” é um acrônimo para *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, (SCHEPS, 2001).

As primeiras pesquisas do princípio físico do LASER começaram como uma extensão das técnicas de amplificação estimulada na região do microondas. O primeiro MASER, acrônimo para *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, foi construído em 1954 por C. Townes (HECHT, 2004), utilizando inversão de população entre dois níveis de moléculas de Amônia para amplificar radiação no comprimento de onda de 1.25 cm. Nesse mesmo ano, os físicos soviéticos Aleksandro Mikhaylovich Prokhorov e Nicolai Gennadiyevich Basov chegavam a resultados semelhantes em Moscou, e por esse motivo, os três cientistas dividiram o prêmio Nobel de física em 1964, (POET, 2009).

Em 1958, A. Schawlow e C. Townes estenderam o princípio físico do MASER para frequências ópticas utilizando um ressonador Fabry-Perrot como elemento de realimentação, (SCHEPS, 2001). Apenas em 1960, quase meio século após a descrição da Teoria Quântica, T. Mainman encontrou um material que pudesse ser excitado a ponto de provocar uma inversão de população suficiente para que o LASER fosse gerado. Esse material era formado por uma composição de safira dopada com cromo trivalente (Cr^{3+}), conhecida como cristal de rubi rosa. Foi também Mainman quem criou a palavra LASER, (POET, 2009).

Em 1961, um grupo de pesquisadores dos Laboratórios Bell desenhou outro modelo de cavidade LASER que utilizava uma mistura de hélio e gás néon. Ainda em 1961, E. Snitzer (SNITZER, 1961) demonstrou o primeiro LASER utilizando vidro dopado com neodímio trivalente (Nd^{3+}) e P.A. Franken (FRANKER, 1961) demonstrou a geração de segundo harmônico em cristais de quartzo, ainda que em baixas intensidades.

Em 1964, J. Geusic (GEUSIC, 1964) descobriu o melhor cristal hospedeiro de íons de Nd^{3+} , uma composição de Ítrio e óxido de alumínio, batizado de YAG, que é ainda hoje largamente utilizado na geração LASER.

Da década de 70 à década de 80, uma grande variedade de LASERs sintonizáveis foram reportados, tais como a Alexandrita e o Titânio dopado com Safira, que podem variar seu comprimento de onda emitido entre 660nm e 980nm.

Em meados dos anos 80, com o advento do processo epitaxial e com a crescente sofisticação das estruturas da junção GaAs, os diodos laser de alta potência começaram a surgir no mercado, contribuindo para o desenvolvimento de novas técnicas de bombeamento de SSL, (SCHEPS, 2001).

A história da fotocoagulação da retina se inicia em 1946, quando o oftalmologista alemão Meyer-Schwickerath começa a associar um estranho surto de queima de retina com um eclipse solar ocorrido no dia 10 de julho do ano anterior, (NIEMZ, 2007). Em 1949 ele realiza a primeira fotocoagulação da história, utilizando um fotocoagulador rústico construído por ele mesmo, que utilizava a luz do sol como fonte de energia. Tratava-se de um caso de descolamento de retina e que foi bem sucedido, (NIEMZ, 2007). Em 1956, a luz do sol foi substituída por uma lâmpada de Xenônio de alta pressão, inventada pela *American Optical Corporation*, que foi

incorporada em um fotocoagulador produzido por *Zeiss Laboratories* em Oberkochen. (ENERSEN, 2009)

A história da fotocoagulação se cruza com a do laser três anos após seu descobrimento, quando Campbell (CAMPBELL *et al.*, 1963) publica resultados bem sucedidos de fotocoagulação utilizando laser de rubi em tratamento de descolamento de retina. No entanto, devido ao seu comprimento de onda não ser bem absorvido pelo sangue, esse tipo de laser não foi capaz de estancar hemorragias na retina. L'Esperance (L'ESPERANCE, 1971) publicou alguns resultados de fotocoagulação utilizando laser de Nd:YAG com geração de segundo harmônico (532nm), o qual se mostrou eficiente no processo de coagulação de hemorragias na retina e até hoje são amplamente utilizadas em fotocoagulação.

Ainda na década de 70, o laser de Kriptônio trouxe outra contribuição para a fotocoagulação. Com emissão no vermelho (647nm) e no amarelo (568nm), foi descoberto que o laser vermelho era absorvido preferencialmente pela coróide, enquanto o laser amarelo era absorvido preferencialmente pelo epitélio pigmentar, permitindo assim selecionar as zonas de interação térmica de interesse (NIEMZ, 2007).

1.2 Aplicações Médicas

1.2.1 *Anatomia do olho humano*

O olho está alojado no crânio, no interior de duas calotas denominadas órbitas e sua movimentação é executada por um conjunto de seis músculos. Ele é composto por três conjuntos de tecidos concêntricos chamados de túnicas oculares. A túnica externa é a mais fibrosa e é composta pela Córnea na região ventral e pela esclera

na região dorsal do globo ocular. A túnica intermediária é a mais vascularizada e é composta pela íris, pelo corpo ciliar e pela coróide. A túnica interna é composta pela retina. (CSILLAG, 2005). A Figura 1.1 mostra o corte transversal do olho humano, e suas principais estruturas.

Figura 1.1 – Corte Transversal do olho humano

Fonte: <http://www.topnews.in/healthcare/sites/default/files/retina.jpg>. Acesso em: 29 Jun. 2009

A córnea é uma calota composta por uma membrana transparente, com espessura média de 500µm e é delimitada por uma região anelar denominada limbo, (CSILLAG, 2005). A região exterior à córnea é a esclera. Sua parte visível é branca e sua parte interna, chamada de episclera, é densamente irrigada por veias. A estrutura histológica da esclera é composta por fibras de colágeno (assim como na córnea), fibras elásticas e veias.

A íris é formada por um disco circular altamente vascularizado, que funciona da mesma maneira que um diafragma óptico. Em seu centro existe uma abertura denominada pupila. Para controlar a entrada de luz no olho, a íris varia o diâmetro da pupila adequando a quantidade de luz incidente na retina com a iluminação

ambiente. Sua estrutura é composta por evaginações entre fibras de colágeno, cobertos por fibroblastos e melanócitos, que dão à Iris sua característica individual.

O cristalino é uma estrutura elástica e transparente formada por camadas de fibras cristalinas concêntricas, a qual lhe confere a forma de uma lente biconvexa. Ele é preso e permanece constantemente tensionado por um anel fibroso chamado de corpo ciliar que é fixo no músculo ciliar. Para que a luz captada pela pupila seja corretamente focalizada na retina, o corpo ciliar regula a tensão exercida sobre o cristalino. Quanto menor for essa tensão, menor será seu raio de curvatura, diminuindo o ponto focal.

O humor aquoso é constantemente formado no corpo ciliar, escorre para a câmara posterior entre a íris e o cristalino, passa através da pupila e chega à câmara anterior. Da câmara anterior, o humor aquoso é drenado do olho através da rede trabecular. Ele é responsável por nutrir o cristalino, manter a transparência da córnea e a controlar a IOP, que para um olho normal varia de 10 a 20 mmHg, (CSILLAG, 2005).

A retina é um tecido complexo, altamente vascular, que reveste dois terços do globo ocular na túnica interna. Ela é responsável por converter os sinais luminosos em sinais elétricos e enviá-los ao cérebro através do nervo óptico. No centro da retina, está localizada a mácula com um diâmetro de aproximadamente 5,5mm, e em seu centro está localizada a fóvea, com diâmetro de aproximadamente 1,8mm. A mácula e a fóvea são responsáveis pela visão central enquanto o restante da retina é responsável pela visão periférica, (SMITH, 2000).

Quando excitadas, as células fotorreceptoras liberam moléculas neurotransmissoras a uma taxa que é máxima na escuridão e diminui, de forma

logarítmica, com o aumento da intensidade luminosa. Existem dois tipos de células fotorreceptoras: os cones e os bastonetes. A densidade de cones é maior na fóvea (entre $100000/\text{mm}^2$ e $300000/\text{mm}^2$) permitindo que essa região possua uma maior acuidade visual. A densidade de bastonetes é maior na retina periférica (entre $140000/\text{mm}^2$ e $160000/\text{mm}^2$), e praticamente inexistente na fóvea. Portanto, um ser humano possui ao todo, cerca de 90 milhões de bastonetes e 4,5 milhões de cones (CSILLAG, 2005). Além das células receptoras, ainda existem outros cinco tipos de células que compõem as camadas neurais retinianas: células bipolares, horizontais, amácrinas, ganglionais e interplexiformes (GUIMARÃES, 2003). A imagem da retina e da mácula é mostrada na Figura 1.2.

Figura 1.2 – Angiografia de uma retina e seus principais elementos

Fonte: http://www.digitalworldtokyo.com/entryimages/2007/09/070926_Retina.jpg. Acesso em: 29 Jun. 2009

Os bastonetes não detectam cor, apenas tons de cinza e são estimulados a baixas intensidades de luz. Eles possuem uma proteína chamada Rodopsina, derivada da vitamina A, que quando excitada por fótons entre 400nm e 700nm se decompõem em Metarrodopsina II, responsável pelas alterações elétricas que são enviadas aos axônios.

Os cones são células similares aos bastonetes, mas ao invés da Rodopsina, eles possuem um dos três pigmentos chamados de Iodopsina, que possuem picos de absorção em 440nm (azul), 540nm (verde) e 577nm (laranja-vermelho), respectivamente. É a disposição desses três tipos de cones na retina, que permite a visualização das cores. (CSILLAG, 2005).

A mácula é a região mais nobre da retina e possui uma grande concentração de Xantofila. Ela é estimulada sempre que focalizamos a visão em algum objeto, permitindo visualizá-lo com grande quantidade de detalhes. A retina periférica contribui para a formação da periferia da imagem, composta por pouca informação. Pontos isolados de fotocoagulação na retina periférica afetam pouco a acuidade visual do paciente, diferentemente da mácula, cuja área é bem menor. Por essa razão, a fotocoagulação nunca deve ser utilizada nessa região da retina.

A camada mais externa da retina é o epitélio pigmentar (RPE), onde se encontra a melanina, como será visto a seguir, uma das principais proteínas relacionada com a fotocoagulação.

1.2.2 *Efeitos da radiação laser na retina*

A radiação laser incidida no olho humano sofre três processos distintos. O primeiro é a reflexão, causada pelas diversas camadas de tecido com diferentes índices de refração. O segundo é o espalhamento, causado pela não homogeneidade das estruturas que compõem o olho. A radiação espalhada aumenta drasticamente com a diminuição do comprimento de onda, numa proporção de aproximadamente λ^{-4} (YARIV, 1989). O terceiro e mais importante processo é a

absorção. Ela é causada pela interação entre a luz e as moléculas dos tecidos, transformando a energia presente na radiação em energia térmica ou química. A absorção é seletiva, pois, certos comprimentos de onda são absorvidos por determinadas moléculas enquanto outros não. A radiação no espectro do infravermelho é predominantemente absorvida por moléculas de água. Já no espectro visível e no ultravioleta, são predominantemente absorvidos pelas macromoléculas como pigmentos e proteínas. As principais macromoléculas presentes no olho, também conhecidas como cromóforos são: Melanina, Hemoglobina e Xantofila, (BOYD, 2005). A Figura 1.3 mostra o espectro de absorção dessas macromoléculas.

Figura 1.3 – Espectro de absorção dos principais cromóforos presentes no olho.

FONTE: BOYD (2005)

A Melanina está presente no RPE e absorve todo o espectro, desde o ultravioleta até o infra-vermelho (400nm-1200nm), diminuindo à medida que o comprimento de onda aumenta. Analisando o gráfico da Figura 1.3, essa proteína não apresenta nenhuma banda marcante de absorção.

A Hemoglobina possui forte absorção no ultravioleta (420nm) e no espectro entre o verde (520nm) e o amarelo (590nm). Ela está presente no sangue e quando desoxigenada (Hemoglobina Reduzida), absorve mais o vermelho do que a oxihemoglobina, isso explica o fato do sangue nas veias possuir coloração mais escura do que nas artérias.

A Xantofila possui pico de absorção no azul (460nm) e está densamente concentrada na região da mácula.

A Tabela 1.1 mostra de forma comparativa a absorção dos cromóforos para os principais tipos de laser (BLOMM, 1997). O pico de absorção da hemoglobina está em torno de 580nm (amarelo), o que torna esse comprimento de onda o mais indicado para fotocoagulação. Pesquisas recentes estão desenvolvendo DPSSL na região do amarelo para essa finalidade. No entanto, ainda não é economicamente competitivo. Atualmente o laser mais utilizado para fotocoagulação é o de 532nm por possuir boa absorção na melanina e hemoglobina e pouca absorção na xantofila, tornando-o mais seguro em cirurgias próximas à mácula.

Tabela 1.1 – Comparativo entre os Principais Tipos de Laser para Fotocoagulação

Fonte: BLOOM (1997)

	Xantofila	Hemoglobina	Melanina
Argônio (488nm)	+++	+++	++
Argônio (514nm)	+	+++	++++
Nd:YAG/KTP (532nm)	-	++++	++++
Dye (577nm)	-	++++	++++
Dye (630nm)	-	+	+++
Krypton (647nm)	-	+	+++
Diodo (810nm)	-	+	++

Na Tabela 1.1, a quantidade de “+” denota maior ou menor absorção da radiação pelas três proteínas. O símbolo “-” indica que a absorção é desprezível.

1.2.3 *Retinopatia Diabética*

De acordo com a SOCIEDADE BRASILEIRA DE DIABETES (SBD, 2009), estima-se que 7,6% da população brasileira, entre 30 e 69 anos, sofrem de diabetes. A maior concentração está na faixa entre 60 e 69 anos, aonde esses índices chegam a 17,4%. Da população diabética, 40% sofrem de retinopatia diabética em algum grau de evolução da doença, segundo Vinhal (VINHAL, 2009).

A retinopatia diabética é a principal causa de cegueira irreversível no mundo. De acordo com Corrêa (CORRÊA, 2005), a retinopatia diabética é causada pela hiperglicemia e está relacionada a componentes genéticos e a fatores ambientais. Os três tipos mais comuns de retinopatia diabética são:

- 1) *Simples* - caracterizada pela presença de micro aneurismas, hemorragias superficiais ou profundas, edema de retina e precipitados lipídicos;
- 2) *Pré-proliferativa* - caracterizada pela presença de exsudatos moles e zonas de não perfusão capilar;
- 3) *Proliferativa* - caracterizada por proliferação fibrovascular, neovascularização da papila, retina e/ou vítreo.

A neovascularização é causada quando a incidência de hemorragias chega a tal ponto que a oxigenação na retina é prejudicada. Nesse caso, o tecido com

hipóxia começa então a produzir mais substâncias formadoras de neovasos – *Vascular Endothelial Growth Factor* – Fator de Crescimento Vascular no Endotélio (VEGF), que promovem o crescimento de novos vasos sanguíneos na tentativa de suprir a falta de oxigenação, (MIKULIC, 2009). No entanto, esses novos vasos crescem de forma descontrolada, invadindo o humor vítreo. Por serem muito frágeis, o que impele a ocorrência de novas hemorragias, agravando ainda mais o quadro da doença. O efeito clínico da fotocoagulação está na transformação dos tecidos com hipóxia, em zonas de anóxia cicatricial, que não tem mais a capacidade de produzir VEGF (CORRÊA, 2005). A Figura 1.4 mostra uma angiografia de uma retina com princípio de neovascularização, após uma seção de pan-fotocoagulação. Os pontos esbranquiçados são os disparos efetuados com laser, para inibir a formação dos VEGF.

Figura 1.4 - Retina com princípio de Neovascularização.

Fonte: BOYD (2005)

1.2.4 *Descolamento de Retina*

Nos Estados Unidos, uma em cada 10.000 pessoas já sofreu um descolamento de retina (CLOE, 2009). Essa doença é causada geralmente por algum trauma que provoca a separação da retina e do vítreo, causando um rasgo na mesma. Esse rasgo permite que o humor vítreo penetre entre a retina e a coróide ocasionando seu descolamento. Se a doença não for tratada rapidamente, pode ocorrer o descolamento da mácula seguido pelo descolamento total da retina, causando a perda total da visão.

Nos casos iniciais da doença, o laser é utilizado como uma solda orgânica, desde que a retina esteja em contato físico com o epitélio. A queimadura provocada pelo laser nessas duas estruturas causam a formação de tecido conjuntivo durante o processo de cicatrização, unindo-os e selando a ruptura. Em quadros mais avançados, o laser pode ser utilizado juntamente com a vitrectomia para soldar a retina na posição original, antes que suas células morram (SDO, 2009). A Figura 1.5 mostra a separação entre o humor vítreo e a retina, provocando uma fissura e consequentemente, um princípio de descolamento.

Figura 1.5 – Descolamento da Retina.

Fonte: EYEMAGINATION (2009)

A Figura 1.6 mostra um tratamento de pré-descolamento de retina efetuado com laser verde (532nm). Em A, é possível observar a fissura na retina, já em B, os pontos esbranquiçados mostram a aplicação laser no processo de solda orgânica, aplicados ao redor da fissura, evitando assim que o descolamento de propague.

Figura 1.6 – Aplicação Laser em Descolamento de retina.

Fonte: BOYD (2005)

1.2.5 *Glaucoma*

Estima-se que hoje 4% da população brasileira sofram de glaucoma, onde 40% dos casos possuem a doença em estágio inicial, 50% em estágio avançado e 10% já perderam a visão, (CAMPOS, 2005). Essa doença é causada quando a vazão do humor aquoso pela rede trabecular é menor que sua produção pelo corpo ciliar. Essa diferença pode ser causada por um aumento na resistência da rede trabecular (glaucoma de ângulo aberto), ou quando a íris entra em contato com a lateral da córnea, estrangulando o canal da rede (glaucoma de ângulo fechado). A Figura 1.7 mostra o fluxo do humor aquoso na câmara anterior do olho.

1-Humor Vítreo	5-Corpo Ciliar	9-Canal de Schlemm's
2-Esclera	6-Íris	10-Conjuntiva
3-Câmara Posterior	7-Pupila	11-Córnea
4-Cristalino	8-Rede Trabecular	

Figura 1.7 – Causa do Glaucoma.

Fonte: CSILLAG (2005)

Todas as formas de glaucoma geram cegueira em sua fase final. O seu tratamento visa basicamente conter a progressão da doença através da redução da IOP. Esse controle é normalmente feito através de drogas hipotensoras em forma de colírio ou oral (SOUZA, 2003). No entanto, quando essas drogas já não causarem efeito, outro método mais invasivo deve ser dirigido. O uso do laser na trabeculoplastia ou na iridoplastia é uma dessas opções, (QUEIROZ, 2009).

A trabeculoplastia é indicada em glaucoma de ângulo aberto e é preferencialmente realizada com laser verde (532nm), onde são disparados aproximadamente 100 pulsos distribuídos ao redor dos 360° da rede trabecular, exatamente na direção do canal de Schlemm, no qual a rede trabecular é mais funcional.

Figura 1.8 – Aplicação de Laser na Trabeculoplastia

Fonte: BOYD (2005)

A iridoplastia é indicada em glaucoma de ângulo fechado (RAUSCHER, 2008). O efeito da iridoplastia é a contração da íris, provocando consequentemente a abertura do ângulo por onde o humor aquoso poderá escoar e normalizar a IOP, como é mostrada na Figura 1.9.

Figura 1.9 - Aplicação de Laser na Iridoplastia

Fonte: BOYD (2005)

1.2.6 Retinopatia da Prematuridade

Acometida em bebês com nascimento prematuro, principalmente com idade gestacional inferior a 30 semanas, ou com peso inferior a 1500g. É a segunda maior causa de cegueira em recém-nascidos no Brasil, perdendo apenas para o glaucoma congênito, (NUNES, 2002). É causada principalmente pela falta de oxigenação durante o processo de desenvolvimento da retina, causando um aumento na concentração de VGEF e consequentemente neovascularização. O tratamento mais indicado é a fotocoagulação a laser verde (532nm) ou infravermelho (810nm), com a utilização de um oftalmoscópio indireto.

1.3 Produtos Existentes Comercialmente

Atualmente, o mercado de fotocoaguladores a laser 532nm movimenta milhões de dólares por ano e é dominado por poucas empresas, sendo elas todas de origem estrangeira.

A Tabela 1.2 mostra as características dos principais fotocoaguladores do mercado mundial:

Tabela 1.2 – Principais Fotocoaguladores do Mercado Mundial

Fabricante/ Produto	Potência Máxima (mW)	Duração máxima (ms)	Tecnologia da Cavidade	Tipo de Refrigeração	Preço U\$ (x10 ³)
Laserex/ Solitaire	2000 mW	3000 ms	Nd:YAG/KTP Bombeado por Diodo	TEC + Ar	35 a 40

Tabela 1.2 – Principais Fotocoaguladores do Mercado Mundial (Continuação)

Fabricante/ Produto	Potência Máxima (mW)	Duração máxima (ms)	Tecnologia da Cavidade	Tipo de Refrigeração	Preço U\$ (x10 ³)
Nidek/ GYC-1000	1700	3000	Nd:YAG/KTP Bombeado por Diodo	TEC + Ar	Sem Informação
Iris Medical/ Oculight GL/GLx	1500	3000	Nd:YAG/KTP Bombeado por Diodo	TEC + Ar	35 a 40
LUMENIS/ SPECTRA	2500	3000	Nd:YAG/KTP Bombeado por Diodo	TEC + Ar	36 a 42
ALCON/ 532 EYELITE	2000	2000	Nd:YAG/KTP Bombeado por Diodo	TEC + Ar	Sem Informação
ZEISS/ VISULAS	1500	2500	Nd:YAG/KTP Bombeado por Diodo	TEC + Ar	55 - 60

1.4 Motivação e Relevância do Trabalho

A presente dissertação tem por objetivo mostrar a metodologia adotada no desenvolvimento de uma cavidade laser de estado sólido que opere em 532nm, cujas características técnicas são apresentadas na seção 3.1 .

Serão relatadas também as dificuldades encontradas no decorrer do projeto, as soluções propostas e os resultados obtidos.

O resultado final desse trabalho foi o desenvolvimento de uma cavidade compacta, estável, de alta potência e qualidade, equiparada às cavidades dos fotocoaguladores mais utilizados no mercado atualmente. A cavidade abordada nessa dissertação está hoje integrada no único fotocoagulador totalmente projetado e produzido com tecnologia nacional.

2 Fundamentos Teóricos

Para que se fosse possível projetar essa cavidade, foi necessário o estudo dos princípios de formação do laser nestes tipos de equipamentos. Todos os detalhes necessários do aprendizado para o presente projeto estão nos itens a seguir:

2.1 Princípios de formação laser

São três os elementos fundamentais que formam uma cavidade laser, (SCHEPS, 2001):

- **Meio ativo:** formado por materiais apropriados, gases, líquidos ou sólidos que possuam uma estrutura atômica favorável à inversão de população;
- **Processo de Bombeamento:** deposição de energia no meio ativo, promovendo assim a excitação dos seus elétrons;
- **Elemento Óptico de Realimentação:** espelhos semi-reflexivos responsáveis por gerar uma cavidade ressonante.

Figura 2.1 – Elementos fundamentais em uma cavidade laser

Fonte: (SCHEPS, 2001)

Para que uma cavidade possa emitir radiação laser, o processo de bombeamento deve produzir uma condição de inversão de população, situação essa estabelecida quando a maior parte dos átomos da estrutura está num nível quântico energético mais elevado que o nível de repouso.

Uma vez obtida uma inversão de população, uma banda estreita de radiação eletromagnética poderá ser amplificada de forma coerente ao passar pelo meio ativo. O comprimento de onda emitido dependerá do nível de energia quântica em que o átomo foi excitado, e isso dependerá somente do material utilizado no meio ativo. A Tabela 2.1 mostra alguns materiais utilizados como meio ativo e o comprimento de onda de emissão.

Tabela 2.1 – Meio Ativo e Emissão laser. Fonte: HITZ (1998)

Meio ativo	Energia Quântica [eV]	Comprimento de onda [μm]
H₂ (pulsado)	7,754	0,160
N₂ (pulsado)	3,682	0,337
Argônio	2,542 ; 2,409	0,488 ; 0,515
Rhodamina 6G	2,216 ; 1,939	0,560 ; 0,640
He-Ne	1,960 ; 1,079	0,633 ; 1,150
Ruby	1,788	0,694
GaAs	1,426	0,870
Nd:YAG	1,166	1,064
HF (químico)	0,460 a 0,414	2,7 a 3,0
CO	0,243 a 0,191	5,1 a 6,5
CO₂	0,129 a 0,117	9,6 a 10,6
H₂O	0,044, 0,026, 0,010	28, 48, 120
HCN	0,00399; 0,00368; 0,00238; 0,00184; 0,00167	311; 337; 545; 676; 744

2.2 Absorção, Emissão Espontânea e Estimulada

Sistemas atômicos tais como átomos, íons e moléculas existem em certos estados estacionários chamados níveis energéticos. A relação de população entre dois níveis energéticos diferentes é dada através da estatística de Boltzmann (SIEGMAN, 1986):

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{\left(\frac{E_1 - E_2}{kT}\right)} \quad (2.1)$$

onde N_1 e N_2 são as populações de átomos excitados nos níveis 1 e 2, g_1 e g_2 são os coeficientes de degeneração dos níveis 1 e 2, E_1 e E_2 são as energias de quantização dos níveis 1 e 2, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura em K.

Sempre que $E_1 < E_2$, a relação N_2/N_1 será sempre menor que 1. Isso mostra que a inversão de população e consequentemente a amplificação óptica serão impossíveis de serem alcançadas em equilíbrio térmico. Portanto, para que ocorra uma inversão de população é necessário que exista um processo em que os átomos absorvam algum tipo de energia externa, de tal forma que a maior parte dos átomos saia do nível E_1 e vá para o nível mais energético E_2 . Essa transição de energia entre dois níveis foi descrita por Plank através da seguinte equação, (SIEGMAN, 1986):

$$\omega_{21} = \frac{2\pi(E_2 - E_1)}{h} \quad (2.2)$$

onde ω_{21} é a frequência de emissão na transição do nível quântico $E_2 \rightarrow E_1$ e h é a constante de Plank.

Exemplo de geração laser (HITZ, 1998):

O gráfico da Figura 2.2 mostra o processo de absorção e emissão que ocorre no cristal de rubi quando bombeado com lâmpada de mercúrio.

Figura 2.2 - Transição energética de um laser de rubi

Fonte: (HITZ, 1998)

A lâmpada de mercúrio emite uma larga banda espectral que vai do visível ao UV. O íon Cr^{3+} , dopante do cristal de rubi, também possui largas bandas de absorção (4F_1 e 4F_2) que coincidem com uma parte do espectro emitido pela lâmpada, fazendo com que esses íons absorvam esse espectro de energia, elevando seu nível quântico do estado fundamental (4A_2) para níveis mais elevados (4F_1 e 4F_2). Por outro processo não radioativo chamado de Relaxação, os íons nesses níveis elevados são decaídos para o nível meta-estável 2E , liberando energia

conhecida como fônons, ou movimentos vibratórios da rede cristalina. Esse nível meta-estável possui tempo de vida muito maior do que os níveis 4F_1 ou 4F_2 (da ordem de 10^{-3} s), o que possibilita a ocorrência de acúmulo de átomos nesse estado. Uma vez em 2E , os íons decaem novamente para o estado fundamental, liberando quantas de energia através de radiação com comprimento de onda em 695nm.

2.3 Amplificação Laser

Essa seção tem como referência bibliográfica (SIEGMAN, 1986).

Quando uma onda eletromagnética passa através de uma coleção de átomos com inversão de população, ocorre uma excitação da carga eletrônica que começa a oscilar numa relação coerente com o campo de excitação. Cada átomo passa a se comportar individualmente como mini antenas atômicas as quais irradiam ondas eletromagnéticas com mesma frequência e fase da onda incidente, de modo a manter a coerência espacial e espectral.

A Figura 2.3 exemplifica a amplificação do feixe de luz gaussiano ao passar por um meio ativo com inversão de população.

Figura 2.3 – Amplificação laser

Fonte: (SIEGMAN, 1986)

Seja E_0 a amplitude da onda incidente e seja I_0 sua potência associada. À medida que essa onda caminha através do Meio ativo no sentido z , a amplitude e potencia em função do caminho percorrido será:

$$E(z) = E_0 e^{\alpha_m(w)z} \quad (2.3)$$

$$I(z) = I_0 e^{2\alpha_m(w)z} \quad (2.4)$$

onde $g(w)$ é o coeficiente de amplificação laser e z é o comprimento do meio ativo. Esse coeficiente é expresso através da equação geral:

$$\alpha_m(w) = \frac{\lambda^2 B_{21}}{4\pi \Delta w_a} \cdot \frac{N_2 - N_1}{1 + \left(\frac{2(w - w_{21})}{\Delta w_a} \right)^2} \quad (2.5)$$

A equação (2.5) representa a ressonância atômica em função da frequência de excitação w , da frequência e banda de quantização dos níveis energéticos w_{21} e Δw_a e da quantidade de átomos nos níveis de quantização 1 e 2.

Os gráficos da Figura 2.4 mostram a variação do ganho laser de um sistema atômico em função da população. Nos três gráficos mais escuros temos uma situação de inversão de população. Nesse caso, à medida que a onda eletromagnética se aproxima do valor de ressonância do átomo excitado w_{21} maior é a amplificação da onda. Quanto maior for a inversão de população maior será a amplificação. No gráfico onde a concentração dos átomos for igual para os dois níveis quânticos, não ocorrerá nem amplificação nem absorção.

Já nos gráficos mais claros, pelo fato de não existir inversão de população, a onda incidente é atenuada por absorção nos átomos. Para qualquer um dos casos,

se a frequência da onda eletromagnética não coincidir com a de transição dos níveis energéticos, não ocorrerá interação entre a onda e a matéria.

Figura 2.4 – Ganho no Meio ativo em relação aos níveis energéticos

Fonte: (SIEGMAN, 1986)

Figura 2.5 - Ganho no Meio ativo em relação ao sinal de Entrada

Fonte: (SIEGMAN, 1986)

Para que um material possa ser utilizado como meio ativo, ele deverá conter uma alta densidade de átomos excitados, que tipicamente está entre 10^{12} a 10^{19} átomos/cm³.

2.4 Ressonador Laser

Essa seção e suas subseções tiveram como referência bibliográfica (KOECHNER, 2006).

Foi visto que é necessário um meio ativo com inversão de população para que a amplificação laser ocorra, no entanto somente a amplificação não é suficiente devido à baixa eficiência do processo. Para que o laser possa ser gerado com intensidade suficientemente alta, é necessário confinar o meio ativo em um ressonador óptico, formado basicamente por dois espelhos côncavos como o mostrado na

Figura 2.1. Para que o ressonador óptico seja estável, é necessário que obedeça ao critério de estabilidade dado pela equação (2.6):

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1 \quad (2.6)$$

onde L é o comprimento total do ressonador, R_1 é o raio de curvatura do espelho 1 e R_2 é o raio de curvatura do espelho 2.

Sempre que o feixe atravessar o meio ativo (no sentido $-z$ ou $+z$), ele sofrerá uma amplificação. O espelho 1 possui alta reflexão, redirecionado todo o feixe incidente para o interior da cavidade. O espelho 2 possui reflexão parcial,

geralmente entre 85% e 95%, responsável por realimentar a cavidade com a maior parte do feixe incidente e eliminar uma pequena parcela para fora da cavidade (emissão laser).

2.4.1 *Operação no Threshold*

A condição de threshold é a situação na qual as perdas no interior do ressonador se igualam com a amplificação no meio laser, ao longo de uma volta completa no interior do ressonador.

Assumindo que l é o comprimento do meio ativo, e que g_0 é sua amplificação laser (que será definida na seção 2.4.3), o feixe sofrerá uma amplificação dada por $e^{g_0 l}$ sempre que atravessar o meio ativo e sofrerá também uma perda de energia por transmissão nos espelhos, dada por $(1 - R_1)$ e $(1 - R_2)$. Portanto, na condição de threshold teremos:

$$R_1 R_2 e^{2lg_0} = 1 \quad (2.7)$$

2.4.2 *Operação em regime permanente*

A amplificação torna-se instável quando o ganho exceder as perdas. Nesse caso, dado um pequeno distúrbio, a cavidade começará a ressonar e o ganho por passagem será:

$$G = R_1 R_2 e^{2lg} \quad (2.8)$$

Rapidamente o nível de energia será grande o suficiente para reduzir o nível metaestável por emissão estimulada, fazendo com que o coeficiente de amplificação laser g_0 seja reduzido para g . Em regime permanente, o ganho por passagem se igualará as perdas internas, entrando assim em saturação. Perdas proporcionais ao

comprimento do meio ativo tais como absorção ou espalhamento, poderão ser agrupadas em um coeficiente de absorção α . Perdas não proporcionais ao comprimento do meio ativo, como riscos nos espelhos ou reflexão de Fresnel poderão ser agrupadas em uma constante de atenuação δ_M associada a uma fuga de energia por transmissão no espelho R_1 , reduzindo assim a sua refletividade. A condição para ressonância em regime permanente será então dada por:

$$(1 - \delta_M)R_2 e^{2l(g-\alpha)} = 1 \quad (2.9)$$

Reescrevendo (2.9) temos:

$$2lg = 2\alpha l - \ln(R_2) - \ln(1 - \delta_M) \quad (2.10)$$

Ao assumir δ_M pequena, é válida a aproximação: $\ln(1 - \delta_M) \approx -\delta_M$, assim pode-se agrupar todas as perdas do ressonador e apenas um coeficiente δ chamado de perda por passagem (*round trip loss*):

$$\delta = 2\alpha l + \delta_M \quad (2.11)$$

Portanto, a equação (2.10) passa a ser

$$2lg = \delta - \ln(R_2) \quad (2.12)$$

Como R_2 é próximo de 1, é válida a aproximação: $\ln(R_2) \approx R_2 - 1$, e sabendo que a transmissão do espelho de saída é $T_2 = 1 - R_2$, pode-se substituir $-\ln(R_2)$ por T_2 . O termo $\delta + T_2$ é o agrupamento de toda perda acumulada em uma volta completa dentro do ressonador.

2.4.3 Ganho do Meio Ativo

O ganho por passagem de uma cavidade laser é definido pela equação (2.8). Antes da condição de depleção no nível energético, o ganho do meio laser g_0 é dado por:

$$g_0 = \sigma \tau_f n_0 W_p \quad (2.13)$$

onde σ é sua secção transversal da emissão estimulada, τ_f é seu tempo de vida da fluorescência, e $n_0 W_p$ é seu número de átomos transferidos do *ground* para a banda de bombeamento por unidade de tempo e volume. Esse termo pode ser expresso ainda por:

$$n_0 W_p = \frac{\eta_Q \eta_S \eta_B P_a}{h\nu_L V} \quad (2.14)$$

Dado um meio ativo de volume V , nem toda sua potência absorvida P_a contribuirá para a geração laser. Uma parte será perdida através dos diversos processos de conversão de energia, e que são quantificados pelos fatores de eficiência η_Q , η_S e η_B .

A eficiência quântica, η_Q , é definida como a razão entre o número de fótons emitidos em 1064nm pelo número de fótons absorvidos pelo bombeamento. Esse fator é geralmente obtido de forma experimental, sendo sempre menor que 1, evidenciando que nem todos os fótons absorvidos contribuem para a geração laser.

O fator Stokes, η_S , representa a razão entre a energia do fóton emitido na transição laser $h\nu_L$ pela energia do fóton absorvido $h\nu_p$. Esse fator é expresso pela equação (2.15):

$$\eta_S = \frac{h\nu_L}{h\nu_P} = \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \quad (2.15)$$

A eficiência de *overlap*, η_B , é definida como a sobreposição do modo de propagação transversal da cavidade com o meio ativo, responsável pela geração laser. Esse fator é responsável por eliminar os átomos da inversão de população que não irão interagir com a densidade de fótons do modo transversal da cavidade laser;

Unindo as equações (2.13) e (2.14) teremos:

$$g_0 = \frac{\eta_Q \eta_S \eta_B P_A \sigma \tau_f}{h\nu_L V} \quad (2.16)$$

A potência absorvida pelo cristal provém da potência elétrica (P_{El}) aplicada na fonte de bombeio. A relação entre essas duas potências é dada pela equação (2.17):

$$P_A = \eta_D \eta_T \eta_A P_{El} \quad (2.17)$$

Assumindo que a fonte de bombeio seja um diodo laser, η_D é sua eficiência da conversão, definida como a razão entre a potência laser emitida pela potência elétrica aplicada, η_T é a eficiência de transferência laser, ou seja, a porcentagem de laser emitido pelo diodo que penetra no cristal. Esse fator é responsável por descontar a porcentagem da potência incidente que é refletida e/ou espalhada pela superfície do cristal, e η_A é a eficiência da absorção do laser de bombeio. Ela quantifica a porcentagem do laser de bombeio que é absorvido pelo cristal;

Unindo a equação (2.17) na (2.16), temos:

$$g_0 = \frac{\eta_D \eta_T \eta_A \eta_Q \eta_S \eta_B P_{El} \sigma \tau_f}{h\nu_L V} \quad (2.18)$$

À medida que a densidade de potência no interior da cavidade aumenta, a quantidade de átomos pertencentes à inversão de população é depletada, diminuindo sua concentração e consequentemente reduzindo o ganho de g_0 para g , como mostra a equação (2.19).

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{I_{int}}{I_S}} \quad (2.19)$$

onde I_{int} é a densidade de potência no interior da cavidade e I_S é a intensidade de saturação do meio laser, valor intrínseco do meio laser expressa pela equação (2.20).

$$I_S = \frac{h\nu_L}{\sigma\tau_f} \quad (2.20)$$

2.5 Eficiência da Cavidade Laser

Essa seção e suas subseções tiveram como referência bibliográfica (KOECHNER, 2006).

Ao aplicar a condição de regime dada pela equação (2.12) na equação do ganho em regime (2.19), teremos a equação da densidade de potência no interior da cavidade:

$$I_{CL} = I_S \left(\frac{2g_0 l}{\delta - \ln(R_2)} - 1 \right) \quad (2.21)$$

A análise da cavidade da

Figura 2.1 permite concluir que o feixe laser é amplificado em ambas as direções, sendo I_R a densidade de potência que propaga no sentido z , I_L a que propaga no sentido $-z$. Em regime permanente, a densidade de potência no interior do ressonador será:

$$I_{CL} = I_R + I_L = cte \quad (2.22)$$

Com a área da secção transversal do cristal laser (A_{CL}) conhecida, a potência que sai da cavidade pode ser expressa por (2.23) e a densidade que retorna para seu interior, por (2.24):

$$P_{out} = (1 - R_2) A_{CL} I_R \quad (2.23)$$

$$I_L = R_2 I_R \quad (2.24)$$

Ao introduzir (2.23) e (2.24) em (2.22) teremos a equação da potência de saída em função da densidade de potência interna e da refletividade do espelho de saída:

$$P_{out} = A_{CL} I_{CL} \frac{(1 - R_2)}{(1 + R_2)} \quad (2.25)$$

Aplicando as equações (2.16) e (2.21) em (2.25), temos uma relação entre a potência elétrica incidente e a potência laser de saída:

$$P_{out} = A_{CL} I_S \left(\frac{2\eta_D \eta_T \eta_A \eta_Q \eta_S \eta_B P_{El} \sigma \tau_f l}{h\nu_L V(\delta - \ln(R_2))} - 1 \right) \frac{(1 - R_2)}{(1 + R_2)} \quad (2.26)$$

Se considerarmos as aproximações $2(1 - R_2)/(1 + R_2) = -\ln(R_2)$ e $-\ln(R_2) = T_2$, podemos reagrupar a equação (2.26) em dois termos importantes:

$$P_{out} = \frac{T_2}{\delta + T_2} \eta_D \eta_T \eta_A \eta_Q \eta_S \eta_B \left(P_{El} - \frac{A_{CL} I_S (\delta + T_2)}{2\eta_D \eta_T \eta_A \eta_Q \eta_S \eta_B} \right) \quad (2.27)$$

No qual o primeiro termo é definido como a eficiência de acoplamento da cavidade laser:

$$\eta_c = \frac{T_2}{\delta + T_2} \quad (2.28)$$

e o segundo termo é a potência elétrica de threshold:

$$P_{th} = \frac{A_{CL} I_S (\delta + T_2)}{2\eta_D \eta_T \eta_A \eta_Q \eta_S \eta_B} \quad (2.29)$$

A equação da potência de saída (2.27) reescrita com essas novas definições e todos os fatores de eficiência agrupados em um fator η_{Total} é:

$$P_{out} = \eta_{Total} (P_{El} - P_{th}) \quad (2.30)$$

A equação (2.30) caracteriza a cavidade laser. O conjunto de eficiências η_{Total} , quantifica todas as perdas de potência que ocorrem nos diversos processos de conversão de energia. A potência de threshold é o limiar da potência elétrica aplicada para que a cavidade comece a gerar laser. Se $P_{El} < P_{th}$, a potência de saída será zero. Se $P_{El} > P_{th}$, a potência de saída crescerá proporcionalmente a

essa diferença. O gráfico da Figura 2.6 mostra o comportamento entre a potência laser de saída e a potência elétrica aplicada para duas cavidades com eficiências diferentes.

Figura 2.6 – Gráfico de eficiência da cavidade laser

A eficiência da cavidade (η_{Total}) possui dois papéis importantes: o primeiro é relacionado diretamente ao ganho proporcional, representado pela inclinação da curva; o segundo é relacionado ao nível do threshold (P_{th}): quanto menor for a eficiência η_{Total} , maior será esse nível.

2.6 Laser de Estado Sólido

De modo geral, todo meio ativo de estado sólido é composto por uma estrutura cristalina ou vítrea chamada de hospedeiro que é dopado com algum íon cujas propriedades são favoráveis à inversão de população. O método de bombeio, que será visto com mais detalhes nas próximas seções, pode ser feito por lâmpadas

de arco-voltaico, lâmpadas de flash ou diodos laser. A Tabela 2.2 mostra os principais SSL desenvolvidos até hoje, (HITZ, 1998).

Tabela 2.2- Principais SSL e suas bandas de emissão. Fonte: (HITZ, 1998)

Íon Laser	Cristal Hospedeiro	Emissão Laser (μm)	Bombeamento
Nd³⁺	YAG	1,064	Lâmpada ou diodo a 808nm
	YLF	1,055, 1,047	
	YVO ₄	1,064	
	Vidro	1,055	
Yb³⁺	YAG	1,03	Diodo a 960nm
	Fibra Óptica	1,02 – 1,06	
Er³⁺	YAG	2,94	Diodo a 960nm
	Vidro	1,54	
	Fibra Óptica	1,54	
Ho³⁺	YAG, YLF	~2,0	Lâmpada ou Diodo a 794nm
Tm³⁺	YAG, YLF	~2,0	Diodo a 794nm
Cr³⁺	Al ₂ O ₃ (Ruby)	0,694	Lâmpada de flash
Ti³⁺	Al ₂ O ₃ (Titânio Safira)	0,650 – 0,950 (sint.)	Lâmpada de Arco Voltaico ou Nd+SHG (532nm)

2.6.1 Fontes de Bombeamento

Antes do surgimento dos diodos laser de alta potência, a excitação em uma cavidade laser era efetuada apenas por lâmpadas de flash, de arco-voltaico ou de tungstênio-halogênio. As lâmpadas de flash são utilizadas em cavidades de laser pulsado cuja eficiência elétrico-óptica não passa de 0,13%, portanto, necessitam de

cerca de 2,7kW de potência elétrica para gerar 3,5W de laser em 532nm, (KOECHNER, 2006). As lâmpadas de arco-voltaico e de tungstênio-halogênio são utilizadas em cavidades tipo CW. Suas características, no entanto, se aproximam das lâmpadas de flash, (HITZ, 1998).

Atualmente, as mais eficientes fontes de bombeio para cavidade tipo SSL são os diodos laser, que só se tornaram viáveis, a partir da década de 80 quando a tecnologia permitiu a construção de diodos mais potentes, em pequenos encapsulamentos e a custos razoavelmente baixos. SCHEPS (2001) apresenta algumas vantagens adquiridas pela substituição das lâmpadas pelo laser de diodo no processo de bombeamento de cristais:

a-) Aumento da eficiência: Uma lâmpada flash possui eficiência de emissão de 40% a 60%, mas apenas uma pequena parcela do espectro de radiação é absorvida pelo cristal. Já a emissão de um laser de diodo, que possui uma largura espectral da ordem de 2 a 4nm, pode ser altamente absorvida pelo cristal.

b-) Qualidade do feixe óptico: Como é possível chegar a altos índices de absorção com o casamento espectral do laser de diodo e do cristal, uma considerável redução de calor é observada, diminuindo os problemas termo-óptico e consequentemente melhorando a qualidade do feixe laser.

c-) Sistemas compactos: Comparados com as lâmpadas, os diodos são muito menores e a emissão é concentrada em uma pequena área, permitindo que novas arquiteturas de cavidades, muito mais compactas, fossem idealizadas.

d-) Tempo de vida: Uma lâmpada possui em média 500h de operação contínua ou 10^7 pulsos. Um laser de diodo possui de 30000h a 50000h de operação contínua ou 10^9 pulsos.

e-) Ausência de UV: Lâmpadas de arco voltaico e flash emitem muita radiação UV que podem causar degradação dos materiais utilizados na construção da cavidade laser, como por exemplo, a cola utilizada para fixação dos espelhos. Como o laser de diodo só emite em um espectro estreito, esse problema é eliminado.

f-) Alimentação: Lâmpadas necessitam de circuito de ignição de alguns KV e tensão de alimentação de 80V a 150V e correntes de 20A a 50A. Diodos laser trabalham com baixa tensão, em torno de 2V e correntes de 20A a 100A.

2.6.2 Métodos de Bombeamento

O método de bombeamento é definido de acordo com o posicionamento do laser de diodo em relação ao eixo de formação laser na cavidade. Os dois métodos mais comuns e aplicados a quase todas as cavidades é o bombeamento lateral, mostrado na Figura 2.7 e o longitudinal, mostrado na Figura 2.8.

Figura 2.7 - Bombeamento Lateral

Figura 2.8 - Bombeamento Longitudinal

Fonte: HUGHES (1992)

Fonte: HUGHES (1992)

No bombeamento longitudinal, o laser de bombeio (LD) sai do diodo ou da fibra óptica com uma abertura numérica específica, e é focalizado pelas lentes L_1 e L_2 a alguns milímetros no interior do cristal. O laser é gerado no mesmo eixo do bombeio.

No bombeamento lateral, o diodo é posicionado próximo e ao longo da lateral do cristal laser. A lente cilíndrica L_1 é utilizada para diminuir a divergência do mesmo, mas sua utilização não é obrigatória. O laser é gerado no eixo perpendicular ao bombeio. Historicamente esse é o processo mais tradicional, por ser o único utilizado em bombeamento por lâmpadas.

A definição do método de bombeamento é o primeiro passo no projeto de uma cavidade laser, SCHEPS (2001). Tanto o bombeamento longitudinal quanto o lateral possui suas vantagens e desvantagens que devem ser estudadas antes do desenvolvimento de uma cavidade laser.

2.7 Cristal Laser

A proposta do projeto é a utilização do cristal Nd:YAG como meio ativo, devido sua boa eficiência de geração laser e sua boa combinação com o cristal KTP no processo de geração de segundo harmônico. Diversos artigos mencionam a combinação desses dois cristais na geração de laser em 532nm, dentre eles temos: LIU (1986), PERKINS (1987), CHAOEN (1988), ORTIZ (1992), MARSHALL (1992),

ANTHON (1992), NAGAI (1992), HEMMATI (1994), MUKHOPADHYAY (2006), SAMANTA (2008), REN (2009), CHENG (2009) e LANCASTER (2009).

2.7.1 *Características do Nd:YAG*

O Neodímio (Nd^{3+}) é um elemento trivalente de terra rara cujas propriedades laser foram reportadas em 1961 através de estudos em compostos vítreos hospedeiros ($\text{Nd}^{3+}:\text{CaWO}_4$), SNITZER (1961).

A combinação do composto hospedeiro com o íon laser determina as bandas e o tempo de fluorescência do meio laser. Com o objetivo de se obter um material que possuísse elevado índice σ_{f} , muitos cristais hospedeiros dopados com Nd^{3+} foram testados: CaF_2 , LaF_3 , etc. No entanto, o primeiro resultado satisfatório foi obtido por GEUSIC (1964) que demonstrou que o cristal formado por $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ conhecido também como YAG (Yttrium Aluminium Garnet), quando dopado com Nd^{3+} possui propriedades laser superiores, que proporciona a geração de laser CW.

Hoje, o cristal Nd:YAG possui papel de destaque, comparado com outros meios laser e é amplamente utilizado em cavidades laser para indústria e medicina, (KOECHNER, 2006). Sua popularidade se consolidou com o desenvolvimento de diodos laser de alta potência que aos poucos foram substituindo as lâmpadas flash e de arco voltaico no processo de bombeamento, como descrito na seção 2.6.1 .

A estrutura $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, quando pura, é transparente e opticamente isotrópica. Para formar o Nd:YAG, uma porcentagem do Y^{3+} é substituída por Nd^{3+} durante o processo de crescimento do cristal. Como o raio do átomo de Nd^{3+} é cerca de 3% maior, sua concentração não pode ser muito grande, caso contrário surgem

manchas causadas pelo limite de solubilidade do neodímio e por deformações na rede cristalina. Pode-se encontrar comercialmente Nd:YAG com dopagem variando entre 0,2% e 1,5%. Concentrações acima disso diminuem o tempo de vida da fluorescência, aumentam o espectro de emissão e causam formação de manchas no cristal, (HUGHES, 1992).

A Tabela 2.3 apresenta as propriedades físicas, químicas e mecânicas do Nd:YAG com concentração de 1,0%:

Tabela 2.3 - Propriedades físico-químicas do Nd:YAG. Fonte: (NORTHROP, 2009)

Propriedades físico-químicas do Nd:YAG	
Fórmula química	Nd:Y ₃ Al ₅ O ₁₂
Átomos de Nd/cm³	1,38 x 10 ²⁰
Tempo de vida da fluorescência τ_f	230 μ s
Energia do fóton a 1064nm ($h\nu$)	1,86 x 10 ⁻¹⁹ J
Secção transversal da Emissão estimulada	
Transição $^4F_{3/2} - ^4I_{11/2}$	$\sigma=2,8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Transição $^4F_{3/2} - ^4I_{13/2}$	$\sigma=1,0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Transição $^4F_{3/2} - ^4I_{13/2}$	$\sigma=0,5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Largura de linha	120 GHz
Índice de refração a 1,06μm	1,82
Coeficiente de expansão térmica	
Orientação [100]	8,2 x 10 ⁻⁶ / °C
Orientação [110]	7,7 x 10 ⁻⁶ / °C
Orientação [111]	7,8 x 10 ⁻⁶ / °C
Condutividade térmica a 300K	0,14 W/cmK
$\partial n/\partial T$	7,3 x 10 ⁻⁶ / K

2.7.2 Diagrama de energia do Nd:YAG

O cristal de Nd:YAG é um meio ativo de 4 níveis. Seu diagrama de energia é mostrado na Figura 2.9:

Figura 2.9 – Diagrama de Energia do Nd:YAG

Fonte: KOECHNER (2006)

A transição laser mais forte ocorre entre o subnível R_2 de $4F_{3/2}$ e o subnível Y_3 de $4I_{11/2}$ emitindo radiação em 1064nm. Outras emissões de menor intensidade ocorrem em 1,3 μm e 946nm (setas tracejadas). A **Tabela 2.4** mostra a porcentagem de fluorescência em cada possível transição:

Tabela 2.4 – Bandas de Emissão do Nd:YAG. Fonte: SINGH (1974)

Transição	Emissão	Porcentagem	Secção Transversal de Emissão
$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$, ($R_2 \rightarrow Y_3$)	1064,1 nm	56%	$\sigma=2,8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$, ($R_2 \rightarrow X_3$)	1338,1 nm	30%	$\sigma=1,0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$, ($R_2 \rightarrow X_5$)	946 nm	14%	$\sigma=0,95 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$

Acima do nível metaestável $^4F_{3/2}$, encontram-se as bandas de absorção, também conhecidas por bandas de bombeamento, e estão compreendidas entre os níveis energéticos $^4F_{5/2}$ e $^4G_{9/2}$.

2.7.3 Bandas de Absorção do Nd:YAG

A Figura 2.10 mostra o espectro do coeficiente de absorção do Nd:YAG na banda de 0,3 μm a 0,9 μm .

Figura 2.10 – Bandas de Absorção do Nd:YAG

Fonte: KOECHNER (2006)

Os principais picos de absorção são mostrados na Tabela 2.5:

Tabela 2.5 – Picos de Absorção do Nd:YAG

$\lambda_{\text{Absorção}}$	Transição	Coefficiente de Absorção
540nm	$^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$	3,50 cm ⁻¹
590nm	$^4I_{9/2} \rightarrow ^2G_{3/2}$	14,0 cm ⁻¹
750nm	$^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$	8,12 cm ⁻¹
808nm	$^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$	9,50 cm ⁻¹
885nm	$^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$	3,50 cm ⁻¹

Fonte: KOECHNER (2006)

As bandas de absorção com picos em 540nm e 590nm são muito utilizadas em laser com bombeio por lâmpada flash que emite muita luz no espectro visível. A banda com pico em 750nm é muito utilizada com bombeamento por lâmpada de arco-voltaico. A banda com pico em 808nm é a mais utilizada na geração laser pois possui alto coeficiente de absorção e está numa faixa espectral que permite a fabricação de diodos laser de alta potência, (KAPON, 1999). A banda em 885nm, embora apresente baixo coeficiente de absorção, também está sendo explorada em cavidades com bombeamento longitudinal devido a redução de calor gerado no Nd:YAG, (PAVEL, 2006).

A Figura 2.10 mostra que a absorção do Nd:YAG é muito sensível ao comprimento de onda. Segundo KOECHNER (2006), o pico em 808nm possui largura inferior a 2nm, o que significa que o laser de diodo deverá estar com o pico espectral de emissão exatamente em 808nm, para uma boa eficiência de absorção.

2.8 Modos de Propagação de Luz em Cavidade Laser

A distribuição de luz confinada em um ressonador óptico é descrita por padrões conhecidos como modos transversais e longitudinais. O modo longitudinal é definido como a variação do campo eletromagnético ao longo do eixo óptico do ressonador e diferem entre si apenas pela frequência de oscilação laser. O modo transversal é definido como a variação do campo eletromagnético perpendicular ao eixo óptico do ressonador, YARIV (1989).

Os modos longitudinais e transversais são representados pelos símbolos TEM_{mnq} onde a sigla TEM é acrônimo para *Transverse Electromagnetic Waves*, m e n representam o modo transversal e q o modo longitudinal.

Características espectrais do ressonador, tais como largura do espectro de emissão e coerência é determinada primordialmente pelo modo longitudinal, enquanto que características espaciais, tais como divergência do feixe, diâmetro do feixe e distribuição de energia são determinadas pelo modo transversal, SIEGMAN (1986). A menos que alguns métodos específicos sejam usados para limitar a quantidade de modos em uma cavidade ressonante, ela é naturalmente multimodal, SCHEPS (2001).

2.8.1 Modo Longitudinal

A razão pela qual existem muitos modos longitudinais em uma cavidade laser está relacionada com a largura espectral da transição laser do meio ativo.

A separação entre um modo longitudinal e outro é dada pela equação (2.31), ZILIO (2007):

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (2.31)$$

Para uma cavidade da ordem de 30cm de comprimento, os modos longitudinais adjacentes estarão separados por $\Delta\nu = 500$ MHz.

A largura da linha fluorescente do Nd:YAG é de 120GHz (dado da Tabela 2.3) e a largura do seu espectro de emissão é em torno de 12GHz, podendo variar um pouco de acordo com o valor do *threshold* da cavidade, KOECHNER (2006). Assim, uma cavidade de 30cm de comprimento, por exemplo, comportará aproximadamente $12000/500 = 24$ modos longitudinais. A largura espectral de 12GHz representa aproximadamente uma largura de $\pm 0,02\text{nm}$ em relação ao pico de emissão da cavidade. Essa largura espectral não é relevante no processo de fotocoagulação, pois os coeficientes de absorção nas proteínas não apresentam nenhuma variação nessa ordem de grandeza, como pode ser observado no gráfico de absorção das proteínas relacionadas a fotocoagulação mostrado na Figura 1.3. De fato, o controle do modo longitudinal de uma cavidade laser só é interessante para aplicações que exijam um controle da largura espectral de emissão, como medições interferométricas e sistemas holográficos. Em aplicações para fotocoagulação, os efeitos do modo longitudinal podem ser negligenciados.

2.8.2 *Modo Transversal*

Em um ressonador óptico, os campos eletromagnéticos formados pelas repetidas reflexões entre os espelhos geram padrões de distribuição de amplitude e fase formando os modos transversais de propagação. A distribuição de intensidade dos modos, em coordenadas retangulares é dada pela equação

(2.32), KOECHNER (2006).

$$I_{m,n}(x, y, z) = I_0 \left[H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) e^{-\frac{x^2}{w^2(z)}} \right]^2 * \left[H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) e^{-\frac{y^2}{w^2(z)}} \right]^2 \quad (2.32)$$

onde m,n são as ordens do modo de propagação, $w(z)$ é o diâmetro do spot TEM₀₀, definido como a região de contorno em que a intensidade decai a $1/e^2$ do seu valor de pico. Esse diâmetro expresso através da equação (2.33), KOECHNER (2006):

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (2.33)$$

onde w_0 é a cintura do feixe gaussiano e z_0 é a distância onde ela ocorre.

H_k é o polinômio de Hermite de ordem k : $H_0(s) = 1$, $H_1(s) = 2s$, $H_2(s) = 4s^2 - 2$, ...

A Figura 2.11 mostra a secção transversal de alguns modos de propagação TEM_{mn}

Figura 2.11 – Modos de Propagação Transversal

Fonte: KOECHNER (2006)

O modo TEM₀₀ é o que tem o menor diâmetro de feixe e que possui a melhor concentração da intensidade, consequentemente a menor divergência.

A vantagem de poder aproveitar outros modos de ordem mais alta está no aumento da eficiência de overlap η_B . KUBODERA (1979) define essa eficiência como:

$$\eta_B = \frac{\left(\int \overline{I_{m,n}}(x, y, z) * \bar{R}(x, y, z) dV \right)^2}{\int \overline{I_{m,n}}(x, y, z) * \bar{R}^2(x, y, z) dV} \quad (2.34)$$

onde $\overline{I_{m,n}}(x, y, z)$ é o modo transversal normalizado e $\bar{R}(x, y, z)$ é a densidade da potência absorvida e normalizada no interior do cristal laser. Quanto mais sobrepostas forem essas duas distribuições, maior será a eficiência η_B . Outros métodos de calcular essa eficiência podem ser encontrados em KOSHEL (1993) e COOKE (1964).

Se o modo transversal que atravessa o meio ativo e a distribuição volumétrica do bombeio nesse mesmo meio forem aproximadas por dois cilindros com distribuição uniforme, a equação (2.34) é simplificada para:

$$\eta_B = \text{Min}\left(\frac{w_m^2}{w_p^2}, 1\right) \quad (2.35)$$

sendo w_m o diâmetro da secção transversal do modo e w_p diâmetro da distribuição do bombeio.

Se modos transversais de maior ordem atravessam o cristal, mais regiões excitadas pelo bombeio contribuem para a geração estimulada, aumentando assim o ganho laser. KOSHEL (1997) apresentou um estudo relacionando os modos de

propagação transversal e a eficiência total de uma cavidade laser em 1064nm. Tais resultados são mostrados na Tabela 2.6.

Tabela 2.6 – Relação entre Eficiência e Modo Transversal

Modo Transversal	Pot Incidente	Pot Saída	Eficiência
TEM₀₀	8,0	1,0	12,5%
TEM₀₁	4,5	1,0	22,5%
TEM₁₀	4,0	1,0	25,0%
TEM₀₁ + TEM₁₀	3,3	1,0	30,0%
Full Multimode	3,0	1,0	33,3%

Fonte: KOSHEL (1997)

Pode-se observar que a eficiência da cavidade aumenta com o aumento da ordem do modo de propagação.

2.9 Diodo de Bombeio

Diodo de bombeio é o elemento que fornece energia ao meio ativo. Atualmente os diodos laser estão sendo produzidos em uma extensa variedade de arquitetura, encapsulamento, níveis de potência e comprimentos de onda. Até a pouco tempo atrás, o diodo mais aplicado em bombeamento de cavidades de Nd:YAG era o diodo de AlGaAs, pois seu comprimento de onda podia ser sintonizado entre 725nm e 850nm, através do controle da concentração de Al³⁺ no substrato de Ga, durante o processo de fabricação, (KAPON, 1999). Essa característica permitiu que diodos de alta potência fossem fabricados com comprimento de onda próximos aos picos de absorção do Nd:YAG, em 808,6nm.

No entanto, FUKUDA (1991) mostrou que a junção PN formada pelo AlGaAs, quando emitindo em densidades de potência próximas a $1\text{MW}/\text{cm}^2$, sofria um superaquecimento de até algumas centenas de graus. Esse superaquecimento era causado pela recombinação não-radiativa dos elétrons e lacunas nas superfícies facetadas, que com o tempo, provocava uma oxidação do Al. Consequentemente, essa oxidação aumentando ainda mais a absorção da junção, levando a um processo de queima por avalanche. Esse resultado impulsionou pesquisas com o objetivo de substituir o alumínio por outro metal com menor grau de oxidação, chamados de *Aluminum-Free*.

Atualmente, o diodo mais utilizado é formado por um composto quaternário de Índio-Gálio-Arseneto-Fosfato (InGaAsP), que podem emitir de 800nm a $1\mu\text{m}$, dependendo da concentração de In. Esses diodos possuem vida útil de 10^7 horas a densidades de potência de até alguns $6\text{MW}/\text{cm}^2$, (RAZEGHI, 1995).

2.9.1 *Extrutura do Laser de diodo*

A heterojunção de um conjunto de laser de diodo é mostrada na Figura 2.12 b. Quando uma corrente flui através da junção P-N, os elétrons de maior energia concentrados na região N, ao passarem para P, liberam o excedente de energia em forma de fótons, da mesma maneira que ocorre em um LED. No entanto, nos diodos laser a densidade de elétrons energizados na região P é suficientemente grande para que ocorra a emissão estimulada. É nessa faixa entre os materiais dopados tipo N e P que é formado o meio ativo, chamado de *stripe*, e é onde a cavidade ressonante é construída, clivando as próprias faces do chip. O alto índice de refração do InGaAs produz naturalmente 30% de reflexão que é suficiente para realimentar a cavidade, HECHT (2004).

Figura 2.12 – (a) Dimensões de um conjunto de diodos, (b) Heterojunção do diodo

Fonte: HECHT (2004)

A espessura de um *stripe* é da ordem de $1\mu\text{m}$ e a largura pode variar de $100\mu\text{m}$ a $500\mu\text{m}$. Conjuntos de diodo utilizam arquiteturas que permitem a fabricação de vários *stripes* em apenas um substrato de GaAs, aumentando sua potência de emissão. Atualmente pode-se encontrar comercialmente conjuntos de laser de diodo em encapsulamento de $20\times 20\times 10\text{mm}^3$ com potência de até 80W CW e até 250W QCW, distribuídos em uma faixa de emissão de $10\text{mm} \times 1\mu\text{m}$, (COHERENT, 2009).

2.9.2 Divergência de Feixe do Laser de diodo

Devido às dimensões da área de emissão de um *stripe*, o feixe emitido por um diodo possui dois eixos de divergência, como é mostrado na Figura 2.13, SCHEPS (2002).

Figura 2.13 – Emissão de um conjunto de diodo

Fonte: SCHEPS (2002)

O eixo vertical é limitado por difração e possui maior divergência. A esse eixo dá-se o nome de eixo rápido. O eixo horizontal não é limitado por difração e possui menor divergência. A esse eixo dá-se o nome de eixo lento.

Em sistemas que necessitam de uma boa colimação, é possível comprar conjuntos de diodos laser com lentes cilíndricas já acopladas na região de emissão, diminuindo a divergência do eixo rápido de 30° (em média), para pouco mais que 1°, (COHERENT, 2009).

2.9.3 Eficiência do laser de diodo

As perdas ópticas na estrutura do laser de diodo definem seu nível de threshold de corrente (i_s), que é quando a densidade de elétrons passa a ser suficiente para promover a inversão de população. Correntes acima desse limite apresentam uma relação linear com a potência óptica emitida, e pode ser expressa pela equação (2.42), (KOECHNER, 2006).

$$P_{Out} = \eta_d \frac{\Delta E}{e} (i - i_s) \quad (2.36)$$

A eficiência quântica η_d do laser de diodo é caracterizada pela razão entre o número de fótons emitidos pelo número de elétrons injetados na junção. ΔE é o bandgap da região de recombinação, dada por:

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.37)$$

Para emissão em 808nm, $\Delta E = 1,53 \text{ eV}$.

A eficiência quântica η_d é determinada pela equação (2.38), (KOECHNER, 2006):

$$\eta_d = \sigma_s \left(\frac{\Delta E}{e} \right)^{-1} \quad (2.38)$$

onde σ_s é a eficiência do diodo expresso em W/A.

Para que o diodo entre em condução, a tensão aplicada deverá superar o *bandgap* de energia e a queda de tensão gerada na resistência série do componente:

$$V_O = \frac{\Delta E}{e} + iR_d \quad (2.39)$$

A resistência série R_d é formada pela resistividade das diversas camadas N e P depositadas no substrato e pela resistividade dos contatos metálicos. Geralmente ela é muito baixa (alguns mΩ), o que confere uma baixa tensão de operação.

Portanto, a eficiência de conversão óptica definida pela razão entre a potência óptica emitida e a potência elétrica aplicada pode ser deduzida a partir das equações (2.36) e (2.39), e é representada pela equação (2.40):

$$\eta_p = \frac{P_{Out}}{V_o \cdot i} = \frac{\sigma_s(i - i_s)}{i \left(\frac{\Delta E}{e} + iR_d \right)} \quad (2.40)$$

2.10 Cristais Não-Lineares

São cristais que convertem um comprimento de onda em outro, através do efeito óptico não-linear. Existem diversos métodos de utilizar esses elementos na conversão não-linear, dentre eles, podemos citar a geração por soma ou subtração de frequências e a geração harmônica. No primeiro método o cristal recebe feixes laser λ_1 e λ_2 , e gera um terceiro feixe λ_3 , cujo comprimento de onda é a soma ou a subtração desses dois feixes. No segundo método apenas um feixe laser é aplicado no cristal. Esse feixe sofre uma assimetria no campo elétrico causado pela polarização assimétrica do cristal, responsável pela geração das harmônicas. O caso utilizado nesse método é a geração de segundo harmônico (SHG), onde a onda gerada possui o dobro da frequência da fundamental. Pode-se ainda encontrar na literatura, aplicações com geração de terceira e até quarta harmônica.

Existem dois tipos de SHG, chamados de Tipo I e Tipo II. Em SHG Tipo I, dois fótons (λ_i) com polarização ordinária se combinam para gerar um fóton ($\lambda_i/2$) com polarização extraordinária. Em SHG Tipo II, dois fótons (λ_i) com polarização ortogonal se combinam para gerar um fóton ($\lambda_i/2$) com polarização extraordinária. Portanto, o Tipo I necessita que o feixe incidente seja polarizado para que a

conversão ocorra, e no Tipo II, é necessário que o feixe incidente não seja polarizado. Em ambos os casos, a SHG é linearmente polarizada, (HITZ, 1998).

Os efeitos não-lineares surgem quando estão envolvidos altos campos elétricos. Nesse caso, a polarização do meio ($\vec{P}$) deve ser então expandida em séries de potências do campo elétrico ($\vec{E}$) como mostra a equação (2.41), (BOYD, 1992).

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^1 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^2 \vec{E}^2 + \dots \quad (2.41)$$

onde χ^i representa a susceptibilidade magnética de ordem i .

Assumindo que $\vec{E} = \vec{E}_0 \text{sen}(wt)$, a equação (2.41) pode ser escrita como:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^1 \vec{E}_0 \text{sen}(wt) + \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^2 \vec{E}_0^2 (1 - \cos^2(2wt)) + \dots \quad (2.42)$$

Dessa forma, vemos que uma onda incidente de frequência ω é capaz de gerar uma onda com o dobro da frequência (2ω) ao atravessar um meio não linear. Para que o cristal possa ser utilizado para SHG, sua susceptibilidade magnética de segunda ordem (χ^2) deverá ser alta.

O Potássio Titanil Fosfato (KTiOPO₄), mais conhecido como KTP, é o cristal não-linear mais utilizado para SHG em lasers de Nd:YAG. Sua popularidade é justificada pelo seu alto coeficiente não-linear, pela boa estabilidade térmica, e pelo grande ângulo de aceitação, (BOYD, 1992). A Tabela 2.7 sintetiza as propriedades do cristal KTP.

Tabela 2.7 – Propriedades físico-químicas do cristal KTP

Fórmula	KTiOPO ₄
Estrutura Cristalina	Ortorrômbica
Dureza Mohs	5
Densidade	3,03 g/cm ³
Coeficiente de expansão térmica a 100°C	$\alpha_1 = 8,7 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
	$\alpha_2 = 10,5 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
	$\alpha_3 = -0,2 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Condutividade térmica	k1 = 20, k2 = 30, k3 = 33 mW/cm°C
Coeficiente não-linear efetivo (<i>deff</i>)	$3,57 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ para $\theta=90^\circ$, $\phi=24^\circ$
Índice de refração em 1064nm	$n_x = 1,738$; $n_y = 1,746$; $n_z = 1,830$
Índice de refração em 532nm	$n_x = 1,779$; $n_y = 1,789$; $n_z = 1,889$
Optical damage threshold	500 (1064 nm, 20 ns, 20 Hz)MW/cm ²

Fonte: <http://www.castech-us.com/casktp.htm>, Acesso em: 25 Mar. 2009.

2.10.1 SHG Intracavidade

O capítulo 2.5 equaciona a cavidade laser sem considerar a presença do cristal não-linear em seu interior. Para essa condição, a densidade de potência no interior da cavidade (I_{CL}) definida pela equação (2.21) é uma função envolvendo a reflexão do espelho de saída R_2 . Se aumentarmos a reflexão desse espelho para 100% em λ_w , diminuirmos para 0% em λ_{2w} e inserirmos o cristal não-linear no interior da cavidade, toda a potência em λ_w que outrora era liberada por R_2 , agora é convertida em λ_{2w} e então liberada. Nessa condição, a melhor eficiência SGH

ocorrerá quando ela se igualar à transmissão do espelho de saída. Nessa condição teríamos uma conversão não-linear de 100%, o que na teoria é plausível. Na prática, no entanto, esse valor varia de 40% a 60% (KOECHNER, 2006), tendo sido publicadas conversões de até 85% (OU, 1992).

Aproximando $-\ln(R_2)$ por T_2 na equação (2.21), teremos:

$$I_{CL} = I_S \left(\frac{2g_0 l}{\delta + T_2} - 1 \right) \quad (2.43)$$

Se substituirmos a transmissão do espelho (T_2) por uma conversão não-linear proporcional a densidade de potência na região do cristal não-linear, teremos:

$$I_{CL} = I_S \left(\frac{2g_0 l}{\delta + \kappa I_{CN}} - 1 \right) \quad (2.44)$$

onde κ é o fator de acoplamento não-linear do cristal e I_{CN} é a densidade de potência da onda fundamental na região do cristal não-linear.

A expressão para κ é definida em (KOECHNER, 2006) por:

$$\kappa = \frac{A_{CL}}{A_{CN}} \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 l_c^2}{\epsilon_0 c \lambda_w^2 n_w^3} \quad (2.45)$$

onde d_{eff} é o coeficiente não-linear efetivo do cristal, l_c é o comprimento do cristal não-linear, λ_w é o comprimento de onda fundamental e n_w é o índice de refração do cristal para λ_w .

A geração de segundo harmônico (I_{2w}) é dada pela equação (2.46), (KOECHNER, 2006):

$$I_{2w} = \kappa I_{CN}^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta K l_c}{2} \right) \quad (2.46)$$

onde ΔK é a diferença de fase entre a onda fundamental e a segunda harmônica.

A diferença de fase está associada aos diferentes índices de refração que o cristal possui para λ_w e λ_{2w} . A condição de máxima conversão para a equação (2.46), ocorre quando $\Delta K = 0$, (BOYD, 1992). A essa condição damos o nome de casamento de fase entre a onda fundamental e a segunda harmônica. O casamento de fase pode ser obtido cortando o cristal em uma específica orientação, de tal forma que o índice de refração para λ_w se iguale ao índice de refração para λ_{2w} .

A Figura 2.14 mostra a geração de segundo harmônico causada pela assimetria da polarização do cristal não-linear. Na condição de casamento de fase, as múltiplas conversões formadas pelas passagens do feixe fundamental, são somadas construtivamente, aumentando a intensidade do campo da segunda harmônica.

Figura 2.14 – Formação do SHG.

FONTE: HODGSON (1997)

2.11 Diagrama de Eficiência de Cavidade Laser

Com o resultado obtido até o presente momento, podemos criar um diagrama de eficiências, agrupando os coeficientes que pertençam a um mesmo processo de conversão de energia. A Figura 2.15 mostra o diagrama adaptado para a cavidade tipo DPSSL/SHG.

Figura 2.15 – Diagrama de Eficiência de cavidade DPSSL.

FONTE: Adaptado de KOECHNER (2006)

Parte da potência aplicada em um bloco é passada para o bloco subsequente e parte é perdida por algum mecanismo de atenuação, dados pelos coeficientes de eficiência. Esse modelo será adotado no desenvolvimento da cavidade apresentada nessa dissertação e foi extraído de (KOECHNER, 2006).

P_1 é a potência elétrica consumida pelo diodo de bombeio, descontando a potência de threshold;

P_{1L} é a perda por dissipação térmica na junção do laser de diodo;

P_2 é a potência do laser de bombeamento: $P_2 = \eta_p P_1$;

P_{2L} é a perda de potência por reflexão na superfície do cristal e pela parcela que não foi absorvida;

P_3 é a potência absorvida pelo cristal laser que contribuirá para a emissão estimulada em 1064nm: $P_3 = \eta_T \eta_A P_2$

P_{3L} é a perda de potência por geração de calor no cristal laser e por emissão espontânea;

P_4 é a potência laser emitida pelo cristal laser em 1064nm: $P_4 = \eta_Q \eta_S P_3$

P_{4L} é a perda de potência por fluorescência, absorção e reflexão;

P_5 é a potência laser que o ressonador consegue drenar em 1064nm: $P_5 = \eta_B \eta_C P_4$

η_N é a eficiência de conversão do cristal não linear;

P_6 é a potência laser de saída em 532nm: $P_6 = \eta_N P_5$

A eficiência total da cavidade, que é a razão entre a potência laser emitida em 532nm e a potência elétrica aplicada no diodo de bombeio, é dada pela equação (2.47):

$$\eta_{\text{Total}} = \frac{P_6}{P_1} = \eta_P \eta_T \eta_A \eta_Q \eta_S \eta_B \eta_C \eta_N \quad (2.47)$$

A eficiência óptica da cavidade, que é a razão entre a potência laser emitida em 532nm e a potência laser de bombeio, é dada pela equação (2.48):

$$\eta_{\text{Optic}} = \frac{P_6}{P_2} = \eta_T \eta_A \eta_Q \eta_S \eta_B \eta_C \eta_N \quad (2.48)$$

No decorrer do desenvolvimento da cavidade, capítulo 3 , todos os processos de conversão serão determinados.

2.11.1 Equações de Ligação

A Tabela 2.8 apresenta de forma sintetizada, as equações de ligação que caracterizam os coeficientes de eficiência da cavidade DPSSL, que está sendo representada pelo diagrama de eficiências da Figura 2.15.

Tabela 2.8 – Equações de ligação do diagrama de eficiências da cavidade laser

Coeficiente de Eficiência	Equação
η_P	(2.40)
η_T	(3.19)
η_A	(3.16)
η_Q	Obtido Experimentalmente

**Tabela 2.8 – Equações de ligação do diagrama de eficiências da cavidade laser
(Continuação)**

Coeficiente de Eficiência	Equação
η_S	(2.15)
η_B	(2.34); (2.35)
η_C	(2.28)
η_N	Obtido Experimentalmente Na teoria pode ser 1,0;
P_{th}	(2.29)
P_{out}	(2.30)

2.12 Lente Térmica

Durante o processo de absorção, parte da potência incidente é transformada em calor no interior do Nd:YAG através de decaimento não radiativo. A geração de calor está diretamente relacionada com a distribuição espacial da potência do feixe de bombeio. Isso causa um gradiente de temperatura que é mais intenso na região central do cristal, e decresce a medida que se aproxima das bordas. Segundo HITZ (1998), esse gradiente de temperatura pode causar três efeitos indesejáveis à cavidade laser:

1-) Devido ao fato do índice de refração do Nd:YAG ser dependente da temperatura, o índice de refração no centro do cristal será maior do que em suas bordas;

2-) Com o aumento da temperatura, o cristal tende a expandir mais no centro do que nas bordas, causando uma deformação do cristal;

3-) O stress causado pela expansão do cristal induz uma birefringência que desequilibra a polarização do laser fundamental. Como o cristal de KTP tipo II necessita de ambas as polarizações do laser fundamental para gerar a segunda harmônica, a eficiência de conversão não-linear é prejudicada.

Esses três efeitos formam a lente térmica no cristal laser, que distorce o feixe gaussiano no interior da cavidade, causando uma perturbação no alinhamento óptico e conseqüentemente uma perda de eficiência na geração laser. MUKHOPADHYAY (2006) mostra que para bombeamento com densidade de potência superior a $10\text{W}/\text{cm}^2$, os efeitos da lente térmica no Nd:YAG já são percebidos. Em situações

onde a lente térmica é muito intensa, pode ocorrer o desalinhamento completo da cavidade.

Devido aos altos níveis de potência no bombeamento, a lente térmica é um problema inerente a cavidades SSL. No entanto, algumas técnicas de redução de lente térmica foram criadas para minimizar seu efeito. A mais comum delas é a de diminuir o comprimento da cavidade, deixando-a menor que o foco da lente térmica formada no cristal laser, como mostrada nos trabalhos de SPENCE (2007) e LEE (2008). No entanto, em muitos casos não é possível diminuir a cavidade a ponto de eliminar a lente térmica, principalmente nos casos onde há muita potência de bombeamento envolvida ou quando a cavidade não possui todos os seus elementos colineares, como é o caso de arquiteturas em V, L e Z por exemplo.

GRIENER (1994) propõe um mecanismo de alteração da curvatura de uma lente esférica intracavidade, possibilitando a modularização de seu raio de curvatura desde 40cm até atingir a planicidade. Através de controle ativo, a lente se molda tentando a eliminar o efeito da lente térmica induzida no cristal laser.

KOCH (1997) utiliza um sistema de auto-compensação da lente térmica inserindo um bloco de vidro Schott LG-760 dopado com Nd^{3+} no interior da cavidade ressonante. Esse vidro possui um índice de refração com uma dependência negativa com a temperatura, criando uma lente térmica oposta e que tende a anular a lente gerada no cristal laser. WEBER (2000) e GRAF (2001) descrevem aplicações análogas a essa.

LEE (2003) desenvolve um sistema de bombeamento lateral que distribui uniformemente o laser de bombeio ao longo da superfície lateral do Nd:YAG, de modo a minimizar a birefringência e os efeitos da lente térmica.

GOLDRING (2004) faz um estudo comparativo entre bombeamento em 885nm e 808nm, e obtem um threshold de 91mW e *slope* eficiência de 57% para o bombeamento em 885nm, contra um threshold de 126mW e *slope* de eficiência de 54% para o bombeamento em 808nm, uma melhora de eficiência de 5.5%. A geração de calor no Nd:YAG foi de 41% da potência emitida para 885nm e 56,6% para 808nm, uma redução no aquecimento de 27%, reduzindo os efeitos da lente térmica. Em ambos testes foi utilizado um cristal de Nd:YAG dopado com 1.1% de Nd^{3+} e bombeamento longitudinal.

No bombeamento em 808nm, a inversão de população ocorre entre os níveis energéticos $^4\text{I}_{9/2}$ (*ground level*) e $^4\text{F}_{5/2}$ (*pump level*). Para que ocorra a emissão laser em 1064nm ($^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$), é necessário que os átomos excitados no nível $^4\text{F}_{5/2}$ decaiam de forma-não radiativa para o nível $^4\text{F}_{3/2}$ (*laser level*). Um segundo decaimento não-radiativo ocorre entre os níveis $^4\text{I}_{11/2}$ e $^4\text{I}_{9/2}$, fechando o ciclo de excitação do cristal Nd:YAG (ver Figura 2.9). No bombeamento em 885nm, a inversão ocorre diretamente entre os níveis $^4\text{I}_{9/2}$ (*ground level*) e $^4\text{F}_{3/2}$ (*laser level*), eliminando assim um dos dois processos de decaimento não-radiativo, que é o causador do aquecimento no cristal, (PAVEL, 2006).

3 Materiais e Métodos

3.1 Metodologia Adotada no Projeto da Cavidade Laser

O desenvolvimento de cavidades laser utilizando geração de segundo harmônico (SHG) não é recente. Esse fenômeno foi primeiramente observado por FRANKER em 1961, quando aplicou um feixe de laser de rubi em um pedaço de cristal de quartzo e detectou a geração de laser ultravioleta com o dobro da frequência. A partir de então a pesquisa sobre esses materiais se intensificou, (DMITRIEV, 1999).

Nesse contexto, a combinação do Nd:YAG e do KTP na geração de laser em 532nm possui especial importância. Embora algumas de suas características ópticas sejam inferiores a de outros cristais não-lineares, a utilização do KTP na geração de segundo harmônico torna-se muito atrativa quando combinada com o cristal de Nd:YAG, (KOECHNER, 2006).

Dedivo ao grande portfólio de trabalhos publicados que utilizam do cristal Nd:YAG para geração do laser fundamental em 1064nm e do cristal KTP para geração da segunda harmônica em 532nm, foi escolhida essa combinação para o desenvolvimento da cavidade proposta.

Como diretriz para o modelamento e cálculo teórico da cavidade laser foi utilizado o diagrama de eficiências apresentado na seção 2.11 . O objetivo do projeto foi determinar os fatores de eficiência η_P , η_T , η_A , η_B , η_C e η_N (definidos ao longo do capítulo 2 e reorganizados na Tabela 2.8), de modo que a eficiência óptica total alcançasse os melhores valores observados na literatura, envolvendo cavidades CW

com Nd:YAG/KTP em 532nm. Os fatores de eficiência η_Q e η_S são intrínsecos ao meio laser selecionado e ficaram fora dos parâmetros de controle do projeto. A máxima potência de saída foi estimada em 4,0W.

3.2 Desenvolvimento Científico

Previamente ao desenvolvimento da cavidade proposta, foram pesquisadas na literatura as principais cavidades DPSSL em 532nm utilizando Nd:YAG/KTP, relatadas a seguir:

- PERKINS (1987) desenvolveu uma cavidade Q-Switch de 20W. Utilizou um cristal Nd:YAG bombeado lateralmente por uma lâmpada de 3,6kW. O mesmo experimento também foi capaz de gerar 9W de laser CW.
- HAYS (1991) desenvolveu uma cavidade Q-Switch de 3,5W (532nm) com arquitetura em L. Utilizou um cristal Nd:YAG cilíndrico de 25x3mm, bombeado radialmente por 6 diodos laser de 10W (808nm) de potência cada.
- MARSHALL (1992) desenvolveu uma cavidade CW de 3W (532nm), com arquitetura em L, de aproximadamente um metro de comprimento. Utilizou um cristal de Nd:YAG bombeado lateralmente por um diodo de 55W (808nm).
- HEMMATI (1994) desenvolveu uma cavidade Q-Switch de 3,5W (532nm) com arquitetura em L. Utilizou um cristal Nd:YAG bombeado longitudinalmente por três diodos laser acoplados em fibra-óptica, fornecendo um total de 30W (808nm).

- LE GARREC (1996) desenvolveu uma cavidade Q-Switch operando a 27KHz utilizando uma barra de Nd:YAG de 6mm de diâmetro e 130mm de comprimento, 1% Nd³⁺ e bombeada lateralmente por 35 diodos de 20W CW. A SHG foi realizada por um cristal KTP Tipo II de 4x4x6mm. A potência média obtida foi de 106W a 532nm.
- KOJIMA (1999) desenvolveu uma cavidade CW de 27W com arquitetura em Z e otimização de lente térmica. Utilizou duas barras cilíndricas de Nd:YAG refrigeradas a água e bombeadas lateralmente por 16 diodos laser de 808nm, fornecendo ao todo 315W.
- MUKHOPADHYAY (2006) desenvolveu uma cavidade CW de 30,5W com arquitetura em V. Utilizou um cristal Nd:YAG refrigerado a água e bombeado lateralmente por 260W de laser de diodo a 808nm.
- REN (2009) desenvolveu uma cavidade Q-Switch de 206W com arquitetura em V de quase 2m de comprimento. Foram utilizados dois cristais cilíndricos de Nd:YAG de 4,0x85mm refrigerado a água e bombeados lateralmente por 60 diodos laser de 808nm, fornecendo ao todo 1200W.

Baseado nos resultados apresentados acima, a Tabela 3.1 mostra o aprimoramento desse tipo de cavidade ao longo desses anos de pesquisa. Esse aprimoramento é refletido na eficiência de conversão óptica.

Pode-se observar que cavidades Q-Switch apresentam em média maior eficiência que cavidades CW, pois a extração de energia é mais concentrada em um disparo de pequena duração e também não sofre dos efeitos da lente térmica, (HITZ, 2001).

Tabela 3.1 – Eficiência das Cavidades Laser a 532nm

	Eficiência Q-Switch	Eficiência CW
PERKINS (1987)	0,55%	0,25%
HAYS (1991)	5,8%	-
MARSHALL (1992)	-	5,4%
HEMMATI (1994)	11,6%	-
LE GARREC (1996)	15,1%	-
KOJIMA (1999)	-	8,2%
MUKHOPADHYAY (2006)	-	11,7%
REN (2009)	17,2%	-

3.3 Características Técnicas da Cavidade Proposta

Após os estudos realizados sobre as cavidades existentes no mercado e as vantagens e desvantagens de cada uma delas, optou-se pela construção da cavidade com arquitetura em V e bombeamento lateral por ser as que sofrem menos lente térmica e que possuem maior eficiência em altas potências. O esboço da cavidade proposta é mostrado na Figura 3.1.

Seguindo a linha de pesquisa apresentada na seção 3.2 ,o meio ativo da cavidade é formado pelo cristal Nd:YAG bombeado lateralmente por um laser de diodo de 808nm. O laser gerado nesse cristal (1064nm) é confinado em um ressonador Fabry-Perrot composto por três espelhos com alta reflexão para esse comprimento de onda. A SHG será realizada pelo cristal KTP posicionado no eixo formado pelos espelhos M2 e M3, isolando opticamente os dois cristais. O espelho M3 possui alta reflexão em 532nm, direcionando o laser para o espelho M2 (saída), que possui baixa reflexão para esse comprimento de onda.

Figura 3.1 – Esboço do projeto da cavidade com arquitetura em V desenvolvida

O objetivo é obter uma cavidade de 4,0W (523nm), com eficiência em torno de 10%, equiparada a maior eficiência de cavidades CW encontrada na literatura, compiladas na Tabela 3.1, (MUKHOPADHYAY, 2006).

Considerando-se as perdas por espalhamento, por colimação em fibra óptica e outros dispositivos, estima-se que seja possível obter até 2,5W de laser para o usuário, mesmo nível de potência dos fotocoaguladores apresentados na seção 1.3 .

3.4 Projeto da Cavidade LASER

Todo o desenvolvimento científico da cavidade laser foi realizado nos laboratórios de pesquisa da Opto Eletrônica S/A.

Para o projeto e análise da cavidade foram utilizados os seguintes *softwares*:

1-) *Software* de modelamento de cavidades laser LASCAD, da empresa LAS-CAD GmbH – Alemanha;

Esse software foi utilizado para dimensionar a cavidade laser e simular sua eficiência de conversão óptica.

2-) *Software* matemático Mathematica, da empresa Wolfram – EUA;

Foi utilizado para o modelamento matemática da emissão do laser de diodo e para calcular a eficiência de absorção teórica do cristal Nd:YAG, descritos respectivamente nas seções 3.5 e 3.6 .

3-) *Software* matemático Matlab, da empresa MathWorks – EUA;

Foi utilizado para simular a dependência térmica dos elementos da cavidade laser, apresentada na seção 4.1 .

4-) *Software* CAD para modelamento 3D SolidWorks, da empresa Dassault Systems S/A - USA.

Foi utilizado para projetar todas as peças mecânicas da cavidade laser e fazer seu modelamento mecânico tridimensional.

5-) *Software* de desenvolvimento de placas de circuito impresso Protel 2004, da empresa Altium – USA.

Foi utilizado no desenvolvimento e simulação das placas eletrônicas utilizadas no controle da cavidade laser.

6-) *Software* de programação Labview, da empresa National Instruments – USA.

Foi utilizado para controlar a cavidade laser através das placas de circuito impresso.

Todo o desenvolvimento foi baseado no diagrama de eficiência da cavidade laser, descrito na seção 2.11 .

3.5 Especificação do Diodo de Bombeio

O projeto da cavidade laser prevê a utilização de um único laser de diodo para gerar 4,0W (532nm) com eficiência óptica de 10%. Para atingir esse objetivo, foi escolhida uma barra de laser de diodo de 40W, com comprimento de onda de 808nm, composto por 19 *stripes* de 150 μ m x 1 μ m de área, espaçados entre si numa região de emissão total de 10mm x 1 μ m. Suas características estão compiladas na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Especificação do Diodo Selecionado. Fonte (COHERENT, 2009).

Especificação	
Potência Máxima	40W
Pico de emissão	808 $\pm$ 3,0nm
Largura espectral (FWHM)	< 3nm
Drift Térmico	0,28 nm/K
Nº <i>Stripes</i>	19
Dimensão <i>Stripe</i> (WxH)	150x1 μ m
Divergência Eixo Rápido	<35°
Divergência Eixo Lento	<10°
Corrente Máxima	50A
Corrente Threshold	10A
Tensão Máxima	1,8V
Eficiência (W/A)	1,0
Resistência série	7 m Ω

A **Figura 3.2** mostra o encapsulamento do laser de diodo selecionado e sua curva de operação.

Figura 3.2 – (a) Encapsulamento do laser de diodo. (b) Curva característica do laser de diodo

Fonte (COHERENT, 2009).

Sabendo que a eficiência do diodo (σ_s) é de 1,0 W/A, e que seu comprimento de onda de emissão é de 808nm, sua eficiência quântica, definida por (2.37) e (2.38), será de:

$$\eta_d = \frac{1,0}{1,53} = 0,653 \quad (3.1)$$

Assumindo que a tensão máxima do laser de diodo é de 1,8V (dados do fabricante - Tabela 3.2), sua eficiência óptica, definida em (2.40), será de:

$$\eta_p = \frac{1,0 * (40 - 10)}{1,8 * 40} = 0,412 \quad (3.2)$$

Analisando o diagrama de eficiência da Figura 2.15, a potência dissipada em forma de calor pelo laser de diodo será de:

$$Pl_1 = P_1(1 - \eta_p) = 1,8 * 40 * (1 - 0,412) = 42,3 \text{ W} \quad (3.3)$$

3.5.1 *Modelamento do Diodo de Bombeio*

O modelamento de emissão do diodo de bombeio é fundamental para caracterizar o cristal de Nd:YAG. Foi utilizado como referência para esse modelamento BARNES (1990), que utiliza uma função de distribuição gaussiana para a distribuição espacial acoplada a uma função gaussiana normalizada para a distribuição espectral da potência óptica.

De acordo com YE (2004), a divergência do feixe emitido por um diodo laser está relacionado apenas com a abertura de emissão (w) e pelo seu comprimento de onda (λ). O ângulo de divergência tal que o valor da potência cai na ordem de $1/e^2$ da potência central é dada pela equação (3.4):

$$\theta_{lin} = \frac{2\lambda}{\pi w} = \frac{2 * 808 * 10^{-9}}{\pi * 10^{-6}} = 0,514 \text{ rad} \quad (3.4)$$

A distribuição angular da potência total emitida pelo laser de diodo foi aproximada por uma função gaussiana simétrica, dada por:

$$P_T(\theta, z) = \int_{-\frac{\theta}{2}}^{\frac{\theta}{2}} \int_0^z K e^{\frac{-\sin(\theta)^2}{\Delta\theta^2}} \cos(\theta) dz d\theta \quad (3.5)$$

Assumindo que a potência total emitida pela janela de emissão de 10mm x 1μm é de 40W, e sabendo que a parcela $(1 - 1/e^2)$ de toda a potência emitida pelo laser de diodo deve estar confinada entre $-\theta_{lin}/2$ e $\theta_{lin}/2$, duas condições foram estabelecidas para que K e $\Delta\theta$ fossem encontradas de forma empírica:

$$\text{Condição 1: } \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{10} K e^{\frac{-\sin(\theta)^2}{\Delta\theta^2}} \cos(\theta) dz d\theta = 40 \quad (3.6)$$

$$\text{Condição 2: } \frac{\int_{-\theta_{lin}/2}^{\theta_{lin}/2} \int_0^{10} K e^{\frac{-\sin(\theta)^2}{\Delta\theta^2}} \cos(\theta) dz d\theta}{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{10} K e^{\frac{-\sin(\theta)^2}{\Delta\theta^2}} \cos(\theta) dz d\theta} = (1 - 1/e^2) \quad (3.7)$$

Através do *software* Mathematica, obteve-se $K = 9,364$ e $\Delta\theta = 0,241$.

Para simplificação dos cálculos, a divergência no eixo lento não foi considerada. Como essa divergência é inferior a 10^0 (dado da Tabela 3.2), tal consideração não afeta os resultados.

A função $P_T(\theta, z)$ caracteriza a distribuição espacial da potência óptica emitida pelo laser de diodo, mas não associa a sua distribuição espectral. Para inserir esse fator na função matemática do diodo, $P_T(\theta, z)$ terá uma modulação espectral $M(\lambda)$ que satisfaça a seguinte condição:

$$\int M(\lambda) d\lambda = 1 \quad (3.8)$$

Semelhantemente à função de modulação, foi assumida a gaussiana:

$$M(\lambda) = \sqrt{\frac{2}{\pi \Delta\lambda_f^2}} e^{\frac{-2(\lambda-\lambda_c)^2}{\Delta\lambda_f^2}} \quad (3.9)$$

onde $\lambda_c = 808\text{nm}$ é o valor do pico da emissão e $\Delta\lambda_f = 3\text{nm}$ é a largura espectral FWHM (dados da Tabela 3.2).

Inserindo essa modulação espectral em $P_T(\theta, z)$, tem-se a equação de emissão do laser de diodo $P_D(\theta, z)$, definida como:

$$P_D(\theta, z) = \int_{-\frac{\theta}{2}}^{\frac{\theta}{2}} \int_0^z \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} 2,490 e^{\frac{-\sin(\theta)^2}{(0,241)^2} - 0,222(\lambda-808)^2} \cos(\theta) d\lambda dz d\theta \quad (3.10)$$

A densidade de potência em função de θ e em função do espectro de emissão é mostrada nos gráficos da Figura 3.3.

Figura 3.3 – Densidade de potência em função do: (a) ângulo de emissão (θ), (b) do espectro de emissão (λ)

3.6 Especificação do cristal Nd:YAG utilizado

As dimensões do cristal Nd:YAG devem ser pequenas o suficiente para não comprometer com a eficiência de absorção η_A . Quanto menor foi o cristal e mais energia puder ser absorvida por unidade de volume, menor será o modo transversal de emissão da cavidade ressonante.

Segundo SCHEPS (2001), é possível obter uma cavidade eficiente utilizando Nd:YAG com concentração de 1% de Nd^{3+} . Assim, esta foi a concentração adotada para o projeto da cavidade.

3.6.1 Cálculo da Eficiência de Absorção

Para encontrar a melhor dimensão do Nd:YAG, o coeficiente de absorção η_A foi calculado para uma série de seções transversais do cristal, variando sua altura (y) e sua espessura (x) de 0,5mm até 5,0mm.

O diodo foi posicionado na lateral do cristal, como é mostrado na simulação da Figura 3.4.

Figura 3.4 – Posicionamento do laser de diodo no Nd:YAG: (a) vista em perspectiva, (b) vista lateral

A emissão laser é mostrada na Figura 3.4 b, pela seta incidindo na superfície do cristal. A orientação espacial adotada pelo equacionamento é definida através do sistema de coordenadas mostrado nessa mesma figura.

A Figura 3.5 mostra com detalhes o plano x-y da incidência do bombeio na secção transversal do cristal Nd:YAG.

Figura 3.5 – Secção transversal do bombeamento

O laser de diodo foi posicionado a uma distância d em relação à superfície de bombeio do cristal, cujas dimensões da secção transversal são x e y . Ao penetrar o cristal, o feixe laser é absorvido seguindo a equação de absorção (3.11), (BARNES, 1990):

$$P_A = P_I(1 - e^{-\alpha(\lambda)L(\theta)}) \quad (3.11)$$

onde P_A é a potência absorvida pelo cristal, P_I é a potência incidente, $\alpha(\lambda)$ é o coeficiente de absorção do Nd:YAG em função do comprimento de onda incidente e $L(\theta)$ é a distância percorrida pelo feixe laser dentro do cristal.

Essa distância varia com o ângulo de incidência do raio de luz. Para encontrar essa dependência, foi necessário analisar duas situações distintas:

- A primeira ocorre quando o feixe de luz incide na interface do cristal com um ângulo menor ou igual a $|\theta_1|$. Esse feixe atravessará o cristal e sairá na lateral oposta à face de bombeio. Para esse caso $L(\theta)$ não tem uma variação significativa.
- A segunda situação ocorre quando o feixe incide com um ângulo entre $|\theta_1|$ e $|\theta_2|$. Esse feixe atravessará uma porção pequena do cristal e sairá pela superfície superior e inferior. O laser emitido com ângulo superior a $|\theta_2|$ não é considerado pelo modelo matemático, pois não contribui com a absorção.

A distância percorrida pelo feixe gaussiano no interior do cristal ($L(\theta)$) foi deduzida através das relações trigonométricas presentes na Figura 3.5, e é apresentada na equação (3.12):

$$L(\theta) = \begin{cases} x \sqrt{1 + \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}}, & \theta < |\theta_1| \\ x \sqrt{1 + \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}} - \frac{xn}{\sin(\theta)} \left(\tan(\theta) + \tan\left(\arcsen\left(\frac{\sin(\theta)}{n}\right)\right) - \frac{y}{2x} \right), & |\theta_1| \leq \theta < |\theta_2| \end{cases} \quad (3.12)$$

Os limites θ_1 e θ_2 são dados por:

$$\theta_1 = \arctan\left(\frac{y - 2x \tan\left(\arcsen\left(\frac{\sin(\theta_1)}{n}\right)\right)}{2d}\right) \quad (3.13)$$

$$\theta_2 = \arctan\left(\frac{y}{2d}\right) \quad (3.14)$$

Outro parâmetro de suma importância para o modelo matemático é o comportamento de $\alpha(\lambda)$. Através da curva de absorção fornecida pelo fabricante do Nd:YAG (NORTHROP, 2009), foi criado um modelo matemático para $\alpha(\lambda)$ baseado na somatória de 6 equações lorentzianas, ajustadas para que cada função possua seu valor máximo coincidindo com cada pico de absorção do cristal (λ_i), compreendidos entre 800nm e 820nm.

$$\alpha(\lambda) = \sum_{i=1}^6 \left(\frac{2G_i}{\pi} \frac{K_i}{4(\lambda - \lambda_i)^2 + K_i^2} \right) \quad (3.15)$$

Os parâmetros G_i , K_i e λ_i foram ajustados empiricamente através do Matlab, para que a curva $\alpha(\lambda)$ se aproximasse da curva do fabricante. Esses parâmetros são mostrados na Tabela 3.3, para as seis funções da somatória.

Tabela 3.3 – Coeficientes da equação de absorção do Nd:YAG

	$i=1$	$i=2$	$i=3$	$i=4$	$i=5$	$i=6$
G_i	0,504	16,00	18,88	11,30	8,22	2,22
K_i	0,653	2,462	1,323	2,093	1,813	1,813
λ_i	800,43	804,99	808,61	813,02	817,66	806,5

O gráfico de $\alpha(\lambda)$ fornecido pelo fabricante e o gráfico obtido pelo modelo são mostrados na **Figura 3.6**. Como o comprimento de onda do diodo de bombeio é de 808nm com largura espectral FWHM de 3nm, a região de interesse restringida entre 800nm e 820nm.

Figura 3.6 – Curvas do coeficiente de absorção em função do comprimento de onda: (a) fornecida pelo fabricante; (b) obtida pelo modelo.

Fonte figura (a): (NORTHROP, 2009)

Uma vez definida a função do coeficiente de absorção $\alpha(\lambda)$, a parametrização de $L(\theta)$, e a distribuição espacial e espectral da potência emitida pelo laser de diodo $P_D(\theta, z)$, foi possível determinar a eficiência de absorção η_A , calculada numericamente através do software Mathematica, expressa na equação (3.16):

$$\eta_A = P_2^{-1} \int_{-\theta_2}^{\theta_2} \int_0^{10} \int_{800}^{820} 2,490 e^{\left(\frac{-\sin(\theta)^2}{0,241^2} - 0,222(\lambda-808)^2\right)} \cos(\theta) (1 - e^{-\alpha(\lambda)L(\theta)}) d\lambda dz d\theta \quad (3.16)$$

onde P_2 é a potência total emitida pelo laser de diodo, que é de 40W.

A equação (3.16) possui ainda três variáveis não definidas: a distância d , a altura y e a espessura x do Nd:YAG. Variando x e y desde 0,5mm até 5,0mm com passo de 0,5mm, foi construída a Tabela 3.4, que apresenta todos os coeficientes de absorção calculados para uma distância d de 1,0mm. A otimização dessa distância é efetuada logo após a determinação das dimensões do Nd:YAG.

Tabela 3.4 – Resultados do dimensionamento do Nd:YAG

Y ↓ [mm]	X → [mm]	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
0,5		0,17	0,30	0,38	0,44	0,47	0,50	0,51	0,52	0,52	0,52
1,0		0,21	0,36	0,47	0,55	0,60	0,64	0,66	0,68	0,69	0,69
1,5		0,21	0,37	0,49	0,57	0,64	0,69	0,72	0,74	0,76	0,77
2,0		0,21	0,37	0,49	0,58	0,65	0,71	0,75	0,78	0,79	0,81
2,5		0,21	0,37	0,49	0,59	0,66	0,72	0,76	0,79	0,82	0,83
3,0		0,21	0,37	0,49	0,59	0,66	0,72	0,76	0,80	0,83	0,85
3,5		0,21	0,37	0,49	0,59	0,66	0,72	0,76	0,80	0,83	0,86
4,0		0,21	0,37	0,49	0,59	0,66	0,72	0,77	0,80	0,83	0,86
4,5		0,21	0,37	0,49	0,59	0,66	0,72	0,77	0,80	0,83	0,86
5,0		0,21	0,37	0,49	0,59	0,66	0,72	0,77	0,80	0,83	0,86

Os resultados obtidos foram separados em quatro sub-conjuntos, classificadas de acordo com sua eficiência teórica. O critério de aceitação foi $\eta_A > 0,5$. Valores abaixo deste foram considerados ineficientes e estão representados pelas células verdes. Os resultados agrupados nas células rosas indicam uma saturação na dimensão y do cristal, ou seja, independentemente do aumento de y, η_A se mantém constante. Os resultados agrupados nas células azuis indicam uma saturação na dimensão x. Apenas as células em branco apresentam resultados interessantes.

Com o aumento das dimensões do cristal, mais potência será absorvida e consequentemente maior será η_A . No entanto a eficiência de *overlap* η_B , definida em (2.34), é outro fator que contribui para a eficiência da cavidade e é afetado pela área

da secção transversal do cristal laser. Para que η_B possua alta eficiência, é necessário que o modo transversal da cavidade esteja o mais sobreposto possível à potência de bombeio. Se o cristal tiver grande secção transversal, embora absorva toda luz incidente ($\eta_A = 1$), terá uma pobre sobreposição com o modo transversal da cavidade, diminuindo o valor de η_B e consequentemente a eficiência total da cavidade.

Para minimizar custos, o menor cristal dentro dos limites de aceitação é o de 2x2mm de seção transversal, cuja eficiência de absorção foi calculada em torno de 58%. No entanto é possível aumentar essa eficiência se for inserido um filme de alta reflexão (HR) para 808nm na superfície oposta à de bombeio. A inclusão desse filme produz o mesmo efeito de se utilizar um cristal com o dobro de espessura, aumentando a eficiência de absorção sem o comprometimento do *overlap*. Selecionando um filme HR com reflexão superior a 95%, a eficiência de absorção do cristal será de:

$$\eta_A = 0,58 + (0,78 - 0,58) * 0,95 = 0,77 \quad (3.17)$$

onde 0,95 é a reflexão da superfície traseira ao bombeamento, 0,58 é a eficiência para o cristal de 2x2mm e 0,78 é a eficiência para o cristal de 2x4mm de secção transversal.

3.6.2 *Distância entre o Diodo e o Nd:YAG*

Todo o modelamento matemático desenvolvido na seção 3.6.1 foi realizado para uma distância d de 1mm. A dependência dessa distância no cálculo de η_A e na

densidade de potência teórica que atinge a face de bombeio do cristal D_{Pot} é mostrada na Tabela 3.5.

Tabela 3.5 – Variação da distância do diodo em relação ao Nd:YAG

Distância d(mm)	0,1	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
η_A	0,79	0,78	0,77	0,75	0,73	0,71	0,68	0,64	0,61
$D_{pot} (W/cm^2)$	6552	1310	655	436	327	262	218	187	164

Foi observado que para distâncias de até 1mm não ocorre perda significativa de absorção. À medida que a distância aumenta, parte da energia presente no feixe gaussiano não penetra o cristal, devido à divergência do feixe no eixo rápido. Por outro lado, à medida que a distância diminui, a densidade de energia torna-se muito intensa, podendo até causar danos na superfície do cristal. A máxima densidade de potência na saída de um dos 19 *straps* que compõem o laser de diodo, cuja área de emissão é de $150 \times 1 \mu m^2$ é de:

$$D_{Pot} = \frac{40}{19} * \frac{1}{(1,5 * 10^{-2} * 1 * 10^{-4})} = 1,4 MW/cm^2 \quad (3.18)$$

À medida que a distância aumenta, a potência se distribui espacialmente, diminuindo sua densidade. A Figura 3.7 mostra a simulação da distribuição de potência $P(d,y)$ do feixe gaussiano em função da distância d e da altura y . Para essa simulação foi utilizado o software Mathematica.

Figura 3.7 – Distribuição da potência do feixe gaussiano no eixo y em função da distância d

Considerando que a distância entre o diodo e o cristal é de 1,0mm, a densidade média de potência na superfície de entrada do cristal fica em torno de $655\text{W}/\text{cm}^2$.

BARNES (1990), aplicou um equacionamento similar ao desenvolvido nessa seção e obteve uma eficiência de absorção de 0,84, levemente superior à obtida.

Para otimizar a eficiência de transferência laser η_T , a superfície de bombeio do cristal Nd:YAG pode possuir algumas especificações particulares. Uma superfície rugosa pode ter η_T entre 0,6-0,7. Para uma superfície polida, esse valor pode variar entre 0,8-0,9, e para uma superfície polida e com filme anti-reflexo em 808nm esse valor pode chegar a 0,98-0,99 (KOECHNER, 2006). Considerando que a superfície de bombeio terá filme AR em 808nm (com reflexão R_{YAG} máxima de 2%), a eficiência de transferência laser será de:

$$\eta_T = 1 - R_{YAG} = 1 - 0,02 = 0,98 \quad (3.19)$$

Para minimizar as perdas por passagem (δ) as duas superfícies do cristal que cruzam o modo longitudinal da cavidade laser devem possuir tratamento anti-reflexo com alta transmissão (acima de 99,50%), de acordo com (KOECHNER, 2006).

3.7 Ressonador Óptico

A cavidade foi modelada com o auxílio do *software* LasCad. Esse programa é capaz de calcular a estabilidade e eficiência de uma cavidade óptica, a partir dos seguintes dados de entrada:

- a-) Posição e raio de curvatura dos espelhos que formam o ressonador;
- b-) Modelo tridimensional do cristal Nd:YAG baseado em análise de elementos finitos (FEA);
- c- Perda por passagem no interior da cavidade (δ);

A metodologia adotada no modelo do ressonador óptico segue os passos descritos abaixo:

- 1-) A partir do modelo de emissão do laser de diodo obtido na seção 3.5.1 e do coeficiente de absorção obtido na seção 3.6.1, foi gerado um modelo tridimensional do Nd:YAG através do FEA do LasCad. Esse modelo leva em consideração o aquecimento do cristal e o efeito de lente térmica que influencia no comportamento da cavidade laser;
- 2-) Em seguida foi modelada em LasCad uma cavidade laser composta por apenas 2 espelhos, com o objetivo de encontrar a melhor eficiência de *overlap* (η_B).

3-) A cavidade foi então reprojetaada com a arquitetura em V apresentada na seção 3.1 , mantendo a melhor eficiência de overlap encontrada no passo anterior e diminuindo ao máximo a cintura do feixe na região do KTP, condição necessária para uma boa eficiência de conversão não-linear.

3.7.1 Lente Térmica do Nd:YAG

De acordo com o diagrama de potência da Figura 2.15, a potência absorvida pelo cristal Nd:YAG (P_3) é de:

$$P_3 = 0,98 * 0,77 * 40 = 30,2W$$

Parte dessa energia é utilizada para povoar o nível energético $^4F_{3/2}$ promovendo a inversão de população, e parte é perdida através de emissão espontânea dos elétrons transitando da banda de bombeamento ($^4F_{5/2}$) ao *ground state* ($^4I_{9/2}$) e através de dissipação de calor causada pela emissão não radiativa o quantificada pelo fator Stokes.

A potência perdida no cristal Nd:YAG (Pl_3) pode ser decomposta em duas partes de acordo com KOECHNER (2006):

$$Pl_3 = P_3(1 - \eta_Q) + P_3\eta_Q(1 - \eta_s) \quad (3.20)$$

O termo $P_3(1 - \eta_Q)$ corresponde à perda por emissão espontânea causada pela eficiência quântica. O termo $P_3\eta_Q(1 - \eta_s)$ é a perda por dissipação térmica.

Existe uma grande discrepância nos resultados apresentados pela literatura acerca da eficiência quântica do Nd:YAG. Singh (SINGH, 1974) encontrou experimentalmente uma eficiência quântica em torno de $0,56 \pm 0,11$ para uma

amostra de 1% de dopante e Koshel (KOSHEL, 1997) encontrou uma eficiência quântica de 0,90 para a mesma concentração. Outras eficiência quânticas diferentes para o mesmo cristal podem ser encontradas na literatura. Lupei (LUPEI, 2000) discute essas discrepâncias apresentadas na literatura, afirmando que podem ser decorrentes desde impurezas nas amostras analisadas até imprecisões dos equipamentos de leitura, e apresenta um método experimental de obtenção dessa eficiência. Com um equipamento de alta resolução e amostras de Nd:YAG com concentração variando entre 0,1% e 1,5%, ele obteve uma curva de absorção pela concentração de Nd^{3+} . Para uma concentração de 1%, a eficiência quântica está em torno de 0,84, sendo esse o valor adotado por esse trabalho.

O fator Stokes, definido pela equação (2.15), é de 0,76 para uma absorção de 808nm e uma emissão em 1064nm. Portanto, a potência perdida no cristal é de:

$$Pl_3 = 30,2(1 - 0,84) + 30,2 * 0,84(1 - 0,76) = 4,8 + 6,0 \text{ W}$$

O Nd:YAG irá dissipar ao todo 6,0W de calor distribuídos no interior de seu volume. Conhecendo as dimensões do cristal, a distribuição da emissão do laser de diodo e sabendo que a condutividade térmica do Nd:YAG é de 0,14 W/cmK (Tabela 2.3), foi gerado um modelo térmico através do FEA do software LASCAD. Esse modelo mostra a distribuição da temperatura no volume do cristal. A janela do software com a simulação da absorção de calor é mostrada na Figura 3.8:

Figura 3.8 – Modelo térmico teórico do cristal Nd:YAG

Para melhor visualização da variação de temperatura no interior do cristal, a vista em perspectiva e a vista do plano XZ foram cortadas no ponto médio do plano YZ. A escala de cor mostra a variação relativa de temperatura em relação a sua face mais fria, em azul. A face de bombeio do cristal apresenta um gradiente de temperatura que coincide com a distribuição de potência do laser de diodo. No pico da emissão, a temperatura chegou a $9,67^{\circ}\text{C}$ acima de superfície mais fria. À medida que a potência incidente penetra o cristal, a absorção diminui e isso é verificado pela diminuição da temperatura no plano XZ.

O padrão de temperatura nos eixos X e Y é mostrado na Figura 3.9.

Figura 3.9 – Distribuição de temperatura nos eixos: (a) x, (b) y

Sabendo que a variação do índice de refração do cristal Nd:YAG é de $7,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (Tabela 2.3), foi possível encontrar a função do índice de refração nos eixos X e Y, como é mostrada na Figura 3.10:

Figura 3.10 – Perfil do Índice de refração do Nd:YAG nos eixos: (a) x, (b) y

A variação do índice de refração foi substituída por uma deformação nas superfícies que cruzam o eixo da cavidade laser, como mostrada na Figura 3.11, para ambas as superfícies.

Figura 3.11 – Deformação da lente térmica nos eixos: (a) x, (b) y

3.7.2 Perdas Ópticas do Ressonador

Para o modelamento da cavidade laser, foi adotada uma perda óptica (δ) considerando a presença dos três espelhos, do cristal Nd:YAG e do cristal KTP. A Tabela 3.6 quantifica as perdas no interior da cavidade:

Tabela 3.6 – Perdas por Passagem no Interior da Cavidade Laser

Elemento Óptico	Perda
Transmissão no Espelho M1	0,3%
Transmissão no Espelho M2	0,4%
Transmissão no Espelho M3	0,3%
Reflexão nas superfícies Nd:YAG	1%
Reflexão nas superfícies KTP	1%
Absorção pelo KTP	0,5%
Total	3,5%

3.7.3 Otimização da Eficiência de *Overlap*

A eficiência de *overlap* está intimamente relacionada à quantidade do cristal laser que está imersa no modo transversal da cavidade. Para otimizar essa eficiência, foi modelada uma cavidade contendo dois espelhos com raio de curvatura R_1 e R_2 distanciados entre si por L .

Para que a cavidade seja estável é necessário que o critério da equação (2.6) seja satisfeito. Fazendo $R_1 \rightarrow \infty$ (espelho plano), $L = 147\text{mm}$ e $R_2 = 160\text{mm}$, tem-se uma condição de estabilidade de 0,08, próximo do limite de instabilidade. Esse tipo de cavidade apresenta uma grande variação no diâmetro do modo transversal ao longo de Z , permitindo que o *overlap* se altere, à medida que o cristal é deslocado no interior da cavidade. Isso provoca uma alteração na eficiência total da cavidade alterando sua potência de saída, o que possibilita encontrar a melhor condição de *overlap*. A Figura 3.12 mostra a cavidade modelada em LasCad.

Figura 3.12 – Cavidade para teste de *overlap*

A interface 0 corresponde ao espelho plano com 100% de reflexão. As interfaces 1 e 2 correspondem às superfícies do cristal Nd:YAG com o efeito da lente térmica. A interface 3 corresponde ao espelho de 160mm de raio de curvatura. A reflexão do espelho de saída (R_2) é calculada pelo software de tal forma que otimize a extração de potência laser. A janela superior mostra o plano XZ da cavidade, a janela inferior mostra o plano YZ. Os feixes gaussianos mais externos (em vermelho) mostram o modo transversal da cavidade.

A absorção do Nd:YAG foi ajustada em 30,2W, a perda por passagem no interior da cavidade em 3,5%. Para cada simulação, o cristal foi transladado no eixo Z, e a área do modo transversal que corta o mesmo foi anotada. Os resultados teóricos obtidos com o software LASCAD se encontram na Figura 3.13.

Figura 3.13 - Potência de saída pela área do modo transversal da cavidade

Como pode ser observada no gráfico da Figura 3.12, a potência de saída está intimamente relacionada à quantidade do feixe gaussiano que envolve o cristal laser.

A melhor potência encontrada foi em torno de 6,50W, para uma secção transversal de 0,75mm² e uma reflexão no espelho de saída de 93,0%. A eficiência de acoplamento η_C , definida em (2.28) é de 0,675. A Tabela 3.7 mostra as eficiências de *overlap* η_B e de acoplamento η_C para diversas simulações que geraram o gráfico da Figura 3.13.

Tabela 3.7 – Eficiência do ressonador em função da área de bombeio

A (mm²)	P_{Out} (W)	η_B	η_C	$\eta_B\eta_C$
2,137	3,00	0,285	0,545	0,156
1,906	3,50	0,311	0,583	0,182
1,676	3,90	0,347	0,583	0,202
1,445	4,73	0,399	0,615	0,245
1,329	5,00	0,422	0,615	0,259
1,214	5,40	0,455	0,615	0,280
1,098	5,80	0,452	0,667	0,301
0,982	6,20	0,483	0,667	0,322
0,867	6,46	0,503	0,667	0,335
0,750	6,50	0,506	0,667	0,337
0,636	6,17	0,480	0,667	0,320
0,520	5,36	0,394	0,706	0,278
0,404	4,11	0,302	0,706	0,213
0,289	2,79	0,205	0,706	0,145
0,173	1,67	0,123	0,706	0,087
0,058	0,81	0,062	0,673	0,042

A melhor eficiência de *overlap* foi de 0,506 e a melhor eficiência de acoplamento foi de 0,706, no entanto, como o rendimento do ressonador é composto por pela multiplicação desses dois fatores, o melhor rendimento $\eta_B \eta_C$ obtido foi de 0,337.

O gráfico da Figura 3.14 mostra a dependência da potência de saída com a reflexão do espelho de saída, obtida através da simulação da cavidade laser. Para uma reflexão de 100%, a eficiência de acoplamento vai a zero, pois nada da energia armazenada no interior da cavidade é liberada. Por outro lado, se a reflexão for muito baixa, a densidade de potência no interior da cavidade diminui, diminuindo proporcionalmente a potência de saída, como pode ser observado na equação (2.25).

Figura 3.14 – Potência de saída pela Refletividade do espelho de saída

A eficiência total e a eficiência óptica da cavidade modelada, definida nas equações (2.47) e (2.48) da cavidade modelada, será de:

$$\eta_{\text{Total}} = 0,412 * 0,98 * 0,77 * 0,84 * 0,76 * 0,506 * 0,667 = 0,067 \quad (3.21)$$

$$\eta_{\text{Optic}} = 0,98 * 0,77 * 0,84 * 0,76 * 0,506 * 0,667 = 0,162 \quad (3.22)$$

Para analisar a influência da perda por passagem na potência máxima extraída da cavidade, a simulação foi submetida a diversos valores de δ entre 0,5% e 10%. Os resultados são mostrados na Figura 3.15.

Figura 3.15 – Influência da perda por passagem (δ) na potência de saída

O gráfico da Figura 3.15 mostra que a potência de saída é muito sensível às perdas ópticas no interior do ressonador. Para $\Delta\delta = 9,0\%$, é observado uma perda de potência de 85%. Esse resultado indica a preocupação que deve ser dada à qualidade dos filmes e elementos que estão presentes no interior da cavidade.

3.7.4 Cavidade em V

Se o cristal não-linear (KTP) for inserido no interior da cavidade de dois espelhos, como o modelado no capítulo 3.7.3, metade da potência gerada no KTP

(532nm) sairia da cavidade laser através do espelho de saída, e metade penetraria o cristal Nd:YAG, causando efeitos indesejáveis. A penetração de laser em 532nm no Nd:YAG provoca um efeito chamado de reabsorção que diminui a eficiência de geração laser em 1064nm. Para evitar esse efeito, existem diversas técnicas para isolar os dois cristais, dentre elas as mais comuns são:

- Espelho intracavidade: nessa técnica, um espelho com baixa reflexão na onda fundamental e alta reflexão na onda SHG é colocado no interior da cavidade, mantendo todos os elementos alinhados num mesmo eixo. MACKENZIE (2003) e ARMSTRONG (1999) mostram alguns trabalhos com esse tipo de arquitetura.
- Cavidade em Z: nessa técnica, outros dois espelhos são colocados em outras duas extremidades dando à cavidade um formato de Z. SAFARI (2006), CHENG (2009) e KOJIMA (1999) apresentam modelos com tipo de arquitetura.
- Cavidade V: nessa técnica, um espelho com alta reflexão no laser fundamental e baixa reflexão na SHG é inserido em uma terceira extremidade da cavidade, dividindo-a em duas porções, uma contendo o cristal Nd:YAG e outra o KTP. Trabalhos realizados por HEMMATI (1994), HAYS (1991) e REN (2009), mostram cavidades utilizando esse tipo de arquitetura.

A arquitetura adotada do desenvolvimento da cavidade proposta nesse trabalho é a arquitetura em V, conforme apresentado nas especificações técnicas da seção 3.1 .

A equação (2.46) que quantifica a SHG mostra que ela é proporcional ao fator de acoplamento não-linear (κ), ao quadrado da densidade de potência na região do cristal não linear (I_{CN}) e ao quadrado do comprimento do cristal (l_c). O modelamento

da cavidade em V foi realizado mantendo a área do modo transversal no Nd:YAG (A_{CL}) em $0,75\text{mm}^2$, mesmo valor obtido na melhor eficiência da cavidade modelada no capítulo 3.7.3, e diminuindo a área do modo transversal no KTP (A_{CN}), de modo a aumentar I_{CN} nessa região e consequentemente aumentar a SHG (I_{2w}).

A versão final do modelamento teórico da cavidade é mostrada na Figura 3.16. Por limitação do software, a cavidade é mostrada de forma planificada.

Figura 3.16 – Modelamento da cavidade em 532nm

A potência máxima obtida foi de 6,50W, para uma reflexão do espelho de saída de 93,0%. O espelho de saída encontra-se na interface 4 e possui baixa reflexão em 532nm. Para dobrar a eficiência da saída laser, o espelho da interface 5, deve possuir alta reflexão em 532nm redirecionando todo feixe para o espelho de saída. O espelho da interface 0 possui alta reflexão somente para o laser fundamental (1064nm).

A eficiência do ressonador $\eta_B \eta_C$ manteve-se em 0,337. A cintura do feixe na região do KTP possui área de 0,055 mm², 13,6X menor que na região do Nd:YAG.

3.7.5 Especificação do KTP

A cavidade modelada no capítulo 3.7.3 apresenta uma eficiência óptica de 0,162 com uma potência máxima de saída de 6,50W, para um espelho de saída com reflexão de 93,0%.

De acordo com a teoria apresentada na seção 2.10.1 , quando o KTP inserido no interior da cavidade estiver com uma conversão não-linear κI_{CN} igual à transmissão do espelho de saída, a potência em 532nm também será de 6,50W.

Como o *software* LasCad não possui ferramentas de conversão não linear, o comprimento ótimo do cristal será calculado utilizando a teoria apresentada no capítulo 2 .

3.7.5.1 Cálculo do Ganho no Cristal Nd:YAG

O ganho g_0 do cristal Nd:YAG é obtido através das equações (2.13) e (2.14). Assumindo que $\eta_Q = 0,84$, $\eta_S = 0,76$, $\eta_B = 0,506$, $P_a = 30,2W$ (potência absorvida pelo cristal de Nd:YAG obtida no capítulo 3.6.1), $h\nu_L = 1,868 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ (para o comprimento de onda de 1064nm), $V = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3$ (assumindo que o comprimento ativo do Nd:YAG seja de 10mm e que sua área ativa seja a área definida pelo modo transversal A_{CL} que é de 0,0075cm²) e $\sigma\tau_f = 6,44 \cdot 10^{-23}$ (dados da Tabela 2.3), temos que:

$$g_0 = \frac{6,44 * 10^{-23} * 0,84 * 0,76 * 0,506 * 30,2}{1,868 * 10^{-19} * 7,5 * 10^{-3}} = 0,4485 \text{ cm}^{-1}$$

3.7.5.2 Cálculo da Densidade de Saturação do Nd:YAG

A densidade de saturação do Nd:YAG é obtida através da equação (2.20). Assumindo $\sigma\tau_f = 6,44 * 10^{-23}$ (dados da Tabela 2.3) e $h\nu_L = 1,868 * 10^{-19} \text{ J}$ (para o comprimento de onda de 1064nm), tem-se:

$$I_s = \frac{1,868 * 10^{-19}}{6,44 * 10^{-23}} = 2900 \text{ Wcm}^{-1}$$

3.7.5.3 Cálculo das Densidades de Potência

A densidade de potência na região do Nd:YAG é obtida através da equação (2.21). Assumindo $\delta = 0,035$ (perda por passagem definida no capítulo 3.7.2), $R_2 = 0,93$ e $l = 1,1 \text{ cm}$ (comprimento efetivo do Nd:YAG), teremos:

$$I_{CL} = 2900 \left(\frac{2 * 0,4485 * 1,1}{0,035 - \ln(0,93)} - 1 \right) = 23704 \text{ Wcm}^{-1} \quad (3.23)$$

Sabendo que a área do modo transversal na região do KTP (A_{CN}) é de $0,00055 \text{ cm}^2$ e que a área do modo transversal na região do Nd:YAG (A_{CL}) é de $0,0075 \text{ cm}^2$ (obtidos no modelamento da cavidade em V no capítulo 3.7.4), a densidade de potência na região do KTP é:

$$I_{CN} = \frac{0,0075}{0,00055} * 23704 = 323244 \text{ Wcm}^{-1}$$

3.7.5.4 Cálculo da Potência de Saída (1064nm)

Para a cavidade sem o KTP, e com o a refletância do espelho de saída em 93,0%, a potência de saída é calculada pela equação (2.25):

$$P_{out} = 0,0075 * 23704 * \frac{(1 - 0,93)}{(1 + 0,93)} = 6,4 W$$

Esse resultado mostra que a potência de saída obtida teoricamente se aproxima da obtida pelo software LasCad.

3.7.5.5 Cálculo do comprimento do KTP

O melhor comprimento para o KTP é aquele cuja conversão não-linear seja igual a 0,07 (igual à transmissão do espelho de saída). Portanto:

$$\kappa I_{CN} = 0,07$$

O fator de acoplamento não-linear κ , é obtido pela equação (2.45). Assumindo que $d_{eff} = 3,58 \cdot 10^{-12}$, $n_w = 1,830$ (dados da Tabela 2.7), $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm, $\lambda_w = 1,064 \cdot 10^{-6}$ m e $c = 2,998 \cdot 10^8$ m/s, teremos:

$$\kappa = \frac{0,0075}{0,00055} * \frac{8\pi^2(3,58 * 10^{-12})^2 * l_c^2}{8,854 * 10^{-12} * 2,998 * 10^8 * (1,064 * 10^{-6})^2 1,83^3} = 7,493 * 10^{-7} * l_c^2$$

Sabendo que $I_{CN} = 323244 Wcm^{-1}$, igualam-se as duas equações acima e encontra-se l_c :

$$7,493 * 10^{-7} * l_c^2 * 323244 = 0,07$$

$$l_c = 0,537 cm$$

Para um KTP de 0,537cm, o valor de κ será de $2,1607 * 10^{-7}$.

3.7.5.1 Cálculo da Potência de Saída (532nm)

Ao inserir o KTP no interior da cavidade, toda potência de saída será em 532nm, convertida no processo não-linear dado pela equação (2.46). Assumindo que ocorre casamento total de fase ($\Delta K = 0$), tem-se:

$$I_{2w} = \frac{2,1607 * 10^{-7} * 323244^2}{2} = 11288 \text{ Wcm}^{-1} \quad (3.24)$$

A potência de saída em 532nm será de:

$$P_{2w} = A_{CN} I_{2w} = 6,2 \text{ W} \quad (3.25)$$

Para um cristal de KTP de 5mm de comprimento, com perda por reflexão de 1%, a potência teórica de saída será de 6,2W, muito próxima da potência obtida em 1064nm para espelho de saída de 93% de reflexão. Nessa condição, a conversão não linear é de aproximadamente 100% (comparando a potência de saída em 1064nm sem o KTP e a potência de saída em 532nm com o KTP).

Apesar dos cálculos teóricos da conversão não-linear, a literatura aponta que na prática uma eficiência de conversão não-linear está entre 40% e 60%. (HODGSON, 1997).

4 Implementação da Cavidade Laser

4.1 Controle de Temperatura do Laser de Diodo

Foi visto na seção 2.7 , que para uma alta eficiência no processo de geração laser em 1064nm, o pico de emissão do diodo de bombeio deve coincidir com o pico de absorção do cristal Nd:YAG. O diodo selecionado no projeto da cavidade apresenta um pico de emissão de $808 \pm 1,5\text{nm}$ medido a 25°C , e um drift térmico de $+0,3\text{nm/K}$. Portanto, é possível sintonizar a emissão do diodo laser através do ajuste e controle de sua temperatura na junção PN. Para uma variação $808 \pm 1,5\text{nm}$ a 25°C , uma faixa de temperatura entre 20°C e 30°C é suficiente para otimizar o espectro de emissão.

Os efeitos da variação da temperatura no laser de diodo foram simulados através do *software* Matlab a partir da equação de distribuição espectral de potência definida em (3.10), com uma alteração na função de distribuição espectral (3.9), dada por:

$$M(\lambda, T) = \sqrt{\frac{2}{\pi \Delta\lambda_f^2}} e^{\frac{-2(\lambda - \lambda_c - 0,3(T - T_{\lambda_c}))^2}{\Delta\lambda_f^2}} \quad (4.1)$$

onde $\lambda_c = 808\text{nm}$ é o pico de absorção do Nd:YAG, T_{λ_c} é a temperatura do diodo na condição de emissão nesse comprimento de onda e T é a temperatura real do laser de diodo. O fator 0,3 refere-se à taxa da variação do espectro de emissão pela temperatura.

Para quantificar o efeito dessa dependência, foi desenvolvido um algoritmo em Matlab que calcula a eficiência $\overline{\eta_A}$, normalizada. A simulação foi repetida para temperaturas variando entre 15°C e 40°C. Foi assumido que o diodo possui pico de emissão em 808nm a 25°C ($T_{\lambda_c} = 25^\circ\text{C}$). A Figura 4.1 mostra o resultado da distribuição espectral do coeficiente de absorção do Nd:YAG (curva em verde) e da emissão do laser de diodo a 15°C (curva em azul) e a 40°C (curva em vermelho).

Figura 4.1 – Distribuição espectral da Potência com a variação da Temperatura

O resultado da simulação é mostrado na Figura 4.2.

Figura 4.2 – Variação da eficiência pela Temperatura

A máxima eficiência ocorre a 25°C, temperatura essa de emissão com pico em 808nm, que coincide com a máxima absorção do cristal. No entanto, para variação entre $\pm 1,5\text{nm}$, a máxima eficiência pode ocorrer em qualquer ponto entre 20°C e 30°C. O gráfico da Figura 4.2 mostra ainda que se o diodo aquecer além dos 30°C, a eficiência pode cair até 35%.

O sistema de controle de temperatura terá a função de estabilizar a temperatura do laser de diodo na condição de melhor eficiência e de drenar o calor excedente gerado durante a emissão laser. A equação (3.3) mostra que na condição de máxima emissão, o diodo gera 42,3W de calor. A precisão do sistema de controle foi estabelecida em $\pm 1^\circ\text{C}$, com sintonia manual entre 20°C e 30°C.

O elemento escolhido para refrigerar o laser de diodo foi o *Thermo-Electric Cooler* (TEC), que utiliza o efeito Peltier (WATRONIX, 2009) para bombear calor de

um lado para outro, dependendo do sentido da corrente injetada. Comparado com os sistemas de refrigeração por compressão de gases ou líquidos, o TEC possui dimensões muito menores, viabilizando sua utilização em sistemas portáteis e com baixa geração de calor. Comercialmente, uma única célula TEC pode ter de 3 a 125 junções PN, chegar a diferenças de temperatura de até 70°C e transferir até 125W de calor de um lado a outro.

O controle da temperatura do diodo foi feito através de realimentação por malha fechada como é mostrado no diagrama em blocos da Figura 4.3.

Figura 4.3 – Diagrama em blocos do Controle de Temperatura do Laser de diodo

O sensor de temperatura informa a temperatura do encapsulamento do laser de diodo ao sistema de controle de malha fechada. Essa temperatura é comparada com um valor de referência e o erro é aplicado em um bloco controlador formado por um PI (Proporcional-Integrativo). Se o diodo estiver a uma temperatura acima da

referência, o atuador aplica uma tensão positiva na alimentação do TEC, fazendo com que o excedente de calor no laser de diodo seja bombeado para o dissipador. Se o diodo estiver a uma temperatura abaixo da referência, o atuador aplica uma tensão negativa na alimentação do TEC, fazendo com que o calor migre do dissipador para o laser de diodo.

O esquema elétrico simplificado do atuador do TEC é mostrado na Figura 4.4.

Figura 4.4 – Circuito Eletrônico do Atuador do TEC

O sinal de controle “Track”, proveniente do controlador PI, é conectado na entrada Track do conversor DCDC. Esse conversor possui arquitetura do tipo *Buck Controller* com frequência de chaveamento de 100KHz, capacidade de corrente de até 25A e *ripple* inferior a 3%. Sua tensão de saída é diretamente proporcional a tensão aplicada em sua entrada *Track*. A entrada “Direção” tem a função de definir o

sentido do fluxo de corrente no TEC através da ponte H formada pelos quatro mosfets Q1, Q2, Q3 e Q4. Se ela possuir nível lógico alto, Q1 e Q4 estarão saturados enquanto que Q2 e Q3 estarão cortados. Nessa condição, a tensão do conversor DCDC é aplicada diretamente no TEC, refrigerando o diodo. Se “Direção” possuir nível lógico baixo, a tensão no DCDC é aplicada inversamente no TEC, aquecendo o diodo. Dois circuitos de *Level Shift* (LS1 e LS2) convertem o nível do sinal “Direção” para saturar ou cortar os mosfets canal P de forma apropriada. Para que o mosfet canal P esteja cortado, é necessário que sua tensão V_{GS} seja igual ou maior que a máxima tensão de saída do conversor DCDC. Para que entre em saturação, V_{GS} deve ser menor que V_{GSsat} para a mínima tensão de saída do conversor DCDC.

O resistor R5 de $4m\Omega$ informa a corrente drenada pelo TEC ao circuito monitor. Se essa corrente ultrapassar o limite máximo, o circuito desliga o *driver* através do sinal “Proteção”. O baixo valor do resistor R5 foi fundamental para evitar flutuações de tensão no dreno de Q3 e Q4 que poderiam colocá-los na região ativa. O sistema de refrigeração do laser de diodo é mostrado na Figura 4.5.

Figura 4.5 – Sistema de Refrigeração do Laser de diodo

Como a área de contato do TEC (4) é $40,0 \times 40,0 \text{ mm}^2$ e a área de contato do laser de diodo (2) é de $25,0 \times 25,0 \text{ mm}^2$, foi projetado bloco condutor de calor em cobre (3) para distribuir uniformemente o fluxo de calor entre as duas superfícies. A face quente do TEC é acoplada mecanicamente no dissipador (1), que tem a finalidade de trocar o calor recebido com o meio externo, através de convexão forçada. O modelamento estático do fluxo de calor é mostrado na Figura 4.6.

Figura 4.6 – Modelamento Estático do Fluxo de calor do Laser de diodo

onde R_{th1} é a resistência de contato entre o diodo (2) e o bloco condutor (3), R_{th2} é a resistência térmica do bloco condutor, R_{th3} é a resistência de contato entre o bloco condutor e o TEC, R_{th4} é a resistência de contato entre o TEC e o dissipador e R_{th5} é a resistência térmica do dissipador.

Para minimizar as resistências térmicas de contato, foram utilizados *termopads* de grafite, cuja condutividade térmica é de $5,0 \text{ W/mK}$, em todas as superfícies de contato. As resistências térmicas mostradas na Figura 4.6 foram calculadas através da expressão (4.2) e seus valores encontram-se na Tabela 4.1.

$$R_{Th} = \frac{L}{kA} \quad (4.2)$$

onde L é a espessura do material, k é a Condutividade Térmica do material e A é a área de contato.

Tabela 4.1 – Resistência Térmica dos Elementos de Refrigeração do Laser de diodo

Elemento	Espessura (m)	Condutividade Térmica (W/mK)	Área (m ²)	Resistência Térmica (K/W)
R _{Th1}	1,3 10 ⁻⁴	5,0	0,025x0,025	0,0419
R _{Th2}	50,0 10 ⁻⁴	400	0,04x0,04	0,0078
R _{Th3}	1,3 10 ⁻⁴	5,0	0,04x0,04	0,0162
R _{Th4}	1,3 10 ⁻⁴	5,0	0,04x0,04	0,0162

A resistência térmica equivalente do lado frio do TEC (R_{Th1}+R_{Th2}+R_{Th3}) é de 0,066K/W. A resistência equivalente do lado quente (R_{Th4}+R_{Th5}) irá depender da definição do dissipador.

A caracterização do TEC foi realizada através do software AZTEC fornecido pela empresa MELCOR. A temperatura ambiente foi ajustada em 30°C, a temperatura do laser de diodo foi ajustada em 20°C e a quantidade de calor gerada pelo laser de diodo foi ajustada em 42,3W, condição de máxima exigência do sistema de refrigeração. O software gerou 9 configurações de melhor eficiência utilizando associações de dois ou mais TECs e outras 2 configurações de baixo custo utilizando apenas um TEC. Todas as configurações foram compiladas na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Configurações e Tipos de TEC utilizados

Quant	Modelo	Corrente Máxima (A)	Tensão (V)	P_{Diss} TECs (W)	Dissipador $R_{Th\ max.}$ (K/W)
1	Modelo A	11,83	11,0	75,9	0,241
1	Modelo B	15,62	9,1	65,6	0,264
2	Modelo C	9,88	16,9	70,5	0,253
2	Modelo D	41,70	4,0	70,4	0,253
2	Modelo E	11,83	15,0	63,3	0,270
2	Modelo F	15,50	14,4	74,5	0,244
2	Modelo G	15,62	13,6	66,7	0,262
2	Modelo H	64,24	3,5	75,3	0,243
3	Modelo I	6,50	25,7	70,5	0,253
3	Modelo J	6,34	25,8	70,5	0,253
3	Modelo K	6,50	24,3	63,0	0,271

A configuração escolhida para a refrigeração do TEC foi a do Modelo B, por dissipar apenas 65,6W de calor e por utilizar apenas um TEC, o que reflete em diminuição dos custos de produção. Para esse modelo, a temperatura do lado frio do TEC foi de 14,9°C e a do lado quente foi de 57,0°C,

A Figura 4.7 apresenta a eficiência teórica do TEC em função da quantidade de calor drenada, e o ponto de operação para a condição de maior exigência,

Calor Bombeado pelo Lado Frio

$T_a = 30,0\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_{\text{cdl}} = 20,0\text{ }^{\circ}\text{C}$, $TR_{\text{sa}} = 0,27\text{ }^{\circ}\text{C/W}$, $TR_{\text{csa}} = 0,07\text{ }^{\circ}\text{C/W}$

Figura 4.7 – Curva de Trabalho do TEC

A Figura 4.8 mostra a eficiência teórica do TEC em função da corrente drenada.

Coefficiente de Desempenho COD

$T_a = 30,0\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_{\text{cdl}} = 20,0\text{ }^{\circ}\text{C}$, $TR_{\text{sa}} = 0,27\text{ }^{\circ}\text{C/W}$, $TR_{\text{csa}} = 0,07\text{ }^{\circ}\text{C/W}$

Figura 4.8 – Curva de eficiência do TEC

O valor máximo da resistência térmica do lado quente ($R_{Th4}+R_{Th5}$) deve ser inferior a 0,264K/W. Como $R_{Th4} = 0,0162K/W$ (Tabela 4.1), o bloco dissipador deve possuir resistência térmica inferior a 0,247K/W.

O dissipador foi projetado com auxílio do *software* Cosmos Flowchart da empresa *Solidworks Corporation*. Sua resistência térmica foi calculada em 0,17K/W com ventilação forçada de 45CFM, e possui dimensões externas de 110x110x30mm. O sistema de refrigeração do laser de diodo foi mostrado na Figura 4.5.

4.1.1 *Teste do Controle de Temperatura do Laser de diodo*

Após a construção do sistema de refrigeração mostrado na Figura 4.5, foi realizado um teste de validação com a temperatura de operação ajustada em 25°C, em duas condições de operação distintas:

- Na primeira condição, o laser de diodo foi disparado a 50A, com duração de pulso de 500ms e *duty-cycle* de 50%.
- Na segunda condição, o laser de diodo foi disparado a 50A, com duração de pulso de 500ms e *duty-cycle* de 100%.

Dois sensores de temperatura foram acoplados ao sistema, um no encapsulamento do diodo, onde a temperatura era controlada e outro no dissipador, para monitoramento da troca térmica com o ambiente. Os resultados do ensaio são mostrados na Figura 4.9.

Figura 4.9 – Controle de temperatura do laser de diodo

O gráfico em azul mostra que a temperatura no laser de diodo manteve-se controlada em $25^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$ durante todo o ensaio. O gráfico em vermelho mostra a temperatura no dissipador com o diodo trabalhando a 50% do tempo. O gráfico em verde mostra a temperatura no dissipador com o diodo trabalhando a 100% do tempo.

4.2 Controle de Temperatura do KTP

O comprimento do KTP foi calculado no capítulo 3.7.5 para a condição de máxima extração em 532nm. No entanto, o casamento de fase foi assumido como ideal ($\Delta K=0$). DEGANG (2005) mostra que a dependência da temperatura do KTP no casamento de fase é extremamente crítica. Uma variação de $0,5^{\circ}\text{C}$ pode diminuir a eficiência não-linear em mais de 50%. KOECHNER (2006) também mostra essa mesma dependência, que pode ser observada graficamente na Figura 4.10.

Figura 4.10 – Dependência da Temperatura do KTP na SHG

Para encontrar a condição de melhor casamento de fase, a temperatura do KTP foi controlada numa faixa de 30°C a 60°, com erro inferior a 0,1°C. O diagrama em blocos da Figura 4.11 mostra seu controle de temperatura.

Figura 4.11 – Diagrama em blocos do controle de temperatura do KTP

O cristal KTP quase não absorve o laser que o atravessa, e a conversão não-linear também não gera dissipação térmica. Por esse motivo, o controle de

temperatura desse cristal foi efetuado com um único resistor de potência, responsável por aquecer o KTP até sua temperatura de referência. O controlador dessa malha é um tipo PI (Proporcional-Integrativo), implementado digitalmente no microcontrolador. A saída do bloco PI é aplicada em um bloco PWM que chaveia o resistor através do atuador Mosfet modulando a dissipação térmica do mesmo.

4.3 Controle de Potência da Cavity Laser

De acordo com a norma de equipamentos eletro-médicos a laser, IEC60601-2-22: 2006 (Cláusula 51.2), o valor de potência laser utilizado em um protocolo clínico deverá possuir um erro inferior a $\pm 20\%$, em relação ao valor ajustado pelo usuário. Para garantir que a potência de saída esteja sempre com um erro inferior a esse, a cavidade laser é controlada seguindo o diagrama em blocos da Figura 4.12.

Figura 4.12 – Diagrama em blocos do controle de potência da cavidade laser

O gerenciamento de toda eletrônica é efetuado por um software desenvolvido em Labview, associado a uma placa de aquisição de dados, modelo NI-6259, que possui 32 conversores AD de 16 bits, 4 conversores DA de 16bits e 48 portas digitais I/O de uso geral.

A arquitetura da eletrônica de controle mostrada na Figura 4.12 é formada por duas malhas realimentadas e interligadas em cascata, denominadas de malha de potência (em azul) e malha de corrente (em vermelho). A malha de corrente faz o controle da corrente drenada pelo laser de diodo. Um sensor de corrente baseado em efeito Hall informa a corrente ao bloco subtrator que compara com o valor da referência. O erro entre a referência e o valor real é aplicado no controlador PID2, que por sua vez varia a tensão de gate do mosfet, o qual controla o fluxo de corrente. O sensor é calibrado de tal forma que a malha interna apresenta um comportamento linear entre a tensão de referência e a corrente do diodo dada por:

$$I_{Diodo} = 11 * V_{Ref2} \quad (4.3)$$

O laser liberado pela cavidade (em 532nm) é refletido a 45° por um filtro semi-reflexivo que permite a transmissão de 3% da potência óptica incidente, e serve como uma amostragem para o controle por realimentação. Essa amostragem é aplicada sobre um fotodiodo que a converte em um nível de tensão proporcionalmente linear. O bloco subtrator da malha de potência recebe um sinal de referência (V_{ref1}), proveniente da placa de aquisição, e um sinal do fotodiodo (V_{532}). A diferença entre esses dois sinais é aplicada no controlador PID1 que atua diretamente na referência da malha de corrente (interna). O fotodiodo é calibrado de

tal forma que a malha externa apresenta um comportamento linear entre a tensão de referência e a potência óptica de saída dada por:

$$P_{532} = 0,5 * V_{Ref1} \quad (4.4)$$

onde P_{532} é expresso em W e V_{Ref1} , em V. Assim, para uma tensão de referência de 5,0V, a potência laser de saída deverá ser de 2,5W.

A saída do PID1 possui saturação em -0,2V e +5,0V, de modo que a máxima corrente que o laser de diodo poderá drenar é de 55A. Para garantir a estabilidade do sistema, o tempo de resposta do controlador PID1 é 10X mais lento que o tempo de resposta do controlador PID2.

Os blocos em verde indicam o sistema de alimentação do laser de diodo, que são compostos por uma fonte de tensão de 12V/250W, por um relé de proteção e por um conversor DCDC. Quando o relé é acionado, o conversor DCDC recebe a alimentação que é convertida em um nível de tensão regulada por V_{reg} , entre 1,0V e 5,0V e com alta capacidade de corrente (até 55A).

Os blocos em rosa indicam os sub-sistemas de comandos, que são gerenciados diretamente pelo software em Labview: Chave de emergência, pedal de acionamento laser e fotodiodo de proteção. O pedal é composto por uma chave mecânica normalmente aberta que ao ser pressionada, libera o acionamento laser através da tensão de referência V_{ref1} . A chave de emergência é composta por um contato normalmente aberto que quando pressionado, interrompe a alimentação do laser de diodo através dos sinais de proteção Prot1 e Prot2.

O fotodiodo de proteção tem a função de monitorar a potência de saída, para que ela não desvie do valor de referência em mais de 20%. Se isso ocorrer, o software informa o ocorrido ao usuário.

O circuito eletrônico simplificado do diagrama em blocos da Figura 4.12 é mostrado na Figura 4.13.

Figura 4.13 – Circuito eletrônico simplificado do controle de potência

A tensão de 12V que alimenta o conversor DCDC é proveniente de uma fonte chaveada com capacidade de 250W. Esse conversor aplica uma tensão entre 1,0V e 5,0V, com capacidade de corrente de até 55A, diretamente no anodo do laser de diodo. Essa tensão é idêntica a tensão de referência Ref2.

O transistor mosfet Q1 foi projetado para trabalhar na região ativa, modulando sua resistência dinâmica de modo a manter a corrente do laser de diodo num valor constante e igual ao valor aplicado em seu bloco subtrator. A leitura de corrente é efetuada por um sensor Hall que mede seu campo magnético. Com isso, a tensão

no *source* de Q1 se mantém sempre em GND, evitando assim flutuações da tensão V_{GS} que poderia instabilizar o controle.

Analisando a curva do laser de diodo na **Figura 3.2**, a emissão laser é iniciada em aproximadamente 10A, com uma tensão V_{AK} de 1,6V. A máxima emissão ocorre a 55A, com uma tensão V_{AK} de 1,8V. A resistência dinâmica do laser de diodo varia de 160m Ω na menor emissão, até 32m Ω na situação de maior emissão.

Para que o transistor Q1 trabalhe na região ativa, sua resistência R_{ds} deve variar entre R_{dsON} e 160m Ω , onde R_{dsON} é o valor da sua resistência de saturação. Quanto menor for essa resistência, menor será a tensão de alimentação do laser de diodo e menor será a potência dissipada sobre Q1. O mosfet escolhido possui R_{dsON} de 2,8m Ω , que a 55A, promove uma queda de tensão V_{DS} de 154mV.

O sensor hall não possui queda de tensão, portanto, com 2,0V fornecido pelo conversor DCDC já é suficiente para controlar o laser de diodo em toda sua faixa de excursão. A potência dissipada simulada sobre Q1 é mostrada na Figura 4.14 para três níveis de tensão ajustados no conversor DCDC:

Figura 4.14 – Potência dissipada simulada em Q1

O circuito utilizado nos blocos PID é mostrado na Figura 4.15:

Figura 4.15 – Circuito PID

O controle da cavidade laser pode ser configurado em dois tipos de controle: Malha de Corrente e Malha de Potência. Com a chave CH da Figura 4.13 na posição 2, a cavidade é controlada pela malha de corrente. Na posição 1, a cavidade é controlada pela malha de potência.

Para validar o circuito da Figura 4.13, foi realizado o experimento do controle de potência da cavidade laser sendo controlada pela malha de corrente, cujas

formas de onda de potência e corrente são mostradas na Figura 4.16, e pela malha de potência, Figura 4.17.

Figura 4.16 – Malha de Corrente

Figura 4.17 – Malha de Potência

Nas duas figuras, a forma de onda em laranja representa a corrente no laser de diodo, e no sinal em rosa refere-se à potência laser em 532nm, numa dada referência de entrada.

Com o sistema de controle selecionado para trabalhar em malha de corrente, a corrente do laser de diodo obedece ao valor aplicado na referência. Nessa situação, a potência laser fica flutuante, vulnerável a diversos fatores que alteram a eficiência momentânea da cavidade. Os fatores que mais influenciam na flutuação da potência de saída são:

- a-) O deslocamento do pico de emissão do laser de diodo causado pelo aquecimento da junção PN. Esse efeito provoca uma diminuição da potência absorvida pelo Nd:YAG, alterando a eficiência total da cavidade;
- b-) O aquecimento do Nd:YAG induz o efeito de lente térmica que altera o alinhamento da cavidade, diminuindo o overlap η_B ;

c-) O aquecimento do Nd:YAG também causa uma assimetria na polarização do laser gerado em 1064nm que atrapalha na geração de segundo harmônico.

Com o sistema de controle selecionado para trabalhar em malha de potência, a corrente do laser de diodo é comandada pelo controlador PID1. Toda alteração na eficiência da cavidade é compensada pela modulação da corrente, como é mostrado na Figura 4.17. Além do controle de potência, esse sistema também tem a função de monitor supervisor, que checa constantemente a potência óptica de saída. No caso de uma eventual falha, o sistema é desarmado e o laser é desligado, evitando danos físicos ao paciente.

4.4 Placas Eletrônicas

O desenvolvimento das placas de circuitos impressos (PCB) utilizadas no controle da cavidade, foi realizado com o auxílio do *software* Protel 2004, da Altium. Assim, foram criados os esquemáticos eletrônicos, realizada a simulação dos diversos módulos de controle e desenvolvido o *layout* das placas de circuito impresso.

Para diminuir o espaço físico da eletrônica, os circuitos foram divididos em 3 placas distintas. Circuitos de controle foram agrupados na placa de controle e circuitos de potência foram agrupados na placa de potência. A comunicação dessas placas com a placa de aquisição do Labview é realizada pela placa de duto. A Figura 4.18 mostra a interligação das placas eletrônicas.

Figura 4.18 – Comunicação entre as placas eletrônicas

A Figura 4.19, Figura 4.20 e Figura 4.21 mostram as placas desenvolvidas através do software Protel.

Figura 4.19 – Placa de Controle

Figura 4.20 – Placa Power

Figura 4.21 – Placa Duto

O gerenciamento da eletrônica é feito por um programa elaborado em Labview. A interface da eletrônica de controle e do *software* é efetuada pela placa de

aquisição de dados da empresa *National Instruments*, que processa as informações de entrada e executa funções no *hardware* através dos parâmetros de saída. O controle das temperaturas é efetuado por *software*, pois a inércia térmica permite um controle lento. O controle do laser de saída é efetuado inteiramente em *hardware*, utilizando apenas a tensão de referência e os sinais de proteção provenientes da placa de aquisição.

Todos os circuitos de condicionamento de sinais, controle de potência e dispositivos de proteção estão na placa de controle. São circuitos que recebem os sinais provenientes da placa de aquisição, condicionam os sinais e aplicam nas cargas do sistema, através da placa de potência. As principais funções executadas pelo circuito de controle são operações de ganho, conversão analógico-digital, conversão digital-analógico e o controle do laser de diodo em malha fechada.

Os componentes ativos da cavidade laser tais como o laser de diodo, TEC, termo resistor, microventiladores, e os sensores são conectados na placa de potência, que possui os *drivers* para alimentar as cargas. O consumo do laser de diodo pode chegar a drenar uma potência de 99W (55A x 1,8V). O circuito do TEC pode consumir até 65,6W (7,2A x 9,1V). Outros circuitos como o controle de temperatura do KTP, controle de velocidade do Microventilador e outros, consomem até 30W.

4.5 *Software* de Controle

O *software* de controle da cavidade laser foi desenvolvido em *Labview* e tem a finalidade de validar a cavidade laser e seu sistema de controle, não sendo a versão integrada ao fotocoagulador, e portanto, sua interface foi projetada única e

exclusivamente para testes em bancada. Sua interface é apresentada na Figura 4.22.

Figura 4.22 – Tela Principal com a aba 1- Temperaturas

Na tela principal é possível selecionar o modo de disparo do laser de diodo entre Contínuo, Pulsado ou Pulso Único. No modo contínuo, o diodo é disparado enquanto o pedal estiver pressionado pelo usuário. No modo Pulsado, o diodo é disparado obedecendo a temporização dos campos Duração e Intervalo, enquanto o pedal estiver pressionado. No modo Pulso Único, o diodo é disparado uma única vez, a cada pressionada no pedal.

Na sub-janela da alimentação do laser de diodo, é possível ajustar sua tensão de alimentação e seu limite máximo de corrente. As sub-janelas do controle de temperatura do Laser de diodo e do KTP são responsáveis por habilitar os controles e selecionar os níveis de referência. A parada de emergência é efetuada pelo botão STOP, que ao ser pressionado, desliga a alimentação do laser de diodo e dos controles de temperaturas. O software possui ainda outra sub-janela com 4 abas. A primeira aba apresenta o gráfico temporal do controle de temperatura do laser de diodo e do KTP. A Figura 4.23 mostra a aba 2. Nessa aba são apresentados os gráficos temporais da corrente do laser de diodo e da potência em 532nm da cavidade.

Figura 4.23 – Aba 2 –Tela de apresentação de Corrente e Potência do Laser de diodo

A Figura 4.24 mostra a aba 3, utilizada para sintonia dos controladores dos dois sistemas de refrigeração.

Figura 4.24 – Aba 3 – Ajuste dos PIDs do controle de temperatura

A Figura 4.25 mostra a aba 4, utilizada para calibração de todos os sensores de temperatura da cavidade laser.

Figura 4.25 – Aba 4-Calibração dos Sensores de temperatura

5 Resultados

5.1 Protótipo da Cavidade Laser

Baseado no projeto realizado no capítulo 3 , foi montado o protótipo de alinhamento da cavidade laser. A Figura 5.1 mostra seu modelamento tridimensional realizado pelo software SolidWorks. Esse protótipo é composto por três módulos de *tilt* (ajuste angular), comprados da empresa Thorlabs, que alojam os três refletores definidos na seção 3.7.4 .

Figura 5.1 – Protótipo da Cavidade Laser em SolidWorks

O refletor de saída (M2) encontra-se no vértice da arquitetura em V e está fixo na base da cavidade. O refletor (M1) encontra-se próximo ao cristal laser e ao diodo de bombeio e também está fixo na base da cavidade. A Figura 3.16 mostra que a área do modo transversal possui pouca alteração na região próxima a M1, portanto, seu deslocamento não afetaria o desempenho da cavidade. O refletor próximo ao KTP (M3) está na posição mais crítica da cavidade. Um pequeno deslocamento

inere em uma variação do modo transversal e consequentemente da eficiência de conversão não-linear. Por essa razão, M3 foi montado em um suporte móvel, responsável pela otimização da conversão não-linear.

A Figura 5.2 mostra a cavidade montada em bancada, após o alinhamento dos espelhos.

Figura 5.2 - Protótipo da Cavidade Laser montado e operando

5.2 Integração do Sistema

Após a validação do protótipo da cavidade laser apresentado na Figura 5.2, o projeto mecânico sofreu uma série de alteração estrutural para ser integrada ao fotocoagulador. Esse novo modelo foi projetado para ser robusto o suficiente e absorver impactos e vibrações sem causar perda de alinhamento, ser imune a contaminação por partículas que possam causar a queima dos filmes dos elementos ópticos e também possuir dimensões condizentes com um equipamento portátil. O

desenvolvimento do protótipo clínico foi dividido em duas partes: cavidade laser e acoplamento.

5.2.1 *Cavidade Laser*

A Figura 5.3 mostra o modelo tridimensional do protótipo clínico da cavidade laser sem a tampa de fechamento. A Figura 5.4 mostra o mesmo modelo, sem sua base mecânica, para facilitar a visualização dos elementos internos.

Figura 5.3 – Protótipo clínico da cavidade laser em SolidWorks

Figura 5.4 – Detalhes do protótipo clínico da cavidade laser em SolidWorks

Tanto a base da cavidade quanto o alojamento dos três refletores foram integrados em uma única peça, conferindo ao sistema um maior grau de robustez. Quando fechada com a tampa, o interior da cavidade e suas partes tornam-se imunes à contaminação externa, provocada por partículas de poeira.

5.2.2 Sistema de Acoplamento

O sistema de acoplamento é o responsável por:

- Transferir o máximo de potência laser para o interior da fibra óptica;
- Realizar a medida de potência laser para realimentação do sistema de controle de potência;
- Inserir o laser de mira, que possui baixa intensidade e comprimento de onda distinto.

A visão geral do acoplamento é mostrada pelo modelo tridimensional da Figura 5.5.

Figura 5.5 – Visão geral do acoplamento laser em SolidWorks

A parte superior do acoplamento é mostrada na Figura 5.6. O feixe laser proveniente da saída da cavidade (1) é redirecionado pelo *tilt* (2) para o espelho posicionado na parte inferior do módulo. O *tilt* possui um semi-espelho (reflexão de 97%) capaz de transmitir uma pequena porcentagem de potência laser para ser detectada e quantificada pelo fotodiodo (3) que realimenta o sistema de controle.

Figura 5.6 – Parte superior do acoplamento (Parte 1) em SolidWorks

A parte inferior do acoplamento é mostrada no modelo da Figura 5.7. O feixe que foi refletido pelo *tilt* (2) é refletido novamente pelos espelhos (4) e (6). O conjunto formado por esses três espelhos (2, 4 e 6) é responsável por direcionar o feixe na lente de colimação da fibra óptica. O espelho (6) possui baixa refletividade para o comprimento de onda ($\lambda=635\text{nm}$) do laser de mira (5). Esse laser é alinhado de modo a sobrepor o laser 532nm.

Figura 5.7 – Parte inferior do acoplamento (Parte 2) em SolidWorks

A colimação do feixe na fibra óptica é realizada pela lente afocal alojada no suporte (7) e por uma lente anesférica localizada no suporte de deslocamento XY (8). A cavidade com o módulo de acoplamento é mostrada no modelo tridimensional da Figura 5.8.

Figura 5.8 – Cavidade e Acoplamento integrados em SolidWorks

A Figura 5.9 mostra a cavidade montada em bancada:

Figura 5.9 – Cavidade e Acoplamento integrados

5.2.3 *Potência de saída e eficiência da cavidade*

O protótipo apresentado na Figura 5.2 foi alinhado para diferentes distâncias entre o espelho M3 e o cristal KTP. Na melhor posição, a cavidade emitiu 3,5W (532nm), com uma eficiência óptica de 7,75%, pouco inferior à eficiência proposta na seção 3.1, que era de 10%. A Figura 5.10 mostra a curva de eficiência óptica obtida com a cavidade protótipo (azul), e a curva calculada teoricamente (vermelho) utilizando os dados presentes na seção 3.7.5.

Figura 5.10 – Gráfico da potência de saída X potência de bombeamento

O gráfico em vermelho representa os valores teóricos obtidos a partir do equacionamento da cavidade laser, apresentado na seção 3.7.5. O gráfico em azul representa o resultado medido em bancada. A diferença entre eles deve-se principalmente ao fato de que nos cálculos teóricos, a eficiência de conversão não-linear foi assumida como 100%, e na prática, essa eficiência pode variar de 40% a 60%. O valor obtido aqui foi de 48%.

Figura 5.11 – Gráfico da potência laser de saída em função da potência elétrica de entrada

A Figura 5.11 mostra a eficiência elétrica da cavidade protótipo. A potência de limiar foi de 15W e a eficiência elétrica foi de 3,7%, com uma taxa de conversão de 4,4% após o limiar de *threshold*.

A Tabela 5.1 relaciona a duração máxima antes da ocorrência da lente térmica para diversos níveis de potência.

Tabela 5.1 – Potência de saída e duração máxima antes da formação de Lente Térmica

Potência	Duração Máxima	Duty-Cycle
1,5W	contínuo	-
2,0W	>10s	-
2,5W	7s	50%
3,0W	5s	50%
3,5W	3s	33%

O instante de ocorrência da lente térmica foi definido como o momento em que a corrente do laser de diodo entra em saturação, passando a não controlar mais a potência óptica de saída, como é mostrado na Figura 5.12.

Figura 5.12 – Ocorrência da formação de lente térmica

O gráfico em azul mostra a potência laser e em laranja, a corrente do diodo de bombeio. Enquanto o diodo estiver operando com a corrente abaixo do valor máximo (55A), a potência permanece constante, devido à influência da malha de controle. Assim que a corrente entra em saturação, a potência começa a cair em função da queda de eficiência da cavidade, causada pela lente térmica induzida no cristal Nd:YAG.

O módulo de acoplamento da Figura 5.5 apresentou uma atenuação de 25%. A potência máxima obtida na ponta da fibra óptica de 100 μ m foi de 2,6W.

5.3 Matriz de verificação de requisitos

A Tabela 5.2 compara as especificações de projeto com os resultados obtidos. Os requisitos primários são aqueles declarados na seção 3.1 e visam o desempenho da cavidade. Os requisitos secundários são aqueles que interferem no cumprimento dos requisitos primários.

Tabela 5.2 – Matriz de verificação de requisitos

Grau	Requisito de projeto	Resultado Obtido
Secundário	Projetar um sistema de refrigeração do diodo laser a ar.	O sistema projetado é composto por um TEC de 40x40mm de área, acoplado em um dissipador com dimensões externas de 110x110x30mm, refrigerado por um micro ventilador de 45CFM.
Secundário	Controlar a temperatura do laser de diodo em uma faixa entre 20°C e 30°C, com precisão de $\pm 1^\circ\text{C}$, trabalhando em qualquer nível de emissão de potência.	Através de controle por realimentação, foi possível manter a estabilidade da temperatura do diodo laser com erro inferior a $\pm 1^\circ\text{C}$, em toda faixa de operação.

Tabela 5.2 – Matriz de verificação de requisitos (Continuação)

Grau	Requisito de projeto	Resultado Obtido
Secundário	Controlar a temperatura do cristal KTP em uma faixa entre 40°C e 55°C, com precisão de $\pm 0,1^\circ\text{C}$.	Através de controle por realimentação, foi possível manter a estabilidade da temperatura do KTP com erro inferior a $\pm 0,1^\circ\text{C}$, em toda faixa de operação.
Secundário	Efetuar o controle da potência laser em 532nm, de modo que o erro entre o valor ajustado e o real seja menor que 20%.	Foi possível garantir um controle com erro inferior a 5% em toda faixa de operação.
Primário	Obter uma potência máxima de 4,0W em 532nm, na saída da cavidade laser.	Foi obtida uma potência máxima de 3,5W em 532nm, na saída da cavidade laser.
Primário	Obter uma potência máxima de 2,5W em 532nm, na saída da fibra óptica.	O sistema de acoplamento obteve um rendimento de 75%, permitindo uma potência na ponta da fibra óptica de 2,6W.
Primário	Obter uma cavidade com eficiência óptica em torno de 10%.	A eficiência óptica da cavidade ficou em torno de 7,75%.
Primário	Permitir pulso com duração de até 3s.	A cavidade conseguiu manter continuamente a geração laser de até 1,5W. Potência superior a essa começa a provocar lente térmica que diminui a eficiência da cavidade. Para 3,5W de saída, a cavidade conseguiu manter um pulso de até 3s, com <i>duty-cycle</i> de 33%

Após o desenvolvimento e validação do protótipo médico da cavidade laser, sua versão final foi integrada ao fotocoagulador Hyalus, mostrado na Figura 5.13. Esse equipamento já recebeu certificação da Anvisa e marcação CE, tornando-se o primeiro do gênero totalmente projetado, desenvolvido e produzido com tecnologia nacional.

Figura 5.13 - Fotoagulador Hyalus

6 Conclusão

6.1 Conclusão do Trabalho

Analisando a matriz de verificação de requisitos, pode-se concluir que o projeto atendeu a todas as especificações primárias e secundárias. A potência máxima na saída da cavidade laser ficou 0,5W abaixo da especificação original, no entanto, a eficiência de acoplamento foi superior à prevista, resultando em uma potência máxima na ponta da fibra óptica de 2,6W. Não foi possível atingir a eficiência de óptica de 10% como foi previsto, mas esse requisito não prejudicou o sucesso do projeto.

A lente térmica, que já era prevista como descrito na seção 3.6.2, limitou a operação da cavidade laser em duração máxima de 3s operando na máxima potência. Como esse resultado atendeu a especificação, nenhuma medida foi adotada para a redução desse efeito.

Muitos fatores podem contribuir para a melhora do desempenho da cavidade laser, e que ainda não foram explorados. Essas melhorias são apresentadas como propostas para desenvolvimento futuro.

6.2 Conclusões Gerais

O projeto e fabricação de uma cavidade laser de estado sólido com geração de segundo harmônico para uso oftalmológico foi um grande desafio tecnológico.

A precisão necessária na manufatura das peças mecânicas, no controle eletrônico e na capacitação do pessoal técnico em alinhamento óptico foram

pioneiros nesse trabalho, contribuindo muito com o enriquecimento técnico e científico de todas as áreas de desenvolvimento. A aquisição desse conhecimento permite que no futuro, outros equipamentos médicos com maior grau de dificuldade possam ser projetados e produzidos.

Por fim, este trabalho envolveu diversas tecnologias que podem ser aplicadas no desenvolvimento de equipamentos laser industriais, médicos e comerciais; e ainda, está inserido num contexto de desenvolvimento pioneiro no país.

6.3 Trabalhos Futuros

A indústria de fotocoagulação está no auge de sua expansão. Novas tecnologias de geração laser, associada a aprimoramentos nos protocolos clínicos, abre um vasto campo de pesquisa.

A seguir são relacionados alguns dos trabalhos e projetos que podem ser desenvolvidos como continuidade deste.

6.3.1 *Redução da Lente Térmica*

Esse efeito limita a utilização da cavidade laser a pulsos com pouca duração, e necessita de intervalos de espera para alívio da carga térmica. Esse efeito é causado pela variação do índice de refração do Nd:YAG e que depende do gradiente de temperatura induzido pelo laser de bombeio. Não é possível eliminar por completo esse efeito, mas existem diversas técnicas de redução que podem ser implementadas como sequência desse projeto:

- Diminuição do comprimento da cavidade, de modo a deixar o foco da lente térmica maior que a cavidade;

- Utilização de bombeamento tipo grazing (CAMARGO, 2006);
- Bombeamento simétrico por mais de um diodo laser (LU, 2007) e (MUKHOPADHYAY, 2006).

6.3.2 *Função de micro pulso e nano pulso*

Novos protocolos clínicos estão explorando a aplicação de pulsos com curtíssima duração e alta potência na seletividade de tratamento em retina (DORIN, 2003) e (JOHNSON, 2005).

O desafio desse trabalho seria desenvolver uma técnica de chavear o diodo de bombeio na ordem de μ s e manter o controle da potência de saída com erro inferior a 20%.

6.3.3 *Cavidade DPSSL em 586nm (laser amarelo)*

Recentes publicações estão mostrando que a utilização de cristal Nd:GdVO₄ na geração de laser a 1173nm através do efeito Raman, associados ao cristal dobrador de frequência LBO, são capazes de gerar laser a 586,5nm em alta potência (DEKKER, 2007) e (LEE, 2008). Esse comprimento de onda tem especial interesse em fotocoagulação devido a boa absorção das proteínas presentes na retina, como foi apresentado na seção 1.2.2 .

Assim, uma continuidade natural deste trabalho seria o projeto de uma nova cavidade, com o conhecimento adquirido nesta, para a obtenção de laser no comprimento de onda do amarelo.

Referências

- ANTHON, D. W. *et al* - Intracavity Doubling of CW Diode-Pumped Nd : YAG Lasers with KTP, **IEEE Journal Of Quantum Eletronics**, Vol. 28, No. 4, 1992
- ARMSTRONG, M. *et al* - Development of a 25 W TEM diode-pumped Nd:YLF laser - **Journal Of Opt. Communications** 169, 141–148, 1999
- BARNES, N. P. *et al* - Efficiency of Nd Laser Materials with Laser Diode Pumping. **IEEE Journal Of Quantum Eletronics**, Hampton, p. 558-569. mar. 1990.
- BLOOM, S. *et al* - **Laser Surgery of the Posterior Segment**. Philadelphia, Pa: Lippincott-Raven; 1997: 7.
- BOYD, S. *et al* - Laser Surgery of the Eye-The art of Lasers in Ophthalmology, Primeira Edição. Highlights of Ophthalmology, 2005. 426p
- BOYD, R. W. - **Nonlinear Optics**. USA: Academic Press, 1992. 439p.
- CAMARGO F. A. *et al* - Compact, Diode Side-Pumped Nd:YVO4 cw Laser with 74% Slope Efficiency and 22 W Output Power, **Journal of Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2006)**, paper WB11.
- CAMPBELL, C.J. *et al* - The optical maser as a retinal coagulator: an evaluation. **Am. Acad. Ophthalmol. Otolaryngol.** n. 67, p.58. 1963
- CAMPOS, M. - **Os desafios da promoção da visão no Brasil**. Disponível em: http://www.universovisual.com.br/publisher/preview.php?edicao=0705&id_mat=754. Acesso em: 25 Mar. 2009.
- CHAOEN, H. *et al* - A stable 33 W green laser obtained by intracavity frequency-doubling using a KTP crystal, **Chinese Physics-Lasers**, 15, 727-729, 1988.
- CHENG, W. *et al* - Modeling of laser-diode side-pumped continuous wave Nd:YAG/KTP green laser – **Journal of Optics and Lasers in Engineering** 47, 169-172, 2009
- CLOE - Especialidades – Retina e Vítreo. Disponível em: http://www.cloevisao.com.br/especialidades_det_retina.asp. Acesso em: 24 Mar. 2009.
- COHERENT Inc - Laser Diode and Laser Systems. Disponível em: <http://www.coherent.com/Lasers/index.cfm?fuseaction=show.page&id=1504&loc=834> Acesso em: 28 Mar. 2009
- COOKE, C. H. *et al* - Distribuoon of absorbed power in a side-pumped ruby rod,” *Appl Opt.*, vol 3, pp 957-961, 1964.
- CORREA, Z. M. S *et al* - Aspectos Patológicos da Retinopatia Diabética. **Arq Bras Oftalmol**, Porto Alegre, n.68(3), p.410-414, 2005.
- CSILLAG, A. - **Atlas of the Sensory Organs**, Primeira Edição, New Jersey: Humana Press Inc., 2005. 271p

DEGANG, X., *et al.* - Influence of the KTP crystal boundary temperature on conversion efficiency in high power green laser, **Journal of Chinese Optics Letters**, Vol. 3, Issue 2, pp. 85-88, 2005

DEKKER, P. *et al.* - Continuous-wave, intracavity doubled, self-Raman laser operation in Nd:GdVO₄ at 586.5nm, **Journal of Optical Society of America**, Vol 15, N°11, 2007

DMITRIEV, V. G. *et al.* - **Handbook of Nonlinear Optical Crystals**. 3 ed. Alemanha: Springer-Verlag, 1999. 413 p.

DORIN, G. - Subthreshold and micropulse diode laser photocoagulation, **Seminars in Ophthalmology**, Vol. 18, No. 3, pp. 147–153, 2003

ENERSEN, O.D. - **Biography of Gerhard Rudolph Edmund Meyer-Schwickerath** Disponível em: <http://www.whonamedit.com/doctor.cfm/1785.html>. Acesso em: 19 Mar. 2009

EYEMAGINATION – Eyemagination videos. Disponível em: <http://www.completeeyecare.info/eye-care/eyemagination-videos.html>. Acesso em: 25 Mar. 2009.

FAN, T. Y. - Heat Generation in Nd : YAG and Yb : YAG. **IEEE Journal Of Quantum Electronics**, Hampton, p. 1457-1459. jun. 1993.

FRANKER, P. A. *et al.* - Generation of Optical Harmonics, **Journal of Phys. Rev. Lett.** 7, p. 118–119, 1961.

FUKUDA, M. - **Reliability and Degradation of Semiconductor Lasers and LEDs**, Artech House, Boston, MA, 1991

GEUSIC, J. E. *et al.* Laser Oscillations in Nd-Doped Yttrium Aluminum, Yttrium Gallium and Gadolinium Garnets, **Journal of Appl. Phys Lett.** 4, 182, 1974.

GOLDRING, S. *et al.* – Characterization of Radiative and Nonradiative Process in Nd:YAG Lasers by Comparing Direct and Band Pumping, **IEEE Journal Of Quantum Electronics**, Vol. 40, No. 4, 2004

GRAF, T. *et al.* – Laser Resonator with Balanced Thermal Lenses, **Journal of Optics Communications**, 190, 327-331, 2001

GRIENER, U. J. *et al.* - Thermal lens correction of a diode-pumped Nd:YAG laser of high TEM power by an adjustable curvature mirror, **Journal Of Optical Letter**, Vol. 19, No. 16, 1207-1209, 1994

GUIMARÃES, M. R. - **Curso de Histologia da Retina** – Hospital de Olhos de Minas Gerais – Belo Horizonte, 2003, 14p

HAYS, A. D. *et al.* – High Powered CW diode-array-pumped Nd:YAG Laser- **Journal of Advanced Solid State Lasers**, 1991

HECHT, J. – **The Laser Guidebook** - 2 ed. McGraw-Hill, 2004. 486 p.

HEMMATI, H. *et al.* – 3.5W Q-Switched 532nm Nd:YAG laser pumped with fiber-coupled diode lasers - **Journal of Opt Lett**, 19, 1322, 1994

- HITZ, B. - **Introduction to Laser Technology**, Terceira Edição, Nova York: IEEE Press, 1998. 301p
- HODGSON, N. *et al* – **Optical Resonators, Fundamentals, Advanced Concepts and Applications**. Primeira Edição. Londres: Springer-Verlag, 1997. 679 p.
- HUGHES, D. W. *et al.* - Laser Diode Pumped Solid State Lasers. **Journal of Appl. Phys Lett.** 25,563-586, 1992.
- JOHNSON, T. M. *et al.* - Micropulse laser treatment of retinal–choroidal anastomoses in age-related macular degeneration, **Graefe's Arch Clin Exp Ophthalmol**, 243: 570–575, 2005
- KAPON, E. - **Semiconductor Lasers II, Materials and Structures**. Primeira Edição. San Diego: Academic Press, 1999. 397p
- KOCH, R. - Self-adaptive elements for compensation of thermal lensing effects in diode end-pumped solid-state lasers - Proposals and preliminary Experiments, **Journal of Optical Communication**, vol. 140, pp. 158–164, 1997
- KOECHNER, W. - **Solid-State Lasers Engineering**. 6th ed. USA: Springer-Verlag, 2006. 747 p.
- KOJIMA, T. *et al.* - Stabilization of a High-Power Diode-Side-Pumped Intracavity-Frequency-Doubled CW Nd:YAG Laser by Compensating for Thermal Lensing of a KTP Crystal and Nd:YAG Rods. **Journal of Quantum Electronics** 35-3, 1999
- KOSHEL, R. J. *et al.* – Optimal Design of Optically Side-Pumped Lasers. **Journal of Quantum Electronics** Vol33, nº1, 94-102, 1997
- KOSHEL, R. J. *et al.* – Modeling in distribution for mode pumping of a solid-state laser rod with nonimaging optics. **Journal of Appl. Opt.**, vol 32, pp. 1517-1527, 1993
- KUBODERA, K. *et al.* – Single-Transverse-mode LiNdP₄O₁₂ slab waveguide laser- **Journal of Appl. Phys.** 50, 653, 1979
- LANCASTER, D. G. - Efficient Nd:YAG pumped mid-IR laser based on cascaded KTP and ZGP optical parametric oscillators and a ZGP parametric amplifier, **Journal of Optics Communications**, 282, 272–275, 2009
- LE GARREC, B. J. *et al.* - High-average-power diode-array-pumped frequency-doubled YAG laser, **Journal of Optics Letters**, Vol. 21, No. 24, 1996
- LEE, A. J. *et al.* – High efficiency, multi-Watt CW yellow emission from a intracavity-doubled self-Raman laser using Nd:GdVO₄, **Journal of Optical Society of America**, Vol 16, Nº26, 2008
- LEE, S. *et al* – A Diode-Pumped Thermal Birefringence-Compensated Two-Rod Nd:YAG Laser with a 100-W Output Power and an M2 Beam Quality Factor of 5, *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 42, No. 5, 616-621, 2003
- L'ESPERANCE, F. A. - Clinical Photocoagulation with the frequency-doubled Neodimium Yttrium-Aluminum Garnet (YAG) laser. **Journal of Ophthalmology** 71:631, 1971
- LIU K. C. *et al.* - High-power Nd: YAG laser at 532 nm using intracavity type II KTP,” **Conf. Dig. of Lasers and Electro-Opt.**, Washington, DC, paper TUK36, 1986

LU, F.- Analysis on the temperature distribution and thermal effects in corner-pumped slab lasers, **Journal of Optics and Lasers in Engineering**, 45 43–48, 2007

LUPEI, V. *et al.* - Emission dynamics of the $^4F_{3/2}$ level of Nd^{3+} in YAG at low pump intensities, *Journal of Physical Review B*, Vol61, nº12, 2000.

MACKENZIE, J.I. *et al.* - A diode-bar side-pumped waveguide laser with an extended stable cavity for spatial mode control - **Journal of Opt. Commun.** 226, 317–321, 2003

MARSHALL, L. R. *et al.* - 3W continuous-wave diode-pumped 532-nm laser. **Journal of Optics Letters**, Vol17, nº16, 1110-1112, 1992

MIKULIC, M. B. – **Angiogenesis**. Disponível em: <http://www.dcmsonline.org/jax-medicine/2000journals/dec2000/angiogenesis.htm>. Acesso em 19 Mai. 2009

MUDGE, D. *et al.* - Power Scalable TEM₀₀ CW Nd:YAG Laser with Thermal Lens Compensation. **Journal of Selected Topics in Quantum Electronics** Vol 6,Nº4, 643-649, 2000

MUKHOPADHYAY, P. K. *et al.* Efficient and high-power intracavity frequency doubled diode-side-pumped Nd:YAG/KTP continuous wave (CW) green laser. **Optics Communications**. India, p. 805-811. 2006

NAGAI, H. *et al.* - Low-Noise Operation of a Diode-Pumped Intracavity-Doubled Nd:YAG Laser Using a Brewster Plate, **IEEE Journal Of Quantum Eletronics**, Vol. 28, No. 4, 1992

NIEMZ, M. H. - **Laser-Tissue Interactions- Fundamentals and Applications**, 3. ed. Berlin: Springer-Verlag, 2007. 316p

NORTHROP - Neodimium doped Yttrium Aluminum Garnet. Disponível em: http://www.as.northropgrumman.com/products/synoptics_nd_yag/. Acesso em: 20 Jul. 2009

NUNES, F. O. - Retinopatia da prematuridade. **Monografia. Niteroi, 2002, 30p.**

ORTIZ, M. *et al.* High-Average-Power Second Harmonic Generation with KTiOPO, **OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers**, 13, 361-365, 1992.

OU, Z. Y. *et al.* - 85% efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to 0.54 μm , **Journal of Optics Letters**, Vol. 17, Issue 9, 640-642, 1992.

PERKINS, P. E. *et al.* - 20W average-power KTP intracavity-doubled Nd:YAG laser, *Journal of Opt. Soc. Am. B*, Vol 4, nº7, 1066-1071, 1987

POET, A. - **History of Medical Lasers**. Disponível em: <http://www.amacorp.com/laserhistory.htm>. Acesso em: 19 Mar. 2009

QUEIROZ, L. S. *et al.* - **Laser e Oftalmologia**. Disponível em: <http://www.saudevidaonline.com.br/artigo35.htm>. Acesso em: 25 Mar. 2009.

RAUSCHER, F. M. *et al.* - Atypical angle closures – **Journal of Current Opinion in Ophthalmology**, Vol 19 Issue 2, 107-114, 2008

RAZEGHI, M. *et al.* - High power aluminium-free InGaAsP/GaAs pumping diode lasers. **Journal of Materials Science and Engineering**, B35,34-41, 1995

REN, Z. *et al.* - 532 nm laser based on V-type doubly resonant intra-cavity frequency-doubling, **Journal of Optics Communications**, 282, 236-266, 2009

ROSA, A. A. M. - Oclusão de ramo da veia central da retina. **Arq Bras Oftalmol**,66:897-900, 2003

SAFARI, E. *et al.* - Estimation of thermal lensing effect in the high-power end-pumped direct-cut crystal lasers - **Journal of Optics & Laser Technology** 38, 534–539, 2006

SAMANTA, G. K. *et al.* - High-power, continuous-wave, second-harmonic generation at 532 nm in periodically poled KTiOPO₄, **Journal of Optics Letters**, Vol. 33, No. 24, 2008

SAUDER, D. *et al.* - Laser operation at 1.3μm of 2% doped crystalline Nd:YAG in a bounce geometry – **Journal of Opt. Express** 14, 1079, 2006.

SBD. Dados sobre Diabetes Mellitus no Brasil. Disponível em: <http://www.diabetes.org.br/imprensa/estatisticas/numerosnobrasil.php> . Acesso em: 23 Mar. 2009.

SBD. Laser: Tecnologia a Serviço da Saúde. Disponível em: http://www.diabetes.org.br/maissaude/10/10_1.php. Acesso em: 24 Mar. 2009.

SDO - Descolamento de Retina. Disponível em: http://www.sdoftalmologia.com.br/cirurgia_retina.asp. Acesso em: 24 Mar. 2009.

SCHEPS, R. - **Introduction to Laser Diode-Pumped Solid State Lasers**. Bellingham: Spie, 2001. 100 p.

SIEGMAN, A. E., **Lasers**. USA: University Science Books, 1986. 1283 p.

SINGH, S. *et al* Stimulated-emission cross section and fluorescent Quantum Efficiency of Nd⁺³ in Yttrium Aluminum Garnet at room Temperature, **Journal of Physical Review B**, 10:6, 1974

SMITH, W. J. **Modern Optical Engineering**. Terceira edição. New York: McGraw-Hill, 2000. 617 p.

SMITH, R. G. - Theory of Intracavity Optical Second-Harmonic Generation. **IEEE Journal of Quantum Electron**. QE-6-215, 1970.

SNITZER, E. - Optical Maser Action of Nd⁺³ in a Barium Crown Glass, **Phys. Rev. Lett.** 7, 444 – 446, 1961

SOUZA F., J. P. *et al.* - A evolução do mercado farmacêutico brasileiro no tratamento do glaucoma nos últimos 30 anos, **Arq. Bras. Oftalmol.** São Paulo, 66-6, 2003

SPENCE, D. J. *et al* – Modeling of Continuos Wave Intracavity Raman Lasers, **Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, Vol. 13, No. 3, 2007

VINHAL, M. **Retinopatia Diabética – Bons Resultados**, Revista Vigor. Disponível em: <http://www.revistavigor.com.br/2008/06/25/retinopatia-diabetica-bons-resultados>. Acesso em: 23 Mar. 2009.

WATRONIX - Thermoelectric /Peltier cooling. Disponível em: <http://www.inbthermoelectric.com/thermo.html> . Acesso em 19 Mai. 2009

WEBER, R. *et al* - Self-Adjusting Compensating Thermal Lens to Balance the Thermally Induced Lens in Solid-State Lasers, **IEEE Journal of Quantum Electronics**, Vol. 36, No. 6, 757, 2000.

YARIV, A. **Quantum Electronics**. 3. ed. USA: Wiley, 1989. 676 p.

YE, C. – **Tunable External Cavity Diode Lasers**, 1. Ed. SINGAPORE: World Scientific Publishing, 2004. 262p.

ZILIO, S. C. – **Óptica Moderna-Fundamentos e Aplicações**, Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2007, 306 p.