

Josué Pereira Júnior

**Lasers Híbridos Sintonizáveis com Cavityde
Externa para Aplicação em Módulos Ópticos
Coerentes**

Campina Grande, PB

Junho 2021

Josué Pereira Júnior

Lasers Híbridos Sintonizáveis com Cavity Externa para Aplicação em Módulos Ópticos Coerentes

Trabalho de Conclusão de Curso submetido à Unidade Acadêmica de Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Campina Grande como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Bacharel em Ciências no Domínio da Engenharia Elétrica.

Universidade Federal de Campina Grande — UFCG
Centro de Engenharia Elétrica e Informática — CEEI
Curso de Engenharia Elétrica

Orientador: José Ewerton Pombo de Farias, D. Sc.

Campina Grande, PB

Junho 2021

Josué Pereira Júnior

Lasers Híbridos Sintonizáveis com Cavityde Externa para Aplicação em Módulos Ópticos Coerentes/
Josué Pereira Júnior. – Campina Grande, PB, Junho 2021-
71p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: José Ewerton Pombo de Farias, D. Sc.

Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado) – Universidade Federal de Campina Grande — UFCG
Centro de Engenharia Elétrica e Informática — CEEI
Curso de Engenharia Elétrica, Junho 2021.

1. Módulos Ópticos Coerentes. 2. Laser híbrido sintonizável. 3. Cavityde externa. 4. Fotônica em silício
I. Dr. José Ewerton Pombo de Farias. II. Universidade Federal de Campina Grande. III. Engenharia Elétrica.
IV. Lasers Híbridos Sintonizáveis com Cavityde Externa para Aplicação em Módulos Ópticos Coerentes

Josué Pereira Júnior

Lasers Híbridos Sintonizáveis com Cavidade Externa para Aplicação em Módulos Ópticos Coerentes

Trabalho de Conclusão de Curso submetido à Unidade Acadêmica de Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Campina Grande como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Bacharel em Ciências no Domínio da Engenharia Elétrica.

Trabalho aprovado em: / /

José Ewerton Pombo de Farias, D. Sc.
Orientador - UFCG

Edmar Candeia Gurjão, D. Sc.
Avaliador - UFCG

Campina Grande, PB
Junho 2021

*Dedico este trabalho a toda minha família
especialmente à minha mãe, exemplo de força
e coragem, e ao meu pai, cuja memória mora no meu coração.*

Agradecimentos

Agradeço especialmente aos meus pais, Severina e Josué, por terem se esforçado tanto para me proporcionar uma boa educação, sempre me apoiando e me dando força para superar todas as adversidades ao longo desta caminhada. A todos os meus irmãos, Jakeline, Bruno, Jussara, Matheus, Larissa, Letícia e Lucas, pelo incentivo, conselhos e paciência.

Agradeço também a todos os amigos que o Curso de Engenharia Elétrica colocou na minha vida, com os quais vivenciei momentos inesquecíveis. Tenho certeza de que sem eles os meus dias de lutas teriam sido muito mais difíceis. Em especial, Yanna Gomes, Ana Cristina, Emanuel Filipe, Andréia Gomes, Alana Santiago, Priscila da Costa, Lívyá Nunes, Johanna Galdino, Pollyana Cavalcante, Gabriel Medeiros, Gleuber Sousa e José Vinícius.

Agradeço ao meu orientador José Ewerton por ter me acompanhado pacientemente durante a elaboração desse trabalho, me dando suporte e transmitindo todo o conhecimento necessário para tal. Enfim, agradeço a todos que de alguma forma, passaram pela minha vida e que direta e indiretamente contribuíram para a realização desse trabalho.

*“Para ser grande, sê inteiro: nada
Teu exagera ou exclui.
Sê todo em cada coisa. Põe quanto és
No mínimo que fazes.
Assim em cada lago a lua toda
Brilha, porque alta vive.”
(Fernando Pessoa)*

Resumo

O presente trabalho tem por objetivo o estudo e a avaliação de desempenho de lasers híbridos sintonizáveis com cavidade externa para aplicação em módulos ópticos coerentes compactos, apresentando e discutindo resultados recentemente publicados na literatura especializada sobre as novas tecnologias de lasers híbridos. Neste sentido, foram estudados dois lasers híbridos sintonizáveis usando cavidades à base de silício (Si) e sílica (SiO_2), com faixas de sintonia ultralargas, e foi discutido a viabilidade de um laser sintonizável miniaturizado de alta potência e largura de linha estreita para aplicação em módulos coerentes conectáveis de pequenos formatos, tais como OSFP e QSFP-DD. O laser híbrido III-V/Si e o III-V/ SiO_2 exibem, de acordo com a literatura utilizada, alta potência de saída acoplada à fibra, sem amplificador óptico a semicondutor (SOA) *booster*, de até +13 dBm para III-V/Si e +10 dBm para III-V/ SiO_2 e faixas de sintonia de 95 nm e 66 nm, respectivamente, nas bandas C e L com taxa de supressão de modo lateral (SMSR) maior que 35dB. Já o laser sintonizável miniaturizado alcançou largura de linha estreita (até 60 kHz), SMSR acima de 50 dB, ampla faixa de sintonia (65 nm) e potência de saída de 21.5 dBm na banda-C por meio da integração de um SOA de alta potência. Além disso, é apresentada e discutida uma tecnologia de sensor integrado à pastilha para controle preciso da frequência do laser contra mudanças de corrente do SOA ou variações de temperatura do encapsulamento.

Palavras-chaves: Módulos ópticos coerente, cavidade externa, laser híbrido sintonizável, fotônica em silício, amplificador óptico a semicondutor.

Abstract

The present work aims to study and evaluate the performance of tunable hybrid external cavity lasers for applications in small format coherent optical modules, presenting and discussing results recently published in the specialized literature about the new hybrid laser technologies. In this sense, two tunable hybrid lasers using silicon (Si) and silica (SiO_2) based cavities with ultra-wide tuning range were studied, and the feasibility of a high power, narrow linewidth, miniaturized tunable laser was discussed for pluggable coherent modules in small form factors, such as OSFP and QSFP-DD. The hybrid III-V/Si laser and III-V/ SiO_2 exhibit, according to the literature used, high fiber-coupled output power, without booster semiconductor optical amplifier (SOA), up to +13 dBm for III-V/Si and +10 dBm for III-V/ SiO_2 , and tuning range of 95 nm and 66 nm, respectively over the C and L bands with side mode suppression ratio (SMSR) greater than 35 dB. The miniaturized tunable laser, on the other hand, achieved narrow linewidths (down to 60 kHz), SMSR larger than 50 dB, a broad tuning range (65 nm) and a high output power of 21.5 dBm across the C-band through the integration of a high power SOA. Moreover, it is presented and discussed an on-chip integrated sensor technology for accurate laser frequency control against SOA current changes or package temperature variations.

Keywords: Coherent optical modules, external cavity, tunable hybrid laser, silicon photonic, semiconductor optical amplifier.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Diagrama de banda de energia de um semiconductor.	22
Figura 2 – Estruturas de bandas de materiais semicondutores de <i>bandgap</i> (hiato de energia) direto (a) e de <i>bandgap</i> indireto (b).	23
Figura 3 – Como é fabricada uma pastilha de silício sobre isolante (SOI). Cada pastilha é feita de duas pastilhas de silício. As pastilhas são oxidadas, coladas e uma é cortada e polida em uma camada fina.	24
Figura 4 – Estruturas usuais de guias de ondas SOI. Fonte [11].	25
Figura 5 – Acopladores de grade 1D com superfícies emissoras em silício. O cinza e o azul claro representam silício e dióxido de silício, respectivamente. Fonte [12].	26
Figura 6 – SCC para guias de ondas de silício. O silício é cônico inverso dentro de um guia de ondas de vidro suspenso. O substrato de silício foi gravado sob o guia de ondas de vidro suspenso.	27
Figura 7 – Vários divisores de polarização. Fonte [12].	27
Figura 8 – Seções transversais de vários projetos de moduladores ópticos baseados em silício.	28
Figura 9 – Fotodetector em configuração $p - i - n$	28
Figura 10 – Sistema de 3 níveis de energia.	32
Figura 11 – Esquema simplificado das partes que constituem um laser.	33
Figura 12 – (a) Estrutura de bandas com <i>bandgap</i> direto: processo de recombinação radiativa. (b) Junção $p - n$ típica: as regiões altamente dopadas $p+$ e $n+$ permitem a formação da estrutura de bandas mostrada em (a) na região de transição, fazendo uma armadilha para os portadores que se recombinam, emitindo fótons.	35
Figura 13 – Heteroestrutura dupla de um laser diodo com duas junções entre dois semicondutores de <i>bandgaps</i> diferentes (GaAs e AlGaAs).	36
Figura 14 – (a) Diagrama de banda de energia simplificado sob uma grande polarização direta. A recombinação de emissão ocorre na camada p -GaAs, a camada ativa. (b) A densidade de estados e distribuição de energia de elétrons e lacunas nas bandas de condução e valência na camada ativa.	37
Figura 15 – Cavidade óptica de Fabry-Perot.	39
Figura 16 – Curva simulada da função de transmissão de Fabry-Perot para diferentes valores de revestimento de refletividade R	41
Figura 17 – (a) Laser DFB: Todos os elementos são combinados e distribuídos ao longo de todo o comprimento. (b) Laser usando DBR: Elementos separados em bases individuais.	42

Figura 18 – Configuração simples de um laser de diodo com cavidade externa. . . .	43
Figura 19 – Módulos de transceptores Ópticos: CFP/CFP2/CFP4/QSFP+/QSFP28.	45
Figura 20 – Esquematização de um Amplificador Óptico a Semicondutor.	46
Figura 21 – Esquema do laser Híbrido III-V / Si via acoplamento de borda incluindo RSOA, conversor de tamanho de ponto (SSC), dois deslocadores de fase, um único filtro ressonador em anel com topologia pista de corrida e espelho assimétrico baseado em Mach-Zehnder (AMZIM). Fonte [4]. . .	48
Figura 22 – Espectros de transmissão do RR (azul), do AMZIM (preto) e do espectro resultante (vermelho). Fonte [4].	48
Figura 23 – Esquema da cavidade externa à base de SiO_2 , incluindo três ressoadores em anel, uma seção de fase, aquecedores correspondentes e guia de ondas inclinado para dentro/fora. Fonte [4].	49
Figura 24 – (a) Espectro de refletividade do PLC à base de SiO_2 ; (b) Refletividade do PLC à base de SiO_2 no comprimento de onda do laser. Fonte [4]. . .	50
Figura 25 – (a) Largura de banda do ganho óptico do RSOA dependendo da corrente injetada de RSOA; (b) Medição de campo distante do modo óptico do RSOA. Fonte [4].	52
Figura 26 – (a) Ganho óptico versus vários comprimentos de onda e (b) Curva L-I em função da corrente injetada no RSOA. Fonte [4].	52
Figura 27 – Esquemático de um SSC	53
Figura 28 – Magnitude do campo elétrico para (a) o guia de ondas de nitreto de silício (Si_3N_4) na pastilha SiPh e (b) para a pastilha RSOA. Fonte [37].	54
Figura 29 – Sensibilidade de acoplamento ao desalinhamento. Fonte [4].	54
Figura 30 – (a) Espectros sobrepostos, (b) SMSR e (c) potência de saída do laser em função do comprimento de onda, (d) medição da largura de linha em 1605 nm. Fonte [4].	56
Figura 31 – (a) Espectros sobrepostos normalizados, (b) SMSR, (c) Curva L-I em função da corrente injetada no RSOA e (d) medição da largura de linha em 1611 nm. Fonte [4].	57
Figura 32 – Esquema do laser híbrido sintonizável, incluindo uma pastilha de ganho acoplado à pastilha de filtro com dois filtros ressoadores em anel em cascata. A luz do laser da pastilha de ganho foi acoplada ao SOA integrado para amplificação. Fonte [5].	59
Figura 33 – Espectros de laser sobrepostos de 27 canais de comprimento de onda sintonizados em uma faixa de 65 nm. Fonte [5].	60
Figura 34 – SMSR medido (pontos azuis) e potência de saída acoplada a fibra (pontos vermelhos) em cada canal de comprimento de onda. Fonte [5]. .	61
Figura 35 – Potência de saída do laser acoplado à fibra em função da corrente SOA. A corrente de injeção na pastilha de ganho foi fixada em 200 mA. Fonte [5].	61

Figura 36 – Largura de linha intrínseca medida do laser (pontos azuis) e RIN do laser (pontos vermelhos) em função da corrente SOA. Fonte [5].	62
Figura 37 – Largura de linha intrínseca medida do laser (pontos azuis) e RIN do laser (pontos vermelhos) em função da corrente SOA. Fonte [5].	63
Figura 38 – Diagramas de constelação de transmissores medidos para dupla polarização. Velocidade:64 Gbaud. Figuras superiores:16 QAM. Figuras inferiores 64 QAM. Fonte [5].	64
Figura 39 – Estimação da BER em função da EVM. Fonte [40].	65

Lista de abreviaturas e siglas

AMZIM	Espelho Assimétrico do Interferômetro de Mach-Zehnder
AR	Antirreflexo
ASE	Emissão Espontânea Amplificada
AWG	Gerador de forma de onda arbitrário
BC	Banda de Condução
BER	Taxa de Erro de Bits
BOX	Óxido Enterrado zitem[BV] Banda de Valência
COSA	Submontagem Óptica Coerente
CMOS	Semicondutor de Metal-Óxido complementar
DAC	Conversor Digital Analógico
DBR	Refletor de Bragg Distribuído
DD-QSFP	<i>Quad Small Form-Factor Puggable – Double Density</i>
DFB	Retroalimentação Distribuída
DSP	Processador de Sinal Digital
DWDM	Multiplexação por Divisão em Comprimento de Onda Densa
EAM	Modulador de Eletroabsorção
FCA	Absorção de Elétrons Livres
FP	Fabry-Perot
FPI	Interferômetro de Fabry-Perot
FSR	Faixa Espectral Livre
FWHM	Largura de Linha na Metade do Máximo
HIM	Material de Alto Índice
HR	Alto Reflexo

IQ	Em Fase e Quadratura
LIDAR	Detecção de Luz e Distância
MMI	Interferômetro Multimodos
MQW	Poços Quânticos Múltiplos
OCT	Tomografia de Coerência Óptica
OMA	Analizador de Modulação Óptica
OSFP	<i>Octal Small Form-Factor Pluggable</i>
PIC	Circuito Fotônico Integrado
PLC	Circuitos Ópticos Planares
PSD	Densidade Espectral de Potência
PSK	Modulação por Chaveamento de Fase
QAM	Modulação em Amplitude e Quadratura
RAMZI	Interferômetro de Mach-Zehnder Assimétrico Reflexivo
RF	Radiofrequência
RIN	Ruído de Intensidade Relativa
RR	Ressorador em Anel
RSOA	Amplificador Óptico Semicondutor Reflexivo
SIBH	Heteroestrutura Enterrada Semi-Isolada
SiPh	Fotônica em Silício
SLM	Espelho de Sagnac em Anel
SMSR	Taxa de Supressão de Modo Lateral
SOA	Amplificador Óptico a Semicondutor
SOI	Silício sobre Isolante
SSC	Conversor de Tamanho de Ponto
TEC	Resfriador termoelétrico
TE	Transversal-Elétrica

TM	Transversal-Magnética
TPA	Absorção de Dois Fótons
VBG	Grade de Volume de Bragg
WDM	Multiplexação por Divisão em Comprimento de Onda
WG	Guia de Ondas

Lista de símbolos

α	Coefficiente de absorção médio
δ	Ângulo de incidência na segunda superfície
ε	Energia armazenada
f	Frequência em Hertz
h	Constante de Planck
Γ	Confinamento Óptico
κ	Fator de acoplamento dos anéis
k	Constante de Boltzmann
λ	Comprimento de onda
$\Delta\nu$	Largura (FWHM) da resposta Lorentziana da cavidade
n	Índice de refração da cavidade
dB	Decibel
dBm	Decibel miliwatt
\vec{E}	Campo Elétrico
E_{Fp}	Nível de Fermi do semiconductor p
E_G	<i>Bandgap</i> (hiato de energia)
E_m	Nível de Energia
eV	Elétron-Volt
F	Coefficiente de Finesse
\vec{H}	Campo Magnético
Hz	Hertz
J	Joule
\vec{k}	Momento

L	Perda média por passagem
l	Comprimento de uma cavidade
m	Ordem de Interferência
N	Densidade dos portadores elétricos
Prob	Probabilidade
P	Potência dissipada
P_{Sat}	Potência de saturação
Q	Fator de qualidade
R	Refletividade
R	Resolução Espectral
T	Temperatura de equilíbrio do sistema
t_c	Tempo de vida do decaimento da energia de um modo da cavidade
V	Volume da Zona Ativa

Sumário

1	INTRODUÇÃO	19
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	21
2.1	Propriedades do Silício	21
2.2	Fotônica em Silício	24
2.2.1	Elementos Passivos da Fotônica em Silício	25
2.2.2	Elementos Ativos da Fotônica em Silício	27
2.3	A Física do Laser	30
2.4	Tipos de Lasers	34
2.4.1	Laser Semicondutor ou Laser Diodo	35
2.5	Cavidade Óptica	39
2.6	Tecnologias de Lasers Semicondutores	41
3	LASERS HÍBRIDOS SINTONIZÁVEIS COM CAVIDADE EXTERNA	44
3.1	Projeto da Cavidade Externa	47
3.1.1	Cavidade Baseada em Silício	47
3.1.2	Cavidade Baseada em Sílica (SiO_2)	49
3.2	Laser Híbrido	51
3.2.1	Projeto do RSOA	51
3.2.2	Integração e Acoplamento	53
3.3	Caracterização do Laser Híbrido	55
3.3.1	Laser III-V/Si	55
3.3.2	Laser III-V/ SiO_2	56
4	RESULTADOS RECENTES DA LITERATURA	58
4.1	Laser Sintonizável Miniaturizado de Alta Potência e Largura de Linha Estreita com Ajuste Preciso de Frequência	58
4.1.1	Estrutura do Laser Sintonizável	58
4.1.2	Características de Desempenho do Laser	60
4.1.3	Estabilidade e Precisão de Frequência	62
4.1.4	Aplicações para Comunicações Coerentes	63
5	CONCLUSÃO	66

REFERÊNCIAS 69

1 Introdução

Aplicações tais como vídeo sob demanda, aplicações móveis e serviços oferecidos com base em servidores remotos (*cloud-based services*), contribuíram para um crescimento vertiginoso do tráfego global via Internet ao longo dos últimos 3-5 anos [1]. Esse cenário acelerou a penetração dos sistemas ópticos coerentes de altíssimas capacidades, antes presentes apenas nos *backbones* ópticos, também nos ambientes metropolitanos e nas interligações entre centro de dados. Esses segmentos de rede com menores alcances são bastante sensíveis ao custo, tamanho e consumo de potência com relação aos dispositivos fotônicos empregados. Nesse sentido, surge uma demanda por lasers sintonizáveis de banda larga compactos e de baixo custo, com altas potências ópticas de saída (16 dBm ou mais), para o compartilhamento entre a fonte óptica e o oscilador local, assim como larguras de linha estreitas (100 kHz ou menos) para satisfazer às exigências quanto ao ruído de fase dos esquemas de modulações digitais ópticas de altas ordens.

A tecnologia da fotônica em silício (*Silicon Photonics* — SiPh) surgiu como uma solução promissora para redes de acesso metropolitano de alta velocidade e para transceptores coerentes totalmente integrados em *chips* (pastilhas) que requerem não apenas grande largura de banda com alta densidade e escalabilidade, mas também baixa energia por bit. Apesar disso, a plataforma SiPh carece de uma fonte de laser eficiente para alimentar os circuitos integrados fotônicos. Mais recentemente, a integração híbrida bem-sucedida de materiais III-V em silício têm possibilitado o desenvolvimento de arquiteturas ópticas totalmente integradas que incluem também fontes de lasers, abrindo caminhos para a geração de sistemas ópticos de baixo custo, compactos e altamente integrados.

Nos últimos anos, os lasers híbridos sintonizáveis com cavidades externas que usam a tecnologia da fotônica em silício tornaram-se uma solução atraente para atender aos requisitos dos sistemas ópticos coerentes. Seu processo de fabricação compatível com CMOS e a possibilidade de integração de vários componentes ópticos em uma única pastilha são uma grande promessa para reduzir o custo e o tamanho dos dispositivos dos lasers sintonizáveis. Por outro lado, a integração de um amplificador óptico a semicondutor (*Semiconductor optical amplifier* — SOA) constitui-se numa solução para compensar as perdas por acoplamento e de propagação no guia de ondas de silício, o que permite a concepção de uma cavidade externa de silício mais longa e, conseqüentemente, reduz a largura de linha espectral do laser (até algumas dezenas de kHz), tornando-o adequado para aplicações em sistemas de comunicações coerentes. Além das comunicações ópticas, os lasers sintonizáveis compactos da fotônica em silício também expandem oportunidades em áreas de aplicações emergentes, como detecção e distância coerentes de luz (*Light Detection and Ranging* — LIDAR) para veículos autônomos [2] e tomografia de coerência

óptica (*Optical Coherence Tomography* — OCT) em pastilhas para detecção biomédica [3].

Neste trabalho foram demonstrados lasers híbridos sintonizáveis em comprimento de onda de banda ultralarga na plataforma de silício sobre isolante (*Silicon on insulator* — SOI) usando cavidades à base de silício e sílica, que podem cobrir as bandas C (1530 - 1565 nm) e L (1565 - 1625 nm GHz). Para o laser com cavidade externa à base de silício foi demonstrado uma taxa de supressão de modo lateral (*Side-Mode Suppression Ratio* — SMSR) superior a 35 dB, alta potência de saída de até +13 dBm, faixa de sintonia de 95 nm e largura de linha de 550 kHz. Já para o laser híbrido com cavidade à base de sílica, alcançou-se faixa de sintonia de 66 nm com SMSR de aproximadamente 50 dB, potência de saída de até +10 dBm em fibra e uma largura de linha na faixa de kHz [4]. Além disso, foi demonstrado a estrutura e características de desempenho de um laser sintonizável miniaturizado de alta potência de saída (21.5 dBm) e largura de linha estreita (de até 60 kHz), bem como sua viabilidade para aplicação prática em um sistema de comunicação coerente de dupla polarização com taxa de símbolos de 64 Gbaud para formatos de modulação de 16 e 64-QAM de alta velocidade [5].

2 Revisão Bibliográfica

2.1 Propriedades do Silício

O silício é um dos materiais mais abundantes encontrados na natureza compondo aproximadamente 27.7% da crosta terrestre e não é possível encontrá-lo na forma isolada, pois ele sempre está combinado com algum outro elemento como a sílica ou dióxido de silício (SiO_2). O silício pertence ao grupo 14 (IVA) da classificação periódica dos elementos, apresentando estrutura cristalina semelhante à do diamante e propriedades químicas que se assemelham às do carbono. Suas propriedades semicondutoras e sua abundância na natureza fizeram dele o principal elemento da indústria eletrônica.

Para obter um silício ultrapuro, necessário para a fabricação de semicondutores utilizados em equipamentos eletrônicos (tais como diodo, transistores e microprocessadores), realiza-se a decomposição do silano (SiH_4) ou de tetrahaletos de silício a altas temperaturas [6]. O silício puro possibilita obter lâminas extremamente finas, que são utilizadas na produção de pastilhas com dimensões cada vez menores usados, por exemplo, em circuitos integrados de computadores.

A caracterização do silício como material semicondutor dá-se pelo fato do silício possuir 4 elétrons em sua camada de valência. Em temperatura ambiente, esses elétrons ganham energia suficiente para se movimentar livremente pelo cristal, deixando lacunas que podem ser preenchidas por elétrons de átomos vizinhos. Assim, a lacuna vai passando de um átomo para o outro formando continuamente novos pares de elétrons-lacunas, conseqüentemente a quantidade de elétrons livres é muito pequena, característica que não faz do silício um bom condutor [6].

Em semicondutores e isolantes os elétrons estão confinados em uma série de bandas de energia, conhecidas como banda de valência (BV) e banda de condução (BC), separadas por uma lacuna comumente conhecida como *gap* que representa energias proibidas para elétrons, como representada na figura 1. O termo *bandgap* (hiato de energia) refere-se à diferença de energia entre o topo da banda de valência e da parte inferior da banda de condução. O silício possui um *bandgap* de 1.12 eV, que corresponde à energia mínima necessária para fazer com que um elétron salte de uma banda de valência para uma banda de condução. Elétrons podem ganhar energia suficiente para saltar para a banda de condução, absorvendo ou um fônon (calor) ou um fóton (luz).

No entanto, o silício é um semicondutor que apresenta *bandgap* indireto, o que faz dele um emissor de luz ineficiente. Isso significa que quando aplicada uma corrente obtém-se na saída fônons de calor ao invés de fótons. Isto ocorre devido ao fato de não

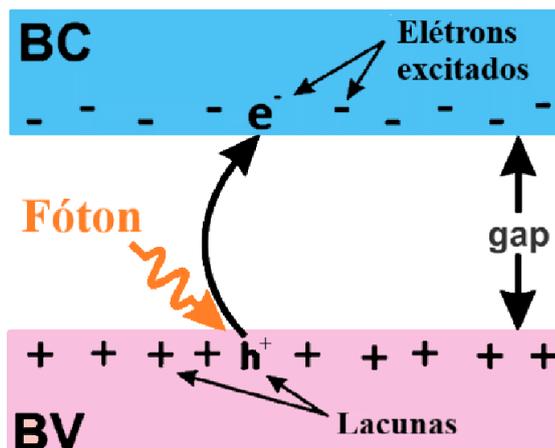


Figura 1 – Diagrama de banda de energia de um semicondutor.

haver conservação de momento linear nas transições entre elétrons do fundo da banda de condução e o topo da banda de valência, uma vez que estas regiões de acúmulo de portadores ocorrem em pontos distintos da zona de Brillouin [7].

Em um diagrama de energia versus momento (relação entre massa e velocidade), representado pelo vetor \vec{k} , se o mínimo da BC estiver alinhado em \vec{k} com o máximo da BV, tem-se um semicondutor de *bandgap* direto. Se esses pontos encontram-se em posições diferentes em \vec{k} tem-se um semicondutor de *bandgap* indireto. Alguns exemplos de materiais de *bandgap* direto são compostos da família III-V, como GaN (Nitreto de Gálio), InAs (Arseneto de Índio) e GaAs (Arseneto de Gálio). Por outro lado, materiais como silício (Si) e germânio (Ge) têm uma lacuna indireta. A figura 2 mostra as estruturas de materiais semicondutores de *bandgap* direto e *bandgap* indireto [8].

Se houver uma recombinação em um semicondutor de *gap* direto, a probabilidade de um fóton ser emitido é alta, enquanto em materiais de *bandgap* indireto a probabilidade é muito baixa. Por exemplo, no caso de GaAs, a probabilidade de emitir um fóton quando há uma recombinação é próxima de 0.5, enquanto para o silício a probabilidade é da ordem de 10^{-6} . Isso significa que para emitir um fóton em silício, é necessário recombinar cerca de um milhão de pares de elétron-lacuna. Isso ocorre porque quando um elétron procura recombinar em um semicondutor de *bandgap* indireto, além de liberar energia, ele precisa compensar essa diferença de posição em \vec{k} , que ocorre transferindo o momento do elétron para um fônon. Esse processo de três corpos é bastante ineficiente e lento quando comparado a uma recombinação de *bandgap* direto. Portanto, a probabilidade de recombinação por diferentes processos não-radiativos, ou seja, sem emitir luz, é bastante alta [8].

Além de ser um pobre emissor de luz, o silício puro tampouco pode ser utilizado como detector nas faixas de interesse de Telecom por ser transparente para comprimentos de onda infravermelhos nos quais a comunicação óptica opera. No entanto, esta transparência,

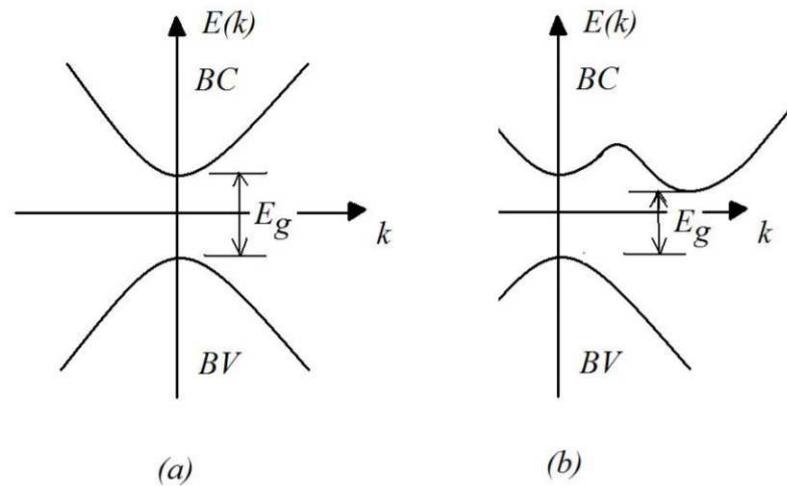


Figura 2 – Estruturas de bandas de materiais semicondutores de *bandgap* (hiato de energia) direto (a) e de *bandgap* indireto (b).

somada ao seu alto índice de refração (3.5 a 1550 nm) e baixa perda por absorção, faz do silício dopado um excelente candidato para a formação de guias de ondas em regiões espectrais de interesse para a telecomunicação, pois propicia alto confinamento eletromagnético e permiti consequentemente o desenvolvimento de circuitos fotônicos de alta densidade, sendo limitado apenas pela processo óptico de absorção de dois fótons (*Two Photon Absorption* — TPA) devido ao excesso de elétrons livres (*Free Carrier Absorption* — FCA) causado pelo acúmulo de portadores [9].

A introdução e o emprego de materiais semicondutores como o silício na eletrônica remonta ao fim da década de 1950 e possibilitou significativos avanços tecnológicos devido às propriedades intrínsecas que o tornaram único, tais como:

- Controle das propriedades elétricas por dopagem ou aplicação de um campo elétrico;
- Excelentes propriedades mecânicas e térmicas;
- Sensibilidade à luz e possibilidade de emitir luz [10].

Em 1965 Gordon Moore percebeu que a eletrônica dos semicondutores apresentava um padrão de processo evolutivo bastante definido, conhecido como a “Lei de Moore”, no qual a capacidade de processamento dos processadores duplicaria a cada 12 meses e que seu custo relativo cairia a um ritmo vertiginoso. Essa percepção determinou o ritmo das evoluções na indústria eletrônica e serviu como incentivo para promover inovações constantes na microeletrônica. Contudo, algumas barreiras começaram a surgir na medida em que a capacidade de processamento das pastilhas de silício começou a aumentar, bem como a quantidade de transistores requeridos por pastilha para realizar essas operações, tendo como principal consequência o aquecimento local excessivo que aumenta linearmente

com a frequência de *clock*. Além disso, as interconexões entre transistores feitas com canais de cobre são limitadas por capacitância e resistência, que juntamente com os limites de micro- e nano-fabricação de transistores cada vez menores, são os principais desafios da microeletrônica moderna [9].

2.2 Fotônica em Silício

A fotônica em silício emergiu como uma tecnologia viável para atender às demandas de aplicações de transmissão de dados metropolitanos e de curto alcance, devido ao seu potencial de fabricação que explora processos avançados de CMOS para produção em massa e de alto rendimento de uma ampla variedade de dispositivos fotônicos baseados em silício sobre isolante (SOI) e é amplamente vista como uma tecnologia chave para redes da próxima geração que exigirão altas taxas de dados, grande largura de banda, eficiência energética e baixo custo.

No entanto, como qualquer outra nova tecnologia, a fotônica em silício enfrenta muitos desafios desde a disponibilidade de materiais até a complexidade de integração de processos relacionadas aos componentes fotônicos. Atualmente, existem esforços notáveis de pesquisa e desenvolvimento para otimizar o desempenho dos blocos de construção fundamentais da fotônica em silício, tais como: lasers, guias de ondas (*Waveguide* — WG), acopladores direcionais, grades *Bragg*, ressoadores em anel, moduladores, fotodetectores e assim por diante [11].

Na fotônica em silício, a luz é orientada em um arranjo plano de materiais à base de silício para executar várias funções. O cristal puro de silício é cultivado em um *boule* (cristal final de forma cilíndrica) e depois cortado em pastilhas, com tipicamente 300 mm de diâmetro, como mostra a figura 3.

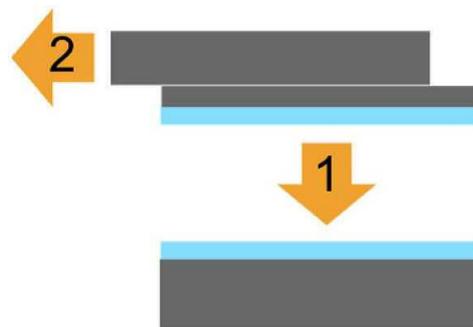


Figura 3 – Como é fabricada uma pastilha de silício sobre isolante (SOI). Cada pastilha é feita de duas pastilhas de silício. As pastilhas são oxidadas, coladas e uma é cortada e polida em uma camada fina.

As superfícies são oxidadas para formar camadas de SiO_2 e uma pastilha é bombardeada com átomos de hidrogênio a uma profundidade especificada. Em seguida, as duas

pastilhas são colocadas juntas no vácuo e as camadas de óxido se unem. A montagem é então rachada na linha de implantação de hidrogênio e, em seguida, é depositada uma fina camada de silício cristalino sobre a camada do óxido na pastilha de silício onde a rachadura foi polida. Os guias de ondas são formados a partir desta fina camada cristalina. Embora essas pastilhas de silício sobre isolante (SOI) sejam o que possibilitam guias de onda fotônicos de silício de baixa perda, na verdade são usadas principalmente para circuitos CMOS de baixa potência, devido às baixas correntes de fuga que elas oferecem [12].

As duas seções a seguir dão um breve vislumbre sobre os principais elementos passivos e ativos que compõem a fotônica em silício.

2.2.1 Elementos Passivos da Fotônica em Silício

Um dos componentes mais importantes da fotônica em silício são os guias de ondas, pois eles permitem a condução da luz de forma controlada em um substrato. Existem diversas arquiteturas de guias de ondas disponíveis na literatura, dependendo dos requisitos do sistema, e todas seguem os mesmos princípios fundamentais de propagação da luz. Quando um material de alto índice (*High Index Material* — HIM) é cercado por um material de baixo índice, ele pode confinar o feixe de luz por reflexão total interna. Este efeito provoca o confinamento da luz gerada dentro de um meio de índice de refração alto e possibilita a construção de canais/guias que transportam a luz de um local para outro através de um determinado caminho. A maioria das fundições fotônicas fabricam seus guias de ondas em pastilhas SOI, nos quais a luz é guiada no núcleo de silício, pois este possui um índice de refração mais alto (3.5) que a SiO_2 (1.45). As configurações mais comuns utilizadas para o confinamento de luz em guias de ondas, são apresentadas na figura 4.

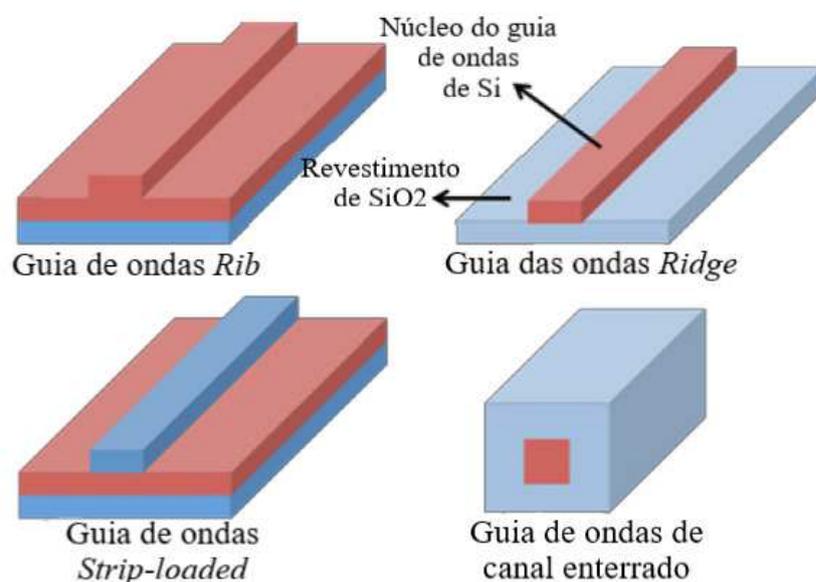


Figura 4 – Estruturas usuais de guias de ondas SOI. Fonte [11].

Existem vários elementos passivos importantes na fotônica em silício. Um deles é o acoplador de grade com superfície emissora, como mostrado na figura 5. Consiste em uma grade forte no guia de ondas com um passo aproximadamente igual ao comprimento de onda no guia de ondas. Isso faz com que a luz seja emitida ou recebida verticalmente à superfície. O que é adequado para medições a nível de pastilha ou para acoplamento a uma fibra óptica. O acoplador de grade é um pouco exclusivo da fotônica em silício porque requer um alto contraste do índice vertical [12].

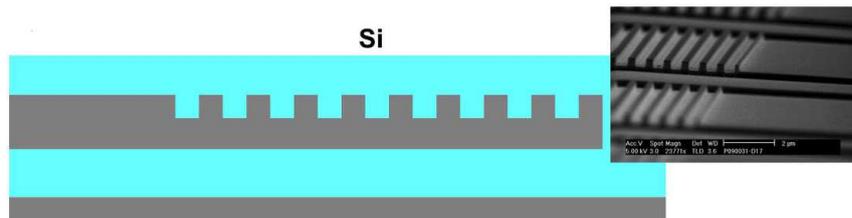


Figura 5 – Acopladores de grade 1D com superfícies emissoras em silício. O cinza e o azul claro representam silício e dióxido de silício, respectivamente. Fonte [12].

Outro elemento chave é um conversor de tamanho de ponto (*Spot-Size Converter* — SSC), que converte o modo de $\approx 0.5\mu\text{m}^2$ de um guia de ondas de fio de silício para o modo de $\approx 10\mu\text{m}^2$ de uma fibra óptica. Um método típico é o uso de um cone inverso, na qual o guia de ondas é reduzido a uma pequena ponta, causando uma expansão muito grande do modo óptico [13]. O modo pode ser capturado por um guia de ondas de vidro suspenso, como na figura 6 [14]. Perdas de acoplamento inferiores a 1.5 dB são facilmente alcançáveis com esses SSCs.

Divisores de polarização também se enquadram na categoria de dispositivos fotônicos passivos. Alguns exemplos de divisores de polarização são mostrados na figura 7. O primeiro é um interferômetro Mach-Zehnder com uma birrefringência diferente em cada braço. O segundo é um acoplador direcional simples. A birrefringência é tão alta nos guias de ondas típicos de fios de silício, que a polarização transversal-magnética (TM) pode se acoplar completamente enquanto a polarização transversal-elétrica (TE) mal começou a se acoplar. O terceiro é um acoplador de grade no qual a fibra é colocada em um ângulo tal que o modo TE acopla em uma direção e o modo TM na outra. O quarto é um acoplador de grade 2D. O modo da fibra, com seu campo elétrico perpendicular à direção de propagação do guia de ondas, será associado a esse guia de onda. A fibra pode ser inclinada e acoplar dois guias de ondas ou ser normal à superfície e acoplar quatro guias de ondas. O acoplador de grade 2D têm a vantagem adicional de atuar como um rotador de polarização, na medida em que toda a luz na pastilha tem a mesma polarização e ainda há duas polarizações ortogonais na fibra [12].

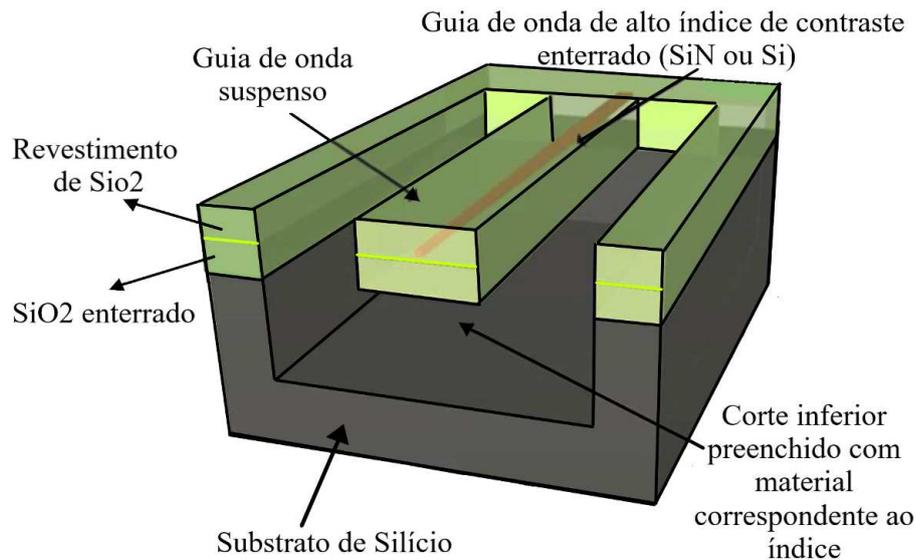


Figura 6 – SCC para guias de ondas de silício. O silício é cônico inverso dentro de um guia de ondas de vidro suspenso. O substrato de silício foi gravado sob o guia de ondas de vidro suspenso.

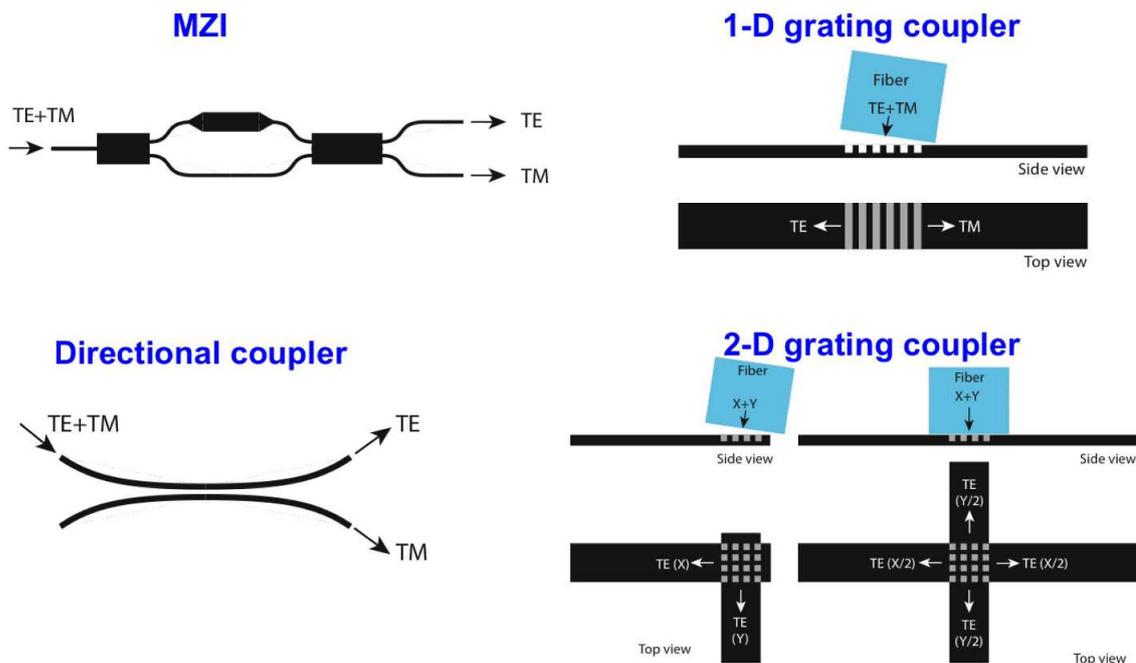


Figura 7 – Vários divisores de polarização. Fonte [12].

2.2.2 Elementos Ativos da Fotônica em Silício

Um elemento fotônico ativo tem uma interação dinâmica intencional entre luz e matéria. Os moduladores ópticos são um dos componentes mais importantes da fotônica em silício. Esses moduladores aproveitam o índice de refração ou a mudança de absorção no silício com a alteração em outros parâmetros controlados externamente. Os moduladores que usam alteração de índice de refração para modular sinais ópticos são chamados moduladores de eletrorefração, enquanto os que usam mudança de absorção de material

para modular o sinal são chamados moduladores de eletroabsorção (*Electro-Absorption Modulator* — EAM). Para alterar o índice de refração ou absorção no silício, pode ser usado um campo elétrico externo ou variação na densidade do transportador livre (efeito de dispersão do plasma) no silício. No entanto, para o silício, a alteração do campo elétrico externo tem um efeito muito fraco no índice de refração ou na alteração de absorção. A variação da densidade do transportador livre no silício, por outro lado, tem um efeito muito forte no índice de refração e de absorção. Portanto, essa técnica é comumente usada para criar moduladores ópticos baseados em silício na indústria [11]. Vários tipos de moduladores de silício são mostrados na figura 8.

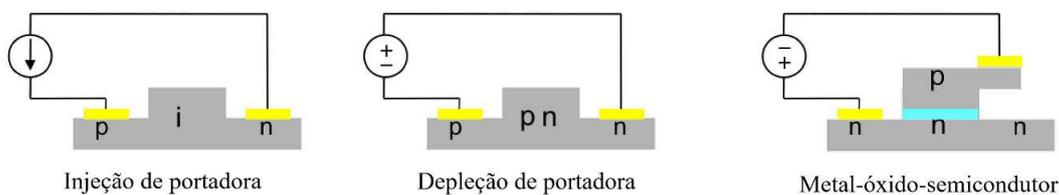


Figura 8 – Seções transversais de vários projetos de moduladores ópticos baseados em silício.

Outro elemento fotônico ativo são os fotodetectores baseados em silício (Si), onde o material de absorção é o germânio (Ge). O Ge absorve a luz com comprimentos de onda de até $1.6\mu\text{m}$. A configuração $p-i-n$ mostrada na figura 9 é o tipo de fotodetector mais bem-sucedido comercialmente. Consiste em Si com dopagem tipo- p no qual o Ge é cultivado. Ge e Si têm uma incompatibilidade de estrutura de 4%, portanto, para minimizar deslocamentos, uma camada fina de SiGe é cultivada primeiro. O topo do Ge recebe uma dopagem tipo- n [12].

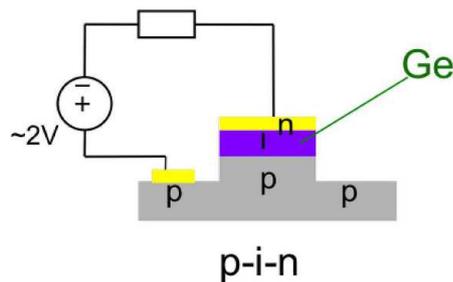


Figura 9 – Fotodetector em configuração $p-i-n$.

Apesar do enorme progresso em dispositivos passivos e ativos, uma fonte de laser de alta eficiência continua a ser o componente mais desafiador desta plataforma. Enquanto as fontes de luz de silício monolíticas permanecem longe de serem práticas, algumas abordagens que integram materiais III-V, como o fosfeto de índio (InP), ao silício têm sido muito mais bem-sucedidas. As abordagens de integração do laser se enquadram em três categorias gerais:

- A integração monolítica envolve o crescimento hetero-epitaxial direto de materiais III-V em substratos de silício. Essa abordagem é promissora para futuras integrações fotônicas em grande escala, mas ainda é imatura. Apenas lasers discretos de silício foram realizados com essa abordagem até o momento;
- A integração heterogênea consiste na ligação de material III-V não processado a uma pastilha de silício, de modo que a luz gerada nas camadas epitaxiais da matriz III-V seja acoplada de maneira evanescente aos guias de ondas de silício. Os dispositivos III-V são então fabricados em escala de pastilhas, onde todas as estruturas são alinhadas litograficamente com a mais alta precisão. Embora a integração heterogênea seja particularmente adequada para fabricação em larga escala de fontes de luz III-V nos circuitos SiPh, a complexidade técnica associada ainda é considerável, principalmente no que diz respeito aos requisitos rigorosos de superfícies ultra limpas e extremamente suaves [15]. Além disso, o material de ganho do InP é ligado à camada SOI, portanto, o meio de ganho é isolado termicamente do substrato pelo óxido enterrado (*Buried Oxide* — BOX). Lasers realizados com esta abordagem exibem alta impedância térmica, limitando sua eficiência e potencial para operação em aplicações que requerem altas temperaturas na pastilha. O InP e o silício também apresentam diferentes coeficientes de expansão térmica, portanto, a confiabilidade é uma preocupação para dispositivos realizados por ligação direta de pastilhas [16];
- A integração híbrida, por outro lado, depende da conexão óptica de lasers III-V prontamente processados, pastilhas de ganho ou mesmo fotodiodos em circuitos fotônicos de silício, onde o dispositivo III-V pode ser montado em cima do substrato de silício ou próximo a ele. A integração híbrida mantém as características superiores de desempenho das fontes de luz III-V nativas e permite o teste de dispositivos antes da montagem do sistema, mas apresenta desafios de fabricação. Em particular, o acoplamento óptico eficiente do III-V aos guias de ondas de silício geralmente depende do alinhamento com precisões na faixa de μm ou mesmo sub- μm . Isso geralmente requer técnicas de alinhamento ativo lentas e caras, onde a eficiência do acoplamento é monitorada continuamente enquanto otimiza a posição dos dispositivos. Além disso, são necessários dispositivos adicionais, como micro-lentes, prismas ou portadores micromecânicos, para adaptar o tamanho do campo e a direção de emissão da fonte de luz III-V à do circuito fotônico de silício, levando a montagens comparativamente grandes. Em muitos casos, os dispositivos III-V são montados na parte superior da matriz de silício. Esta abordagem não só consome um espaço substancial na pastilha, mas também apresenta desafios com relação ao dissipador de calor dos dispositivos III-V através do substrato de SOI subjacente devido à condutividade de calor relativamente pobre do óxido enterrado [15].

2.3 A Física do Laser

A óptica é área da física que estuda os fenômenos que ocorrem com a luz, podendo esta ser caracterizada tanto como onda eletromagnética quanto como partícula. Esta característica, chamada de dualidade onda-partícula, significa que a luz pode ser representada por ondas eletromagnéticas ou por fótons, dependendo da ocasião. O fóton é uma partícula sub-atômica desprendida por átomos e dotada de alta energia luminosa. A representação da luz composta por fótons é mais conveniente para se discutir os fenômenos da absorção e emissão da luz.

A emissão estimulada é um pré-requisito para a operação do laser. Esse processo consiste basicamente na interação de um elétron, que esteja no seu estado excitado, com um fóton cuja frequência f da radiação emitida é proporcional à diferença de energias entre o nível fundamental E_1 e o nível excitado E_2 . Onde h é a constante de Planck ($h = 6.63 \times 10^{-34}$ J.s).

$$f = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (2.1)$$

O resultado dessa interação é o decaimento do elétron para seu estado fundamental e, conseqüentemente, a emissão um fóton com mesma energia, direção, fase e estado de polarização do fóton responsável pelo estímulo. Os dois fótons resultantes irão perturbar outros átomos cujos elétrons estejam em seus estados excitados, provocando a emissão de mais fótons que se juntam aos iniciais. A luz do laser provém exatamente da emissão de fótons que ocorrem quando os elétrons decaem para níveis de energia menores.

De acordo com [17] (p. 568), um oscilador laser é constituído de:

1. Um amplificador com um mecanismo de saturação de ganho (meio ativo);
2. Uma fonte de energia (bombeio);
3. Um sistema de retroalimentação;
4. Um mecanismo de seleção de frequências;
5. Um mecanismo de acoplamento da saída.

Fisicamente, o meio ativo pode ser gasoso, sólido, líquido ou semicondutor e é responsável pela amplificação da luz do laser mediante o processo de emissão estimulada de radiação. O meio ativo contém os átomos ou moléculas, os quais contêm os elétrons que emitem luz (fótons) por meio dos saltos de níveis de energia. De um modo geral, um sistema constitui um bom meio ativo quando os elétrons conseguem permanecer um tempo relativamente longo (10^{-4} s) em um estado excitado (normalmente um elétron permanece apenas 10^{-10} s no nível excitado). A energia que o fóton emite está relacionada com seu comprimento de onda. Assim, quando se quer construir um laser que emita luz

com determinado comprimento de onda, deve-se escolher um meio que apresente átomos com elétrons em níveis, cujo espaçamento tenha justamente a energia do feixe de luz que se deseja obter.

Numa população molecular a maioria dos elétrons encontra-se por regra no estado fundamental, enquanto que apenas uma pequena porcentagem se encontra em estados excitados devido à agitação térmica. Obedecidas as condições expressas em [17], p. 499, a probabilidade $Prob(E_m)$ de que um átomo qualquer encontre-se no nível de energia E_m é dada pela distribuição de Boltzmann (2.2):

$$Prob(E_m) = e^{-\frac{E_m}{\kappa T}}, m = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.2)$$

onde κ é a constante de Boltzmann e T é a temperatura de equilíbrio do sistema. A razão entre os números de átomos no nível mais alto e no nível mais baixo é ([17] Eq. (13.2-2)):

$$\frac{n(E_2)}{n(E_1)} = e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{\kappa T}} \quad (2.3)$$

A grandeza κT é a energia média de agitação de um átomo a uma temperatura T . Analisando a expressão 2.3 conclui-se que quanto maior for a temperatura, mais átomos serão bombeados pela agitação térmica para o nível E_2 . Uma vez que $E_2 > E_1$, a razão $n(E_2)/n(E_1)$ será sempre menor que a unidade, o que significa que sempre existirão menos átomos no nível de energia mais alto do que no nível mais baixo.

O fenômeno da emissão estimulada, necessário para o funcionamento de um laser, é tanto mais eficiente quanto mais povoado estiver o nível de energia mais elevado. Para tanto, é preciso que ocorra o processo de inversão de população, que consiste basicamente de um mecanismo externo responsável por fornecer energia aos elétrons que se encontram no estado fundamental, bombeando-os para o estado excitado. A segunda parte do laser é constituída exatamente por uma fonte externa de energia que atua no meio ativo e que é responsável por produzir estados excitados ao fornecer energia para que os elétrons saltem para seus níveis mais energéticos. A emissão de fótons, responsável por produzir a luz laser, ocorre no processo de decaimento dos elétrons para o estado fundamental. O processo de emissão estimulada que utiliza fótons para realizar a excitação atômica é chamado de bombeio óptico. Além do bombeio óptico, utilizam-se outros processos de excitação, como por exemplo, o bombeio por corrente contínua ou por injeção de uma corrente intensa.

Em sistemas atômicos, a inversão é obtida por sistemas de três ou quatro níveis de energia. Em sistemas de três níveis de energia ($E_1 < E_2 < E_3$), como mostrado na figura 10, os átomos são transferidos do estado fundamental para o nível de maior energia (E_3). Estes decaem rapidamente de forma não-radioativa para o estado metaestável de energia (nível E_2) e parte de sua energia é liberada sob a forma de calor (fônons). O nível metaestável se encontra nesse meio, para permitir a inversão de população. Na maioria dos casos, o estado excitado tem uma vida muito breve, na ordem de 10 ns, e logo o átomo

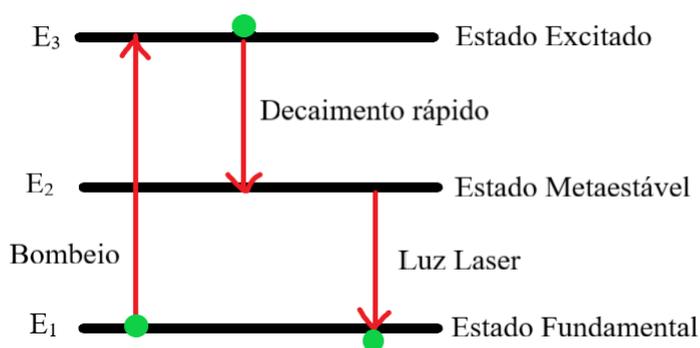


Figura 10 – Sistema de 3 níveis de energia.

retorna ao seu estado fundamental. Entretanto, existem alguns átomos que são dotados de um nível energético particular que permite um estado de excitação menos instável e com lapsos de tempos superiores, são os chamados metaestáveis. Para o efeito laser empregam-se na prática átomos dotados de níveis metaestáveis de energia.

A terceira parte do laser é chamada de cavidade óptica ou ressonador óptico e consiste basicamente de um par de espelho que permitem que a luz circule em caminho fechado, confinando e aumentando a radiação eletromagnética para que seja possível a emissão estimulada. A quantidade de luz que sairá do sistema depende da quantidade de fótons resultantes do processo de emissão estimulada que irá interagir com os átomos da própria amostra, resultando no acúmulo de energia no feixe de luz. Portanto, pode-se dizer que a cavidade óptica é o dispositivo responsável pela realimentação (*feedback*) do laser [18].

Inicialmente, grande parte dos fótons produzidos por emissão estimulada não se movem paralelamente ao eixo do tubo, pois há uma tendência desses fótons se concentrarem nas paredes do tubo. Por outro lado, haverá uma pequena parcela de fótons que se movem para frente e para trás, paralelamente ao eixo do tubo. Sendo assim, são colocados espelhos em cada extremidade da amostra, cuja função é fazer com que esses fótons sejam refletidos sucessivamente pelos espelhos e induzam outras emissões estimuladas a cada passagem pelo meio ativo, estabelecendo uma reação em cadeia numa mesma direção e resultando na colimação inerente da luz laser. Um dos espelhos possui alto índice de reflexão no comprimento de onda da luz laser e o outro espelho é semi-reflexivo, permitindo que uma pequena quantidade de luz laser escape em cada reflexão para formar o feixe de luz [19]. A figura 11 mostra um esquema simplificado das partes que compõem um laser.

O tamanho da cavidade do laser é definido pela distância entre os espelhos de entrada e saída. Além de possibilitar o crescimento da intensidade da radiação eletromagnética, a cavidade também seleciona certas frequências para as quais a ação laser ocorre. Existem dois tipos básicos de cavidades ópticas:

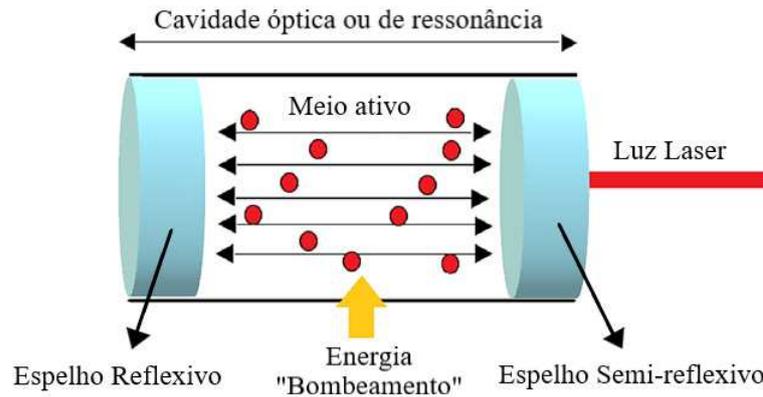


Figura 11 – Esquema simplificado das partes que constituem um laser.

1. Linear (ou de onda estacionária). Aqui a luz reboteia entre dois espelhos;
2. Em anel (ou ressoador em anel). A luz realiza viagens de ida e volta em duas direções diferentes entre três ou mais espelhos.

Os mecanismos de perdas mais comuns em cavidades ópticas que impedem que a energia armazenada aumente indefinidamente são basicamente três:

- (i) Perdas causadas por reflexões imperfeitas (refletividade menor que 100%).
- (ii) Perdas causadas por absorção e espalhamento no meio ativo durante o processo de bombeamento para níveis excitados mais altos.
- (iii) Perdas por difração que ocorrem para modos que se afastam consideravelmente do eixo óptico, tendo em vista a dimensão finita dos refletores.

O mecanismo de absorção e espalhamento origina-se geralmente da presença de impurezas e imperfeições no meio ativo. Uma das maneiras de se quantificar a perda da cavidade óptica é através do tempo de vida, t_c , do decaimento da energia de um modo da cavidade, definido através da equação:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{\varepsilon}{t_c} \quad (2.4)$$

onde ε é a energia armazenada no modo. No caso de uma cavidade com espelhos de refletividades R_1 e R_2 , e um coeficiente de absorção médio α , a perda média por passagem é $L = \alpha l - \ln(\sqrt{R_1 R_2})$, tal que:

$$t_c = \frac{nl}{c[\alpha l - \ln(\sqrt{R_1 R_2})]} \approx \frac{nl}{c[\alpha l(1 - \sqrt{R_1 R_2})]} \quad (2.5)$$

Esta aproximação baseia-se em que : (i) R_1 e R_2 são próximos de 1 e (ii) $\ln(x) \approx 1 - x$ para $x \approx 1$. O fator de qualidade, Q , de uma cavidade ressoante é definido como:

$$Q = \frac{\omega\varepsilon}{P} = -\frac{\omega\varepsilon}{d\varepsilon/dt} \quad (2.6)$$

onde ε é a energia armazenada e $P = -d\varepsilon/dt$ é a potência dissipada. Pela comparação das equações 2.4 e 2.6, obtemos $Q = \omega t_c$. O fator de qualidade determina a largura (FWMH) da resposta Lorentziana da cavidade. Tal largura é dada por $\Delta\nu_{1/2} = \nu/Q = 1/2\pi t_c$. Assim, de acordo com a eq. 2.5,

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{c[\alpha l - \ln(\sqrt{R_1 R_2})]}{2\pi n l} \quad (2.7)$$

2.4 Tipos de Lasers

Atualmente existem milhares de tipos de lasers com as mais diversas aplicações e eles geralmente são caracterizados de acordo com o material utilizado no meio ativo para produzir o ganho óptico. O meio ativo pode ser sólido, gasoso, líquido ou semiconductor. Por se tratar do componente principal, a otimização do meio ativo é de extrema relevância. A condição fundamental para o funcionamento do laser é que o ganho seja maior que as perdas, pois a oscilação laser só pode ocorrer quando há ganho suficiente. Esta condição depende do bombeio, da realimentação, e da eficiência do meio de ganho do laser.

Os lasers de estado sólido são aqueles cujo meio ativo é constituído de material sólido, como vidro ou cristais e cujos compostos são formados basicamente por uma matriz e um dopante. A matriz é responsável pelas propriedades mecânicas, ópticas e térmicas do material, enquanto o dopante propicia as transições energéticas entre diferentes estados, determinando, portanto, as linhas espectrais de absorção e emissão do meio [20]. Os lasers de estado sólido usam frequentemente cristais dopados com íons como meio de ganho, tais como íons de terras raras como neodímio (Nd^{3+}), érbio (Er^{3+}) ou itérbio (Yb^{3+}). Os mais comuns são: granada de ítrio e alumínio dopado com neodímio ($Nd : YAG$) e vidro dopado com neodímio.

Em um laser a gás uma corrente elétrica é descarregada através de um gás para produzir luz coerente. O laser a gás foi o primeiro laser contínuo e o primeiro laser a operar no princípio de conversão de energia elétrica para uma saída de luz laser. Os lasers a gás mais comuns são os de hélio, hélio-neônio, íons de argônio e íons de dióxido de carbono (CO_2).

As substâncias utilizadas como meio ativo nos lasers líquidos incluem principalmente dois tipos, uma que utiliza uma solução orgânica de corante fluorescente e o outro contendo íons de metais de terras raras. Um laser de corante pode ser utilizado em uma faixa muito mais ampla de comprimentos de onda, característica que o torna particularmente útil. Além disso, foi o primeiro laser sintonizável e o primeiro laser desta classe a demonstrar

emissão de banda estreita e ultra estreita. A próxima seção trata sobre o tipo de laser tema central deste trabalho, o laser semiconductor.

2.4.1 Laser Semiconductor ou Laser Diodo

O funcionamento do laser semiconductor baseia-se na amplificação da luz na região ativa de um material semiconductor e é similar ao funcionamento do diodo, por isso também é conhecido como laser diodo. A principal diferença entre o laser semiconductor e os outros tipos de lasers reside na utilização de corrente elétrica como fonte de energia e de uma estrutura de junção $p-n$ como meio ativo.

A formação de uma junção $p-n$ consiste basicamente de um semiconductor de alta dopagem p de um lado, ou seja, de materiais com maior número de elétrons livres do que de lacunas, e do outro lado de um semiconductor altamente dopado tipo n , que consiste de materiais com maior número de lacunas do que de elétrons livres. A região de transição terá comportamento tal que haverá elétrons de condução na banda de condução e lacunas na banda de valência permitindo a existência de processos de recombinação radiativa, tal como mostrado na figura 12(a). A estrutura altamente dopada vai providenciar uma armadilha para elétrons e lacunas, figura 12(b), não permitindo a difusão de elétrons para o lado p e nem de lacunas no sentido inverso em um tempo menor do que o tempo de recombinação radiativa. Em geral, as regiões externas à região de transição têm um *bandgap* maior e índice de refração ligeiramente menor, propiciando assim a cavidade ressoante.

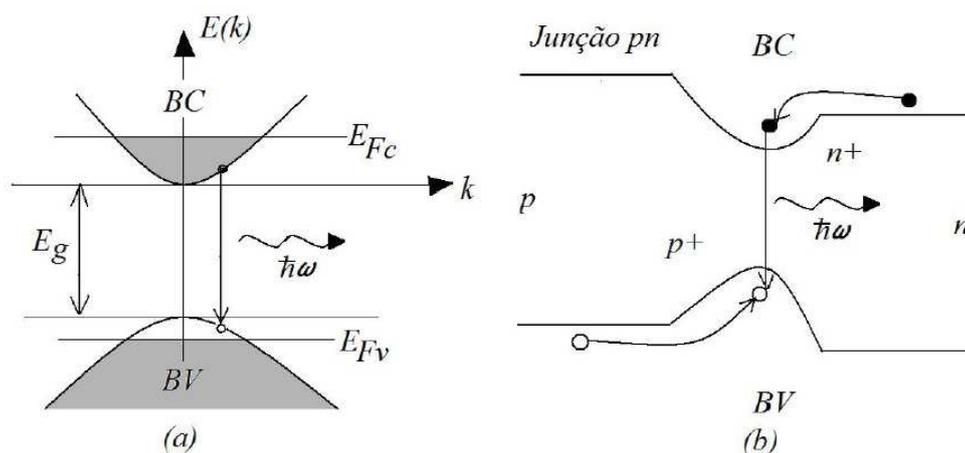


Figura 12 – (a) Estrutura de bandas com *bandgap* direto: processo de recombinação radiativa. (b) Junção $p-n$ típica: as regiões altamente dopadas $p+$ e $n+$ permitem a formação da estrutura de bandas mostrada em (a) na região de transição, fazendo uma armadilha para os portadores que se recombinam, emitindo fótons.

A geração de fótons tem sua origem na emissão estimulada utilizando a junção

$p - n$ para este efeito. A possibilidade de se obter emissão estimulada de radiação em semicondutores pela recombinação de portadores injetados em uma junção $p - n$ foi sugerida pela primeira vez por Nikolay Basov em 1961. Um sistema de bombeamento utiliza corrente elétrica através da junção $p - n$ para injetar elétrons na zona de condução e lacunas na zona de valência, induzindo a inversão de população de elétrons e lacunas na região da junção. A presença de fótons incidentes na junção $p - n$ gera o processo de emissão estimulada formando uma fonte de luz coerente. Assim quando a junção $p - n$ é polarizada diretamente, passa corrente pelo dispositivo e uma parte da energia fornecida ao dispositivo é emitida por ele na forma de luz [21].

As junções $p - n$ podem ser junções do tipo $p - p - n$, chamadas de heterojunções, caracterizadas pela junção semicondutora entre dois materiais diferentes. Seu funcionamento é muito mais eficiente do que os lasers de homojunção (junção $p - n$ de um mesmo material), uma vez que a diferença de energia da banda proibida dos dois materiais ajuda a confinar portadores (elétrons ou lacunas) dentro da região da junção, possibilitando o aumento da eficiência e da potência do laser e a diminuição da sua corrente de limiar (*Threshold*) [22]. Os heterolasers mais eficazes contêm duas heterojunções, uma junção $p - n$ que injeta elétrons (emissor) e a junção $p - p$ que limita a difusão de portadores para fora da camada ativa que se encontra entre as duas heterojunções. Eles são produzidos em camadas $p - n$, materiais isolantes e camadas de contato de metal por meio de técnicas litográficas.

A esquematização da heteroestrutura dupla de um laser diodo com duas junções entre dois semicondutores de *bandgap* diferentes, arseneto de gálio e alumínio (AlGaAs) com $E_G \approx 2$ eV e arseneto de gálio (GaAs) com $E_G \approx 1.4$ eV, é ilustrados na figura 13. A região p -GaAs constitui a camada ativa do laser onde a emissão estimulada ocorre, sendo esta uma camada fina, normalmente entre $0.1 - 0.2 \mu\text{m}$. Ambos os semicondutores p -GaAs e p -AlGaAs são profundamente dopados $p+$ (“lacunas”).

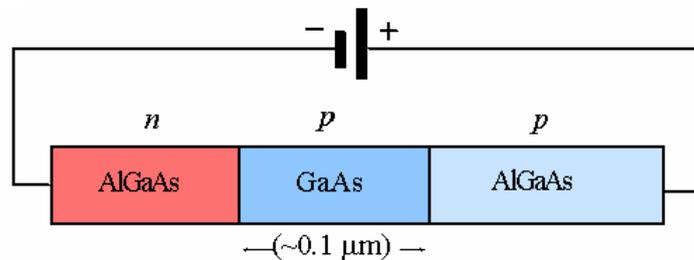


Figura 13 – Heteroestrutura dupla de um laser diodo com duas junções entre dois semicondutores de *bandgaps* diferentes (GaAs e AlGaAs).

O diagrama de banda de energia do laser diodo polarizado esquematizado na figura 13 é mostrado na figura 14(a). Quando uma grande polarização direta é aplicada, a energia de condução (E_c) do semicondutor n -AlGaAs se aproxima muito da E_c do p -GaAs,

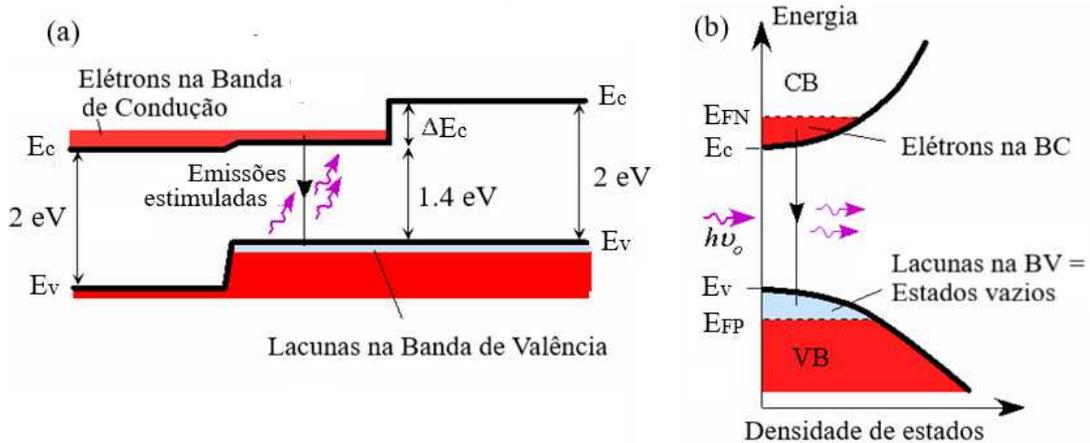


Figura 14 – (a) Diagrama de banda de energia simplificado sob uma grande polarização direta. A recombinação de emissão ocorre na camada p -GaAs, a camada ativa. (b) A densidade de estados e distribuição de energia de elétrons e lacunas nas bandas de condução e valência na camada ativa.

levando a uma grande injeção de elétrons da banda de condução do n -AlGaAs para o p -GaAs. Esta injeção de elétrons fica confinada na banda de condução do p -GaAs, pois existe uma barreira ΔE_C entre os semicondutores p -GaAs e p -AlGaAs, devido à mudança no *bandgap* [21].

A camada p -GaAs é profundamente dopada, sendo assim, o topo da sua banda de valência está repleto de lacunas. Isso significa que todos os estados eletrônicos na camada acima do nível de Fermi do semiconductor p (E_{FP}) estão vazios. Devido à grande polarização direta aplicada, uma grande concentração de elétrons do n -AlGaAs entra na banda de condução p -GaAs. Conseqüentemente, como é mostrado na figura 14(b), existe uma grande concentração de elétrons na banda de condução e estados eletrônicos totalmente vazios no topo da sua banda de valência, caracterizando uma inversão de população. A introdução de um fóton com energia $h\nu_0$ acima do *bandgap* (E_G), pode estimular um elétron de condução na camada p -GaAs a decair da banda de condução para a banda de valência e assim emitir um fóton por emissão estimulada. Esta transição é chamada “*photon-stimulated electron-hole recombination ou Lasing recombination*”. Uma avalanche de emissões estimuladas na camada ativa prevê uma amplificação óptica dos fótons com energia $h\nu_0$ nesta camada, que depende da extensão da inversão de população e, portanto, da corrente aplicada. O dispositivo funciona como um amplificador óptico a semiconductor, pois amplifica o sinal óptico que atravessa a camada ativa. Existe um valor baixo de corrente onde não há emissões estimuladas e amplificação óptica [21].

A heterojunção dupla têm muitas vantagens. Semicondutores com *bandgap* maior geralmente tem menores índices de refração, o que significa que o AlGaAs tem um índice de refração menor do que o GaAs. A mudança entre os índices de refração define um guia de ondas dielétrico óptico que confina os fótons na região ativa da cavidade óptica e reduz

as perdas de fótons, aumentando a sua concentração e, conseqüentemente, aumentando a taxa de emissões estimuladas e eficiência do laser [21].

Os lasers semicondutores geralmente são construídos em uma única pastilha, o que permite sua integração com outros componentes, e são muito eficientes, permitindo alimentação por fontes de baixo consumo de energia. Por outro lado, apresenta algumas desvantagens tais como largura espectral (não é uma fonte tão pura) e possui uma potência de saída limitada. Esse tipo de laser é voltado especificamente para telecomunicação, estando na base da transmissão de dados nas fibras ópticas, leitura de *CDs*, *DVDs* e *Blue-rays*, *scanners*, impressoras a laser, lasers apontadores e gravação óptica.

Uma das aplicações que mais motivou a pesquisa em lasers semicondutores foi a de comunicações por fibras ópticas, onde é de particular utilidade o fato de que a potência de um laser semiconductor pode ser modulada simplesmente pela modulação da corrente de injeção. Lasers de InGaAsP/InP que emitem em $1.3\mu\text{m}$ (comprimento de onda onde a absorção nas fibras de sílica é mínima) e em $1.55\mu\text{m}$ (onde a dispersão nas fibras é mínima) foram obtidas na década de 1970. A necessidade de repetidores levou à invenção de amplificadores lasers, a introdução de linhas de comunicação óptica submersas necessitou de melhorias na confiabilidade dos dispositivos e a multiplexação em frequência das transmissões levou a novos esquemas para estabilização da dinâmica da sua frequência, culminando no desenvolvimento dos Lasers com Retroalimentação Distribuída (*Distributed Feedback* — DFB) e Lasers Refletores de *Bragg* Distribuído (*Distributed Bragg Reflection* — DBR) [23].

As melhorias na pureza de materiais e o aperfeiçoamento das técnicas de crescimento epitaxial têm aumentado a variedade de lasers semicondutores, que cobrem uma grande gama de comprimento de onda, dependendo de sua composição química e estrutural [24]. A maioria dos lasers atuais utiliza quatro tipos de materiais dependendo da zona do espectro que se pretende utilizar. Três destes tipos de materiais são formados pelos chamados semicondutores do tipo III-V e um é formado pelos semicondutores do tipo II-VI, são eles:

- Arseneto de Gálio (GaAs) que opera na gama dos 635 nm - 870 nm (vermelho e infravermelho próximo). O GaAs é frequentemente utilizado como um material de substrato para crescimento epitaxial de outros semicondutores III-V tais como InGaAs e GaInNAs;
- Fosfeto de Índio (InP) que opera no infravermelho ($1.55\mu\text{m}$). Este tipo de material é muito utilizado na transmissão em fibras ópticas a longas distâncias e como substrato para crescimento epitaxial.
- Nitreto de Gálio (GaN) que deve ser o semiconductor mais importante depois do silício, pois este material possui um *bandgap* largo (3.4 eV), emitindo e absorvendo comprimentos de onda na faixa do azul ao ultravioleta. O *Blu-ray* é uma tecnologia

que precisa de lasers nesta zona, pois consegue armazenar cerca de 20 gigabytes recorrendo a esta zona do espectro.

- E o Seleneto de Zinco (ZnSe), formado pelos semicondutores do tipo II-VI que produz luz na zona do azul e do verde (460 nm - 520 nm). Como o comprimento de onda é pequeno na gama destes dois últimos materiais os efeitos quânticos têm de ser tomados em conta e a teoria dos poços quânticos tem de ser considerada para tratar o dispositivo devidamente [21].

2.5 Cavityde Óptica

Para se construir um laser semiconductor com uma emissão de laser satisfatória é necessário incorporar a camada ativa dentro de uma cavityde óptica, que consiste de espelhos seletivos que refletem apenas o comprimento de onda desejado, acumulando oscilações ópticas no comprimento de onda requerido. A cavityde óptica reflete os fótons coerentes para frente e para trás causando interferências construtivas dentro da cavityde e formando, conseqüentemente, uma oscilação eletromagnética de alta energia na cavityde. Uma parte desta energia eletromagnética é lançada para fora como radiação de saída e outra parte é refletida [21].

Uma cavityde óptica muito comum é o ressoador de Fabry-Perot, formado por dois espelhos (faces clivadas) paralelos com uma cavityde de comprimento l , onde acontece a realimentação óptica. A luz é refletida pelas duas faces criando um padrão de onda estacionária que é formado para certos comprimentos de ondas ressoantes. Os comprimentos de ondas selecionados por um ressoador são chamados modos longitudinais, que correspondem as ondas estacionárias entre os dois espelhos.

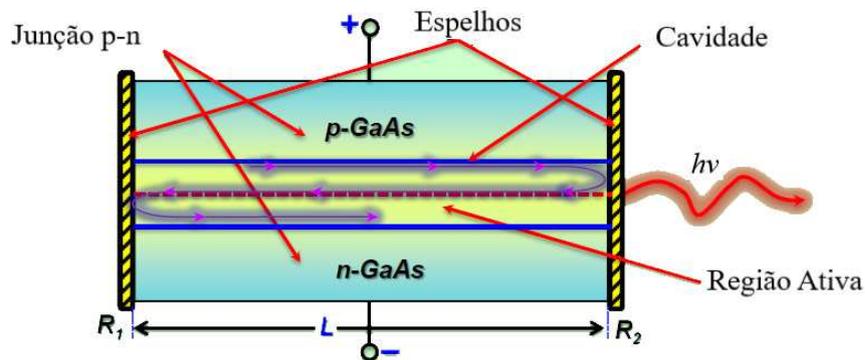


Figura 15 – Cavityde óptica de Fabry-Perot.

Se a frequência de uma onda corresponde às dimensões do dispositivo de ressonância (frequência de ressonância), o comprimento da cavityde será igual a um número inteiro de meios comprimentos de ondas, formando uma onda estacionária. Todos os componentes de outras frequências serão cancelados por uma interferência destrutiva. No caso da maioria

dos comprimentos de ondas da luz, um fóton sofrerá uma mudança de fase para cada ciclo de reflexão e essa mudança de fase é agravada após cada ciclo subjacente, resultando em uma dispersão de fótons uniforme fora de fases, que se interferem destrutivamente uns com os outros e não contribuem para a saída da cavidade. No entanto, para fótons com comprimento de onda muito próximos a uma fração inteira do comprimento da cavidade, o deslocamento de fase é suficientemente baixo em vez de se cancelar. Cada ciclo subsequente de reflexão de fótons interfere construtivamente com os fótons que chegam, resultando em uma onda estacionária [25].

Quanto mais refletivos forem os planos ópticos no interferômetro, maior será a exigência para que a luz incidente seja precisamente sintonizada na cavidade. Uma vez que refletividades mais altas significam que cada fóton viaja mais longe antes de sair da cavidade e mesmo uma leve mudança de fase ocorrendo com cada reflexão pode aumentar com o tempo e causar uma interferência destrutiva. Assim, à medida que aumenta a refletividade dos planos ópticos, também aumenta a seletividade do interferômetro [25]. A função de transmissão da cavidade de Fabry-Perot (FP) é produzida pela interferência entre os múltiplos reflexos da luz nas superfícies de alto reflexo da cavidade e é dada como:

$$I_T = \frac{I_0}{1 + \sin^2 F(\frac{\delta}{2})} \quad (2.8)$$

onde,

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \quad (2.9)$$

$$\delta = \frac{4\pi l \cos(\delta)}{\lambda} \quad (2.10)$$

Aqui, F é o coeficiente de *Finesse*, R é a refletividade do espelho, n é o índice de refração da cavidade, δ é o ângulo de incidência na segunda superfície e l é o comprimento da cavidade. Uma maior seletividade de transmissão (e, portanto, maior coeficiente de *Finesse*) ocorre devido a um maior número médio de vezes que um fóton é refletido para frente e para trás dentro da cavidade. Matematicamente, isso significa que também podemos expressar o coeficiente de *Finesse* em termos da refletividade média R dos planos ópticos, como mostrado na eq.2.9.

Um aumento na seletividade se manifesta como um estreitamento dos picos de transmissão do dispositivo. A distância entre os picos de transmissão adjacentes dos comprimentos de ondas ressonantes numa cavidade de Fabry-Perot (FP) é conhecida como faixa espectral livre (*Free Spectral Range* — FSR). Em termos do comprimento de onda (λ) a FSR pode ser expressa como [27]:

$$FSR = \delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nl} \quad (2.11)$$

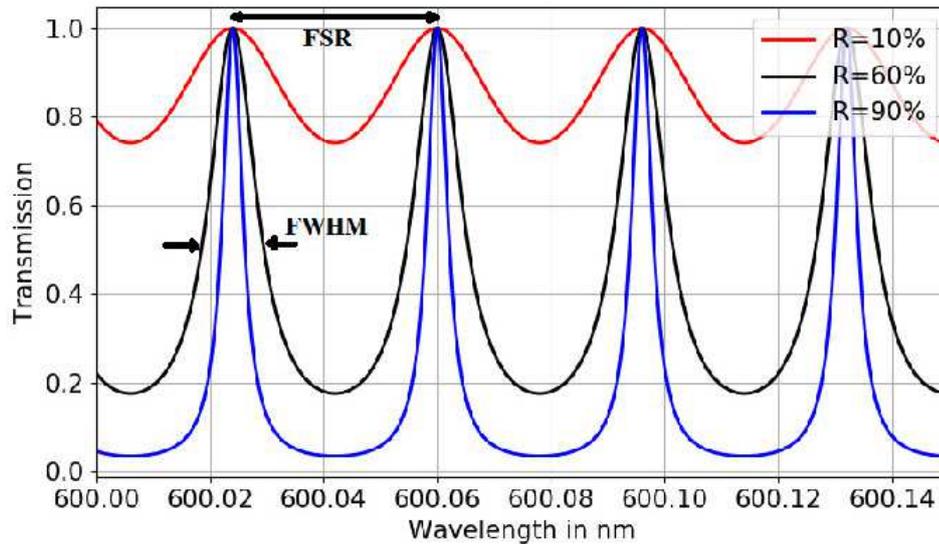


Figura 16 – Curva simulada da função de transmissão de Fabry-Perot para diferentes valores de revestimento de refletividade R .

A largura do pico de transmissão pode ser caracterizada pela largura de linha na metade do máximo (*Full Width at Half Maximum* — FWHM), ou seja, o intervalo em λ que corresponde à região do pico para o qual a transmissão é pelo menos 50% da transmissão no ápice [25]. O espectro de transmissão de Fabry-Perot com FSR e FWHM é representado na figura 16. À medida que R aumenta, os picos de transmissão de Fabry-Perot tornam-se mais nítidos. Da Eq. 2.11, pode-se ver que mudanças no comprimento da cavidade ou índice de refração da cavidade podem mudar o FSR e causar desvios aleatórios nas linhas de calibração. Para garantir que as linhas de calibração de Fabry-Perot permaneçam estáveis, as flutuações em n e l devem ser minimizadas [27].

2.6 Tecnologias de Lasers Semicondutores

Como já mencionado anteriormente os modos longitudinais na cavidade do laser correspondem a ondas estacionárias entre os dois espelhos. Em óptica, um modo é um caminho que a luz pode tomar através de um sistema. O espectro desenvolvido pode ser multimodo ou monomodo e é determinado pela geometria do ressonador óptico e pelo nível da corrente injetada. Um laser multimodo é aquele que permite vários caminhos dentro de sua cavidade e, portanto, produz luz de vários comprimentos de onda. O laser de cavidade Fabry-Perot suporta vários modos de oscilação e por isso é caracterizado como um laser multimodo. Na operação de uma frequência simples (monomodo) todas as componentes longitudinais devem ser suprimidas exceto uma. Isto pode ser obtido através de diferentes abordagens [26].

A seleção de comprimento de onda pode ser alcançada inserindo gradeamentos periódicos dentro do guia de ondas do laser, que podem ser utilizados como um meio de

realimentação óptica. Quando isto é feito, o laser pode produzir uma largura de linha espectral muito estreita (tipicamente 0,2 - 0,3 nm). Os dispositivos que integram a grade na região de bombeio são denominados lasers com retroalimentação distribuída (DFB), enquanto que aqueles que incorporam a grade na região passiva são denominados lasers refletores de *Bragg* distribuído (DBR). Outros lasers usam uma cavidade externa ao próprio dispositivo, chamados de lasers de cavidade externa, permitindo que uma grade de difração possa ser colocada num dos espelhos finais da longa cavidade, obtendo assim uma largura de linha muito estreita [26].

O laser mais utilizado nas comunicações ópticas é o laser de Fabry-Perot, pois esse laser tem um bom desempenho. No entanto, produz uma largura espectral relativamente ampla e por isso não é considerado adequado para aplicações de longas distancias, recepção coerente ou multiplexagem por comprimento de onda. As fontes de luz mais utilizadas para altas taxas de transmissão a longa distância são os lasers DBR e DFB. A principal diferença entre eles é que enquanto o laser DFB têm uma grade na região ativa da cavidade, figura 17(a), o laser usando DBR têm uma cavidade ressoante fraccionada com a grade numa região que não está ativa, figura 17(b). A razão para esta estrutura é a alteração do índice de refração dentro da cavidade do laser devido à mudanças de temperatura e de fluxo de elétrons que alteram o comprimento de onda da luz de saída. Menos variações do comprimento de onda são obtidas ao se colocar a grade numa extensão inativa da cavidade, uma vez que as características do material imediatamente adjacentes às grades não são alteradas pelo funcionamento do laser [26].

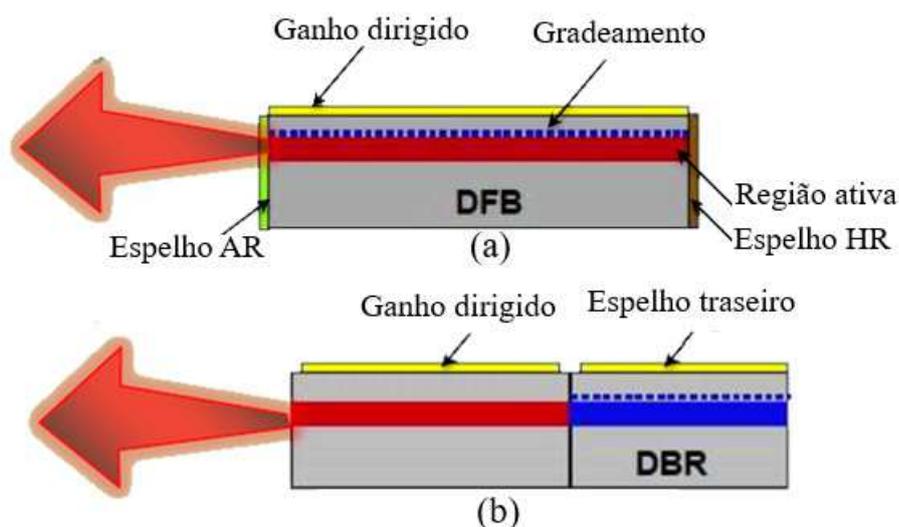


Figura 17 – (a) Laser DFB: Todos os elementos são combinados e distribuídos ao longo de todo o comprimento. (b) Laser usando DBR: Elementos separados em bases individuais.

Um laser semiconductor com cavidade externa é um laser baseado em uma pastilha de diodo laser que normalmente tem uma extremidade revestida de antirreflexo, e o

ressoador de laser é completado com, por exemplo, uma lente de colimação (ou feixe de eixo rápido e eixo lento separado colimadores) e um espelho externo, conforme mostrado na figura 18.

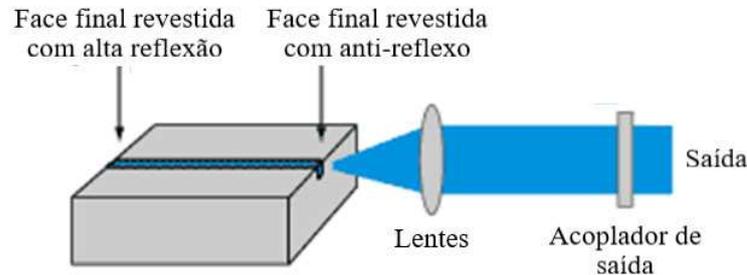


Figura 18 – Configuração simples de um laser de diodo com cavidade externa.

Outro tipo de laser com cavidade externa usa uma cavidade baseada em uma fibra óptica, em vez de em óptica de espaço livre. A realimentação óptica da banda estreita pode então vir de uma grade de *Bragg* de fibra. Um laser com cavidade externa apresenta vários novos recursos e opções [28]:

- Em comparação com um diodo laser padrão, uma cavidade mais longo aumenta o tempo de amortecimento da luz dentro da cavidade e, portanto, permite um ruído de fase mais baixo e uma largura de linha de emissão menor (em operação de frequência única). Um filtro dentro da cavidade, como uma grade de difração, pode reduzir ainda mais a largura de linha. As larguras de linha típicas de lasers de diodo de cavidade externa são inferiores a 1 MHz;
- Um filtro passa-banda óptico pode ser usado para determinar o comprimento de onda de emissão e reduzir a largura da linha de emissão. Por exemplo, pode-se usar uma grade de difração ou uma grade de volume de Bragg (*Volume Bragg Gratings* — VBG) para obter um laser de largura de linha estreita de comprimento de onda fixo;
- O ajuste do comprimento de onda é possível incluindo algum filtro passa-banda óptico ajustável como elemento de ajuste. Na maioria das vezes, uma grade de difração é usada para esse propósito. Outra possibilidade é usar um seletor de comprimento de onda com uma largura de banda um pouco maior e ajustar o comprimento de onda de emissão dentro de sua faixa, por exemplo, variando a corrente de acionamento do diodo laser;
- A cavidade externa também adiciona recursos importantes para bloqueio de modo.

Lasers de diodo de cavidade externa podem ser feitos com configurações muito compactas, dependendo dos elementos ópticos adicionais necessários.

3 Lasers Híbridos Sintonizáveis com Cavidade Externa

Os sistemas de comunicações coerentes de alta capacidade são indispensáveis para atender à crescente demanda por largura de banda impulsionada por serviços baseados em vídeo sob demanda, aplicações móveis e por acesso a outros serviços remotos (por exemplo: *cloud-based software services*). Tal aumento continuado de demanda ameaça ultrapassar os avanços significativos em recursos de transmissão verificados ao longo dos últimos 10-20 anos [29]. Outras vantagens associadas com a introdução da detecção óptica coerentes nos diversos segmentos das redes de comunicações são:

- Melhoria significativa na sensibilidade dos receptores em comparação com aqueles que usam detecção direta [30–32].
- Aplicação de esquemas de modulação espectralmente mais eficientes.
- Detecção não apenas da amplitude do sinal óptico, mas também da fase e polarização da luz.
- Melhor rejeição de canais adjacentes em sistemas ópticos de multiplexação por divisão do comprimento de onda densa (Dense Wavelength Division Multiplexing — DWDM), tornando possível enviar um maior número de canais ópticos de comunicação simultaneamente.

Para suportar uma taxa de dados ainda mais alta a tecnologia coerente requer fontes de luz de alta qualidade com baixo ruído de fase e, portanto, largura de linha espectral estreita. Lasers sintonizáveis com cavidade externa de alta potência e largura de linha estreita em um pequeno fator de forma são componentes essenciais para os módulos coerentes da próxima geração. Isso se deve principalmente ao desempenho cada vez melhor da plataforma da fotônica em silício, cujo potencial de fabricação explora os processos maduros da tecnologia CMOS para produção em massa e de alto rendimento de uma ampla variedade de dispositivos fotônicos baseados em SOI [5]. A figura 19 mostra transceptores ópticos da próxima geração em módulos de pequenos fatores de forma como CFP/CFP2/CFP4 e QSFP+/QSFP28.

Enquanto os lasers sintonizáveis da fotônica em silício podem ser uma solução econômica para comunicações ópticas e outras aplicações, sua comercialização ainda não foi bem-sucedida devido a algumas limitações:

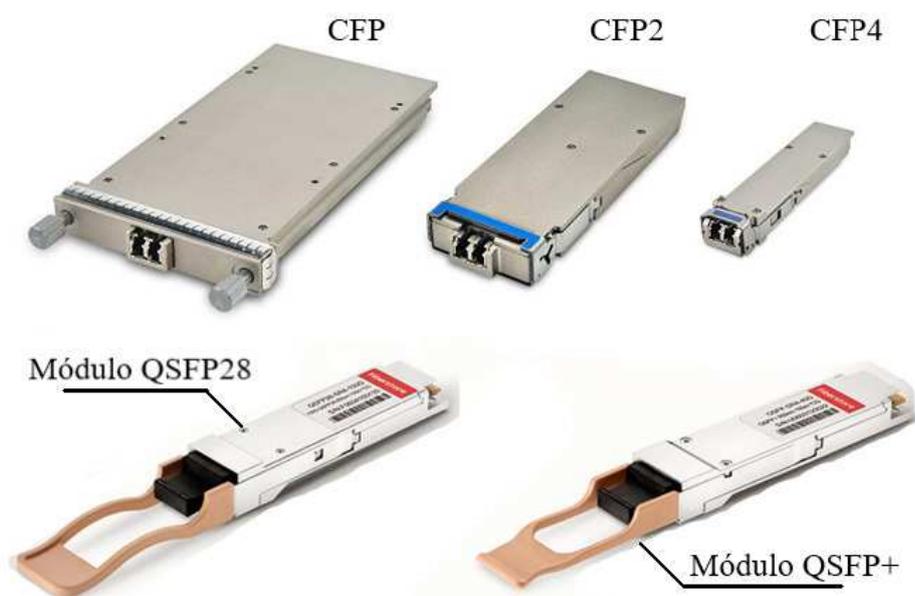


Figura 19 – Módulos de transceptores Ópticos: CFP/CFP2/CFP4/QSFP+/QSFP28.

- Apesar da integração híbrida ser uma solução promissora para realizar o acoplamento entre pastilhas de silício e materiais de emissão III-V, essa tecnologia requer técnicas de alinhamento com precisão sub-micrométrica que são bastante lentas e caras;
- A concepção de cavidades externas de silício de comprimentos longos fornece uma maneira eficaz de diminuir a largura de linha do laser para várias dezenas de kHz de forma a atender aos requisitos de modulações de altas ordens, mas, em contrapartida, aumenta as perdas de propagação nos guias de onda de silício;
- E o silício possui um coeficiente termo-óptico relativamente grande, conseqüentemente as cavidades e os filtros de frequência à base de silício, como ressoadores em anel, são bastante sensíveis a qualquer distúrbio térmico, tais como variações de temperatura no encapsulamento ou mudanças na corrente média. Em particular, essa precisão de frequência precisa ser válida em toda a faixa de sintonia de frequência e durante a vida útil do dispositivo.

A perda de propagação em guias de ondas de silício, devido à absorção inerente do mesmo, evita o uso de cavidades externas longas para gerar luz mais pura e com menos ruído, que é um requisito essencial para o bom desempenho dos formatos de altas ordens (M-PSK e M-QAM). A cada novo componente que é introduzido à pastilha de silício (guias de ondas, moduladores, etc.), o problema da perda fica mais crítico. Assim à medida em que a complexidade do circuito fotônico integrado aumenta, também aumenta a necessidade de um método para reverter essas perdas — a necessidade de amplificação do sinal. É aqui que entram os amplificadores ópticos a semicondutores (SOA). O princípio

básico de funcionamento de um SOA é semelhante ao de um laser óptico de semicondutor baseado na emissão estimulada como mostrado na figura 20, exceto que ele não possui retroalimentação. O projeto otimizado de pastilhas fotônicas de silício integrados com um SOA interno permite projetos de cavidades externas longas para reduzir a largura de linha do laser para algumas dezenas de kHz, e ainda obtém alta potência de saída. Requisitos altamente desejáveis para sistemas usando formatos de modulação de ordem superior.

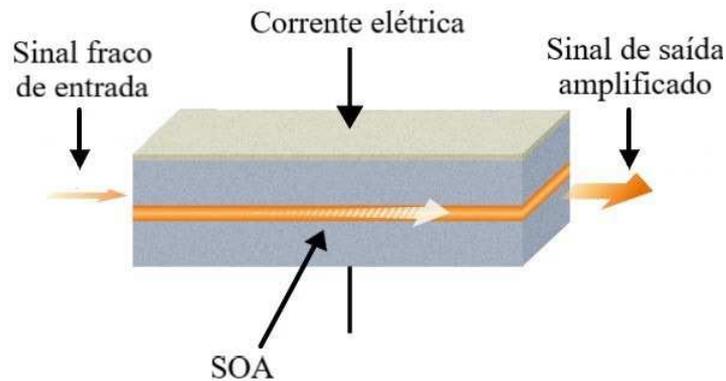


Figura 20 – Esquematização de um Amplificador Óptico a Semicondutor.

Os lasers amplamente sintonizáveis para transmissão WDM incluem tipicamente um SOA acoplado à borda frontal dos guias de ondas SOI passivos, para permitir a otimização do comprimento de onda do laser e da taxa de supressão de modo lateral (*Side-Mode Suppression Ratio* — SMSR) separadamente da potência de saída do laser. Os requisitos de potência óptica de saída para lasers em sistemas de transmissão coerente são normalmente muito altos, de pelo menos 16 dBm, para superar a perda no modulador coerente, no multiplexador de divisão por comprimento de onda e no acoplamento da fibra [33].

Lasers sintonizáveis têm sido propostos para a banda C (com um SOA *booster*) ou para a banda L, mas cobrindo apenas uma região espectral de cada vez, pois a faixa de sintonia dos lasers híbridos é limitada principalmente pela largura de banda do ganho óptico do material III-V do RSOA, normalmente 30–40 nm. A fim de sintonizar as bandas C e L com um único laser sintonizável, foi projetado um novo dispositivo RSOA com largura de banda de ganho ultra-ampla acima de 100 nm. Este RSOA foi hibridizado com as cavidades externas baseadas em silício e sílica para um amplo ajuste [4].

Muitas abordagens para o ajuste ultra-ampla se baseiam em uma cavidade externa usando uma seção de ganho e um filtro passivo ajustável com etalons ou ressoadores em anel (geralmente de Fabry-Perot). O etalon ou interferômetro de Fabry-Perot (*Fabry-Perot Interferometer* — FPI) consiste de uma cavidade óptica feita de duas superfícies reflexivas paralelas, que permite que as ondas ópticas passem pela cavidade óptica apenas quando estejam em ressonância com ela. Esses filtros podem ser combinados com o efeito Vernier

para estender a faixa espectral livre (FSR) de filtros passa-faixa e são compatíveis com o ajuste ultra-amplio graças ao envelope plano de seus múltiplos picos de refletividade [4].

O primeiro módulo de laser sintonizável em comprimento de onda das bandas C e L foi demonstrado com cavidade externa de silício, onde várias pastilhas foram co-empacotados com uma pastilha de ganho para a banda C e uma pastilha de ganho para a banda L. No entanto, espera-se que a redução do número de pastilhas proporcione redução de custos, pois menos alinhamentos são necessários. Lasers híbridos sintonizáveis usando circuitos ópticos planares (*Planar Lightwave Circuits* — PLC) baseados em sílica (SiO_2) para filtragem também têm sido estudados. PLC são elementos totalmente passivos com perdas muito baixas, mas devido ao contraste de índice muito menor, os diâmetros dos anéis são maiores (na faixa de mm). Essas abordagens requerem, por exemplo, três anéis com um efeito Vernier duplo para garantir a operação de modo único em uma ampla faixa de comprimento de onda [4].

Recentemente foi demonstrado pela primeira vez, até onde se sabe, o menor laser híbrido sintonizável de comprimento de onda de banda ultralarga na plataforma SOI, que pode cobrir as bandas C e L. O ajuste térmico em mais de 95 nm foi demonstrado para o laser III-V/Si com taxa de supressão de modo lateral (SMSR) maior que 35 dB, alta potência de saída de até +13 dBm e largura de linha de 550 kHz. Para o laser híbrido sintonizável à base de sílica, alcançou-se uma faixa de sintonia de 66 nm com SMSR de aproximadamente 50 dB, potência de saída de até +10 dBm em fibra e uma largura de linha na faixa de kHz [4].

3.1 Projeto da Cavidade Externa

3.1.1 Cavidade Baseada em Silício

O esquema da estrutura da cavidade baseada em silício é apresentado na figura 21. A cavidade externa é composta por um cone invertido inclinado, dois deslocadores de fase termo-ópticos, um ressoador em anel (*Ring Resonator* — RR) com topologia pista de corrida (*racetrack*) e um espelho ajustável de comprimento de onda variável, incluindo dois interferômetros multimodos (*Multimode Interference* — MMI) e um espelho de Sagnac em anel (*Sagnac Loop Mirror* — SLM). Os dispositivos são fabricados em uma plataforma SOI de 220 nm com uma camada de óxido enterrado (BOX) de 3 μm de espessura, estabelecendo um isolamento óptico adequado do substrato de silício. A perda de propagação é medida em cerca de 2.5 dB/cm. O cone invertido inclinado é projetado com comprimento de 150 μm e largura de 0.18 μm , a fim de realizar uma conversão de modo que coincida com o modo do RSOA acoplado à extremidade. Usa-se um ressoador em anel com grande FSR, maior que 22 nm [4].

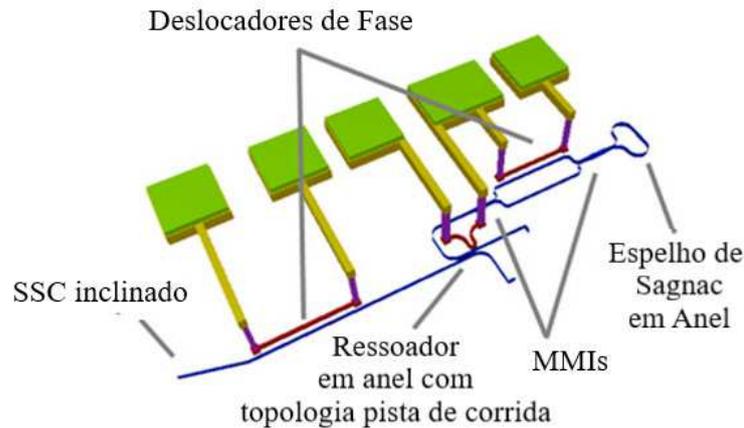


Figura 21 – Esquema do laser Híbrido III-V / Si via acoplamento de borda incluindo RSOA, conversor de tamanho de ponto (SSC), dois deslocadores de fase, um único filtro ressonador em anel com topologia pista de corrida e espelho assimétrico baseado em Mach-Zehnder (AMZIM). Fonte [4].

O comprimento de onda de pico do filtro do ressonador em anel e a função de filtragem do espelho podem ser ajustados através do efeito óptico-térmico para seleção do modo do laser por meio da integração de um micro-aquecedor nos mesmos, uma vez que existe uma dependência dos seus índices de refração com relação à temperatura. Já o espelho integrado proposto fornece acesso a uma grande faixa de refletividade em uma grande largura de banda óptica. O princípio do espelho de refletividade variável é baseado na configuração do interferômetro de Mach-Zehnder assimétrico reflexivo (*Reflective Asymmetric Mach-Zehnder Interferometer* — RAMZI), conforme detalhado em [34]. O sinal óptico se propaga através de um acoplador 2×2 e é dividido em dois caminhos ópticos. A diferença de comprimento entre os dois braços permite uma refletividade dependente do comprimento de onda. A figura 22 mostra o princípio da seleção de modo do laser usando um ressonador em anel e tal espelho [4].

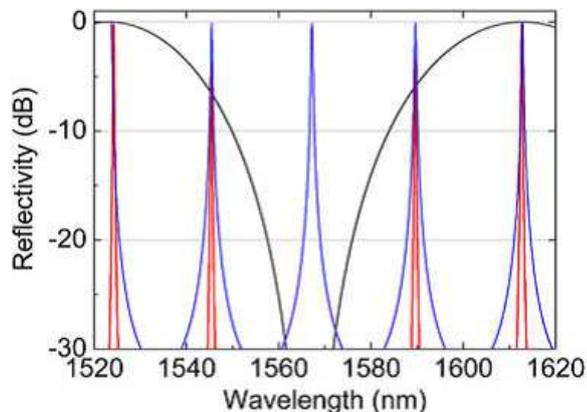


Figura 22 – Espectros de transmissão do RR (azul), do AMZIM (preto) e do espectro resultante (vermelho). Fonte [4].

O espectro resultante tem uma ampla faixa de sintonia de 90 nm, garantindo a cobertura de toda a banda-C, e os picos adjacentes do espectro resultante têm uma diferença de refletividade de pelo menos 3 dB. Para garantir um laser monomodo com uma funcionamento estável ao longo da sua vida útil é necessário manter a diferença de reflexão de pelo menos 3 dB em toda a banda-C. Isso é possível por meio da projeção cuidadosa de um fator de acoplamento entre o ressoador em anel e o guia de ondas. Um deslocador de fase é inserido em uma das ramificações do AMZIM reflexivo, o que permite ajustar a refletividade do espelho para deslocar o comprimento de onda do laser para uma sub-banda diferente [4].

3.1.2 Cavidade Baseada em Sílica (SiO_2)

A cavidade baseada em sílica é composta por três ressoadores em anel (RR) com topologia pista de corrida em série para garantir a operação de monomodo em uma ampla faixa de comprimentos de onda, um interferômetro multimodo (MMI) e uma seção de fase, figura 23. Esses elementos representam um comprimento de cavidade de ida e volta de 24.4 cm correspondendo aos modos de Fabry-Perot com faixa espectral livre (FSR) de 10 pm.

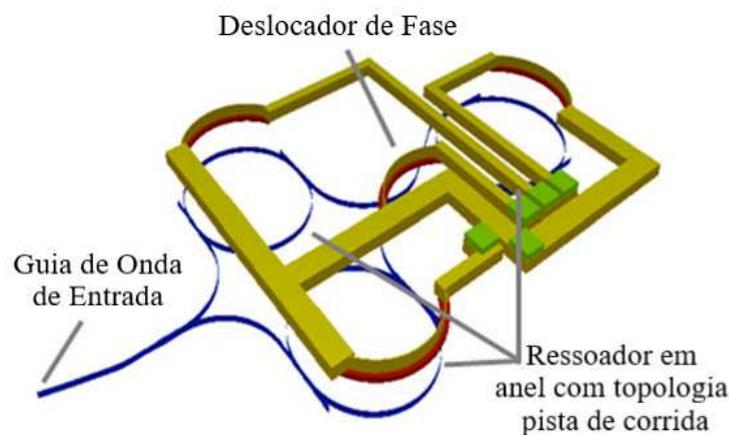


Figura 23 – Esquema da cavidade externa à base de SiO_2 , incluindo três ressoadores em anel, uma seção de fase, aquecedores correspondentes e guia de ondas inclinado para dentro/fora. Fonte [4].

Graças às perdas muito baixas nos guias de ondas à base de sílica, o comprimento da cavidade não é um obstáculo para a alta potência de saída. Nesta configuração optou-se por inclinar a faceta de saída em 7° para minimizar reflexos na interface com o RSOA, a faixa de ajuste da cavidade é definida pelo efeito Vernier entre os três RRs e o FSR resultante de 62 nm é mostrado na figura 24(a) [4].

A frequência de emissão corresponde ao modo Fabry-Perot em coincidência com as funções de transferência dos anéis. Para garantir a operação monomodo, deve haver uma

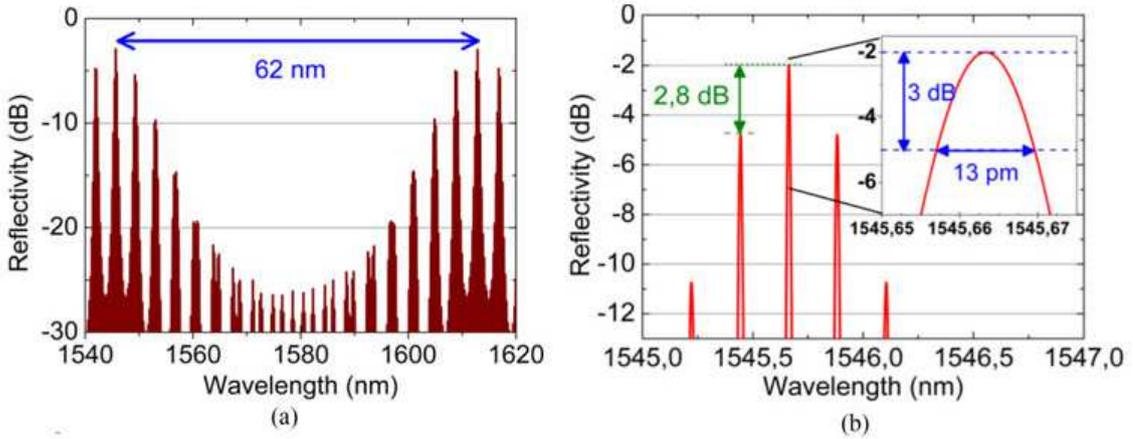


Figura 24 – (a) Espectro de refletividade do PLC à base de SiO_2 ; (b) Refletividade do PLC à base de SiO_2 no comprimento de onda do laser. Fonte [4].

filtragem suficiente dos modos adjacentes. Um bom *Finesse* do filtro (3.1) é obtido para um pequeno fator de acoplamento κ entre os anéis e o guia de ondas.

$$Finesse = \frac{FSR}{FWHM} \quad (3.1)$$

A resolução espectral (R) de um interferômetro de Fabry-Perot é dada por:

$$R = \frac{\lambda}{FWHM} = mF, \quad m = 1, 2, \dots \quad (3.2)$$

onde m é a ordem de interferência, F é a *Finesse* e λ é o comprimento de onda. Pela análise da expressão conclui-se que o valor da resolução espectral é dado pelo produto da ordem de interferência pela *Finesse*. Por esta análise pode observar-se que um baixo valor do parâmetro *Finesse* não significa necessariamente uma baixa resolução, mas antes que o filtro tem que ser usado numa ordem de interferência alta (espectro de alta ordem). A distância entre os espelhos e a refletividade dos mesmos são os fatores com maior influência na resolução espectral do filtro. O aumento de um destes fatores separadamente ou dos dois em simultâneo proporciona um aumento da resolução espectral.

O fator de acoplamento, junto com os FSRs do anel, determinará a diferença de reflexão entre o pico do filtro principal sobreposto e os picos vizinhos. No entanto, um compromisso deve ser feito à medida que a potência de saída aumenta com κ . O mesmo valor de κ é implementado em todos os anéis e fixado em 0.4. A figura 24(b) mostra uma visão aproximada da refletividade resultante do PLC. A diferença resultante com a coincidência adjacente é de 2.8 dB. Novamente foi tomado cuidado para manter essa diferença de reflexão de pelo menos 3 dB em toda a banda-C para obter lasers monomodo estáveis.

O espectro de transmissão do filtro óptico de Fabry-Perot deve possuir uma seletividade tal que a sua FWHM seja inferior a 10 nm. O valor do pico do espectro de

transmissão deve ser o mais elevado possível. Este valor deve ter no mínimo o dobro do valor de qualquer pico indesejável, pois podem aparecer valores de ruído dentro da gama visível do espectro. A FWHM de 13 pm do pico principal, como mostrado na figura 24(b), garante alta rejeição entre os modos Fabry-Perot com espaçamento de 10 pm dentro da mesma coincidência [4].

Aquecedores colocados nos anéis controlam a posição do comprimento de onda do modo Fabry-Perot no centro do pico principal. A dependência do índice de refração em relação à temperatura é menor na sílica do que no Silício, o que leva a uma grande estabilidade, mas, por outro, resulta numa baixa eficiência de ajuste térmico. Portanto, é necessário gravar sulcos ao longo e abaixo dos guias de ondas à base de SiO_2 para focar a geração de calor nos guias de ondas, proporcionando uma eficiência de ajuste térmico 10 vezes maior [35].

3.2 Laser Híbrido

3.2.1 Projeto do RSOA

O RSOA usado neste experimento é feito de uma heteroestrutura enterrada semi-isolada (*Semi-Insulated Buried Hetero-Structure* — SIBH) de guia de ondas para boa injeção elétrica, seleção de modo (apenas os modos TE, já que os modos TM não são suficientemente retroalimentados pelas reflexões dos espelhos) e condutividade térmica. Compreende uma zona ativa de InGaAsP ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) com poço multiquântico (*Multiple Quantum Well* — MQW), com núcleo retangular, e o resto do guia de ondas é à base de InP, desprezando os degraus de índice de absorção e refração devido às diferentes dopagens das camadas de InP.

O fator confinamento óptico (Γ) na zona ativa, definido como a razão de intensidade óptica em cada camada do guia de ondas do dispositivo pela intensidade óptica total, é fixado em cerca de 4% para melhorar a potência de saída de saturação do RSOA. Isso é obtido inserindo uma camada com alto índice de refração abaixo da zona ativa, fazendo com que a radiação seja basicamente confinada pelo guia de ondas composto pela região ativa mais as camadas adjacentes, enquanto os portadores p , principais responsáveis pelas perdas do guia de ondas, são confinados pela região ativa, implicando em um possível aumento do fator de confinamento óptico. Como a potência de saída de saturação (P_{Sat}) é proporcional a V/Γ , com V sendo o volume da zona ativa, o guia de ondas é ampliado para $5 \mu\text{m}$ para melhorar ainda mais a potência de saída de saturação. Para compensar o ganho inferior proveniente da redução de Γ , o comprimento RSOA é estendido para 3 mm. Alto ganho de 27 dB para uma corrente injetada de 400 mA é mostrado na figura 25(a) [4].

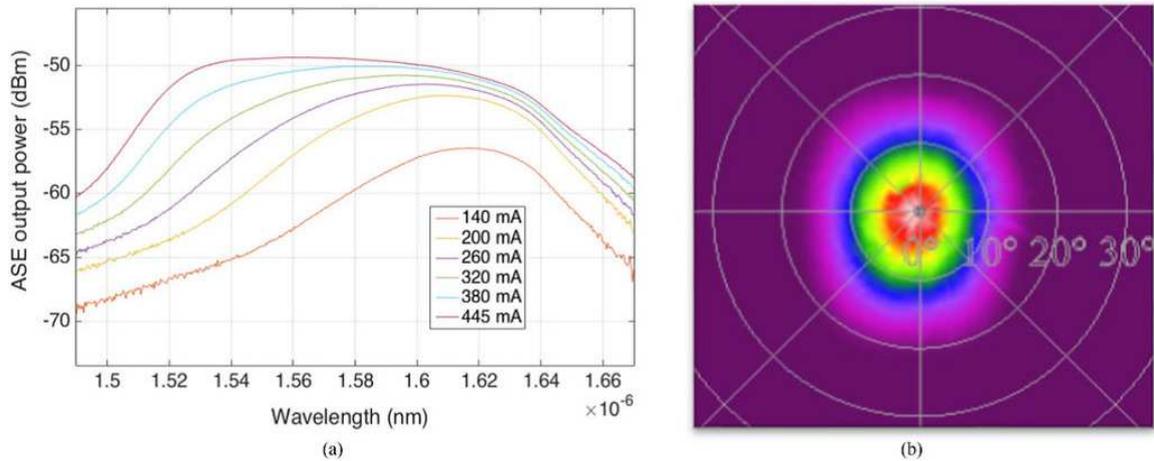


Figura 25 – (a) Largura de banda do ganho óptico do RSOA dependendo da corrente injetada de RSOA; (b) Medição de campo distante do modo óptico do RSOA. Fonte [4].

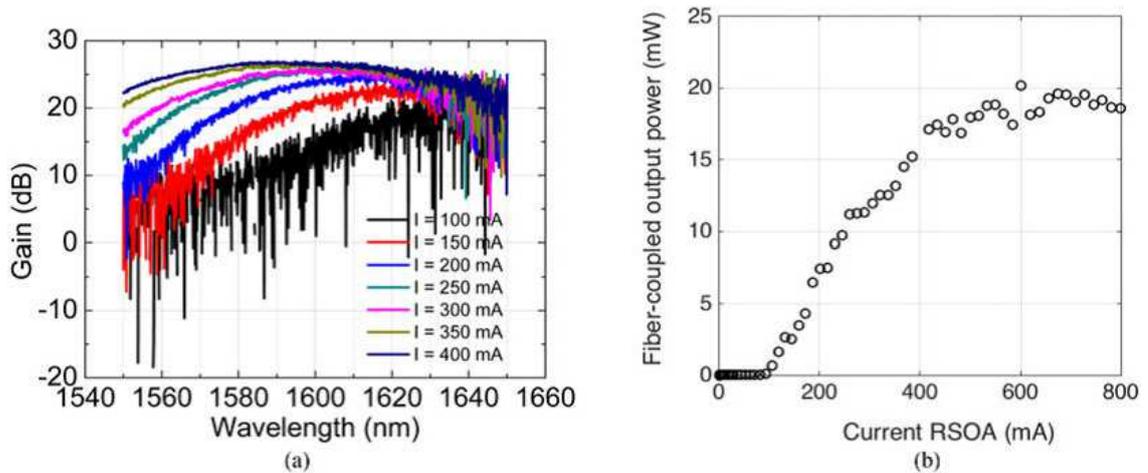


Figura 26 – (a) Ganho óptico versus vários comprimentos de onda e (b) Curva L-I em função da corrente injetada no RSOA. Fonte [4].

O RSOA é projetado para ganho óptico de banda larga controlado pela corrente injetada. As figuras 25(a) e 26(a) mostram o aumento da emissão espontânea amplificada (*Amplified Spontaneous Emission* — ASE) e o perfil de ganho para diversos valores da corrente de injeção. A presença da ASE num amplificador é um efeito que deve ser levado em consideração e este deve-se à amplificação de fótons que foram emitidos espontaneamente devido ao decaimento de um elétron do estado excitado, conseqüentemente, o regime de emissão espontânea ocorre em maior quantidade frente ao regime de emissão estimulada. Como nesse processo não se faz uso de nenhum sistema que forneça retroalimentação, as características dessa emissão dependem puramente do meio ativo e de sua forma geométrica, bem como comprimento de ganho. Ela ocorre em um meio ativo com alto ganho ou com amplificadores longos e a presença deste processo num sistema de amplificação causa o aumento do ruído [36].

Uma condição muito importante para que se acople bastante luz a um dispositivo tem a ver com o polimento das suas faces externas. Desta forma, a faceta traseira do RSOA é clivada dando uma refletividade $R = 30\%$, enquanto a faceta frontal é inclinada em 7° e revestida com antirreflexo para evitar reflexão com a cavidade à base de silício. As medições de campo distante do modo óptico do RSOA fornecem o ângulo de divergência de FWHM horizontal e vertical: $\theta_{horizontal} = 16^\circ$ e $\theta_{vertical} = 19^\circ$ mostrados na Figura 25(b). Os baixos valores de divergência e quase circularidade do modo óptico originam-se da camada da superfície e facilitam o acoplamento do laser híbrido [4].

3.2.2 Integração e Acoplamento

O RSOA é acoplado pela extremidade à cavidade externa das pastilhas de III-V/Si e III-V/ SiO_2 . Devido à grande incompatibilidade de modo entre o guia de ondas do RSOA e o guia de ondas de silício, é necessário introduzir um conversor óptico de tamanho de ponto (SSC) na pastilha SiPh para reduzir a perda de acoplamento entre as pastilhas. A estrutura do SSC é mostrado na figura 27. O conversor possui uma fita adiabática de silício que gradualmente se torna mais fina no final e um segundo guia de ondas de índice baixo que cobre o cone. Normalmente, o cone de silício deve ser maior que 200 nm e a ponta do cone deve ser menor que 100 nm. O segundo guia de ondas tem um núcleo de aproximadamente $3\mu m$ e índice de contraste de cerca de 3%.

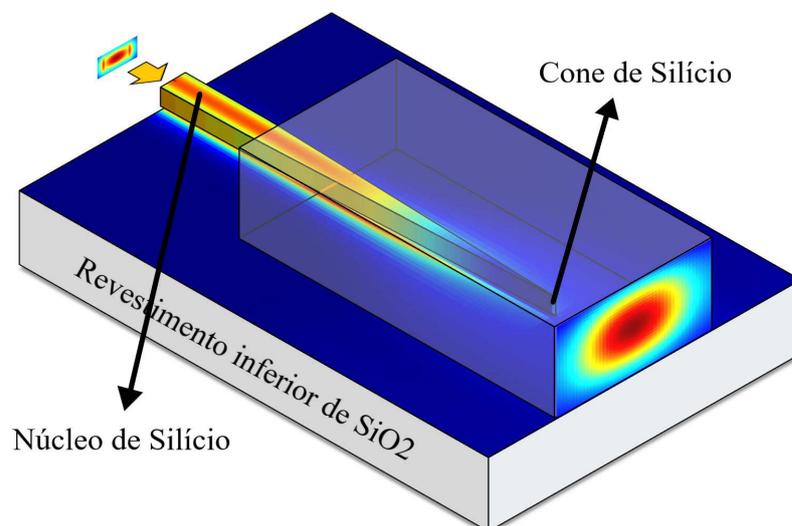


Figura 27 – Esquemático de um SSC .

A figura 28 mostra a comparação do modo entre o campo elétrico do guia de ondas de um SSC à base de nitreto de silício (Si_3N_4) (a) e do modo da pastilha RSOA (b). Aqui a incompatibilidade de modo é de apenas -0.18 dB, representando uma sobreposição de modo de 96%. As simulações de perdas de acoplamento exibidas na figura 29 mostram a

tolerância de acoplamento ao desalinhamento entre o RSOA e um cone invertido à base de silício.

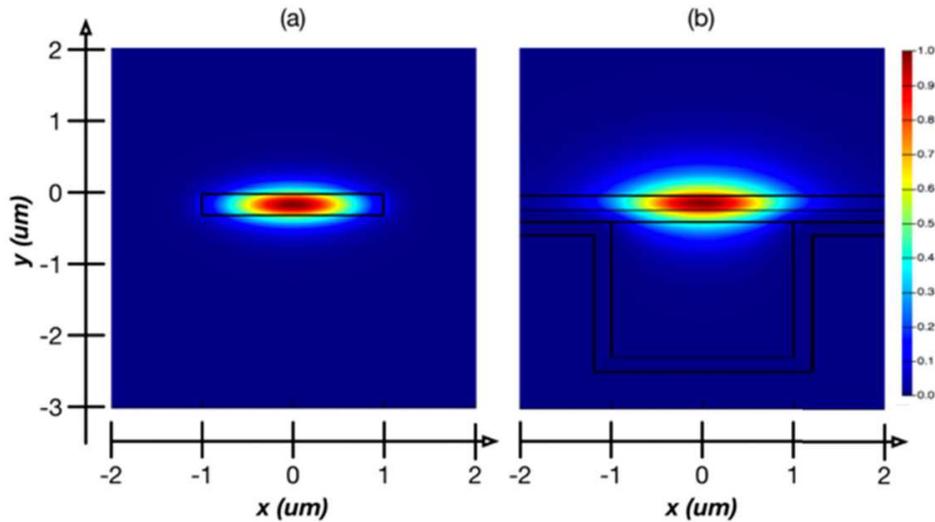


Figura 28 – Magnitude do campo elétrico para (a) o guia de ondas de nitreto de silício (Si_3N_4) na pastilha SiPh e (b) para a pastilha RSOA. Fonte [37].

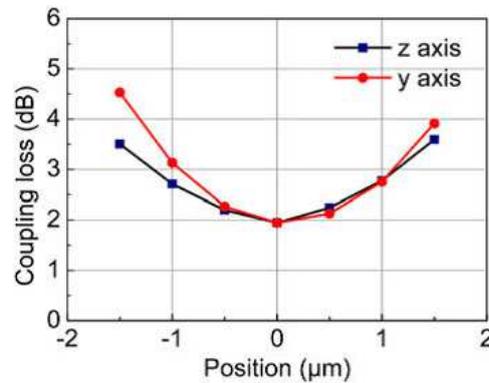


Figura 29 – Sensibilidade de acoplamento ao desalinhamento. Fonte [4].

As perdas de acoplamento entre a fibra e o RSOA são estimadas em cerca de 3 dB. Quanto à abordagem PLC, o guia de ondas à base de SiO_2 tem $4.5 \mu m$ de largura, grande o suficiente para um bom acoplamento com o guia de ondas do RSOA. Neste caso, as perdas de acoplamento foram medidas em cerca de 2 dB. No experimento realizado em [4], o RSOA foi mantido em uma posição fixa e uma fibra óptica foi acoplada à faceta de saída direta do RSOA, maximizando a potência de saída coletada da emissão de ASE. Em seguida, a cavidade externa foi acoplada à faceta inclinada do RSOA e observou-se o aparecimento de um espectro de modo único no analisador de espectro óptico. Uma vez que ambos os acoplamentos estão ótimos, os diferentes aquecedores são controlados para maximizar o SMSR e a potência de saída.

3.3 Caracterização do Laser Híbrido

3.3.1 Laser III-V/Si

Com a temperatura do dispositivo estabilizada em 20°C, mediu-se o ganho óptico de fibra para fibra do dispositivo RSOA em diferentes comprimentos de onda, conforme mostrado na figura 26(a). O ganho precisa superar as perdas na cavidade, que são estimadas em cerca de 9 dB. Para corrente injetada baixa, o ganho óptico atingiu valores maiores do que a perda de cavidade para 1.55 μm e 1.6 μm , porém uma corrente maior é necessária para atingir esse valor a 1.5 μm . A figura 25(a) confirma tal comportamento. A potência de saída acoplada à fibra depende da corrente injetada no RSOA como mostrado na figura 26(b). Foi obtida potência óptica de até 20 mW (13 dBm), que está entre as maiores potências acopladas a fibra relatadas para laser híbrido sem SOA *booster*. A corrente de limiar é de 95 mA e a eficiência de inclinação — definida como a inclinação da curva obtida pela plotagem da potência de saída do laser versus a corrente injetada — da potência de saída acoplada à fibra é de 5% [4].

Conforme explicado na Seção 2.7.1, o meio de ganho, assim como o circuito integrado fotônico (*Photonic Integrated Circuit* — PIC) de silício, foram projetados para uma grande faixa de ajuste de comprimento de onda de 90 nm. Com isso obteve-se uma faixa de sintonia de 1540 a 1635 nm, perfazendo a faixa de sintonia total de 95 nm. É a maior faixa de sintonia de lasers sintonizáveis à base de silício híbrido já relatada, até onde se sabe. Os espectros sobrepostos são mostrados na figura 30(a) [4].

Para a faixa de sintonia de 95 nm, a potência elétrica aplicada ao aquecedor é de cerca de 50 mW. SMSR alto acima de 35 dB é obtido em toda a faixa de sintonia. A figura 30(b) mostra a dependência do SMSR ao comprimento de onda. Em seguida, a potência de saída é medida para cada comprimento de onda. A potência de saída da faceta varia de +5 dBm a +15 dBm, conforme mostrado na figura 30(c). A menor potência é obtida na banda C, pois o ganho do RSOA é menor nesta região na corrente de limiar do laser. Como pode ser visto na figura 25(a), a largura de banda de ganho do RSOA é reduzida quando aplicado baixas correntes. Para obter potência de saída constante em todos os comprimentos de onda, o RSOA deve ser otimizado de forma que a corrente de limiar do laser corresponda à corrente de ganho plana do RSOA [4].

A medição do ruído de fase foi realizada usando uma configuração auto-heteródina, como apresentado em [38], com uma linha de atraso de fibra de 10 km (correspondendo a um atraso de 47.45 μs) e um modulador acústico-óptico realizando uma mudança de frequência de 80 MHz. O sinal temporal foi adquirido com um osciloscópio a 500 MS/s (Mega Amostras por segundo) com tamanho total de 128 MS (correspondendo ao tempo de aquisição de 256 ms) e resolução de 12 bits. Foi processado para extrair a densidade espectral de potência (*Power Spectral Density* — PSD) do sinal de batimento, mostrado

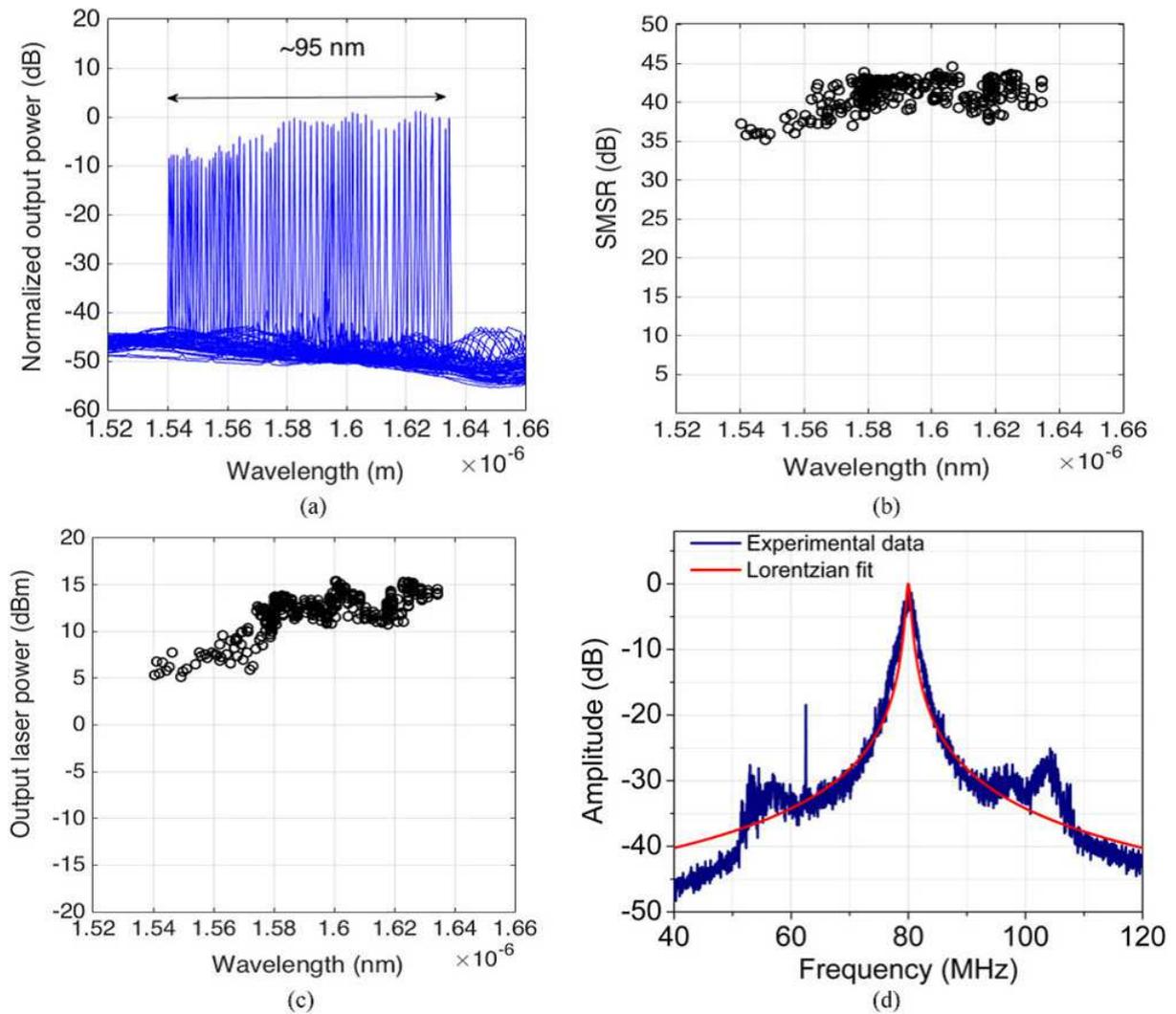


Figura 30 – (a) Espectros sobrepostos, (b) SMSR e (c) potência de saída do laser em função do comprimento de onda, (d) medição da largura de linha em 1605 nm. Fonte [4].

na figura 30(d). Um ajuste Lorentziano fornece uma largura de linha de 550 kHz para o laser, na mesma faixa dos resultados anteriores [34].

3.3.2 Laser III-V/ SiO_2

Usando um RSOA idêntico, o laser híbrido de III-V/ SiO_2 foi caracterizado a 20°C. A potência máxima de saída estável acoplada a fibra no valor de 10 dBm é obtida em 250 mA conforme apresentado na figura 31(c). A figura 31(a) mostra uma faixa de sintonia de 66 nm obtida pelo aquecimento de dois dos três anéis. Este resultado está de acordo com o FSR simulado do filtro. Nesse caso, o terceiro anel não é utilizado e impõe os comprimentos de onda de coincidência do anel triplo, gerando um espectro discreto. Um espectro contínuo é obtido sintonizando simultaneamente todos os três anéis. Como um aquecedor precisa de 60 mW para percorrer toda a faixa de sintonia, 180 mW são necessários para a sintonia

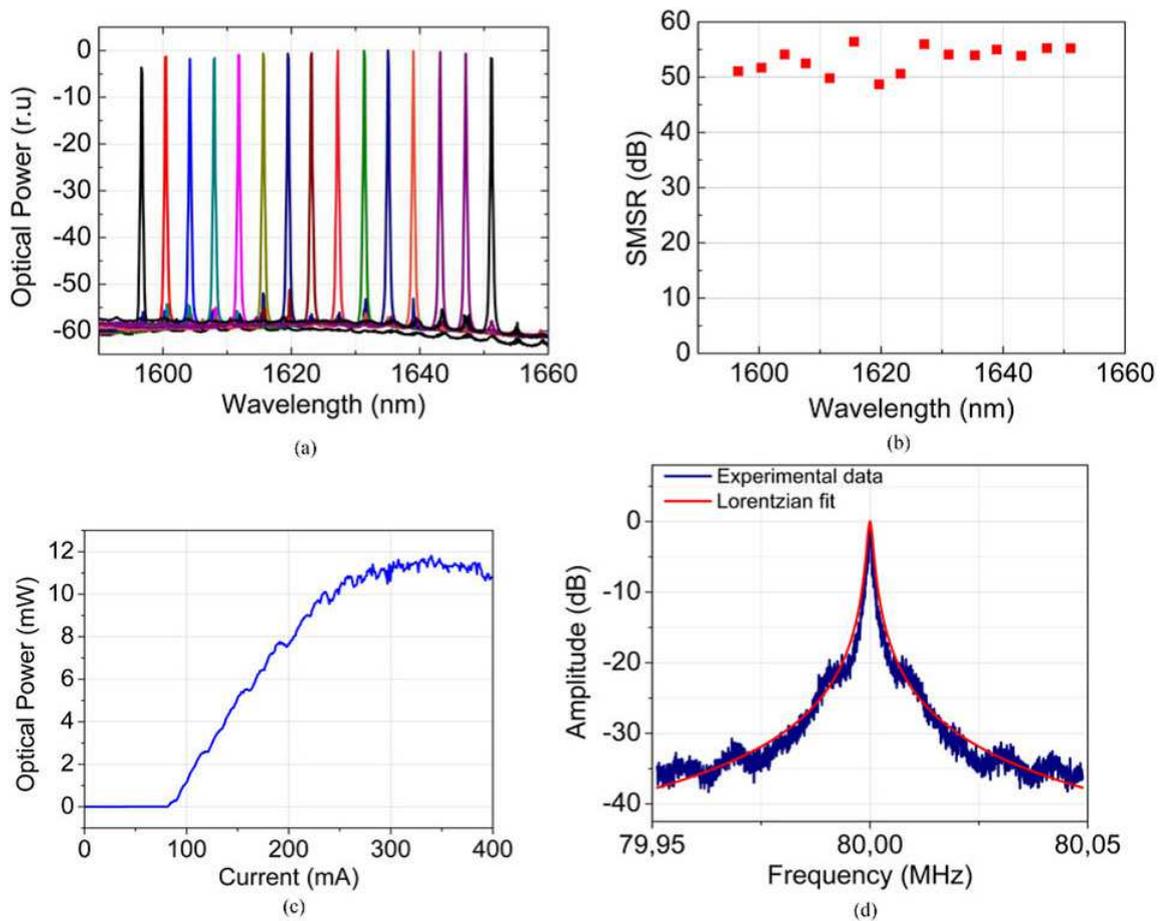


Figura 31 – (a) Espectros sobrepostos normalizados, (b) SMSR, (c) Curva L-I em função da corrente injetada no RSOA e (d) medição da largura de linha em 1611 nm. Fonte [4].

contínua do laser em 62 nm com todos os três anéis. A potência de saída mostra menos de 5 dB de variação ao longo da faixa de sintonia, menor do que a variação apresentada pelo laser de III-V/Si, mas em um espectro reduzido. Devido à alta *Finesse* do filtro, um SMSR alto de ≈ 50 dB é alcançado para todos os comprimentos de onda de pico, conforme apresentado na figura 31(b). Alta pureza do laser também é esperada. Para quantificá-lo, as medidas de largura de linha foram realizadas usando a configuração auto-heteródina, a 250 MS/s para um tamanho total de 128 MS (tempo de aquisição de 512 ms). As medidas apresentadas na figura 31(d) correspondem a um ajuste Lorentziano com largura de linha baixa de 1 kHz [4].

4 Resultados recentes da literatura

4.1 Laser Sintonizável Miniaturizado de Alta Potência e Largura de Linha Estreita com Ajuste Preciso de Frequência

Recentemente foi demonstrado um laser híbrido sintonizável de silício, figura 32, em um encapsulamento miniaturizado adequado para módulos coerentes em pequenos formatos que além de exibir larguras de linhas estreitas de até 60 kHz, SMRS acima de 50 dB e faixa de sintonia de 65 nm, alcançou uma potência de saída recorde de 21.5 dBm na banda-C por meio da integração de um SOA de alta potência projetado internamente. Esses parâmetros de desempenho são preferíveis para sistemas de 400 Gb/s e comunicações coerentes usando formatos avançados de modulação de alta ordem. Além disso, uma tecnologia de sensor integrado na pastilha foi desenvolvida para controle preciso da frequência do laser. Atingiu-se estabilidade de frequência de 1 GHz no laser SiPh contra as mudanças de corrente do SOA ou variações de temperatura da embalagem entre 10°C e 80°C. Demonstrou-se ainda a viabilidade deste laser para aplicação prática em um sistema de comunicação coerente de dupla polarização com taxa de símbolos de 64 Gbaud para formatos de modulação de 16 e 64-QAM de alta velocidade, integrando-o com uma submontagem óptica coerente (*Coherent Optical Subassembly* — COSA) híbrida InP-PLC interna [5].

4.1.1 Estrutura do Laser Sintonizável

Os dispositivos SiPh foram fabricados em uma plataforma SOI de 220 nm e a cavidade do laser consiste em uma pastilha de ganho e uma pastilha de filtro óptico acoplados por um processo de alinhamento ativo com um comprimento total de 2.8 nm. A perda de acoplamento óptico medida nesse processo de alinhamento ativo foi de cerca de 1 dB para os protótipos desenvolvidos. Essa baixa perda de acoplamento é essencial para dispositivos da fotônica em silício. A seção de ganho da pastilha de ganho consiste em vários poços quânticos à base de InGaAsP e sua face frontal é clivada, servindo como porta de saída do laser, refletindo 30% da luz de volta na pastilha de ganho como *feedback* óptico do laser. O guia de ondas na face traseira da pastilha de ganho é inclinado e revestido com antirreflexo para evitar a reflexão traseira [5].

A cavidade externa de silício é composta por dois filtros ressoadores em anel em cascata com FSRs ligeiramente diferentes para fornecer uma grande faixa de sintonia de 65 nm através do efeito Vernier, uma seção de controle de fase, um acoplador de interferência multimodo (MMI) e um SSC de nitreto de silício (Si_3N_4) para combinar o

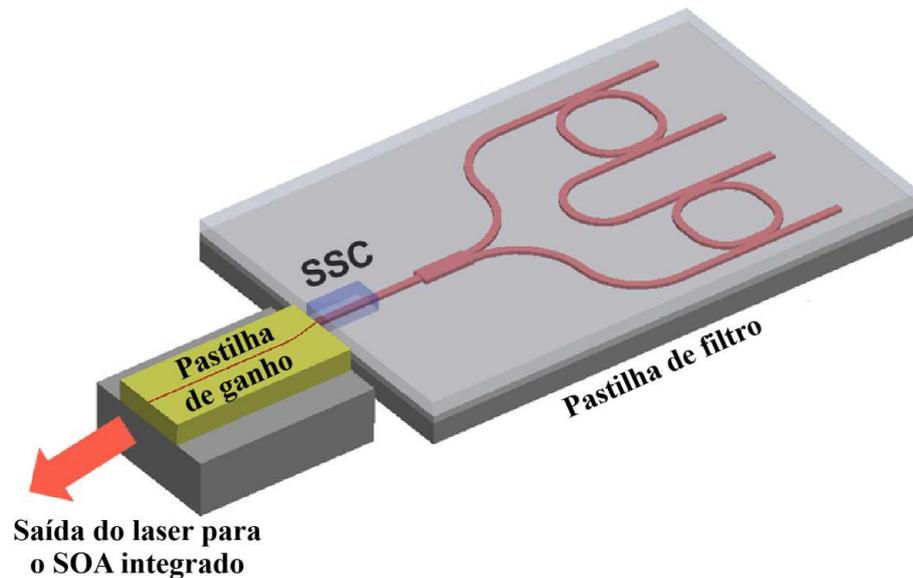


Figura 32 – Esquema do laser híbrido sintonizável, incluindo uma pastilha de ganho acoplado à pastilha de filtro com dois filtros ressoadores em anel em cascata. A luz do laser da pastilha de ganho foi acoplada ao SOA integrado para amplificação. Fonte [5].

tamanho do modo da pastilha de silício com a pastilha de ganho. A luz que passa através dos dois anéis em cascata é retornada à pastilha de ganho para fornecer o *feedback* do laser. Projetou-se um SOA de alta potência que é integrado através do acoplamento de lente para amplificação da luz em um segundo processo de alinhamento ativo. A perda de acoplamento de pastilha nesta etapa pode ser bem controlada em menos de 1 dB, graças à combinação perfeita de modo e a um processo de fixação de lente rigidamente controlado. E finalmente, a luz amplificada do laser é acoplada a uma fibra monomodo que mantém a polarização por meio de duas lentes e um isolador óptico [5].

Aqui, o uso de um SOA fornece alta potência de saída ao laser através da amplificação da luz, enquanto reduz a potência óptica na pastilha de filtro SiPh. Esse projeto de dois estágios do laser e do amplificador oferece várias vantagens exclusivas para os lasers sintonizáveis:

- Evita a instabilidade duradoura dos efeitos não lineares do silício nos ressoadores em anel com altos níveis de potência do laser;
- Permite uma potência óptica muito menor no primeiro estágio de maior perda para reduzir bastante a perda absoluta de energia, enquanto amplifica a luz no segundo estágio de menor perda. Isso garante alta potência de saída do laser e também melhora a eficiência geral do dispositivo;
- A potência de saída pode ser controlada através do ajuste da corrente SOA. Como o SOA fica fora da cavidade do laser, ele minimiza a mudança de fase da cavidade

durante o ajuste de energia. Essa separação do controle de potência de saída de outros parâmetros do laser simplifica o projeto do circuito de controle.

4.1.2 Características de Desempenho do Laser

O subconjunto pastilha de ganho/SiPh juntamente com o SOA e outros componentes foram montados em um substrato comum e então conectados a um resfriador termoelétrico (*Thermoelectric cooler* — TEC) para manter o dispositivo a uma temperatura operacional constante de 30°C. A corrente de injeção na pastilha de ganho foi fixada em 200 mA para garantir que o SOA funcione no regime profundamente saturado. Através do ajuste do SOA e da calibração de um fotodiodo monitor, é possível obter um controle preciso da potência de saída do laser através dos canais de comprimento de onda. A Figura 33 mostra os espectros sobrepostos de 27 canais de comprimento de onda sintonizados em uma faixa de 65 nm. Essa ampla faixa de sintonia garante a cobertura de toda a banda C. O controle simultâneo dos dois filtros em anel através dos micro-aquecedores integrados poderá ajustar o comprimento de onda do laser continuamente em toda a faixa de sintonia [5].

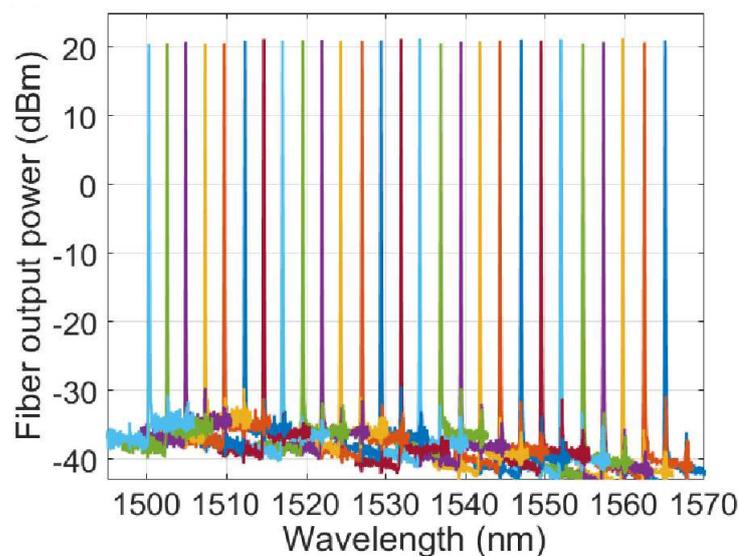


Figura 33 – Espectros de laser sobrepostos de 27 canais de comprimento de onda sintonizados em uma faixa de 65 nm. Fonte [5].

Nesta medição, a corrente de injeção do SOA foi ajustada em 900 mA e a potência de saída do laser medido acoplada à fibra varia de 21.5 dBm a 21.9 dBm na banda C, conforme mostrado pelos pontos vermelhos na figura 34. Esta alta potência de saída do laser é promissora para compensar as perdas nos moduladores que usam formatos de modulação complexos. Devido a uma grande diferença de reflexão do pico do filtro de mais de 3 dB, SMSR acima de 50 dB também foi obtido em todos os canais de comprimento de onda, conforme mostrado pelos pontos azuis na figura 34. A figura 35 mostra ainda a potência de saída de laser acoplada à fibra medida a 1547,0 nm, em função da corrente

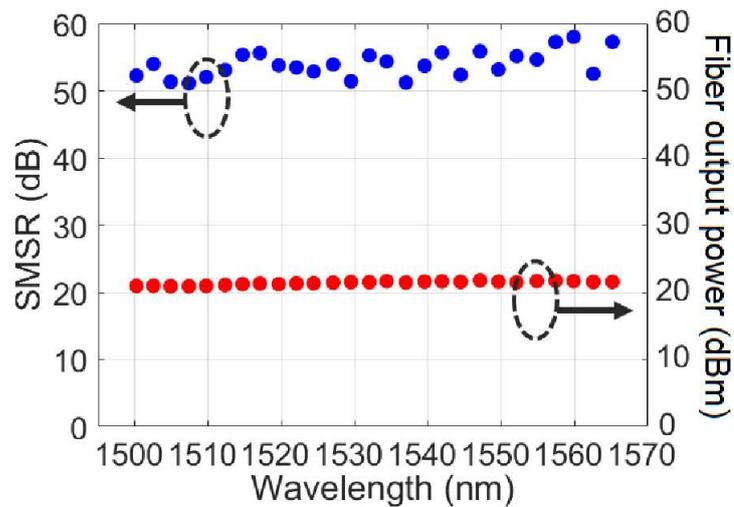


Figura 34 – SMSR medido (pontos azuis) e potência de saída acoplada a fibra (pontos vermelhos) em cada canal de comprimento de onda. Fonte [5].

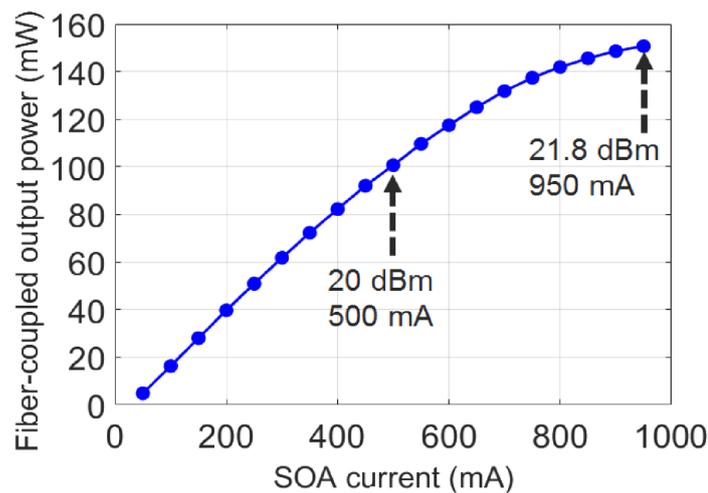


Figura 35 – Potência de saída do laser acoplado à fibra em função da corrente SOA. A corrente de injeção na pastilha de ganho foi fixada em 200 mA. Fonte [5].

SOA. Quando a corrente aumenta além de 700 mA, a potência de saída começa a saturar gradualmente. A potência máxima de saída do laser atinge um valor recorde de 150 mW (21,8 dBm) a uma corrente de injeção SOA de 950 mA. Esta é a maior potência de saída acoplada à fibra relatada para lasers sintonizáveis de silício [5].

Para medir a largura de linha do laser utilizou-se uma abordagem discriminadora de frequência, no qual um interferômetro de linha de atraso coerente é empregado para converter o ruído da frequência do laser em flutuações de intensidade, que podem ser medidas por um fotodetector conectado a um analisador de espectro elétrico. Uma linha de base do espectro de ruído medido entre 100 MHz e 400 MHz foi usada para calcular a largura de linha intrínseca Lorentziana, evitando contribuições do ruído térmico $1/f$ e do ruído elétrico em frequências mais baixas [5]. Os pontos azuis na figura 36 mostram

as larguras de linhas intrínsecas ao laser medidas em 1547 nm como uma função da corrente SOA. Não há deterioração óbvia da largura de linha, mesmo com a corrente SOA aumentando até 900 mA. É possível observar que as larguras de linha estão bem abaixo de 60 kHz para diferentes correntes de trabalho do SOA entre 200 mA e 900 mA. As larguras de linha de dois outros comprimentos de onda no início e no final da banda C também foram testadas, ambas produzindo larguras de linha mais estreitas que 80 kHz. Além disso, mediu-se o ruído de intensidade relativa (*Relativ Intensity Noise* — RIN) do laser usando um analisador de sinais de ondas de luz. Conforme mostrado pelos pontos vermelhos na figura 36, o RIN medido está abaixo de -150 dB/Hz (em média de 0.1 GHz a 10 GHz) para a faixa de corrente SOA entre 200 mA e 900 mA. Esta largura de linha estreita e baixo RIN, tornam este modelo de laser adequado para transmissões de 400 Gb/s e comunicações coerentes de alta velocidade [5].

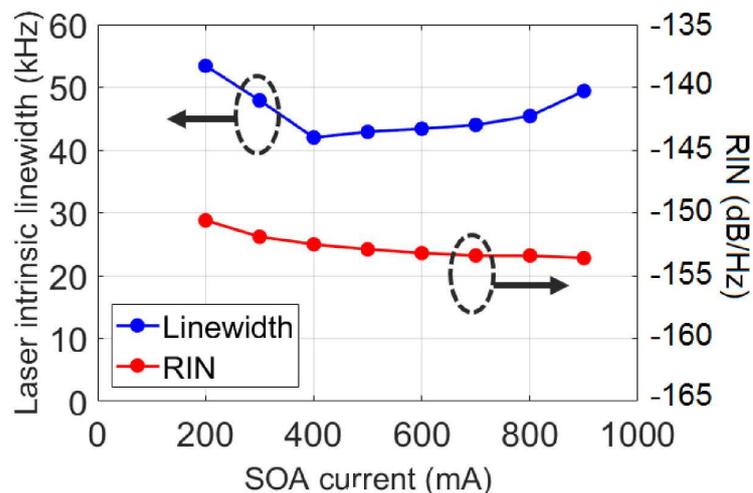


Figura 36 – Largura de linha intrínseca medida do laser (pontos azuis) e RIN do laser (pontos vermelhos) em função da corrente SOA. Fonte [5].

4.1.3 Estabilidade e Precisão de Frequência

Lasers sintonizáveis de silício são altamente sensíveis às perturbações térmicas que ocorrem na cavidade do laser causadas pela variação da corrente injetada, necessária para ajuste da potência de saída do laser, bem como da temperatura do encapsulamento. Embora o ajuste de frequência sem rede possa ser facilmente obtido através do controle de dois aquecedores em anel, o controle preciso da frequência até o nível sub-1 GHz contra desvios e saltos de modos durante a vida útil do dispositivo é muito desafiador para os lasers SiPh.

Par resolver esse problema, desenvolveu-se uma tecnologia de sensor integrado às pastilhas de filtro para controle preciso da frequência do laser até o nível de 1 GHz. Na

figura 37(a), introduziu-se uma perturbação térmica ao substrato, aumentando a corrente SOA de 500 mA para 600 mA e depois para 700 mA (mostrada pelas duas setas vermelhas). Como mostra a linha azul na figura 37(a), quando a função do sensor integrado foi desativada, a frequência do laser oscilou primeiro em 7.3 GHz e depois em 7.0 GHz (linha azul), todos com o TEC ligado. Quando a função do sensor foi ativada, como mostra a linha tracejada vermelha, a frequência do laser foi estabilizada de volta à localização espectral original, com desvio bem abaixo do objetivo de ± 1 GHz. As duas quedas de frequência observadas resultaram do *overshoot* do controlador PID e podem ser corrigidas otimizando ainda mais os parâmetros do controlador [5].

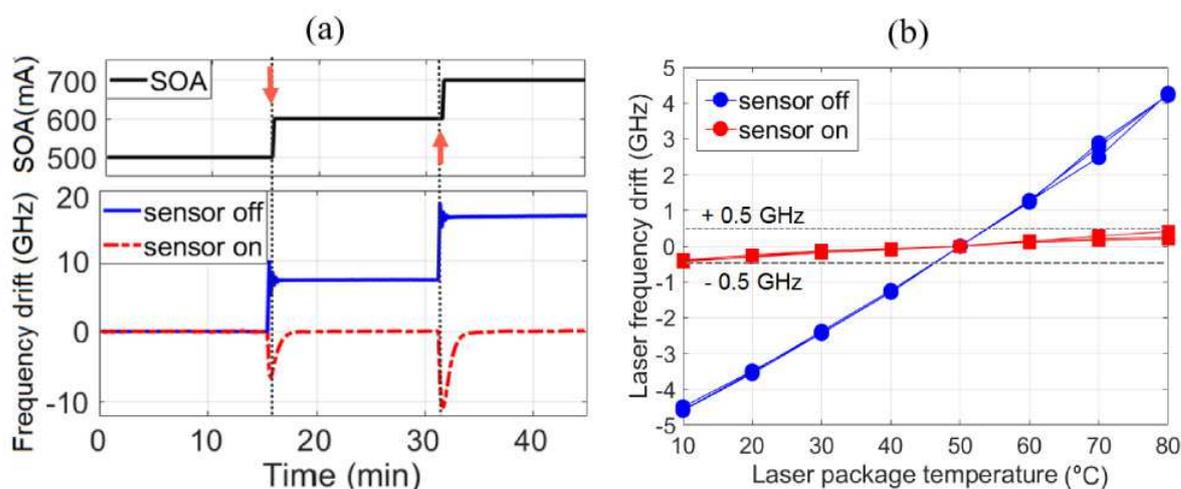


Figura 37 – Largura de linha intrínseca medida do laser (pontos azuis) e RIN do laser (pontos vermelhos) em função da corrente SOA. Fonte [5].

Outro desafio para os lasers sintonizáveis SiPh é a operação estável sob diferentes temperaturas ambiente e no encapsulamento. Qualquer perturbação térmica na cavidade do laser do ambiente externo representará um desafio significativo para a estabilização da frequência do laser. A figura 37(b) mostra o desvio de frequência medido de três canais no início, meio e final da banda C (196.6 THz, 193.3 THz e 190.9 THz). Como mostrado pelos pontos azuis, quando a função do sensor foi desativada, a frequência do laser nos três canais oscilou em até ± 5 GHz para uma faixa de temperatura do encapsulamento de 10°C a 80°C. Já com a função integrada do sensor ativada, os erros de frequência medidos ficaram dentro de ± 0.5 GHz para todos os três canais [5].

4.1.4 Aplicações para Comunicações Coerentes

Para avaliar a viabilidade deste laser sintonizável é demonstrado nesta seção uma aplicação prática em um sistema de comunicação coerente de dupla polarização com taxa de símbolos de 64 Gbaud para formatos de modulação de 16 e 64-QAM de alta velocidade. O sistema coerente de teste inclui um COSA híbrido InP-PLC interno [39] como transmissor

coerente e o laser sintonizável SiPh demonstrado aqui como a fonte de luz do transmissor. Um gerador de forma de onda arbitrário (*Arbitrary Waveform Generator* — AWG) da Keysight com taxa de amostragem de 92 GSa/s (92 Giga-amostragens por segundo) e largura de banda analógica de 32 GHz funciona como processador de sinal digital (*Digital Signal Processor* — DSP) e do conversor digital analógico (*Digital to Analog Converter* — DAC) do transmissor. Após a pré-equalização e modelagem do pulso cosseno elevado com fator de decaimento de 0.2, o sinal de radiofrequência (*Radio Frequency* — RF) é gerado para a modulação em fase e quadratura (*In-Phase and Quadrature* — IQ) de 64 Gbaud. Um analisador de modulação óptica (*Optical Modulation Analyzer* — OMA) da Keysight com taxa de amostragem de 160 GSa/s e largura de banda analógica de 63 GHz é usado como o receptor coerente e o DSP do receptor. O DSP executa equalização adaptativa, demultiplexação de polarização e recuperação de fase. Um EDFA é usado para aumentar e controlar a potência óptica recebida pelo receptor OMA.

A figura 38 mostra o diagrama de constelação medido para modulações 64 Gbaud 16 QAM (duas primeiras figuras) e 64 Gbaud 64 QAM (duas figuras inferiores) no comprimento de onda do laser de 1547,0 nm.

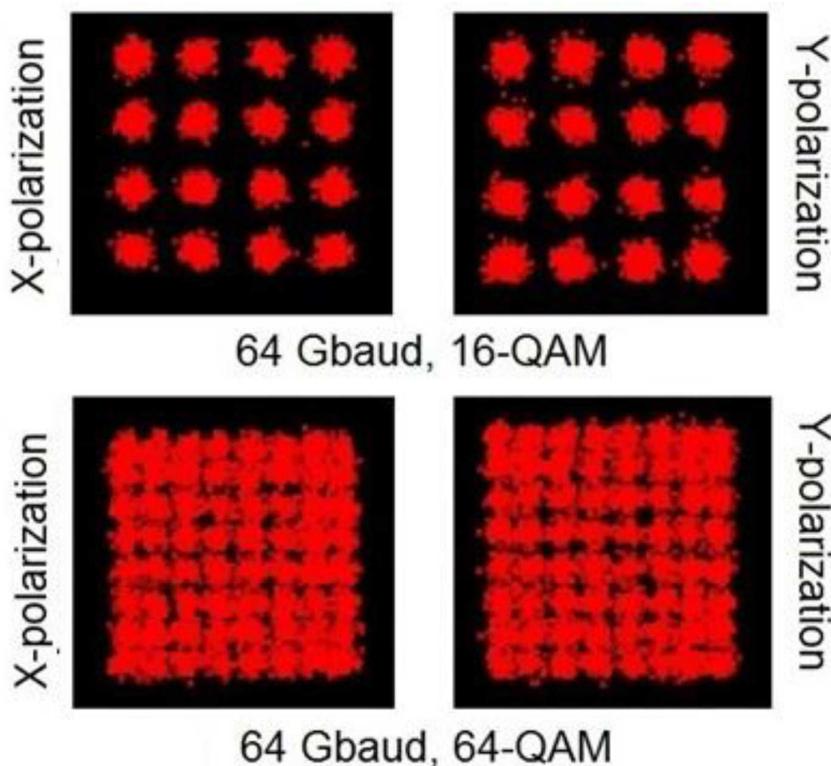


Figura 38 – Diagramas de constelação de transmissores medidos para dupla polarização. Velocidade:64 Gbaud. Figuras superiores:16 QAM. Figuras inferiores 64 QAM. Fonte [5].

A magnitude do vetor de erro (EVM) é medida em 7.2% para 16 QAM e 6.3% para 64 QAM e a relação entre a EVM e a BER pode ser observada na figura 39. Esta

nos fornece uma BER excelente de aproximadamente 10^{-6} para 16 QAM e uma BER de aproximadamente 10^{-2} para 64 QAM, valor não compromete a qualidade da transmissão, mas não dá uma margem de segurança a mesma. Estes resultados mostram a viabilidade do laser sintonizável SiPh desenvolvido para comunicações coerentes de 400 Gb/s e 600 Gb/s.

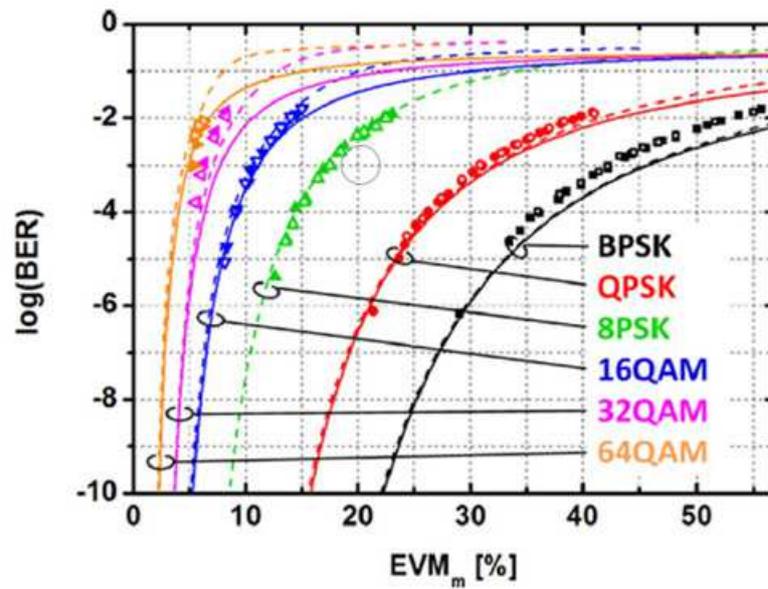


Figura 39 – Estimação da BER em função da EVM. Fonte [40].

5 Conclusão

Neste trabalho foram estudados dois lasers híbridos sintonizáveis em comprimento de onda de banda ultralarga usando cavidades à base de silício e sílica e integrados a um dispositivo RSOA de ganho ultra-amplio e a um circuito integrado fotônico externo. De acordo com [4], os resultados obtidos para ambas as abordagens de silício e sílica foram bastante satisfatórios, principalmente no que diz respeito às altas potências ópticas de saída, faixas de sintonia ultra-amplas cobrindo toda as bandas C e L, larguras de linhas espectrais estreitas e ao desempenho eficiente das técnicas de acoplamento utilizadas. É importante mencionar que os alinhamentos ativos que fornecem eficiências de acoplamento óptico superiores inevitavelmente aumentam a complexidade e o custo de fabricação. Nesse sentido, uma alternativa seria a adoção de técnicas de alinhamentos passivos, que possuem perdas de acoplamentos um pouco maiores, mas, por outro lado, simplificam os processos de montagem e abrem caminho para produção em massa de lasers integrados baseados em silício de baixo custo para transceptores ópticos de próxima geração.

Apesar dos laser híbridos apresentarem grandes semelhanças, algumas diferenças intrínsecas às estruturas de Si e SiO_2 utilizadas nas cavidades foram observadas nos resultados. Como o silício tem índice de refração mais dependente da temperatura do que a sílica, sua eficiência de ajuste é bem melhor. Por outro lado, a estabilidade térmica da sílica torna possível o uso de um anel como referência de comprimento de onda estável para o filtro óptico. Dessa forma, o uso de estruturas com valas de sílica torna a eficiência do poder de ajuste de um anel comparável em ambas as estruturas. Outro ponto importante diz respeito à compactação das pastilhas do silício. Como o índice de contraste da sílica é menor do que o do silício, é necessário ter três ressoadores em anel para alcançar uma boa seletividade de modo, já que os ressoadores em anel de sílica têm FSR pequeno devido ao seu tamanho. Consequentemente, as pastilhas de silício são mais compactas. No entanto, como os anéis compactos de silício têm um FSR maior, o seu fator de qualidade é menor em comparação com os anéis de SiO_2 . Isso resulta em um melhor SMSR do laser híbrido III-V/ SiO_2 e possibilita o alcance de uma largura de linha extremamente estreita.

Uma vantagem observada destes lasers é que as faixas de ajuste usam totalmente a largura de banda permitida pelos filtros, além de que não são limitadas pela largura de banda de ganho do RSOA. O RSOA de banda larga utilizado dá uma condição de ganho estável em todos os comprimentos de onda, resultando em pouca variação das características dos lasers sobre as bandas C e L. Contudo, o espectro de ganho RSOA tem uma forte dependência da corrente de injeção. Para alcançar a maior faixa de sintonia, o espectro de ganho deve ser o mais plano possível no limiar do laser e a otimização desse comportamento é objeto de estudos futuros.

Quanto ao desempenho do laser sintonizável SiPh miniaturizado, este apresentou parâmetros de desempenho que o torna bastante adequado para módulos coerentes conectáveis compactos da próxima geração, usando formatos de modulação de alta ordem. O protótipo demonstrado alcançou uma potência óptica de saída recorde de 21.5 dBm na banda-C por meio da integração de um SOA de alta potência, largura de linha estreita de até 60 kHz, e precisão e estabilidade no ajuste de frequência de 1 GHz contra distúrbios térmicos por meio da integração de sensores integrados à pastilha. Além disso, demonstrou-se a viabilidade deste laser para transmissões de alta velocidade usando formatos de modulação de 16 e 64-QAM a uma taxa de transmissão de símbolos de 64 Gbaud. As perspectivas envolvidas aqui são imensas, principalmente no que diz respeito à busca por maior largura de banda para suprir as demandas dos sistemas de transmissões de dados atuais. Com essa tecnologia, um transceptor com uma taxa de símbolo bruto de 64 Gbaud poderia transmitir 600 Gb/s em uma única fibra. Isso têm gerado grande interesse nos chamados transceptores 64 Gbaud/64 QAM.

No entanto, este protótipo é usado para testar o melhor desempenho dos lasers sintonizáveis SiPh com eficiências de acoplamento otimizadas entre cada pastilha e a uma temperatura operacional TEC relativamente baixa de 30°C. Para produção em volume, devido à distribuição do desempenho da pastilha e erros de desalinhamento, a potência de saída do laser provavelmente será menor. Além disso, o consumo de energia de lasers sintonizáveis é outro parâmetro crítico de desempenho, especialmente para o uso em módulos coerentes conectáveis. Os lasers sintonizáveis precisam operar com um consumo de energia razoável a uma temperatura ambiente que varie de -5°C a 80°C para as aplicações mais práticas. O projeto do TEC e a carga de calor, bem como o projeto do laser e a temperatura de trabalho, precisam de uma otimização melhor para equilibrar as compensações entre a potência de saída do laser, o consumo de energia do dispositivo e a confiabilidade do laser a longo prazo. Portanto, acredita-se que esse protótipo de dispositivo, com mais otimização, tem um grande potencial para produções de alto volume. Uma sugestão para trabalhos futuros seria a implementação e simulação desses lasers em softwares adequados para obtenção de resultados próprios e compará-los com resultados obtidos na literatura.

Enfim, a elaboração deste trabalho de conclusão de curso contribuiu de diversas formas para minha formação acadêmica e sua importância vai muito além dos conhecimentos adquiridos sobre o tema abordado. Este trabalho foi responsável por despertar meu interesse pelas áreas da óptica e fotônica, tópicos que me foram introduzidas de forma mais aprofundada nas disciplinas Comunicações Ópticas e Comunicações Digitais ministradas pelo Prof. José Ewerton, e nas quais pretendo continuar minha formação acadêmica. Mostrando aqui a importância que disciplinas e professores inspiradores possuem no processo de direcionamento dos seus alunos. Além disso, durante este trabalho tive a oportunidade de desenvolver minha capacidade de elaborar um trabalho com caráter

científico e de tomar decisões na busca por informações, provenientes das mais diferentes fontes (artigos, livros e internet), selecioná-las, organizá-las e correlacioná-las da melhor forma possível.

Referências

- [1] Cisco Systems, Cisco Visual Networking Index: Forecast and Trends, 2017–2022, 2019.
- [2] C. V. Poulton, et al., “Coherent solid-state LIDAR with silicon photonic optical phased arrays”, *Opt. Lett.*, vol.42, No. 20, October, 2017.
- [3] M. S. Eggleston, et al., “90 dB sensitivity in a chip-scale swept-source optical coherence tomography system”, in *Proc. Conf. Lasers Electro-Opt.*, Paper JTh5C.8, 2018.
- [4] A. Verdier, G. de Valicourt, et al., “Ultrawideband Wavelength-Tunable Hybrid External-Cavity Lasers”, *Journal of Lightwave Technology*, vol.36, No. 1, January, 2018.
- [5] Y. Gao, J. C. Lo, S. Lee, et al., “High-Power, Narrow Linewidth, Miniaturized Silicon Photonic Tunable Laser With Accurate Frequency Control”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 38, No. 2, January, 2020.
- [6] J. R. V. Fogaça, Brasil Escola: Silício, brasilecola.uol.com.br.
- [7] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley , 8a. ed., 2004.
- [8] J. R. Serrano et al., “Fotónica del Silício”, *Revista Avance y Perspectiva*, Março de 2016.
- [9] D. S. L. Figueira, Estruturas Fotônicas Baseadas em Silício Dopado com Érbio para Aplicações em Telecomunicações, FEEC-UNICAMP Tese de Doutorado, 2013.
- [10] L. F. L. de Oliveira, Estudo do *Band Gap* em Componentes Eletrônicos Semicondutores, IF-UNICAMP Tese de Doutorado, 2014.
- [11] J. Shawon, F. Li, “A Review of the Building Blocks of Silicon Photonics: From Fabrication Perspective”, *Semiconductor Science and Information devices*, Vol.01, April, 2019.
- [12] C. R. Doerr, “Silicon Photonic Integration in Telecommunications”, *Frontiers in Physics*, Vol.03, August, 2015.
- [13] T. Shoji, T Tsuchizawa, et al., “Low loss mode size converter from $0.3\mu\text{m}$ square Si wire waveguides to single mode fibres”, *Electron Lett*, 2002.
- [14] L. Chen, CR. Doerr, et al., “Low-loss and broadband cantilever couplers between standard cleaved fibers and high-index-contrast SiN or Si waveguides”, *IEEE Photon Tech Lett.*, 2010.

-
- [15] M. R. Billah, M. Blaicher, et al., “Hybrid integration of silicon photonics circuits and InP lasers by photonic wire bonding”, *Optica* 5, 2018.
- [16] B. Song, C. Stagaescu, et al., “3D Integrated Hybrid Silicon Laser”, *Opt. Express* 24, 2016.
- [17] B. E. A. Saleh e M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, (Cap. 5 “Lasers”), 2nd. ed., Wiley, 2007.
- [18] M. N. Portela, Desenvolvimento de um Laser de Nd:YLF Bombeado por Diodo Laser e Duplicado em Frequência para 657 nm, Dissertação de Mestrado, IFGW-UNICAMP, 2009.
- [19] V. S. Bagnato, Os Fundamentos da Luz Laser, IF USP São Carlos, SP, 2001.
- [20] J. P. F. Paes, Estudos de Lasers Raman para Dobramento de Frequência no Azul, IPEN-USP, SP, 2017.
- [21] M. P. R. Grilo, Laser Semicondutor, USP - Escola de Engenharia de Lorena, SP, 2010.
- [22] T. Catunda, et al., Laser Semicondutor Visível: Um Instrumento Didático de Baixo Custo, IF USP, Revista Brasileira de Ensino de Física vol.20, 1998.
- [23] A. de B. Oliveira, Lasers Semicondutores sob Injeção óptica ortogonalmente polarizada, Dissertação de Mestrado, UFPB, 2014.
- [24] G. P. Agraval, K. Niloy, *Long Wavelength semiconductor lasers*, Van Nostrand Reinhold Co. Inc., New York, 1986.
- [25] M. Darrow, *Finesse Measurement in Fabry-Perot Interferometers*, *Macalester Journal of Physics and Astronomy*, Vol.2, May 2014.
- [26] L. Timóteo, Semicondutores: Diodos Laser, Publicada em Tecnologia, 2014.
- [27] T. Das, K. Ravinder, et al., “Development of a stabilized Fabry – Perot etalon based calibrator for Hanle Echelle Spectrograph (HESP)”, Indian Institute of Astrophysics, Bangalore, India, June, 2020.
- [28] Dr. R. Paschotta, “External-Cavity Diode Lasers”, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 1. ed., October 2008.
- [29] A. D. Ellis et al, “Communication networks beyond the capacity crunch”, *The Royal Society Publishing*, Janeiro 2016.
- [30] J. Cheng et al, “Comparison of Coherent and IMDD Transceivers for Intra Datacenter Optical Interconnects”, *IEEE/OSA OFC 2019*, Artigo W1F.2, San Diego, CA, Março 2019.

-
- [31] X. Zhou et al, “Beyond 1 Tb/s Intra-Data Center Interconnect Technology: IM-DD OR Coherent?”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, Vol. 38, No. 2, Janeiro 2020.
- [32] Y. Zhu et al, “Comparative study of cost-effective coherent and direct detection schemes for 100 Gb/s/ λ PON”, *OSA Journal of Optical Communications and Networking*, Vol. 12, No. 9, Setembro 2020.
- [33] M. L. Davenport, S. Skendžić, et al., “Heterogeneous Silicon/III–V Semiconductor Optical Amplifiers”, in *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 22, no. 6, Nov.-Dec. 2016.
- [34] G. De Valicourt et al., “Hybrid-integrated wavelength and reflectivity tunable III-V/Silicon transmitter”, *IEEE J. Lightw. Technol.*, vol. 35, no. 8, Apr. 2017.
- [35] M. Earnshaw, M. A. Cappuzzo, et al., “Ultra-low power thermo-optic silica-on-silicon waveguide membrane switch”, *Electron. Lett.*, vol. 43, no. 7, Mar. 2007.
- [36] F. Rana, Semiconductors Optical Amplifiers, Notas de Aulas, courses.cit.cornell.edu/ece533/Lectures/handout9.pdf
- [37] H. Guan, A. Novack, et al., “Widely-tunable, narrow-linewidth III-V/silicon hybrid external-cavity laser for coherent communication”, *Opt. Express*, vol.26, 2018.
- [38] D. Dennis, “Fiber Optic Test and Measurement”, Englewood Cliffs, NJ, USA: Prentice-Hall, 1998.
- [39] J. Zhou, et al., “Characterizations of semiconductor optical amplifiers for 64 Gbaud 16–64 QAM coherent optical transceivers”, in *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.*, Paper Tu2H.7.1, 2019.
- [40] R. Schmogrow, et al., “Error Vector Magnitude as a Performance Measure for Advanced Modulation Formats”, in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.24, N^o1, January 2012.