

SOBRE LASERS SEMICONDUTORES

BARBOZA, Priscila Mayana Torres¹
OLIVEIRA, Abinael de Brito²

RESUMO

O laser semicondutor surgiu em meados de 1960, tornando-se um dos mais difundidos dispositivo já desenvolvido a partir de pesquisa básica. Este instrumento ótico apresenta algumas características próprias: boa estabilidade na potência, pequena dimensão, vasta faixa de cobertura espectral, baixo consumo de energia, baixo custo e possibilidade de modulação direta na corrente de injeção. O laser semicondutor se apresenta como importante ferramenta para pesquisa científica na área de física atômica, espectroscopia de alta resolução, área médica, como também em leitores de código de barras, DVDs e CD-players, trenas eletrônicas, indicadores de nível, sensores industriais, dentre outros. Este artigo tem como objetivo fazer uma breve revisão sobre conceitos básicos da teoria laser aplicada particularmente aos lasers de semicondutores.

Palavras-chave: Lasers semicondutores. Instrumento ótico. Ótica.

ABSTRACT

The semiconductor laser appeared in the mid-1960s, making it one of the most widespread devices ever developed from basic research. This optical instrument has its own characteristics: good stability in power, small size, wide range of spectral coverage, low energy consumption, low cost and possibility of direct modulation in the injection stream. The semiconductor laser presents itself as an important tool for scientific research in the area of atomic physics, high resolution spectroscopy, medical field, as well as in barcode readers, DVDs and CD-players, electronic measuring tapes, level indicators, industrial sensors, among others. This article aims to make a brief review on basic concepts of laser theory applied particularly to semiconductor lasers.

Key words: Semiconductor lasers. Optical instrument. Optics.

1 INTRODUÇÃO

A palavra LASER é um acrônimo para a expressão em inglês, *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, isto é, Amplificação de Luz por Emissão Estimulada de Radiação. Dessa forma, os lasers são de fato osciladores com amplificação ótica. Seu surgimento foi em 1960 e teve pouca divulgação fora da comunidade científica.

Albert Einstein foi o responsável por descrever a teoria do mecanismo de amplificação ótica, em 1917 (EINSTEIN, 1917). Ele pôde prever nesse trabalho a existência de um processo gerador de radiação definido como emissão estimulada. A primeira vez que se obteve o funcionamento de um laser foi em 1960 por T. H. Maiman (MAIMAN, 1960) no caso, um laser de rubi pulsado. Esse dispositivo foi denominado de maser ótico ou maser infravermelho, tendo em vista que o funcionamento laser segue o mesmo princípio de um maser (amplificação de microondas por emissão estimulada).

¹ UNIESP - (prof1814@iesp.edu.br)

² EEEFM Castro Pinto - (abab1528@hotmail.com)

O laser foi descrito do ponto de vista teórico por Nikolay Basov e Alexandrer Prokhorov em 1952 (KARLOV, LUKISHOVA, 2010). Em 1961, Javan e colaboradores realizaram a primeira observação de um laser a gás, um laser de He-Ne operando em regime contínuo (ALI JAVAN, WILLIAM, HERRIOTT, 1961).

No período entre 1958 e 1961, várias considerações foram apresentadas a respeito da possibilidade de utilizar semicondutores como materiais que constituíssem lasers. Sendo assim, uma considerável compreensão das exigências para a obtenção de lasers semicondutores foi possível depois que Bernard e Duraffour (MAURICE, DURAFFOURG, 1961), estabeleceram as condições necessárias para emissão laser nesses materiais. De acordo com Bardeen (HC, PANISH, 1978), Von Neumann teria sido, em anotações não publicadas, o pesquisador pioneiro a sugerir a amplificação da luz através de uma junção p-n (CATALANI, FERNANDO; 1997). A possibilidade de se obter emissão estimulada de radiação em semicondutores pela recombinação de portadores injetados em uma junção p-n sugerida pela primeira vez por Nikolay Basov (NG BASOV, 1961).

Três laboratórios independentes construíram, no ano seguinte, os primeiros lasers semicondutores (RN HALL, 1962; MARSHALL, 1962; TM QUIST, 1962; NICK, 2004). Estes primeiros lasers operavam de forma limitada em temperaturas criogênicas. Em 1969, ocorreram avanços significativos com dispositivos semicondutores devido à implantação de uma camada de material semicondutor entre outras duas camadas de outro tipo de semicondutor de maior “band gap”, isto é, um laser estruturado em camadas, denominada de heteroestrutura (H KRESSEK, 1969; I HAYASHI, 1969; ZH I, 1970).

A primeira tentativa de utilizar lasers semicondutores como dispositivos com outras funcionalidades, além de fontes de radiação coerente, foi a proposta de um laser semicondutor biestável por Lasher, já em 1964 (GJ LASHER, 1964).

Nathan et al. (MARSHALL, JC, MICHEL, LASHER, 2004), pouco tempo depois relataram a operação biestável de um laser de GaAs usando a estrutura proposta por Lasher. Basov et al (BASOV, 1972) propuseram lógica ótica usando o diodo biestável de Lasher. Depois desses trabalhos pioneiros não houve mais pesquisa ou desenvolvimento em lasers de diodo biestáveis por uma década. Nesse meio tempo o desenvolvimento da tecnologia de lasers de diodo se deu em função das necessidades de comunicações óticas. Com base nos avanços conseguidos para esses fins, a segunda etapa do estudo de lasers semicondutores biestáveis foi iniciada em 1981 por Kawaguchi e Iwane (KAWAGUCHI, 1981) e por Harder et al (HARDER, 1981), que reportaram interessantes características biestáveis em lasers de InP/InGaAsP e GaAs/AlGaAs, respectivamente.

Grandes diferenças existem entre lasers semicondutores e outros tipos de lasers convencionais. Por exemplo, o alto ganho do material laser produzido pela inversão de população entre as bandas de condução e de valência do semicondutor, além do fato do ganho espectral ser muito largo, na faixa de THz. O tamanho da cavidade bastante pequena, tipicamente de uma fração de milímetro, resulta em um espaçamento entre os modos longitudinais de frequência muito maiores que em outros tipos de lasers.

As melhorias na pureza dos materiais e o aperfeiçoamento das técnicas de crescimento epitaxial tem aumentado a variedade de lasers semicondutores, que cobrem uma grande gama de comprimentos de onda, dependendo de sua composição química e estrutural (GOVIND, DUTTA, 1986). Além disso, esses dispositivos apresentam boa estabilidade em potência, compatibilidade em suas dimensões para aplicações tecnológicas, baixo consumo de energia, possibilidade de modulação direta que, quando associados com seu baixo custo, fazem desse dispositivo ótico serem largamente usados em CD's players áudio/vídeo, impressora laser, apontadores lasers, linhas de comunicação ótica, entre outros. Na construção civil, podemos destacar o uso de laser em medições e níveis de prumo como também em cortes e solda na indústria. Este trabalho tem objetivo de apresentar uma revisão

teórica sobre o funcionamento e descrição de um laser semiconductor buscando enfatizar a importância da sua utilização em diversas áreas.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 FUNCIONAMENTO DO LASER DE DIODO

De uma forma geral, são necessários três elementos para operação de um laser:

- Um meio de ganho para amplificar a radiação eletromagnética, através da emissão estimulada (e providenciar a emissão espontânea que inicia todo o processo da ação laser, sendo esta a ser evitada no regime contínuo de ação laser);
- Uma fonte de energia externa ao meio de ganho para produzir a inversão de população neste meio e, conseqüentemente, garantir o ganho ótico;
- Uma cavidade laser que gera a realimentação eletromagnético em modos óticos bem definidos.

A camada ativa da junção do semiconductor é o meio de ganho de um laser de diodo. Na Figura (2.1) esquematizamos os níveis de energia de uma junção, em função da coordenada normal à direção dessa junção. A região de ganho é onde ocorre a recombinação entre elétrons, cujas energias localizam-se no fundo da banda de valência, e buracos cujas energias estão no topo da banda de condução.

Nos lasers de diodo que utilizamos em nossas experiências a camada ativa é feita de $G_{a1-y}Al_yAs$, envolvida por camadas (cladding layers) de $G_{a1-y}Al_yAs$ com dopagem tipo p e tipo n, sendo $x > y$. Esses lasers emitem no infravermelho próximo com comprimento de onda entre 700 nm e 900 nm.

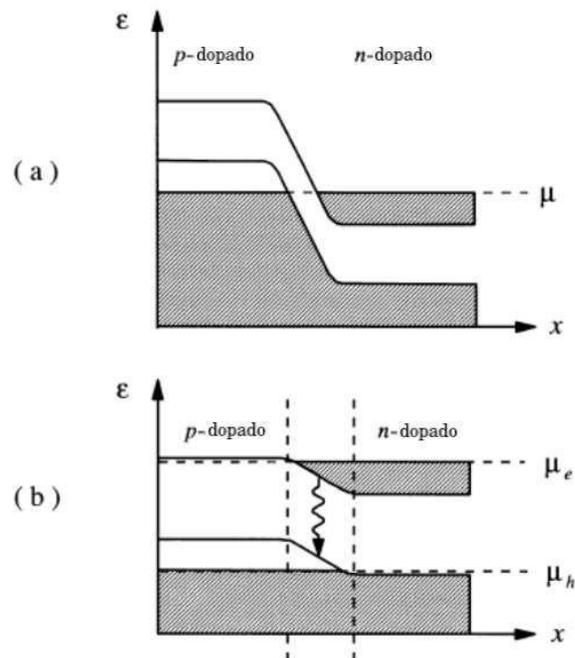


Figura 2.1: Energia das bandas eletrônicas do diodo e representação da sua ocupação na direção perpendicular à junção p-n. (a) sem tensão aplicada e (b) com tensão aplicada com polarização direta. μ é o nível de Fermi constante através da junção em equilíbrio. μ_e é o nível de Fermi para elétrons e μ_h é o nível de Fermi para buracos.

Fonte: <https://repositorio.ufpb.br/jspui/handle/tede/5775>

Em uma junção do tipo p-n, colocando-se em contato um semicondutor do tipo p com um do tipo n, seus quase-níveis de Fermi não são iguais, pois não estão em equilíbrio termodinâmico. Os elétrons do lado n se difundem pelo lado p, analogamente ocorre isto com os buracos. A recombinação na região ativa ocorre pela difusão dos elétrons e buracos. O equilíbrio é alcançado após algum tempo, tendo em vista que o campo elétrico estabelecido através da junção, pelos receptores carregados negativamente do lado p e os doadores carregados positivamente do lado n, se opõe à difusão adicional dos portadores através da junção. O nível de Fermi torna-se contínuo ao longo da junção após o estabelecimento do equilíbrio termodinâmico, (ver Figura 2.1-(a)).

Quando a junção é polarizada diretamente por uma voltagem externa, esse campo elétrico ao longo da junção é diminuído, possibilitando assim a difusão adicional de mais elétrons e buracos na junção. Em uma região de depleção estreita, elétrons e buracos se fazem presentes simultaneamente e podem se recombinar radiativa e não radiativamente, (ver Figura 2.1-(b)).

Através de uma injeção de corrente aplicada na junção p-n obtém-se a inversão de população no meio ativo. Ao longo da recombinação radiativa, fótons de energia $h\nu \approx E_g$ são emitidos, sendo E_g a energia do “gap” entre as bandas de condução e valência.

Por sua vez, esses fótons podem ser também absorvidos num processo inverso, o qual produz pares elétron-buraco. Se a voltagem externa for aplicada acima de um valor crítico, a inversão de população é atingida, ou seja, o número de elétrons disponíveis é maior no nível de maior energia, o qual corresponde à banda de condução, e a taxa de fótons emitidos supera a taxa de fótons absorvidos. Dizemos que a região p-n encontra-se apta a amplificar radiação eletromagnética, para comprimentos de onda tais que $\lambda \approx hc$, que exhibe ganho ótico.

2.2 DESCRIÇÃO DO LASER DE DIODO

A classificação física de um laser semicondutor depende de certos critérios, o principal dentre eles é o relacionado à forma de excitação do meio ativo, ou seja, a forma de bombeamento exterior o qual gera o ganho ótico no material semicondutor. Geradores de corrente elétrica realizam esse bombeamento, bem como fontes de luz coerente e incoerente, geradores pulsados de alta voltagem e solenoides também produzem esse bombeamento.

Chamamos de laser de diodo ou laser de injeção, quando eles têm seu bombeamento externo produzido por injeção de corrente na região ativa do semicondutor, entre as camadas dopadas de tipo n (excesso de elétrons) e tipo p (excesso de buracos ou vacâncias de elétrons), com polarização direta.

Realizaremos uma breve revisão sobre a estrutura, funcionamento, características da luz de emissão, condições de oscilação e as equações de taxa para esse tipo de laser semicondutor.

2.2.1 Níveis de Energia e Estrutura Física

A separação de energia na banda proibida (“*band gap*”) de um material semicondutor é da ordem de 1 eV. No equilíbrio termodinâmico, os elétrons e buracos estão distribuídos ao longo de um intervalo de energia de acordo com as estatísticas de Fermi-Dirac. Como os elétrons são férmions, as probabilidades dos estados de energia estarem ocupados por elétrons seguem as seguintes distribuições:

- $f_c(E_2)$ = probabilidade do estado de energia E_2 , na banda de condução estar ocupado por um elétron;
- $1 - f_c(E_2)$ = probabilidade do estado de energia E_2 , na banda de condução estar vazio;
- $f_v(E_1)$ = probabilidade do estado de energia E_1 , na banda de valência estar ocupado por um elétron;
- $1 - f_v(E_1)$ = probabilidade do estado de energia E_1 , na banda de valência estar vazia.

Matematicamente temos:

$$f_c(E_2) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_2 - E_{fc}}{K_b T}\right) + 1} \quad (2.1)$$

$$f_v(E_1) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_1 - E_{fv}}{K_b T}\right) + 1} \quad (2.2)$$

onde K_b é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta; E_{fc} e E_{fv} representam, respectivamente, os níveis de Fermi na banda de condução e na banda de valência.

A emissão espontânea, a absorção e a emissão estimulada são processos óticos associados com a recombinação radiativa do par elétron-buraco em semicondutores. As relações de Einstein descrevem as taxas de evolução destes processos. Estas relações aplicam-se também aos níveis dos semicondutores, tendo em vista que foram primeiramente derivadas para transições eletrônicas entre dois níveis discretos de energia. Esperamos também relações semelhantes para um semiconductor cujas recombinações elétron-buraco podem ocupar uma faixa contínua de autoestados de energia (DE MCCUMBER, 1964). Para se obter uma descrição precisa da estrutura de banda exige-se um modelo sofisticado e técnicas numéricas para o cálculo dessas estruturas.

No entanto, podemos utilizar uma aproximação comumente aplicada da estrutura de banda em um semiconductor (direto-gap) denominado modelo de banda parabólica (ver Figura 2.2). De acordo com esse modelo, a energia E em função do vetor de onda \vec{K} segue as seguintes relações:

$$E_c = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \quad (2.3)$$

$$E_v = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v} \quad (2.4)$$

Onde m_c e m_v são, respectivamente, a massa efetiva do elétron e do buraco e k é a amplitude do vetor de onda \vec{K} . O mínimo da curva de banda de condução e o máximo na curva de banda de valência, num semiconductor de gap-direto, ocorrem no mesmo valor do vetor de onda \vec{K} ($\vec{K} = 0$). Visto que um fóton possui um momento desprezível em relação ao momento dos portadores (\vec{K}), isso permite transições radiativas entre elétrons livres e buracos para vetores de onda possivelmente idênticos. Isto é, fônons não são demandados na recombinação, o que permitiria rápidas transições óticas.

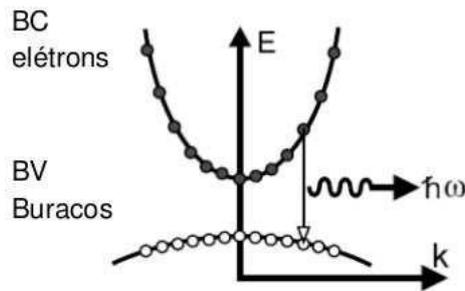


Figura 2.2: Estrutura de banda de um semicondutor, (BC) banda de condução, e (BV) banda de valência.

Fonte: <https://www.researchgate.net/>

A homojunção ou homoestrutura é o modelo mais simples de um laser de diodo, conforme o esquema apresentado na Figura (2.3).

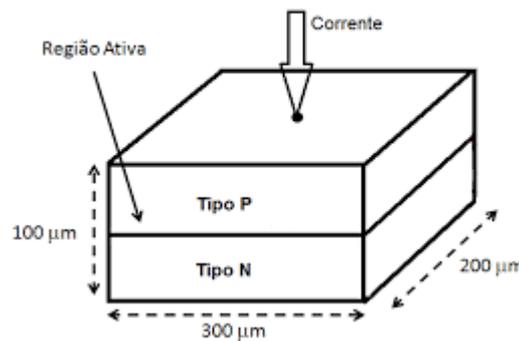


Figura 2.3: Laser do tipo homoestrutura. Constituído de duas camadas (tipo-p e tipo-n) de mesmo material GaAs, com a região ativa entre as camadas.

Fonte: <https://repositorio.ufpb.br/jspui/bitstream/tede/5762/1/>

Esses dispositivos são constituídos de uma única junção, isto é, dois “band gap” formados pelo mesmo tipo de material, sendo que um dos “band gap” é do tipo-n, ou seja, com excesso de elétrons, o outro “band gap” é do tipo-p com excesso de vacância de elétrons, ou seja, com excesso de buracos. A emissão da luz se dá por recombinação de pares elétron-buraco na região ativa constituída pela junção dos dois tipos de materiais, denominada região de depleção. O material mais utilizado na formação de lasers semicondutores é o arseneto de gálio (GaAs), sendo cada parte da junção dopada da seguinte forma: a primeira constituída de doador de elétrons e a segunda constituída de receptor de elétrons.

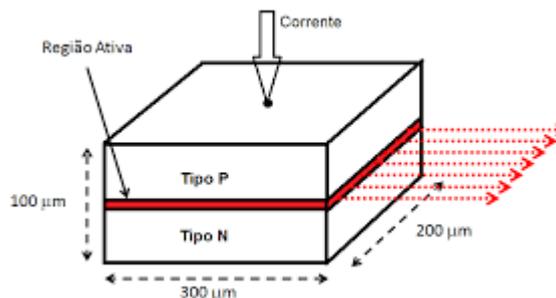


Figura 2.4: Laser de diodo tipo dupla-heteroestrutura. Constituído de camadas (tipo-p e tipo-n) de materiais diferentes GaAs e AlGaAs, com região ativa entre as camadas.

Fonte: <https://repositorio.ufpb.br/jspui/bitstream/tede/5762/1/>

Uma marcante característica do laser de homojunção é a grande corrente de limiar. Essa característica foi determinante para que os primeiros lasers não tivessem operação contínua em temperatura ambiente sem que houvesse uma rápida autodestruição. Portanto, esses tipos de lasers de homojunção exigem temperaturas criogênicas para sua operação.

O laser de diodo é dito do tipo heteroestrutura quando ele é constituído de dois semicondutores diferentes. A configuração com heteroestrutura apresenta vantagem, com relação ao de homoestrutura, de necessitar menor densidade de corrente de limiar para a ação laser. A menor densidade de corrente é devido à diferença de “band-gap” existente entre a camada ativa e as camadas vizinhas, que ajuda no confinamento dos elétrons e buracos nessa camada ativa onde há recombinação pelo ganho ótico.

Um laser com heteroestrutura, esquematizado na Figura (2.4), é constituído por uma camada (região ativa) de um determinado material semiconductor localizado entre duas camadas adjacentes constituídas de outro material semicondutores, com maiores “band-gap” e menor índice de refração. O confinamento dos portadores na região ativa é garantido pela diferença de “band-gap” entre os diferentes semicondutores. Temos, portanto, o confinamento do modo ótico nessa região, devido à diferença de índice de refração das estruturas laterais, que funciona como guia de onda dielétrico. Por outro lado, um contato elétrico em uma região limitada da junção permite o confinamento do fluxo de cargas, dito confinamento de ganho. Numa situação em que garantimos o maior confinamento ótico e de portadores, é possível a operação desses dispositivos a temperatura ambiente.

Tanto o confinamento do ganho quanto o confinamento ótico realizam-se em lasers heteroestrutura cuja geometria de contato, onde a corrente é injetada, ocorre em uma estreita região central usando-se um contato denominado de faixa. Esses lasers são também conhecidos como ganho-guiado. O confinamento do modo ótico na faixa de contato é obtido pela mudança lateral do ganho ótico, definido através das variações laterais do índice de refração. Esses lasers são ditos de índice-guiado.

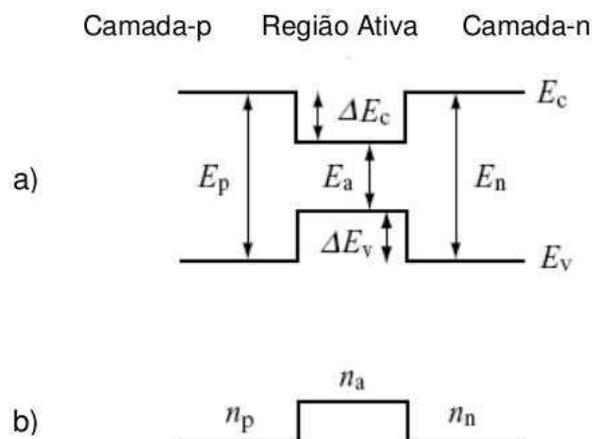


Figura 2.5: (a) Níveis de energia dos elétrons em torno da junção em um laser com dupla-heteroestrutura. E_p : energia da camada tipo-p; E_n : energia da camada tipo-n; ΔE_c : variação de energia para banda de condução; ΔE_v : variação de energia para banda de valência; E_c : energia da banda de condução; E_v : energia da banda de valência.

(b) Distribuição dos índices de refração. n_p : índice de refração da camada tipo-p; n_a : índice de refração da região ativa, n_n : índice de refração da camada tipo-n.

Fonte: <https://repositorio.ufpb.br/jspui/bitstream/tede/5775/1>

Os níveis de energia e o índice de refração de um laser de diodo com heteroestrutura duplas são mostrados na Figura (2.5). Existe uma variação de energia ΔE_c para banda de condução e uma ΔE_v para banda de valência nas interfaces da junção, conforme Figura (2.5 – a). O aumento do índice de refração com diminuição do “band-gap” nas camadas de valência

e condução (ver Figura 2.5-b), em grande parte dos semicondutores, resulta em um confinamento de luz nessa região, e portanto em maior eficiência na amplificação.

A permanência do campo ótico na região de ganho é necessária para o bom funcionamento do laser. Em se tratando do laser semiconductor com dupla heteroestrutura, o confinamento ótico se dá em virtude da coincidência de que uma camada ativa com uma diferença menor de “band gap” também possui índice de refração maior comparado ao das camadas de revestimento adjacentes. Essa diferença do índice de refração faz com que a camada ativa de fato funcione como um guia de onda.

O confinamento ótico pode ser descrito em termos de um mecanismo ótico baseado na reflexão interna total. Sabemos que quando um feixe ótico atinge uma interface entre meios de índices de refração diferentes, sendo que o meio de incidência tem índice maior, com um determinado ângulo θ , maior que o denominado ângulo crítico, ocorre a reflexão total. Através da Lei de Snell, temos que o ângulo crítico é:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1} \frac{\mu_1}{\mu_2} \tag{2.5}$$

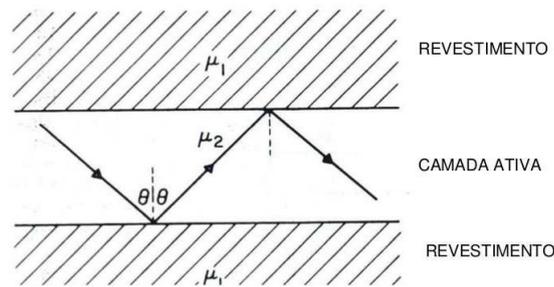


Figura 2.6: Onda guiada em um laser semiconductor de heteroestrutura. O índice de refração relativamente maior da camada ativa ($\mu_2 > \mu_1$) permite reflexão interna total que ocorre nas duas interfaces para ângulos tais que $\text{sen } \theta > \mu_1 / \mu_2$.

Fonte: <https://repositorio.ufpb.br/jspui/handle/tede/800>

onde μ_1 e μ_2 são os índices de refração das regiões das camadas adjacentes e da região ativa, respectivamente. Dessa forma, os feixes que viajam quase paralelo à interface estão confinados e constituem o modo de guia de ondas eletromagnéticas.

Em relação as dimensões físicas da camada ativa de um laser de heteroestrutura dupla (Figura 2.7), a espessura é tipicamente de $0,1 \mu\text{m}$ a $0,3 \mu\text{m}$.

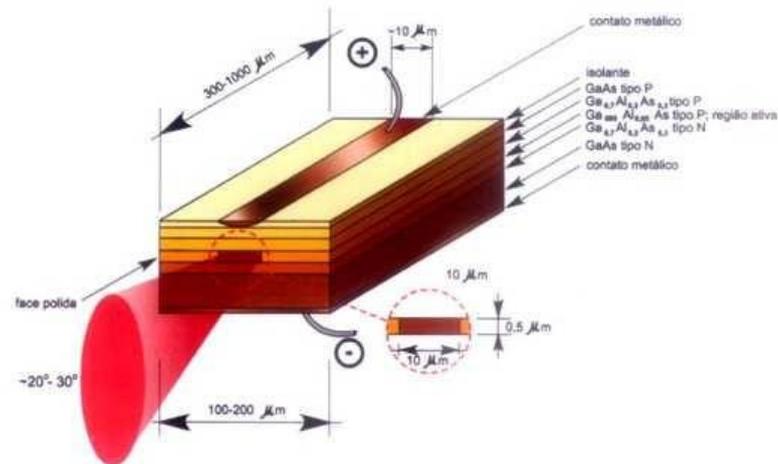


Figura 2.7: Esquema ilustrativo de um laser de dupla-heteroestrutura.

Fonte: <https://www.nupen.com.br/laser/laser-1>

2.2.2 Características do Feixe Ótico

A radiação de emissão do laser semiconductor provém de uma minúscula área retangular com dimensões transversais da ordem de grandeza de $1 \mu\text{m}$ por $3 \mu\text{m}$, pelo emprego de confinamento perpendicular e paralelo ao plano da camada ativa. Um típico feixe de saída possui um ângulo de divergência de 30° na direção perpendicular e 10° na direção paralela à junção (ver Figura 2.8).

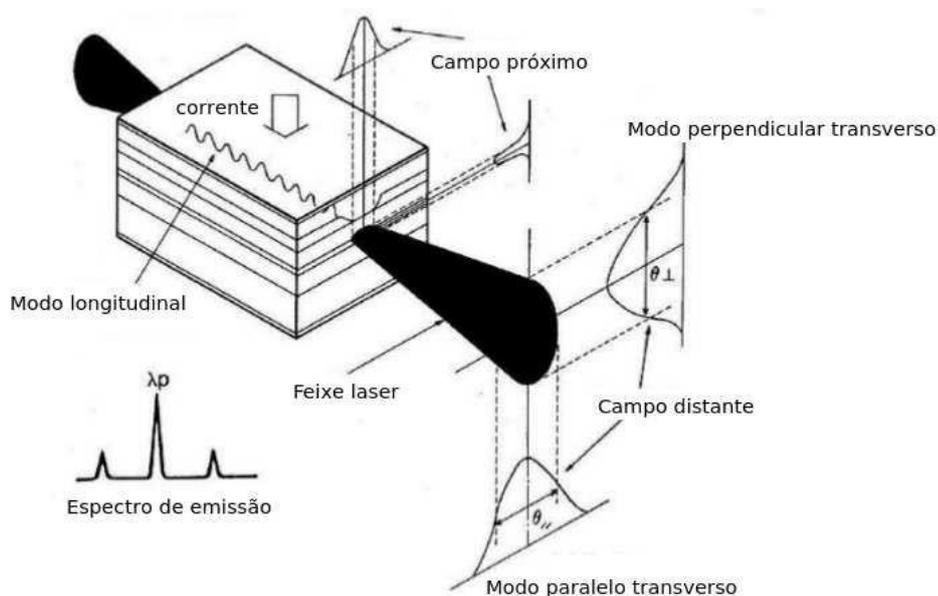


Figura 2.8: Espectro de emissão de um laser de diodo e perfil espacial do feixe de saída do laser. A forma retangular da região de ganho leva a um padrão elíptico da radiação.

Fonte: Grüniger, Gláucia & Costa, Gláucia. (2020). Espectrometria de Lente Térmica: Teoria e Aplicações.

Com lentes de pequena distância focal e com grande abertura podemos colimar o feixe de saída. Se a operação do laser for com um único modo transversal, o feixe será elíptico. Esta elipticidade poderá ser corrigida com lentes cilíndricas ou prismas.

3 METODOLOGIA

Este trabalho foi desenvolvido baseado em pesquisas bibliográficas e teóricas, como artigos, dissertações, livros, dentre outros. Quanto aos meios, classifica-se como pesquisa bibliográfica, em função de toda a revisão bibliográfica realizada ao longo do trabalho, que serviu de suporte para o desenvolvimento do artigo.

4 RESULTADO E DISCUSSÃO

Este artigo apresenta uma breve revisão bibliográfica sobre as características e o funcionamento de um laser semicondutor, com intuito de servir como base para estudos posteriores mais específicos.

Na literatura, há pesquisas sobre o laser semicondutor que mostram um vasto campo de conhecimento a ser explorado em diversas áreas de estudo de ciência e tecnologia, tais como engenharia, área médica e ciência da computação.

Assim, nota-se a necessidade de inovação na tecnologia que é indispensável à vida humana, implicando cada vez mais a importância de estudos científicos sobre os dispositivos óticos e suas aplicações nas diversas áreas do conhecimento.

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

A área de ótica faz parte do ramo da Física que estuda a propagação da luz e sua interação com a matéria. A coerência, a monocromaticidade e a colimação da luz proveniente de um laser semicondutor permitem a observação de vários fenômenos, como interferência e difração da luz, onde se pode observar claramente a natureza ondulatória da luz.

Para se chegar ao desenvolvimento deste dispositivo e de vários outros que são importantes no nosso cotidiano, um longo caminho foi percorrido gerando assim um histórico rico de conhecimentos. Alguns aspectos que merecem destaques estão ligados às ideias sobre a natureza da luz e aos caminhos paralelos que a ótica e o eletromagnetismo trilharam durante séculos. Um outro fato importante para o qual deve-se chamar a atenção refere-se a analogia existente entre a ótica física e a mecânica quântica.

Por fim, destaca-se a importância da busca e do aprimoramento do conhecimento científico associado aos diversos tipos de lasers semicondutores.

REFERÊNCIAS

ALBERT EINSTEIN. Zur quantentheorie der strahlung. *Physikalische Zeitschrift*, 18:121, 1917.

ALI JAVAN, William R Bennett Jr, and Donald R Herriott. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a he-ne mixture. *Physical Review Letters*, 6(3):106, 1961.

C Monroe, W Swann, H Robinson, and C Wieman. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Physical Review Letters*, 65(13):1571, 1990.

Carol E Tanner and Carl Wieman. Precision measurement of the stark shift in the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ cesium transition using a frequency-stabilized laser diode. *Physical Review A*, 38(1):162, 1988.

Ch Harder, KY Lau, and A Yariv. Bistability and pulsations in cw semiconductor lasers with a controlled amount of saturable absorption. *Applied Physics Letters*, 39(5):382, 1981.

David F Welch. A brief history of high-power semiconductor lasers. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 6(6):1470, 2000.

DE McCumber. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *Physical Review*, 136(4A):A954, 1964.

Fernando Catalani. Caracterização de laser de diodo para espectroscopia de alta resolução. *Dissertação de mestrado, UNICAMP*, 1997.

GHM Van Tartwijk and D Lenstra. Semiconductor lasers with optical injection and feedback. *Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B*, 7(2):87, 1995.

GJ Lasher. Analysis of a proposed bistable injection laser. *Solid-State Electronics*, 7(10):707, 1964.

Govind P Agrawal and Niloy K Dutta. Long wavelength semiconductor lasers. *Van Nostrand Reinhold Co. Inc., New York, NY*, 1986.

H Kawaguchi and G Iwane. Bistable operation in semiconductor lasers with inhomogeneous excitation. *Electronics Letters*, 17(4):167, 1981.

H Kressel and H Nelson. Close-confinement gallium arsenide pn junction lasers with reduced optical loss at room temperature (close confinement gas p-n junction lasers with reduced optical loss at room temperature). *RCA review*, 30:106, 1969.

HC Casey Jr and MB Panish. Heterostructure lasers. part a. fundamental principles. Hiroshi Yasaka and Hitoshi Kawaguchi. Linewidth reduction and optical frequency stabilization of a distributed feedback laser by incoherent optical negative feedback. *Applied physics letters*, 53(15):1360, 1988.

I Hayashi, M Panish, and P Foy. A low-threshold room-temperature injection laser. Marshall I Nathan, JC Marinace, RF Rutz, AE Michel, and GJ Lasher. Gas injection laser with novel mode control and switching properties. *Journal of Applied Physics*, 36(2):473, 2004.

Marshall I Nathan, William P Dumke, Gerald Burns, Frederick H Dill, and Gordon Lasher. Stimulated emission of radiation from gas p-n junctions. *Applied Physics Letters*, 1(3):62, 1962.

Maurice GA Bernard and Georges Duraffourg. Laser conditions in semiconductors.

NG Basov, ON Krokhin, and Yu M Popov. Production of negative temperature states in pn junctions of degenerate semiconductors. *JETP*, 40:1320, 1961.

NG Basov, WH Culver, and B Shah. Applications of lasers to computers. *Laser Handbook*, 2:1649, 1972.

Nick Holonyak Jr and SF Bevacqua. Coherent (visible) light emission from ga (as1- xpx) junctions. *Applied Physics Letters*, 1(4):82, 2004.

NV Karlov, ON Krokhin, and SG Lukishova. History of quantum electronics at the moscow lebedev and general physics institutes: Nikolaj basov and alexander prokhorov. *Applied optics*, 49(25):F32, 2010.

OLIVEIRA, Abinael de Brito. *Lasers semicondutores sob injeção ótica ortogonalmente polarizada*, 2014. 111 f. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal da Paraíba, João Pessoa, 2014.

Physica status solidi (b), 1(7):699, 1961.

Quantum Electronics, IEEE Journal of, 5(4):211, 1969.

RN Hall, GE Fenner, JD Kingsley, TJ Soltys, and RO Carlson. Coherent light emission from ga-as junctions. *Phys. Rev. Lett*, 9:366, 1962.

Taciano Amaral Sorrentino. Dinâmica em frequência de lasers semicondutores sob realimentação ótica ortogonal e aplicação: Chaveamento todo-ótico em frequência. *Dissertação de mestrado, UFPB*, 2010.

Theodore H Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature Publishing Group*, 1960.

TM Quist, RH Rediker, RJ Keyes, WE Krag, B Lax, Al L McWhorter, and HJ Zeigler. Semiconductor maser of gaas. *Applied Physics Letters*, 1(4):91, 1962.

Zh I Alferov, VM Andreev, EL Portnoi, and MK Trukan. Alas-gaas heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold. *Sov Phys Semiconductors*, 3(9):1107, 1970.