

Universidade do Algarve

Faculdade de Ciências e Tecnologia

Departamento de Física

Lasers e Optoelectrónica

Ano lectivo 2001-02

Cursos de Engenharia Física e Física e Química

4º ano, 2º semestre

(<http://w3.ualg.pt/~jlongras/lope/lope.html>)

Docente: José Figueiredo

(gab. C2-3.47-1, jlongras@ualg.pt)

Lasers e Optoelectrónica

Electrónica Quântica

Área da Física e Engenharia que têm por objecto de estudo o desenvolvimento, o comportamento e as aplicações de circuitos e dispositivos electrónicos e optoelectrónicos baseados em fenómenos quânticos.

Optoelectrónica e Fotónica

A importância da Fotónica, reconhecido pilar do desenvolvimento científico e tecnológico moderno, é evidenciada pelo impacto das tecnologias ópticas e optoelectrónicas num grande número de produtos de consumo (CDs, DVDs, ...), de equipamentos industriais (lasers, microscópios, sensores optoelectrónicos, fibras ópticas, ...), instrumentação médica (lasers cirúrgicos, endoscópios, microscópios, ...), instrumentação científica (lasers, espectrofotómetros, telescópios, ...), telecomunicações (sistemas de comunicação, ...), processamento de informação (fotocopiadoras laser, holografia, ...), e entretenimento (lasers, holografia, ...).

Laser

acrónimo de l[ight] a[mplification] (by) s[timulated] e[mission] (of) r[adiation], amplificação de luz por meio de emissão estimulada de radiação
s. m., (Fís.),

dispositivo gerador de um feixe de radiação electromagnética intensa, quase monocromática, possuindo múltiplas aplicações nos campos da indústria, da investigação e tecnologia, da Medicina e militar.

Convenções

A utilização de caracteres na representação de grandezas, constantes, parâmetros, coeficientes e unidades electromagnéticas rege-se pelas seguintes convenções:

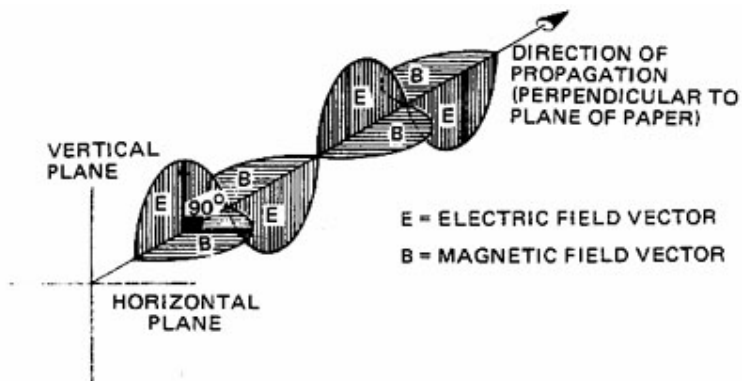
- caracteres maiúsculos em itálico para grandezas escalares constantes no tempo, mas também para o valor médio ou a amplitude das grandezas variáveis no tempo. Por exemplo, E , B , H , $I_m \sin(\omega t + \phi)$.
- caracteres minúsculos em itálico para valores instantâneos das grandezas escalares. Por exemplo, $i(t)$, $v(t)$, etc. No entanto, e com o intuito de simplificar a representação das equações, por vezes representa-se apenas i e v em vez de $i(t)$ e $v(t)$.
- caracteres maiúsculos em estilo romano para grandezas vectoriais, como, por exemplo, o vector campo eléctrico \vec{E} , e o vector força eléctrica, \vec{F} ; pode-se, também, representar uma grandeza vectorial em estilo romano a **carregado (bold)**, \mathbf{E} e \mathbf{F} . As grandezas e as funções complexas, como a impedância, os fasores, a função resposta em frequência e a função de transferência, representam-se em estilo romano normal (Z , I ...). No entanto, o módulo e a fase das grandezas complexas, como, por exemplo, da impedância e da resposta em frequência, são representados em itálico.
- as constantes, parâmetros e coeficientes são representados com caracteres gregos ou latinos, minúsculos ou maiúsculos em itálico, de acordo com as convenções internacionais. Por exemplo, a índice de refração, n , a velocidade da luz no vácuo, c , a mobilidade dos electrões, μ , a permitividade do vazio, ϵ_0 , etc.

Bibliografia

- **Notas a Fornecer pelo Docente.**
- **Lasers, Anthony E. Siegman, Univ. Science Books, 1986.**
- **Understanding Fiber Optics, Jeff Hecht, Prentice-Hall, 1999.**
- **Optical Electronics in Modern Communications, Amnon Yariv, Oxford, 1997.**
- **The Essence of Optoelectronics, Kathryn M. Booth, and Steven L. Hill, Prentice-Hall, 1998.**

Ondas Electromagnéticas (OEM)

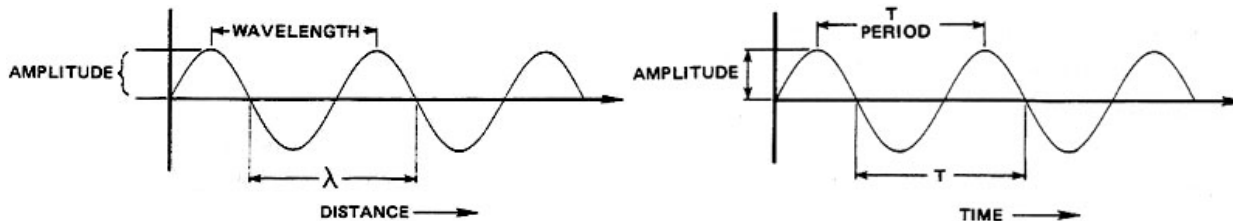
Diagrama de onda electromagnética num dado instante. (Uma onda é uma perturbação que transmite energia de um ponto para outro.)



Uma onda OEM consiste de um campo eléctrico e de um campo magnético no espaço variáveis no tempo. No caso representado, uma OEM polarizada linearmente, o campo eléctrico (E) oscila na vertical; o campo magnético (B) oscila na horizontal. No espaço, os dois campos são sempre perpendiculares entre si, e ambos são perpendiculares à direcção de propagação.

A luz tem uma natureza dual. Em propagação comporta-se como uma onda; nos processos de **emissão**, **absorção** comporta-se como partícula. (Como dispositivo, o laser é uma medida do conhecimento ganho acerca do que é a luz e como a controlar.

A amplitude de uma onda corresponde à deslocação máxima do ponto de equilíbrio. O **comprimento de onda**, λ , é definido como “a distância mínima entre dois pontos da onda com as mesmas características, i.e., a mesma fase. O **período**, T , corresponde ao mínimo intervalo de tempo ao fim do qual a fase da onda se repete, i.e., a onda completa um ciclo. A **frequência**, ν , corresponde ao número de ciclos de onda num segundo. $\nu=1/T$. Tendo em conta que a velocidade se defina como a distância percorrida no dado intervalo de tempo, define-se velocidade de fase de uma onda, v , como a distância percorrida num ciclo, ou um comprimento de onda por período.

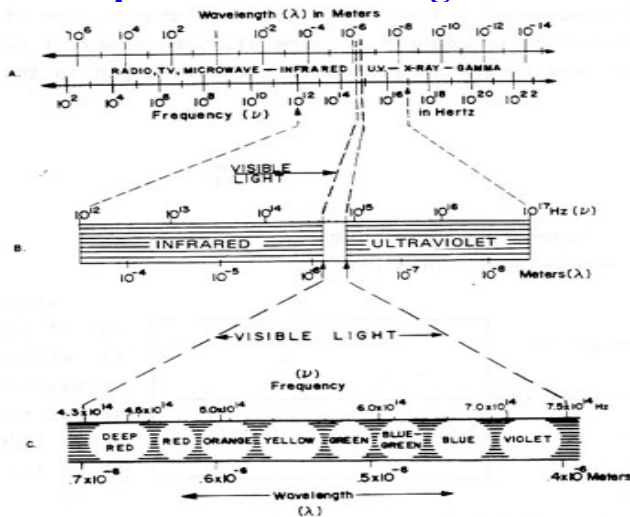


$$v = \lambda / T = \lambda \cdot \nu$$

A velocidade da luz no vazio é $\sim 300\,000$ km/s, e representa-se por c .

Caracter Electromagnético da Luz

Espectro Electromagnético



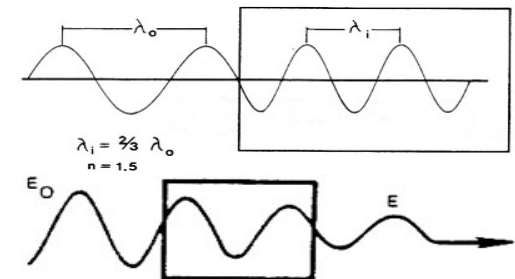
Regra geral, o termo luz designa a porção do espectro electromagnético compreendida entre o ultra-violeta profundo (50 nm) e o infra-vermelho próximo (20 μ m). A propagação da luz é descrita pelas equações de Maxwell (ou aproximações destas) que descrevem os campos eléctrico e magnético da onda electromagnética associada. Do ponto de vista electromagnético uma região do espaço é caracterizada pelas funções permitividade eléctrica, ϵ , e permeabilidade magnética, μ , que, em geral, são grandezas tensoriais complexas.

Na grande maioria dos meios/materiais com interesse em óptica, o efeito da componente do campo associado ao campo magnético é muito menor que o efeito do campo eléctrico e é, em geral ignorado.

Índice de Refracção e Coeficiente de Absorção

Todas as ondas electromagnéticas propagam-se no vácuo com velocidade constante e igual a $c=3 \times 10^8$ m/s. Num meio material propagam-se com velocidade $v < c$, e, em geral, a sua intensidade vai diminuindo, segundo a expressão $I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$, à medida que se propagam. O índice de refração de uma substância, n , define-se como a razão entre as velocidade de fase das ondas no vácuo e no meio: $n = c/v$; $n \geq 1$.

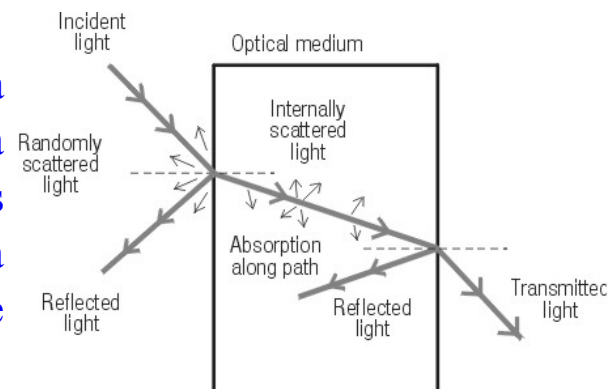
A alteração de velocidade corresponde a uma variação do comprimento de onda: $n = \lambda_0 / \lambda$, onde λ_0 e λ representam o comprimento de onda no vazio e no meio, respectivamente. **A frequência da onda não se altera, quando esta muda de meio.** O parâmetro α designa-se coeficiente de absorção, e caracteriza a taxa espacial de absorção da luz pelo meio material.



Interacção da Luz com a Matéria

Sempre que a luz atinge a interface entre dois meios ópticos, figura abaixo, é parcialmente reflectida, parcialmente espalhada (“scattered”) na interface e no meio, parcialmente absorvida ao longo do seu percurso no material, sendo a restante transmitida.

Na 1ª interface, parte da luz é reflectida de acordo com a lei da reflexão e parte é espalhada aleatoriamente devido às imperfeições da superfície (reflexão difusa). No material, a luz é absorvida pelos átomos no caminho do feixe e espalhada aleatoriamente pelas impurezas. Na interface de saída, parte do feixe é, de novo, reflectida. Finalmente, e após todas estas perdas, o feixe emerge do material.



Grandezas Ópticas Macroscópicas

A energia de um sistema pode assumir a forma de energia potencial, de energia cinética, energia calorífica, de energia electromagnética, etc.. Qualquer forma de energia representa a capacidade de produzir trabalho.

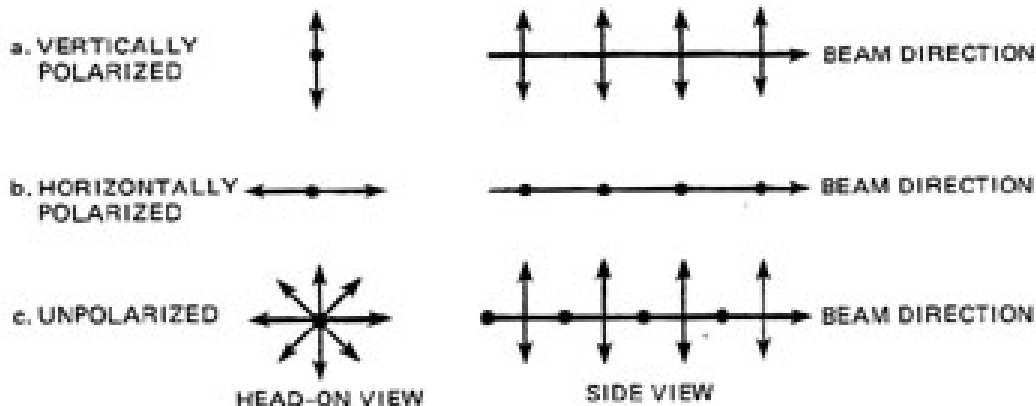
A **potência** corresponde à taxa com que a energia é transferida. A potência de um feixe luminoso é a taxa a que a energia óptica é fornecida pelo feixe. A **radiância** é a potência por unidade de área de um feixe de luz incidindo numa superfície. É também referida como **densidade de potência**. Um **medidor de potência óptica** é um dispositivo de teste óptico desenhado para medir a potência média de um feixe luminoso contínuo. A radiância produzida pelo feixe pode ser determinada se a área iluminada do detector é conhecida. Quando um feixe pouco divergente

Polarização

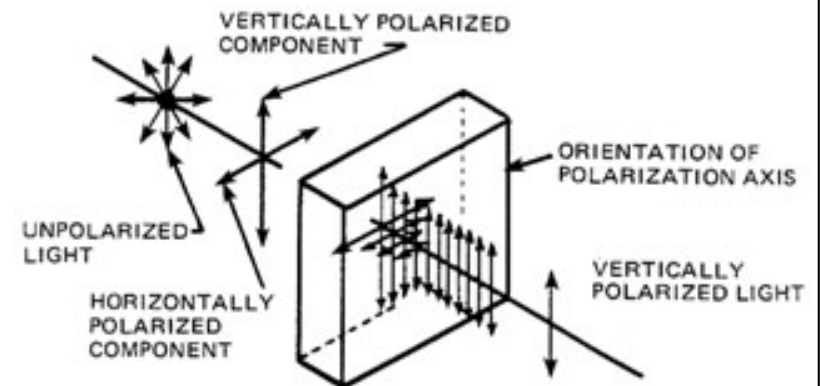
A radiação luminosa consiste em ondas que correspondem a variações dos campos eléctrico e magnético. Muitas aplicações requerem que os campos eléctrico e magnético apresentem uma direcção específica. A **polarização** da luz descreve a orientação da oscilação do campo eléctrico no espaço:

- a luz não polarizada não apresenta orientação específica do campo eléctrico (a sua direcção varia aleatoriamente a, aproximadamente, à frequência da luz);
- na luz plano-polarizada o campo eléctrico oscila no plano;
- luz polarizada verticalmente corresponde a radiação em que o plano de oscilação é vertical;
- na luz polarizada horizontalmente, o plano que contém a oscilação do campo eléctrico é horizontal;
- a luz polarizada circularmente corresponde a luz em que a direcção do campo eléctrico nem é aleatória nem se confina a um plano único. A direcção do campo eléctrico de luz polarizada circularmente descreve um círculo durante cada período da onda.

Um **polarizador** é um dispositivo que determina o estado de polarização da luz.



Polarizador linear

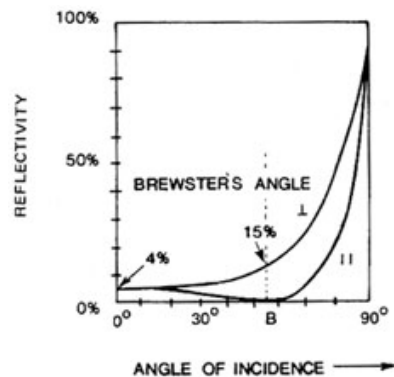
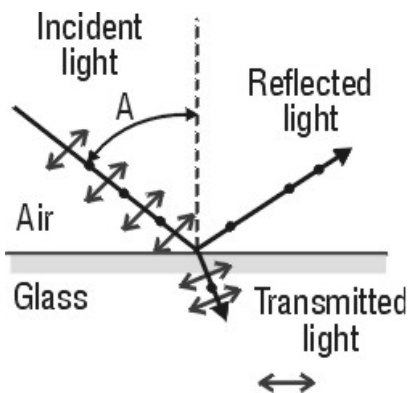


Polarização por Reflexão

Define-se plano de incidência como o plano formado pela direcção de propagação da onda e pela normal à superfície de reflexão. Qualquer estado de polarização pode ser descrito como a combinação de dois estados de polarização lineares perpendiculares entre si. A componente de polarização no plano de incidência designa-se como componente de **polarização paralela** (\parallel ou \leftrightarrow); a componente de polarização perpendicular é referida como componente de **polarização perpendicular** (\perp ou \bullet).

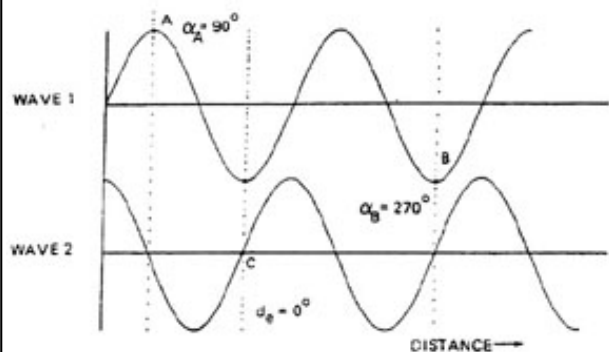
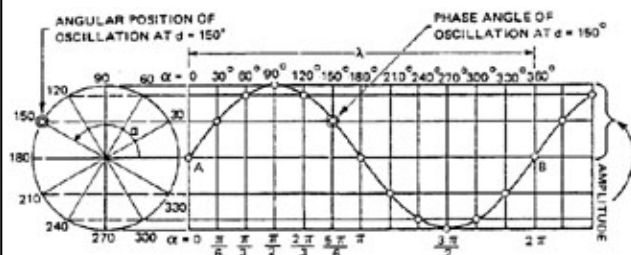
A figura da esquerda ilustra a polarização de luz por reflexão. Quando luz não polarizada incide numa superfície segundo um dado ângulo de incidência, uma porção da luz é reflectida sendo a restante transmitida e/ou absorvida. A porção de cada componente que é reflectida pela superfície depende do ângulo de incidência A . A figura da direita mostra a reflectividade de uma superfície de vidro em função do ângulo de incidência para luz polarizada perpendicularmente ao plano de incidência (\perp) e luz polarizada paralelamente ao plano de incidência (\parallel). A reflectância – fracção da potência incidente reflectida – apresentada em percentagem, representa a fracção da luz incidente (não polarizada) reflectida por cada uma das duas polarizações.

Note que existe um ângulo particular, A na figura da esquerda e B na da direita, para o qual a componente perpendicular é reflectida em 15%, enquanto que a componente paralela não é reflectida. Este ângulo é designado de ângulo de Brewster. Este ângulo depende do índice de refração do material reflector ($\tan B = n$): se a luz incide no vidro ($n=1.5$), segundo o ângulo de Brewster ($\sim 56.3^\circ$) os 15% reflectidos estão totalmente polarizados perpendicularmente.



Coerência

Define-se coerência como a condição que existe quando todas as ondas luminosas estão em fase. Seja a onda representada na figura abaixo.



A equação $Y=A \sin \alpha$ descreve a onda representada ao lado. Qualquer ponto da onda pode ser especificado pelo seu ângulo de fase. A fase de um ponto de uma onda é definida como “o deslocamento angular” do ponto ao ponto correspondente à última passagem por zero. A fase absoluta de um ponto de uma onda é, em geral, de pouco interesse no caso de radiação luminosa. A diferença de fase entre duas ondas é, geralmente, de grande importância. A diferença de fase é sempre expressa como um ângulo entre 0° e 180° ($0-\pi$ radianos).

Há dois aspectos da coerência: **coerência temporal** e **coerência espacial**. A coerência espacial refere-se à correlação de fase das ondas num dado ponto do espaço em dois instantes diferentes. A coerência espacial, por outro lado, descreve a correlação de fase de dois pontos diferentes ao longo da frente de onda num dado instante.

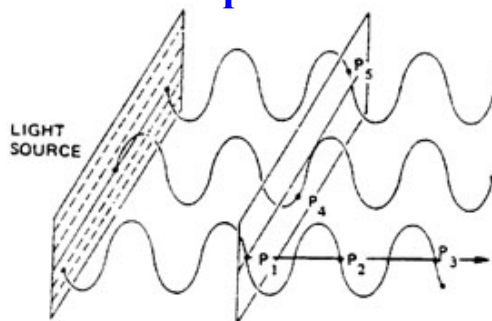
A coerência temporal da luz é dependente da largura de banda da fonte. Quanto mais a largura de banda da fonte tende para zero (fonte monocromática) mais temporalmente coerente é a luz emitida.

A coerência espacial está relacionada com as dimensões aparentes (tamanho) da fonte de luz. Quanto mais pontual a fonte é mais espacialmente coerente a fonte se torna.

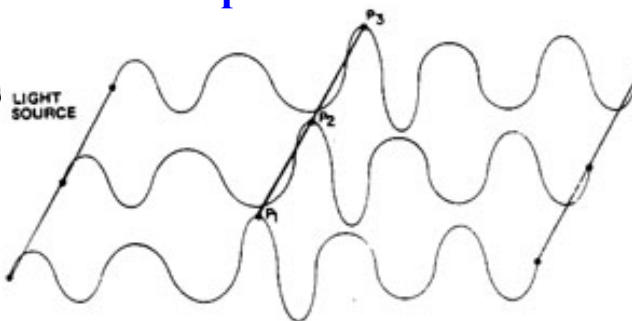
Coerência Temporal e Coerência Espacial.

Define-se coerência como a condição que existe quando todas as ondas luminosas estão em fase.

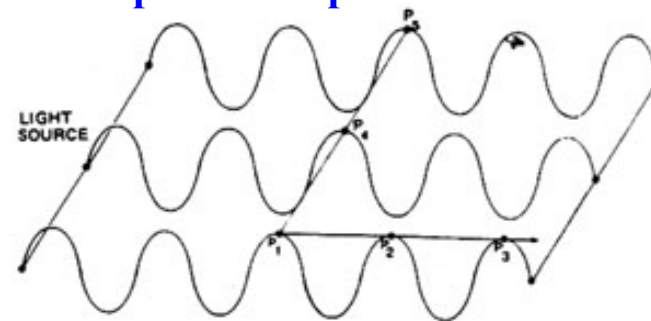
Ondas Temporal/ Coerentes **Ondas Espacial/ Coerentes** **Ondas Temporal/ e Espacial/ Coerentes**



Ondas com frequência constante, mas a relação de fase ao longo do feixe não é constante.



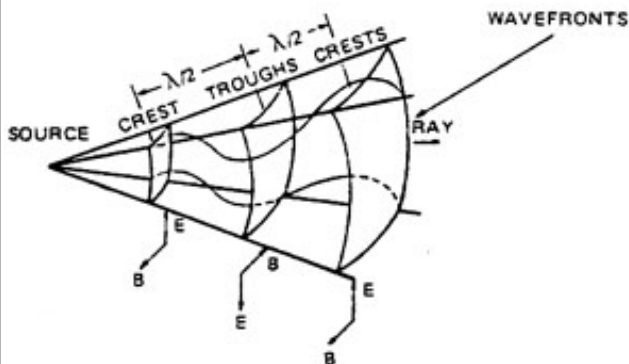
Os pontos P_1 , P_2 , e P_3 , no plano \perp ao feixe estão em fase e permanecem em fase à medida que o plano se move. Contudo, o seu λ varia.



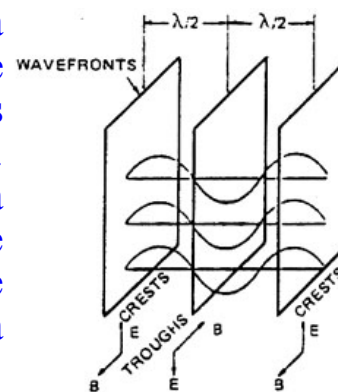
A luz laser apresenta elevado grau de coerência temporal e espacial. A coerência temporal resulta do carácter monocromático; a coerência espacial é consequência do comportamento de fonte pontual

Frentes de Onda

Define-se **frente de onda** de uma onda como uma superfície de fase constante.



A figura da esquerda representa as frentes de ondas esféricas produzidas por uma fonte pontual. Estas frentes de onda afastam-se da fonte mantendo uma relação de fase constante ao longo da sua superfície.



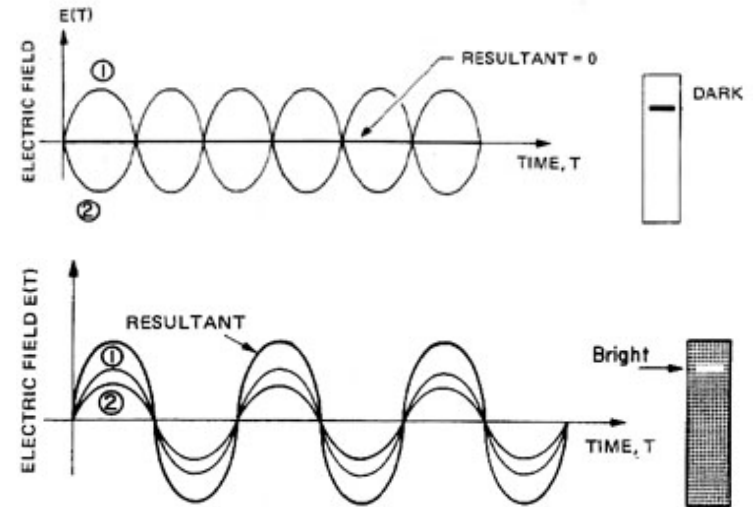
Quando suficientemente afastadas da fonte, as frentes de onda esféricas, em boa aproximação, comportam-se como frentes de ondas planares. Frentes de onda podem ser produzidas por colimação de um feixe divergente.

Interferência

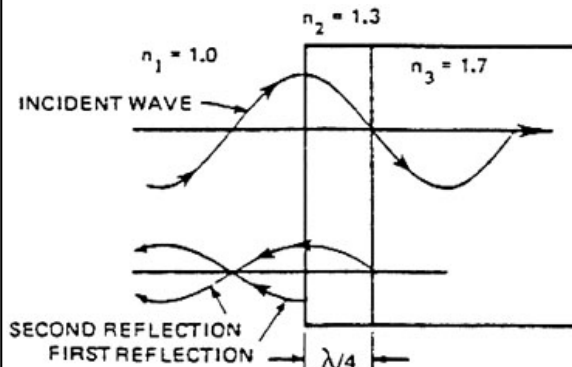
Ocorre interferência quando um feixe de luz coerente é dividido em duas (ou mais) partes e mais tarde recombinados.

A figura ilustra a recombinação de duas ondas num ecrã num ponto em que estão em oposição de fase (d.d.f. de 180°). Os dois campos eléctricos anulam-se num processo designado de **interferência destrutiva**.

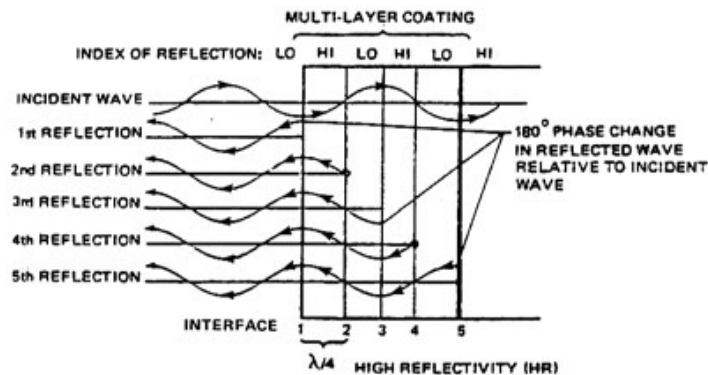
Na figura ao lado, as duas ondas chegam ao ecrã em fase e os seus campos eléctricos adicionam-se produzindo na região de interferência uma zona de radiância reforçada: **interferência construtiva**. Se as duas ondas são de amplitude idêntica, a radiância produzida nessa zona é quatro vezes superior à de um feixe sozinho. A interferência não *destrói* energia, unicamente redistribui a energia total.



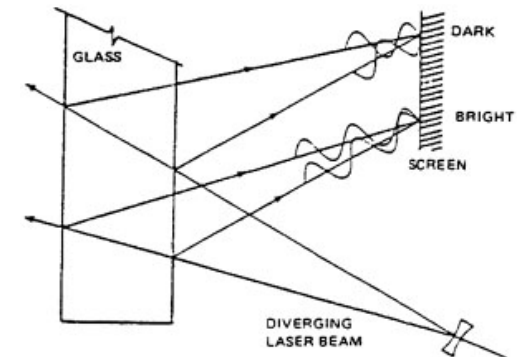
Filme Anti-Reflector



Filme de elevada Reflectividade



Interferência produzida por reflexão

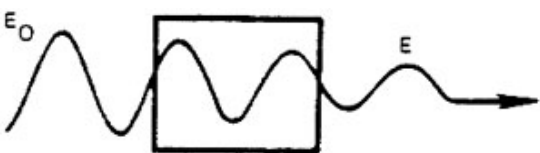


Atenuação da Luz

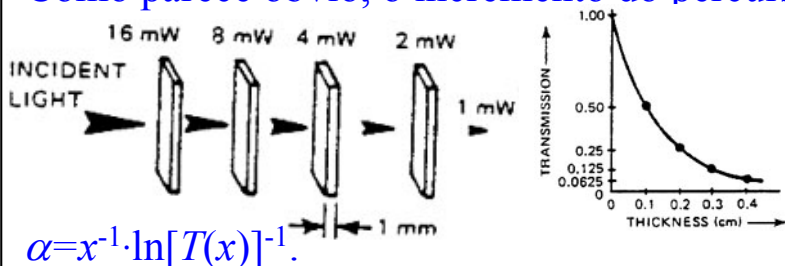
Quando a luz se propaga num meio material, parte da energia luminosa é absorvida pelos átomos do material. A quantidade absorvida depende das características do material e da sua espessura. Componentes ópticos, como as lentes, são feitos de material que, praticamente, não absorve luz na região de comprimentos de onda de operação. Filtros ópticos, pelo contrário, são desenhados para transmitir apenas uma pequena porção da luz incidente, podem atenuar alguns c.o. ou eliminar um grupo de c.o., transmitindo os restantes. A absorção de luz é um processo importantíssimo no bombeamento de lasers de estado sólido e de corantes.

Quando um feixe atravessa o meio activo de um laser, é adicionada energia ao feixe – **ganho óptico** - através do processo de emissão estimulada.

Lei Exponencial de Absorção



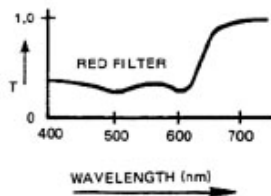
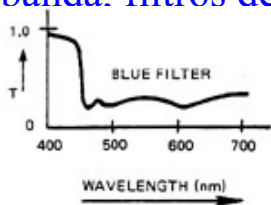
Parte da luz incidente num meio material é absorvida, sendo a restante transmitida. A **transmissão**, T , do material óptico é dada por: $T = E/E_0$, onde E representa a radiância. A reflexão e o espalhamento em conjunto com a absorção contribuem para as perdas ópticas em todos os sistemas, mas não são tidas em conta nesta fase. Como parece obvio, o incremento do percurso óptico num material irá diminuir a radiância transmitida.



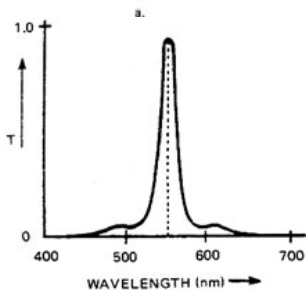
A curva da figura tem a forma $T(x) = e^{-\alpha x}$, e traduz a **lei exponencial de absorção**, α onde representa o coeficiente de absorção em cm^{-1} , e x é a espessura do material em cm. α é numericamente igual ao recíproco da espessura do material de que resulta na transmissão de $1/e$ ($\sim 36.8\%$) da luz incidente.

Absorção em Função do Comprimento de Onda

O coeficiente de absorção (α , portanto, a transmissão) de um material qualquer é função do c.o. da luz incidente. Como já foi referido, há diferentes tipos de filtros ópticos. Geralmente, eles são usados para 1) seleccionar uma região de c.o. de outra; 2) seleccionar uma região muito estreito de co e excluir todos os restantes acima ou abaixo desta região; 3) seleccionar um grupo de comprimentos de onda, que, como um grupo, são todos transmitidos com a mesma intensidade. Os filtros ópticos são, geralmente, feitos de vidro coloridos, metais, ou filmes finos dieléctricos. Podem, também, ser classificados em filtros de corte, passa-banda, filtros de *densidade neutral*.

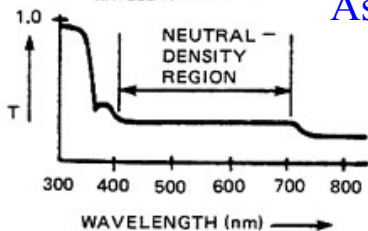


Filtros de corte (“cutoff filters”): este tipo de filtro apresenta uma divisão clara entre as região de alta e baixa transmissão. São usados para eliminar c.o. não desejados em muitos sistemas ópticos. Óculos de segurança (“goggles”) são um exemplo importante destes filtros.



Filtros passa-banda: este tipo de filtro permite a passagem d uma banda estreita de c.o. e bloca toda a luz fora desta banda. As luzes de segurança em salas escuras contêm filtros passa-banda que só deixam passar luz a cujo filme não é sensível.

Filtros neutrais (“neutral density filters”): estes filtros são desenhados para apresentarem a mesma transmissão para todos os comprimentos de onda numa região larga do espectro. As lentes da maioria dos óculos de sol são filtros neutrais para a luz visível.



Os filtros neutrais e outros filtros de baixa transmissão são caracterizados pelo parâmetro **densidade óptica** (OD , de “optical density”). Se a densidade óptica de um filtro é conhecida, a sua transmissão é determinada a partir da expressão: $T=10^{-OD}$.

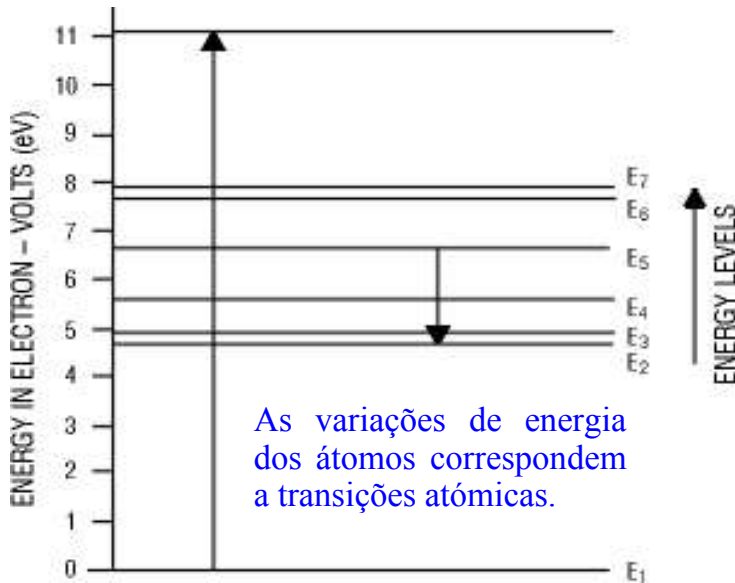
Introdução aos Lasers

Para entender como um laser opera é necessário conhecer como é que os átomos absorvem e emitem energia. A luz deve ser tratada como uma onda nos estudos de fenómenos de propagação, para compreender a operação de alguns componentes ópticos, para explicar fenómenos como a polarização, coerência e interferência. Contudo, a natureza ondulatória da luz não é, normalmente, usada para explicar a emissão e absorção de luz por átomos. Nestes processos, a luz é, geralmente, descrita como comportando-se mais como uma partícula do que como uma onda, i.e., a luz parece consistir de pequenas entidades, cada uma contendo uma energia característica. O princípio da dualidade da luz *afirma* que a luz não pode ser descrita de forma completa nem como uma partícula nem como uma onda, mas têm ambas as características, i.e., os dois conceitos são complementares.

O **fotão** é a mais pequena divisão de um feixe de luz que retém todas as propriedades do feixe. As características do fotão incluem a **energia** (ou frequência ou comprimento de onda) e a **polarização**. Um fotão não deve ser visualizado como uma partícula que têm dimensões físicas e uma localização específica no espaço. Mais correctamente, um fotão pode ser considerado como um “pacote de onda” que tem uma quantidade de energia específica $E=h\cdot\nu=h\cdot c/\lambda$, onde h representa a constante de Planck (6.625×10^{-34} J·s), i.e., o **fotão** é o quantum de luz, possuindo uma determinada energia e um comprimento de onda característico. É comum em Óptica e Optoelectrónica, usar como unidade de energia o **electrão-volt** (eV) que corresponde a 1.602×10^{-19} J. (A unidade de energia CGS é o **erg**, que é igual a 1×10^{-7} J.) O número de onda de um fotão corresponde ao número de comprimentos de onda compreendidos no comprimento de um centímetro; geralmente, representa-se por k e tem unidades cm^{-1} : $k=1/[\lambda (\text{cm})]$.

É vulgar, por exemplo, em espectroscopia, expressar a energia na unidade **número de onda**. Contudo, não se trata, verdadeiramente, de uma unidade de energia, embora seja muito útil como um indicador dos valores de energia.

Níveis de Energia e Transições Atómicas



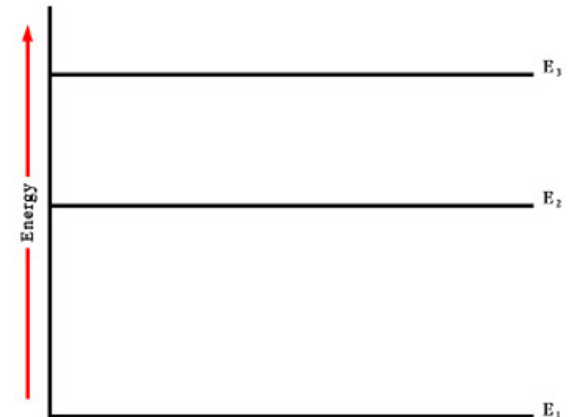
Um átomo é constituído por um núcleo positivo e uma nuvem de electrões. Cada electrão na nuvem só pode possuir quantidades de energia muito específicas. A energia total do átomo, em primeira aproximação, é a soma das energias de cada um dos electrões na nuvem. Se a energia electrónica do átomo corresponde ao mínimo da energia permitida, o átomo está no estado fundamental, caso contrário o átomo encontra-se num estado excitado. A figura acima representa um diagrama parcial dos níveis de energia do átomo de mercúrio. Um átomo não permanece num estado excitado indefinidamente.

Os átomos têm tendência a perder o excesso de energia e retornarem ao estado fundamental, directamente ou através de uma série de transições intermédias. O **período de vida** de um estado atómico particular corresponde ao tempo requerido por metade dos átomos inicialmente nesse estado para fazerem a transição sem beneficiarem de influência externa (como, por exemplo, emissão estimulada). O período de vida de um estado é, portanto, uma medida da taxa com que os átomos deixam um dado nível de energia, libertando parte da sua energia. O período de vida atómico típico é de cerca 10^{-8} s, podendo variar entre 10^{-11} e 10^{-2} s.

Um estado é considerado metaestável quando possui um período de vida superior a 10^{-6} s.

A energia de um átomo particular depende da distribuição de electrões na nuvem electrónica. A energia de um átomo varia de forma descontínua. Quando a distribuição electrónica de um átomo corresponde à configuração de menor energia diz-se que o átomo está no estado atómico fundamental. Se a distribuição electrónica é tal que corresponde a uma configuração de maior energia, diz-se que o átomo está num estado atómico excitado.

A figura é um diagrama simplificado de um átomo com três níveis de energia. Um átomo num estado excitado é instável e libertará o excesso de energia espontaneamente, regressando à configuração de menor energia (estado fundamental). A libertação de energia pode ocorrer num única transição ou numa série de transições que envolvem níveis de energia intermédios. Em muitos casos, o excesso de energia é libertado na forma de um fóton.



Uma das maneiras de um átomo fazer uma transição de um nível de energia para um nível inferior é através do processo de **emissão espontânea (sem influência externa)**, em que um fóton com energia igual à diferença de energias entre os níveis envolvidos é emitido: **transições radiativas**.

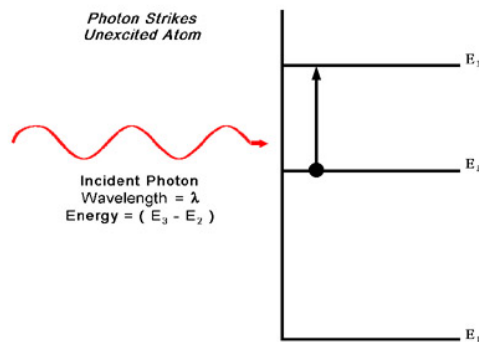
Emissão e Absorção de Luz

O laser produz radiação coerente através de um processo designado de “**emissão estimulada**”. A palavra laser é um acrónimo para “**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation” (amplificação de luz por emissão estimulada de radiação).

Absorção de Luz

A figura ilustra outro processo que ocorre na interacção da radiação com a matéria: a **absorção de luz**. Neste caso, quando um fóton atinge um átomo com energia E_2 , é absorvido, i.e., o fóton é aniquilado e a sua energia é adquirida pelo átomo que passa para o estado de energia E_3 .

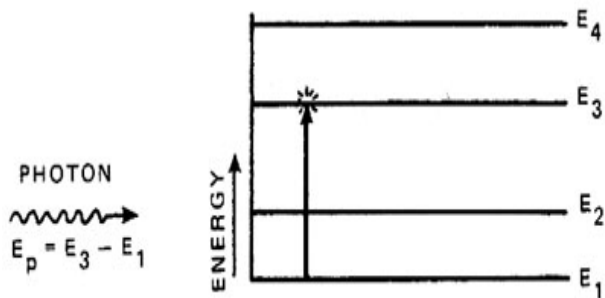
O processo de absorção remove energia do feixe laser reduzindo a sua potência de saída.

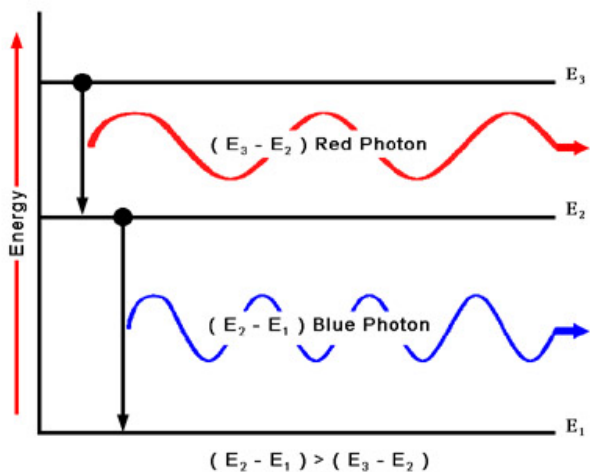


Absorção de um Fóton por um Átomo

Em determinadas condições, os átomos podem absorver fótons com a mesma energia dos emitidos por emissão espontânea (figura ao lado). Os fótons absorvidos são aniquilados (em linguagem da quântica). Para esta absorção de fótons ocorrer devem ser satisfeitas duas condições:

1) a energia do fóton incidente deve ser equivalente à diferença de energias entre os dois níveis em questão; **2)** o átomo absorvente deve estar no estado de energia inferior.





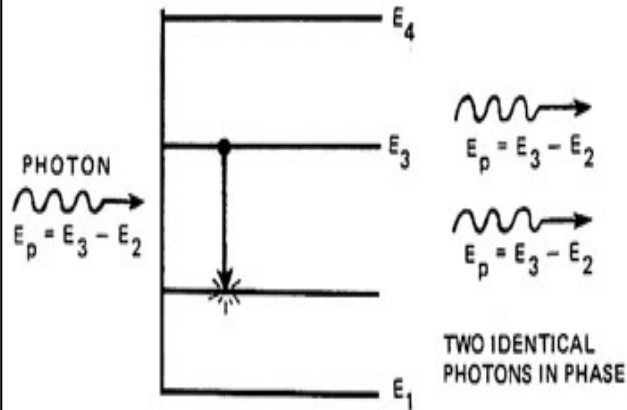
Emissão Espontânea

Em fontes de luz comuns, os átomos individuais libertam energia de forma aleatória. Nem a fase, nem a direcção dos fotões emitidos não é controlada, e vários c.o. estão presentes. Este processo é chamado de **emissão espontânea**, porque os átomos emitem luz espontaneamente, de forma independente de influências externas. A luz produzida não é monocromática, nem direccionada, nem coerente.

Emissão Estimulada

A luz coerente de um laser é produzida pelo processo de **emissão estimulada**. Neste caso, o átomo excitado é estimulado por uma influência externa a perder o excesso de energia (emitir o fotão) de um modo particular. O agente estimulante é um fotão cuja energia é exactamente igual à diferença de energias entre o estado presente de energia do átomo, E_3 , e algum estado de menor energia, E_2 . Este fotão estimula o átomo a sofrer uma transição e emitir, em fase, um fotão idêntico ao estimulador. O fotão emitido possui a mesma energia, o mesmo comprimento de onda, e a mesma direcção de propagação que o fotão estimulador; e os dois fotões estão exactamente em fase. Assim, **a emissão estimulada produz luz que é monocromática, direccionada, e coerente.**

As condições necessárias para ocorrer emissão estimulada são as mesmas que para a absorção, excepto que o átomo emissor deve estar no estado de maior energia dos dois estados envolvidos.



No caso de emissão estimulada, o fóton incidente estimula o átomo a emitir um fóton, antes de o emitir, sem influência externa, pelo processo de emissão espontânea. Neste caso, o fóton emitido pelo átomo estimulado tem a mesma energia (frequência e c.o.), fase, polarização e direcção de propagação do fóton estimulador, i.e., o fóton emitido está em fase com o fóton incidente, sendo as suas energias adicionadas no feixe resultante. Este processo é coração da acção laser.

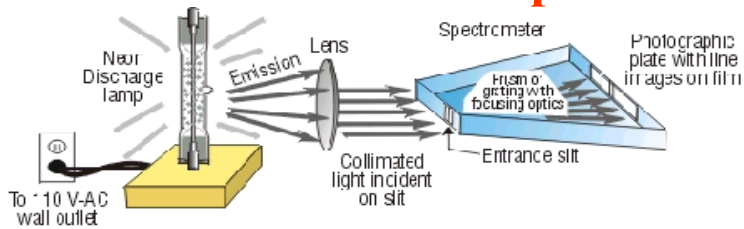
Transições Não-Radiativas

Em alguns casos, porém, os átomos excitados efectuam transições sem emitirem fótons, i.e., em certos casos os átomos libertam o excesso de energia numa outra forma que não a electromagnética, por exemplo, na forma de vibrações das redes cristalinas (fonões). Estas transição são classificadas de **transições não-radiativas**.

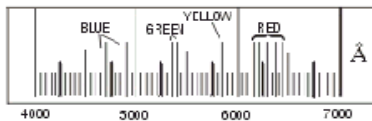
Em gases, ocorrem transições não-radiativas quando um átomo excitado colide com outro átomo num estado de menor energia. Uma porção da energia do mais energético é transferida para o menos energético durante a colisão. Em sólidos, as transições não-radiativas contribuem, muitas vezes, para um aumento da temperatura no interior do material (aumento da energia vibracional).

Espectros de Emissão de Gases Atômicos

O espectro de emissão (também designado por impressão digital) de um átomo de um gás, é obtido promovendo uma descarga eléctrica num tubo transparente e fechado contendo o gás. A descarga provoca que o gás reluz ou emita luz por fluorescência. Esta luz fluorescente é enviada através de uma fenda estreita. Com a ajuda de um prisma ou de uma rede de difracção, são formadas imagens separadas da fenda num filme fotográfico, cada uma associada a um c.o. da luz fluorescente que entra na fenda. Identificando os c.o. correspondentes, obtêm-se as diferenças de energia entre os



(a) Setup for recording emission spectra of atomic gases with a spectrometer and focusing optics



(b) Line spectra for neon gas superimposed on wavelength scale.

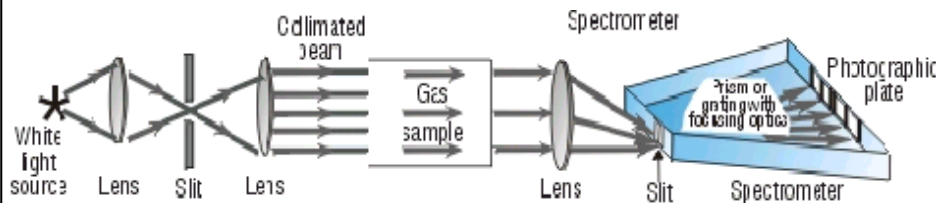


(c) Same line spectra as in (b) with color content shown.

vários níveis, e elabora-se o diagrama de níveis de energia característico do gás.

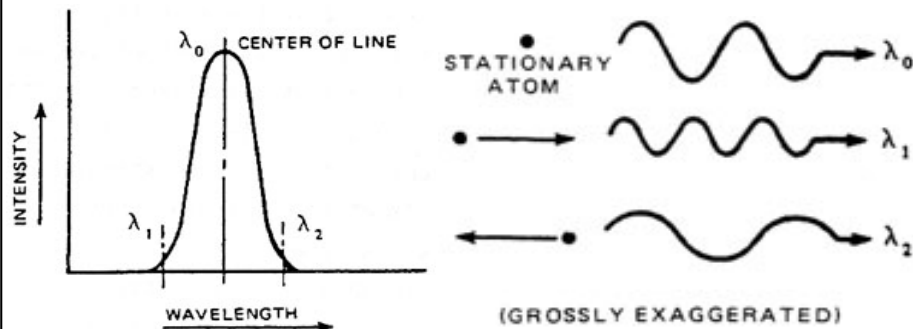
Espectros de Absorção de Gases Atômicos

O espectro de absorção é obtido de forma idêntica ao de emissão. A amostra de gás é colocada num tubo transparente. Um feixe de luz branca colimado, após atravessar a amostra, é analisado no espectrómetro.



No espectro de absorção, os c.o. absorvidos correspondem, no filme, a riscas brancas. Após a revelação do filme, as linhas obtidas em papel (registo positivo) são riscas pretas num fundo branco. Da mesma forma que no caso do espectro de emissão, elabora-se o diagrama de níveis de energia característico do gás.

Cada uma das linhas, quer no espectro de emissão quer no de absorção, consiste, de facto, num intervalo



estreito de comprimentos de onda, que é resultado do **alargamento de Doppler** (efeito colectivo). Um átomo estacionário emite luz de c.o. λ_0 , correspondente ao centro da linha espectral. Se estiver em movimento, emite um c.o. ligeiramente diferente devido ao seu movimento.

O espectro dos sólidos, ao contrário dos gases, consiste em zonas relativamente extensas designadas de bandas de absorção. O conhecimento destas bandas é de primordial importância no caso de lasers de estado sólido com excitação óptica.

Processo Laser

O processo laser explora três fenómenos fundamentais que ocorrem quando uma onda electromagnética (OEM) interacciona com a matéria, nomeadamente, a emissão espontânea, a emissão estimulada, e a absorção.

Emissão Espontânea

Sejam dois níveis de energia, 2 e 3, de um sistema atómico, com energias E_2 e E_3 ($E_2 < E_3$). Assumindo que inicialmente o átomo está no nível 3, o átomo tenderá a decair para o nível 2, libertando a diferença de energia correspondente ($E_3 - E_2$). Se esta energia for libertada na forma de um fóton, o processo é designado por **emissão espontânea ou radiativa**. A frequência da OEM radiada é dada pela relação: $\nu = (E_3 - E_2)/h$.

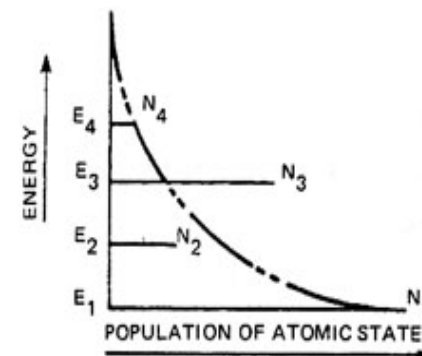
É importante ter presente que o átomo pode decair de forma não-radiativa. Neste caso a diferença de energia é libertada numa forma de energia não electromagnética. Por exemplo, através da transferência de energia cinética para os átomos vizinhos.

A probabilidade da emissão espontânea pode ser caracterizada da seguinte forma: assumindo que no instante t há N_3 átomos no nível 3, a taxa de decaimento deste átomos devido à emissão espontânea, $dN_3/dt|_{\text{esp}}$, será proporcional a N_3 . Pode-se, portanto, escrever que: $dN_3/dt|_{\text{esp}} = -AN_3$.

O coeficiente A é chamado probabilidade de emissão espontânea ou coeficiente A de Einstein (a expressão de A foi obtida, pela primeira vez, por Einstein a partir de considerações termodinâmicas.) A quantidade $\tau_{\text{esp}} = 1/A$ é denominada **tempo de vida da emissão espontânea**. O valor de A (e τ_{esp}) depende da transição particular envolvida.

Emissão Estimulada

Considere-se um sistema atômico em que a população do nível 3 é substancialmente superior à dos níveis 2 e 4 (ver figura ao lado). Seja uma OEM de frequência $\nu = (E_3 - E_2)/h$ incidente no sistema. Uma vez que a OEM tem a mesma frequência que a frequência associada à transição 3→2, há uma probabilidade finita de que a OEM force o átomo a sofrer a transição 3→2. Neste caso a diferença de energia ($E_3 - E_2$) é libertada na forma de uma OEM que é adicionada ao feixe incidente: processo de **emissão estimulada**.

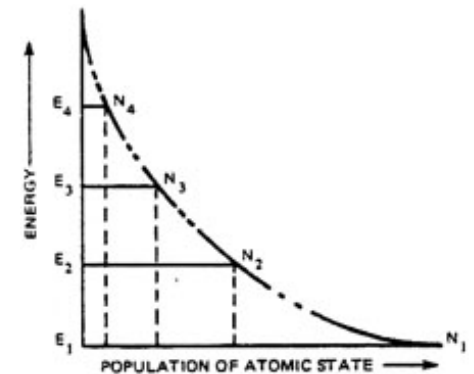


Há, contudo, uma distinção fundamental entre os processos de emissão espontânea e de emissão estimulada. No caso da emissão espontânea, um átomo do sistema emite uma OEM **sem relação de fase bem definida** com as ondas emitidas pelos outros átomos. Mais ainda, a onda pode ser emitida em qualquer direção. No caso da emissão estimulada, uma vez que o processo é forçado pela OEM incidente, as ondas emitidas por qualquer átomo **adicionam-se em fase** à onda em propagação.

Esta onda determina também a **direcção de propagação da onda emitida**. O processo de emissão estimulada pode ser caracterizado pela equação: $dN_3/dt|_{\text{est}} = -W_{32}N_3$, onde $dN_3/dt|_{\text{est}}$ representa a taxa de transição de $3 \rightarrow 2$ em resultado da emissão estimulada, e W_{32} é referido como a probabilidade de transição estimulada [como no caso do coeficiente A , W_{32} tem a dimensão de $(\text{tempo})^{-1}$]. Contudo, e ao contrário de A , W_{32} não é só função da transição particular, mas **depende também da intensidade** da OEM incidente. De forma mais precisa e para ondas planas, pode mostrar-se que: $W_{32} = \sigma_{32}\Phi$, onde Φ é o fluxo de fótons da onda incidente e σ_{32} é uma quantidade com a dimensão de uma área (designado “stimulated-emission cross section”), que depende somente das características da transição em análise.

Absorção

A figura ilustra a distribuição normal de átomos de um dado material nos seus vários níveis de energia, a uma dada temperatura. As linhas horizontais representam o número de átomos em cada nível de energia. A maioria dos átomos está sempre no estado fundamental (N_1), e a população de cada nível sucessivamente superior é menor que a de qualquer nível inferior, a não ser que um estímulo exterior seja aplicado. Assumindo que uma OEM de frequência ν incide no sistema, haverá uma probabilidade finita de o átomo ser excitado para um nível de energia superior, sendo a diferença de energia ($E_2 - E_1$, p.e.) fornecida pela OEM: **processo de absorção**. De forma similar, pode-se definir a taxa de absorção associada à transição $1 \rightarrow 2$, W_{12} , através da



equação: $dN_1/dt|_{\text{abs}} = -W_{12}N_1$, onde N_1 é o número de átomos (por unidade de volume) que num dado instante estão no estado fundamental. Como no caso da emissão estimulada, $W_{12} = \sigma_{12}\Phi$, onde σ_{12} representa uma área característica (“absorption cross section”), que depende somente da transição em causa. A mesma análise se aplica a outras transições, nomeadamente, às que envolvem os níveis 2 e 3.

Ter em atenção que $\sigma_{12} = \sigma_{21}$, $\sigma_{32} = \sigma_{23}$, $\sigma_{31} = \sigma_{13}$, etc., como mostrado por Einstein, no início do século passado. O que mostra que as probabilidades de emissão estimulada e absorção são iguais.

O coeficiente de absorção do material ao comprimento de onda correspondente à transição de E_1 para E_2 é proporcional à quantidade $N_1 - N_2$ (da mesma forma, o coeficiente de emissão do material ao comprimento de onda correspondente à transição de E_2 para E_3 é proporcional à quantidade $N_2 - N_3$, etc.).

Assim, quanto maior for a diferença em população entre os dois níveis de energia, mais elevado será o valor coeficiente de absorção. Se átomos são removidos de E_1 para E_2 , reduzindo a diferença de população, o coeficiente de absorção diminui.

Se a população dos dois estados é a mesma, o coeficiente de absorção é nulo. Embora continue a ocorrer absorção, a emissão estimulada processa-se à mesma taxa, adicionando ao feixe os fótons retirados pela absorção. Os dois processos contrabalançam-se e a diferença efectiva é nula, resultando num coeficiente de absorção igual a zero.

Amplificador Óptico

Considerem-se dois níveis de energia arbitrários 2 e 3 de um sistema material com população N_2 e N_3 , respectivamente. Assumindo uma onda plana incidente com fluxo de fótons Φ , propagando-se ao longo da direcção z , no meio material, a variação elementar do fluxo de fótons devido aos processos de emissão estimulada e de absorção, é dado por: $d\Phi = \sigma\Phi(N_3 - N_2)dz$, onde σ representa a secção eficaz da transição.

A equação acima, mostra que o material se comporta como um amplificador (i.e., $d\Phi/dz > 0$) se $N_3 > N_2$; comporta-se como um atenuador se $N_3 < N_2$. Ter em atenção que em sistemas em equilíbrio térmico, a distribuição populacional pelos vários níveis de energia é descrita pela estatística de Boltzmann. Assim, se N_3^e e N_2^e representam as populações em equilíbrio térmico dos dois níveis, verifica-se que:

$N_3^e/N_2^e = \exp[-(E_3 - E_2)/k_B T]$, onde k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta do material. Conclui-se, portanto, que em equilíbrio térmico $N_3 < N_2$, e o material comporta-se como um **atenuador** à frequência $\nu = (E_3 - E_2)/h$, o que ocorre em condições normais. Contudo, se uma situação de não-equilíbrio, em que $N_3 > N_2$, for atingida, o material passa a actuar como um **amplificador**.

Para um laser emitir radiação coerente, deve produzir mais luz por emissão estimulada do que a que é perdida por absorção, etc.. Seja um sistema laser de 3 níveis. Para que este sistema produza mais luz por emissão estimulada do que a que é absorvida, é necessário que o número de átomos no estado E_3 seja superior aos de átomos no estado E_2 , o que não ocorre em circunstâncias normais.

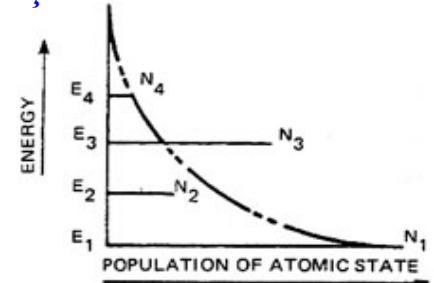
Em qualquer agrupamento suficientemente grande de átomos de uma substância à temperatura T , a maioria dos átomos encontra-se no estado fundamental e a população dos níveis sucessivamente superiores será sempre inferior à do nível imediatamente inferior: **distribuição normal de população**.

Por exemplo, se à temperatura ambiente o nº de átomos no estado fundamental de um laser de He-Ne é N_0 , haverá somente $10^{-33}N_0$ no nível imediatamente superior! A população dos níveis de energia ascendentes decresce exponencialmente.

Inversão de População

Existe **inversão de população** sempre que há mais átomos num dado estado atómico excitado que em algum(ns) estado(s) inferior(es). Um laser **só produz radiação coerente** se existir inversão de população. A inversão de população só pode ser conseguida através da excitação externa da população atómica.

A figura ao lado representa um sistema em que a população dos estados E_2 e E_3 foi alterada até a quantidade $N_2 - N_3$ se tornar negativa: **inversão de população**. Da inversão de população entre E_2 e E_3 , resulta, agora, um **coeficiente de absorção negativo**. Quando existe inversão de população, o coeficiente de absorção α na expressão da **transmissão** no material, $T(x) = e^{-\alpha x}$, é negativo, i.e., **a transmissão é então superior a 1**. Nestas condições, a emissão estimulada ocorre a uma taxa superior à da absorção, e um **feixe de luz** atravessando o material é **amplificado: ganho óptico**. A região de um material em que existe uma inversão de população designa-se **material ou meio activo**.



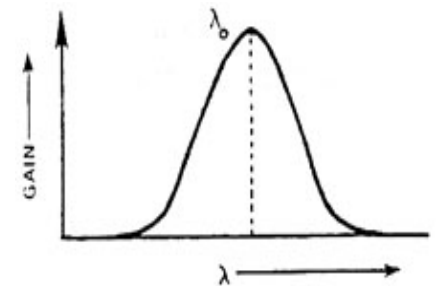
Se a frequência ν associada à transição corresponde à região de micro-ondas, o amplificador designa-se por MASER (acrónimo de “*microwave amplification by stimulated emission of radiation*”). Quando a frequência cai no visível, chama-se LASER. De facto, actualmente, a palavra laser designa emissão de frequência desde os raios X até ao infra-vermelho médio.

Curva de Ganho

O ganho de um amplificador óptico é dependente da quantidade $N_3 - N_2$, portanto, quanto maior for a inversão de população mais elevado é o ganho. Para incrementar o ganho de um laser, é necessário aumentar a população do nível superior da transição laser. Uma vez que o próprio processo laser transfere átomos do nível superior para o nível inferior da transição, terá que haver um processo que reduza a população do nível inferior. Se se permitir que os átomos permaneçam neste estado, a população deste aumentará até que a inversão de população deixa de existir, o que, conseqüentemente, interrompe a acção laser, até que a inversão de população seja restabelecida.

O ganho do amplificador laser é dado por $G(x) = e^{\gamma x}$, onde γ representa o coeficiente de ganho do amplificador ($\gamma = x^{-1} \cdot \ln[G(x)]$).

A figura ao lado representa a forma geral da relação ganho-comprimento de onda de um grande número de lasers. Em todos os casos, o meio activo apresenta ganho, não a um único c.o., mas numa porção finita do espectro. Este efeito será analisado com algum detalhe mais tarde (rever, p.e., o **alargamento de Doppler**).



Mecanismos de Excitação

O processo através do qual um sistema é excitado para um nível de energia superior, de forma a ser obtida a inversão de população, é designado **bombeamento** (“**pumping**”). À primeira vista, a forma mais fácil de o fazer é através da interacção de uma OEM suficientemente forte de frequência ν .

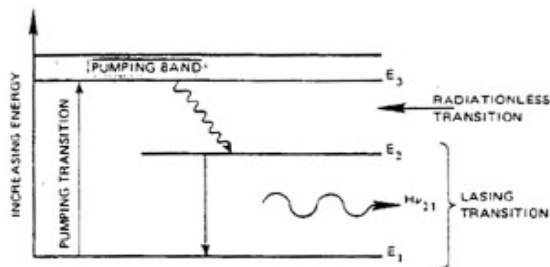
Em equilíbrio térmico a população do nível nível 1 é superior à do nível 2, que por sua vez é superior à do nível 3, etc., a absorção será o processo dominante. A onda incidente produzirá mais transições $1 \rightarrow 2$ do que transições $2 \rightarrow 1$, o que dará origem a uma inversão de população.

Laser de Dois Níveis

Contudo, não é possível obter um **laser operando no estado estacionário** se os processos de excitação e de laser envolverem mesmos dois níveis de energia (os níveis inferior e superior da transição laser, N_i e N_s), no caso anterior, os níveis 1 e dois. Como referido anteriormente, logo que se inicia o bombeamento, a população do nível N_s (2) começa a aumentar, até que as populações dos dois níveis se igualem ($N_s=N_i$). Nesta situação, os processos de absorção e emissão estimulada compensam-se mutuamente, e o material comporta-se-á como meio **transparente**. Esta situação é designada **saturação dos dois níveis**. Em conclusão, usando apenas dois níveis de energia é não é possível produzir uma inversão de população estacionária.

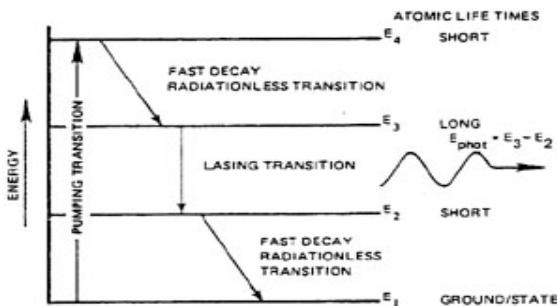
Laser de Três Níveis

Num laser de três níveis, o nível laser inferior é o estado fundamental. Este tipo de laser só pode apresentar inversão de população se e só se mais de metade dos átomos do estado fundamental forem bombeados para os estados de maior energia. O laser de rubi é o sistema laser de 3 níveis mais importante.



Laser de Quatro Níveis

A figura ao lado representa um modelo de um laser de quatro níveis. As transições laser ocorrem entre os níveis E_3 para E_2 . O nível E_3 é o nível laser superior e é um estado metaestável, com um tempo de vida de pelo menos 10^{-6} s. O átomo permanece neste estado metaestável durante um tempo relativamente longo, contribuindo quer para um aumento da inversão de população quer da probabilidade da emissão estimulada.

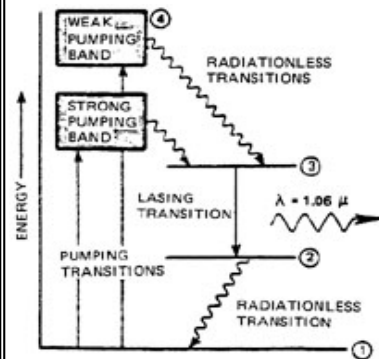


E_2 apresenta um tempo de vida mais curto, o que significa que os átomos deixam este nível rapidamente, retornando ao estado fundamental. Uma transição para o estado metaestável é tão improvável como a transição para baixo, a partir deste estado; a excitação de átomos, directamente do estado fundamental para o estado laser superior será impraticável. Uma alternativa, é excitar o átomo para um nível E_4 (superior a E_3) com um tempo de vida muito-curto (as transições de energia mais baixa são mais prováveis).

Transferência de Energia em Lasers de Gás

O mecanismo de excitação na maioria dos laser de gás é uma descarga de corrente contínua através do meio activo (gás). Os átomos do gás ganham energia através de colisões com os electrões altamente energético, resultantes da ionização do gás. Nos lasers de iões, os átomos são excitados para um nível de energia superior através de vários níveis intermédios, em resultado de colisões múltiplas. Em lasers do tipo He-Ne e CO₂, que contêm uma mistura de gases, os electrões de colisão excitam um tipo de átomo ou molécula para um nível superior. Este átomo ou molécula colide então com o átomo/molécula do gás do meio activo, recebendo o excesso de energia do outro componente da mistura. A “depopulação” do nível laser inferior pode ocorrer através de emissão espontânea ou por colisões adicionais com os átomos ou com as paredes do contentor.

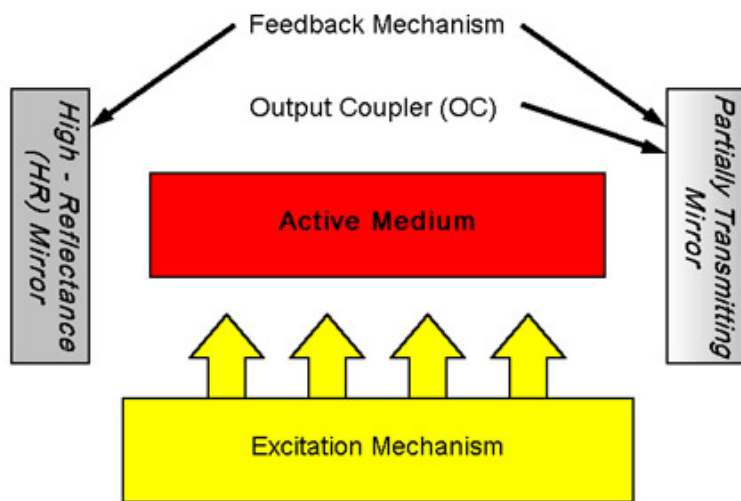
Transferência de Energia em Lasers de Estado Sólido



Grande parte dos laser de estado sólido (e de corantes) empregam excitação óptica. Luz de uma lâmpada é absorvida pelos átomos do meio activo provocando transições para níveis superiores, geralmente, referidos como banda de bombeamento (“nível” E_4 no diagrama da figura ao lado). A transição de decaimento rápido do nível E_4 para o E_3 é muitas vezes não-radiativa, o que contribui para o aquecimento do meio laser (o que, em geral, é negativo). Para que o processo de excitação seja eficiente, o c.o. da luz excitadora deve corresponder à transição do estado fundamental para um estado desocupado na banda de excitação. Em cristais de Nd:YAG, a banda de bombeamento mais “forte” está no intervalo 790-820 nm, e a menos “forte” compreende a região 730-760 nm. As lâmpadas usadas nestes lasers devem ter o seu máximo nestes intervalos para operação laser eficiente, i.e., deve haver sobreposição dos espectros das fontes excitadora e do meio lasers (“spectral matching”). A transição de E_2 para E_1 é, geralmente, não-radiativa. Quer a população do nível E_2 , quer a taxa de decaimento a partir deste nível dependem da temperatura do meio activo. Arrefecimento por água é, normalmente, empregado em lasers de estado sólido, para remover o excesso de calor e reduzir ao mínimo a população do nível laser inferior (nível E_2).

Elementos e Operação de um Laser

Um laser produz radiação **coerente** através de um processo designado de “emissão estimulada”. A palavra laser é um acrónimo para “**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation” (amplificação de luz por meio de emissão estimulada de radiação). Genericamente, um laser é um oscilador óptico com re-alimentação, cujos constituintes básicos são: o meio de ganho ou meio laser, o elemento de excitação e os elementos de re-alimentação.



Meio Activo: colecção de átomos ou moléculas que podem ser excitados a um estado de inversão de população.

Mecanismo de Excitação: fonte de energia que excita ou induz a transição de um átomo de um estado de baixa energia para um estado de energia superior, de forma a criar a inversão de população.

Mecanismo de Re-alimentação: mecanismo que devolve ao meio activo parte da radiação coerente produzida neste para posterior amplificação por emissão estimulada. É, em geral,

formado por dois espelhos. Um dos espelhos permite o escape de alguma luz laser para o exterior (**acoplador de saída**), que constitui o feixe laser: a fracção de luz coerente que escapa, varia com o tipo de laser: é inferior a 1% em alguns lasers hélio-néon e superior a 80% em muitos lasers de estado sólido.

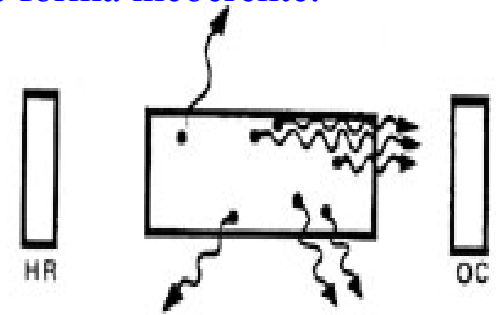
Acoplador de Saída: dispositivo que permite que uma porção da radiação laser contida entre os elementos de re-alimentação (em geral, dois espelhos) deixe o laser na forma de um feixe direccional.

Acção Laser

Para obter um laser a partir de um amplificador óptico, é necessário introduzir um mecanismo apropriado de **re-alimentação** (“feedback positive”). No caso de um oscilador óptico (laser), a re-alimentação é obtida colocando o meio activo entre dois espelhos de elevada reflectividade.

Quando o mecanismo de excitação do sistema é activado, o fluxo de energia para o meio activo causa a transição de átomos do estado fundamental para certos estados excitados. Deste modo, é criada no meio activo uma região em que há inversão de população. Alguns átomos em estados superiores libertam o excesso de energia espontaneamente, emitindo, em todas as direcções, fótons de forma incoerente.

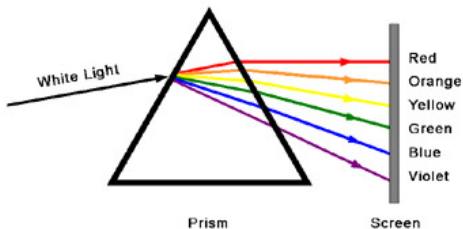
Contudo, a grande maioria destes fótons escapa-se do meio activo. Só aqueles que se propagam ao longo do eixo do meio activo e do sistema de re-alimentação, contribuem com fótons para o feixe laser, através da emissão estimulada, como indicado na figura. Como consequência, o número de fótons no feixe aumenta, crescendo a potência do feixe. Se o nº de fótons se mantém constante, a potência do laser é estacionária. Se o nº de fótons diminui, a



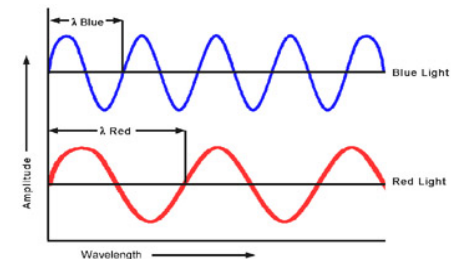
potência do laser decresce acabando, eventualmente, a acção laser por parar. Numa situação estacionária, o ganho do laser num “loop” completo compensa as perdas. O ganho é tanto mais elevado quanto maior for o grau de inversão de população e mais elevada for a probabilidade de ocorrer emissão estimulada. As perdas totais resultam de absorção nas superfícies reflectoras, das perdas por espalhamento, de perdas por difracção, da absorção no material, de perdas devido ao incorrecto alinhamento dos espelhos, e, claro, das perdas programadas no espelho de saída. Em lasers pulsados, o mecanismo de excitação fornece energia em “pacotes”. O ganho e a potência de saída crescem rapidamente até atingir um valor elevado, diminuindo de seguida, também, rapidamente, produzindo-se um pulso de luz laser. Num laser em modo contínuo, o mecanismo de excitação fornece uma potência constante ao meio activo. O sistema rapidamente atinge a situação estacionária, em que o ganho balança as perdas, produzindo uma fixe constante.

Propriedades da Radiação Laser

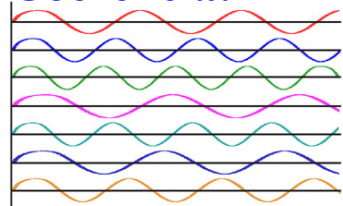
Monocromaticidade:



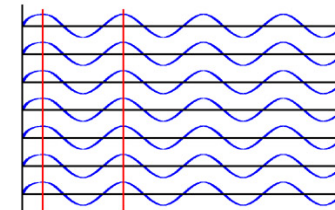
A luz laser é **quase-monocromática**, pois consiste num conjunto muito estreito de comprimentos de onda. O intervalo de c.o. típico num laser de He-Ne é $\Delta\lambda \ll 1$ nm.



Coerência:



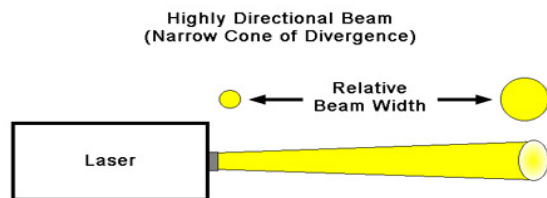
Num feixe luminoso colimado proveniente de uma fonte térmica as ondas não têm uma relação de fase fixa entre si. Diz-se que se trata de luz incoerente, significando que a radiação não tem ordem interna. Contudo, num feixe laser colimado as ondas estão em fase entre si em



todos os pontos. O termo coerência corresponde à designação que descreve a propriedade de ondas estarem “em fase”.

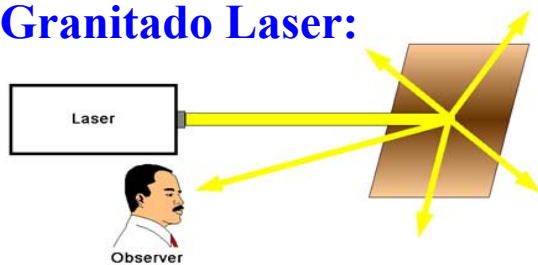
A coerência é a propriedade “mais” fundamental da radiação laser e distingue esta das demais.

Direccionalidade:



A luz laser é, em geral, **altamente direccional**, i.e., propaga-se numa direcção correspondente a um cone de divergência muito pequeno. Contudo, não é possível produzir feixes de luz perfeitamente paralela ou luz colimada. (Um bom sistema laser na terra é capaz de produzir uma mancha luminosa na superfície da lua com apenas ~500 m de diâmetro!)

Brilho: O Sol tem um brilho de cerca de $L_{\text{Sol}} = 1,5 \times 10^9$ cd/m², radiando em todas as direcções. As características peculiares da radiação laser conferem-lhe a singularidade de ser uma fonte de luz extremamente brilhante, muito mais brilhante que o Sol (~100 vezes). A grandeza física que mede o brilho de uma fonte luminosa é a **luminância**, i.e., a potência luminosa que a fonte irradia por unidade de ângulo sólido. (Há, pois, que ter **cuidado**, já que uma simples **reflexão imprevista** pode provocar **danos irreparáveis aos olhos**.)

Granitado Laser:

Quando um feixe laser incide numa superfície rugosa é reflectido em todas as direcções. Quando uma porção desta luz chega aos olhos de um observador vários metros afastado, este observador irá ver na zona iluminada uma estrutura granitada, com grãos brilhantes e escuros, cintilando e tremeluzindo numa dança *psicadélica* ininterrupta.

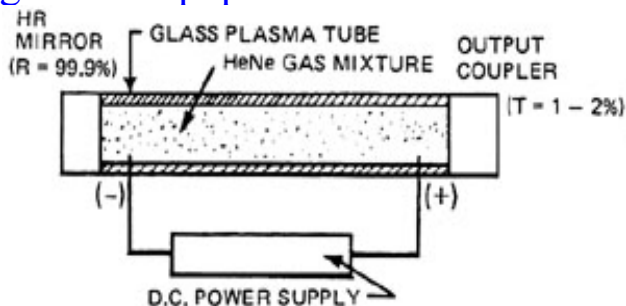
Este aspecto granitado é característica da radiação laser e é causado pelo fenómeno de interferência. Este granitado apresenta características peculiares.

Tipos de Lasers

Os lasers podem ser classificados de acordo com o tipo de meio activo, mecanismo de excitação, ou duração dos impulsos laser. Será utilizada a classificação em termos de meio activo e mecanismos de excitação.

Lasers de Gás

Uma família variada de laser emprega um gás ou uma mistura de gases como meio activo. Um laser de gás muito popular contém uma mistura de He e Ne e está ilustrado na figura abaixo.



A mistura de gás, a baixa pressão, está contida num tubo de vidro selado, designado de tubo de plasma. O mecanismo de excitação neste laser é uma descarga de corrente directa através do gás; a corrente bombeia os átomos de hélio para um estado excitado. O excesso de energia do átomo excitado é transferida para os átomos de

néon por colisão, que por sua vez sofrem uma transição para um estado de mais baixa energia, produzindo luz laser. O mecanismo de re-alimentação consiste num par de espelhos colados nas extremidades do tubo. O espelho (acoplador) de saída transmite 1-2 % da luz produzida, formando o feixe laser contínuo (cw).

Lasers de Gás Molecular

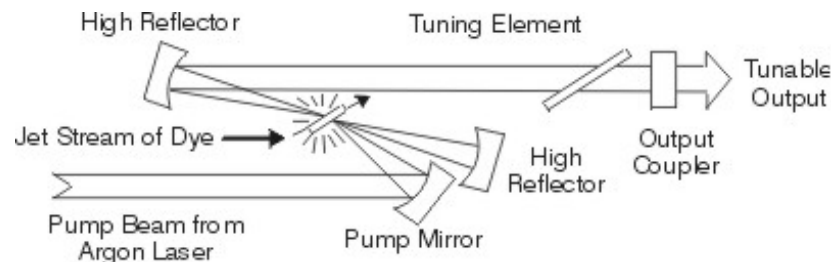
Estes laser exploram as transições dos níveis vibracionais-rotacionais de uma molécula. Há laser moleculares que usam transições entre níveis vibracionais do mesmo estado electrónico (o estado fundamental); como a separação de energia entre estes níveis é, em geral, bastante pequena, estes lasers produzem radiação na região infra-vermelha média (5-300 μm). Outro tipo de laser emprega transições entre níveis vibracionais de diferentes estados electrónicos (transições *vibronicas*, “vibronic”: vibracionais + electrónicas). Nestes laser a radiação produzida cai na região visível/ultravioleta.

Lasers Químicos

Os lasers químicos são usualmente definidos como aqueles em que a inversão de população é produzida “directamente” por uma reacção química (em geral, entre elementos gasosos), em que uma porção substancial da energia da reacção é “deixada” na forma de energia vibracional das moléculas. As transições laser são, portanto, do tipo-vibracional-rotacional. Estes lasers correspondem a exemplos interessantes de conversão directa de energia química em energia electromagnética; como a quantidade de energia disponível numa reacção química é, geralmente, muito elevada, é possível obter potências de saída grandes.

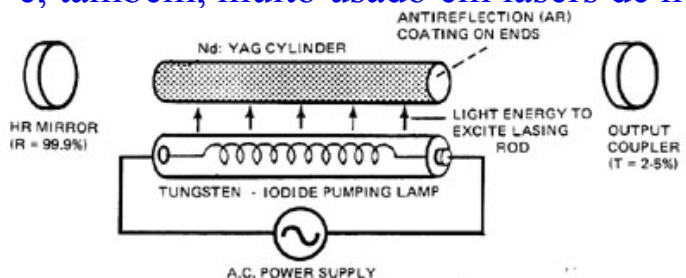
Lasers de Líquidos (ou Corantes)

A figura mostra o diagrama de um laser de corantes. A fonte de excitadora é um laser de árgon, cujo feixe é focado numa região pequena contendo o corante. (O laser de árgon é um laser de gás que emite no azul e no verde.) O corante flui num jacto de alta velocidade. O comprimento de onda da radiação é ajustado pelo elemento de sintonização (“tuning”). Uma das principais características deste laser é a sua sintonia, i.e., a cor do feixe de saída pode ser variada, ajustando o cristal de sintonização e mudando o corante. Os lasers de corantes são muito usados em espectroscopia devido à capacidade de sintonização.



Lasers de Estado Sólido

Outra família de lasers emprega sólidos cristalino ou “vidros”. O rubi e o neodímio são dois exemplos importantes. O rubi é um óxido de alumínio em que alguns iões de Al são substituídos por Cr, que são os elementos activos do laser de rubi. O YAG (yttrium aluminum garnet) é o cristal hospedeiro nos lasers de Nd:YAG; algum do alumínio no YAG é substituído por neodímio tri-valente (Nd^{3+}), uma terra rara. O vidro é, também, muito usado em lasers de neodímio. A figura mostra os componentes de um laser Nd:YAG cw.

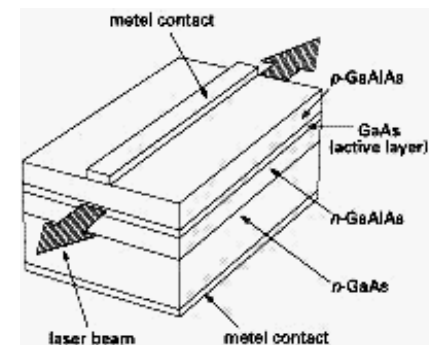


O meio activo é um cilindro do cristal cujos extremos paralelos foram polidos e em que foram depositados filmes anti-reflectores, para reduzir as perdas. O mecanismo de excitação é uma lâmpada de tungsténio ligada a fonte ac. Modelos maiores utilizam lâmpadas de cripton (descarga de gás) como fontes de excitação.

Os espelhos nos lasers de Nd:YAG são, geralmente, montados separadamente do meio activo, podendo um deles ser formado directamente numa das extremidades, usando filmes anti-reflectores.

Lasers de Semicondutores ou Laser de Díodo

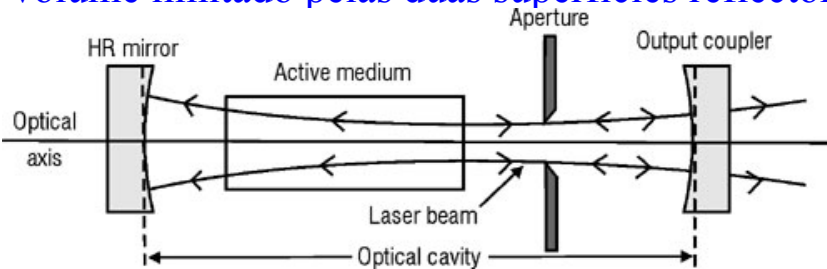
O meio activo destes laser é, em geral, uma hetero-junção semicondutora (junção $p-n$, contendo poços quânticos). Quando corrente é injectada numa junção $p-n$, electrões do lado n recombinam-se radiativamente com os vazios do lado p , produzindo luz no visível ou no infravermelho próximo. O dispositivo assim obtido é conhecido por LED. O laser semiconductor é formado num cristal semiconductor rectangular em que as faces longitudinais do díodo laser são obtidas por clivagem ao longo dos planos do cristal, formando superfícies paralelas de reflexão que actuam como os espelhos do mecanismo de re-alimentação. O fluxo de corrente na junção é o mecanismo de excitação.



Laser: $300\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$
Zona activa: $0.3\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$

Cavidades Ópticas e Modos de Oscilação

A amplitude do feixe no interior do laser aumenta em resultado de sucessivas passagens da radiação coerente através do meio activo. Este fenómeno decorre do facto de o meio laser estar compreendido entre dois espelhos que actuam como mecanismo de re-alimentação. Durante cada ronda, o feixe é amplificado pelo meio activo e atenuado devido à absorção, às perdas internas e à fracção que forma o feixe de saída. Variadas combinações de espelhos, planos e curvos, têm sido utilizadas em sistemas lasers. O par de espelhos, dispostos axialmente, forma o **ressoador laser**, também designado **ressoador Fabry-Perot**. O volume limitado pelas duas superfícies reflectoras constitui a **cavidade óptica**.

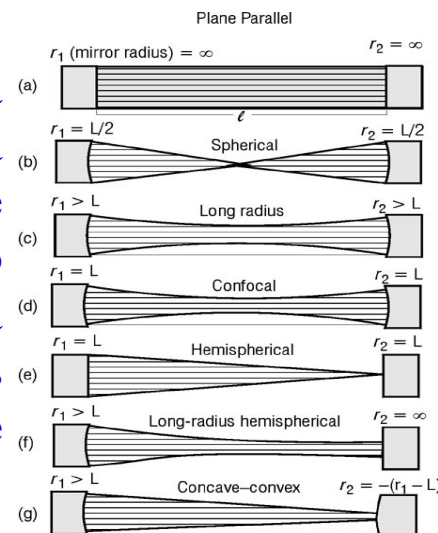


O **eixo óptico** é a linha perpendicular às superfícies dos espelhos no centro da cavidade. A **abertura** é um elemento dentro da cavidade que limita o diâmetro do feixe. Em muitos casos, a abertura está localizada num dos extremos do meio activo.

Os fótons resultantes da emissão espontânea ao longo da direcção do eixo óptico, são multiplicados devido ao ganho do meio amplificador, levando à formação do feixe óptico na cavidade: o feixe é reflectido para a frente e para trás entre os espelhos, passando duas vezes pelo meio activo em cada percurso fechado. Em geral, apenas uma pequena fracção deste feixe deixa a cavidade através acoplador de saída, para formar o feixe laser. Um laser corresponde a um meio amplificador e a uma cavidade óptica, i.e., um laser é, essencialmente, um oscilador formado por um amplificador óptico entre dois espelhos. A posição, a forma, e a separação entre os espelhos, determina a distribuição espacial do campo electromagnético na cavidade. Somente certas frequências da OEM são sustentadas no volume compreendido entre os espelhos. Estas frequências de oscilação permitidas são referidas como **modos** da cavidade laser.

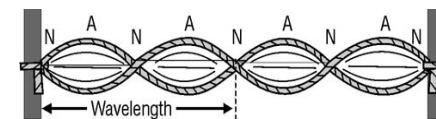
Configurações de Cavidades

A figura ao lado mostra sete configurações de cavidades muito usadas. A área sombreada em cada diagrama indica o **volume modal**, i.e., o volume, dentro da cavidade, ocupado pelo feixe laser. A emissão estimulada só ocorre dentro deste volume. As partes do meio activo fora deste volume não contribuem para a acção laser, porque não há feixe para estimular a emissão de fótons. A selecção de uma configuração de cavidade para um laser particular depende, em geral, dos seguintes factores: **perdas por difracção**, **volume modal**, e **facilidade de alinhamento**.



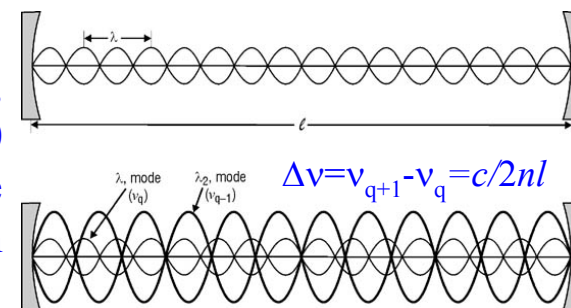
Ondas Estacionárias

Na cavidade óptica, há fótons a deslocarem-se, entre os espelhos, em sentidos opostos, cruzando o mesmo plano milhões de vezes por segundo. A distribuição de fótons estacionária dá origem à formação de um padrão estacionário: as ondas EM estacionárias. Para se estabelecer uma onda estacionária, a separação entre os espelhos tem que conter um número inteiro de meios comprimentos de onda. Estas ondas estacionárias correspondem aos **modos da cavidade**.

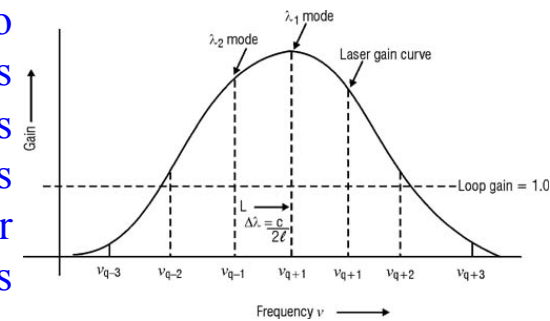


Modos Longitudinais de um Laser

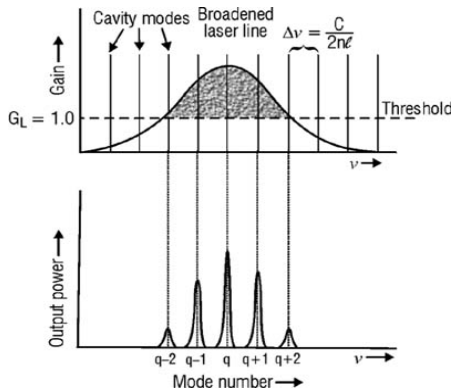
Cada modo longitudinal na cavidade óptica é uma onda estacionária. Alguns modos estão representadas esquematicamente nas figuras ao lado, mostrando os nodos e os anti-nodos. Num laser, com uma cavidade de 20 cm, emitindo luz visível de 500 nm, o número inteiro de comprimentos de onda é $\sim 400\,000$. Como o comprimento de onda é muito pequeno, em geral, coexistem vários modos longitudinais na cavidade ao mesmo tempo.



Conhecida a curva de *ganho versus frequência* para um laser de emissão “larga” (figura ao lado), pode-se sobrepor nesta o conjunto dos modos longitudinais do laser. Para o ganho de percurso fechado $G_L \geq 1$, só os modos longitudinais ν_q , ν_{q+1} , e ν_{q+2} , estarão presentes no feixe de saída do laser. Os modos ν_{q+3} estarão ausentes porque $G_L < 1$. Também, não é possível existir modos entre as frequências ν_q , ν_{q+1} , etc, uma vez que as frequências intermédias não possuem comprimentos de onda que preencham a cavidade de comprimento l .



$$\Delta\nu = \nu_{q+1} - \nu_q = c/2nl$$



Distribuição Espectral da Emissão Laser

A figura ao lado mostra a distribuição dos modos longitudinais da emissão de um laser. A largura (em frequência) e a altura da curva de ganho depende do tipo de meio activo, da sua temperatura e do grau de inversão de população. Cada tipo de laser possui a sua própria curva de ganho característica. O meio activo providencia ganho suficiente para emissão laser às frequências para as quais o ganho de percurso fechado é maior que **um**. O número de modos que terão ganho maior ou igual a **um**, depende das perdas e do comprimentos da cavidade.

Como se pode ver na figura acima, a cada modo não corresponde uma frequência única, mas é composto por um conjunto de frequências.

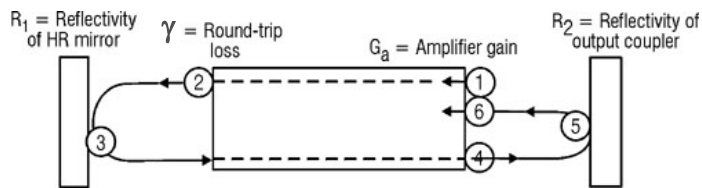
A **largura da risca (conjunto de frequências) de um modo axial**, $\Delta\nu_{lm}$, é $\Delta\nu_{lm} = (\Delta\nu/2\pi)(1-R_1R_2)$, onde $\Delta\nu (=c/2nl)$ é o **espaçamento entre modos**, R_1 e R_2 representam as reflectividades dos espelhos da cavidade.

A **largura de linha fluorescente**, $\Delta\nu_{lf}$, de um laser corresponde ao intervalo, em frequência, em que ocorre fluorescência espontânea do nível laser superior para o nível laser inferior. A largura de risca de fluorescência de um laser He-Ne típico é ~ 1.5 GHz; de um laser Nd:YAG é ~ 30 GHz.

O número, aproximado, de modos de um laser é dado por: $N = \Delta\nu_{lf}/\Delta\nu$. Em geral, $N \gg 1$.

Perdas em Cavidades Ópticas

Os seguintes factores contribuem para a atenuação do feixe dentro da cavidade: **espelhos desalinhados** (se os espelhos da cavidade não estiverem devidamente alinhados com o eixo óptico, o feixe não será contido dentro da cavidade, afastando-se progressivamente em direcção aos limites dos espelhos, após cada reflexão, não sendo confinado na cavidade); **ópticas sujas** (o pó, a sujidade, as dedadas, os arranhões nas superfícies, etc., espalham a luz e causam estragos permanentes nas superfícies ópticas); **perdas por reflexão** (quando a luz incide numa superfície transparente, uma fracção é sempre reflectida - janelas de Brewster e filmes anti-reflectores reduzem, estas perdas, mas não as eliminam completamente); **perdas por difracção** (parte da luz laser incidente nos extremos dos espelhos ou no perímetro da abertura, é removida do feixe - este é o factor de perda mais importante em muitos lasers).



O **ganho de percurso fechado** G_L de um laser é a razão entre a potência do feixe em qualquer ponto do interior da cavidade e a potência no mesmo ponto, no percurso anterior. Considere-se a figura ao lado. A potência do feixe no ponto 1 da figura é P_1 .

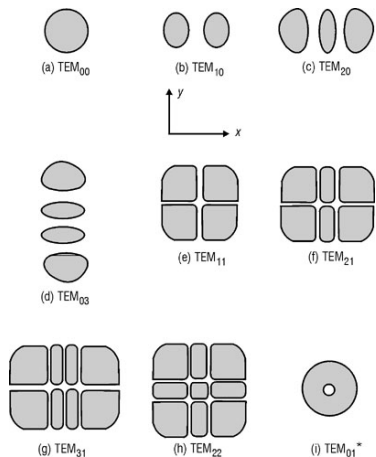
Quando a luz passa através do meio activo no ponto 2, cresce para $P_2 = P_1 e^{(k-\alpha)L}$. Após a primeira reflexão, ponto 3, tem-se $P_3 = P_1 G_a R_1$, onde $G_a = e^{(k-\alpha)L}$. A luz volta a passar através do meio activo e é amplificada, e $P_4 = P_1 e^{(k-\alpha)L} R_1 e^{(k-\alpha)L}$. Após a reflexão no acoplador de saída, ponto 5, $P_5 = P_1 G_a R_1 G_a R_2$. O percurso fechado considerado, tem em conta todas as modificações no feixe inicial, incluindo a absorção do meio (exceptuam-se as perdas por difracção, absorção nos espelhos, etc.). A potência no ponto 1, após o percurso 1-2-3-4-5-6 é $P_6 = P_5$, ou $P_6 = P_1 G_a R_1 G_a R_2$. O ponto 6 é idêntico ao ponto 1 e representa a conclusão do primeiro percurso fechado. A ganho do laser é, então, a razão entre P_6/P_1 : $G_L = R_1 R_2 e^{2(k-\alpha)L}$. A acção laser exige que $G_L \geq 1$, i.e., é $k_L = \alpha - 1/(2L) \ln(R_2 R_1)$.

Características Espaciais dos Lasers

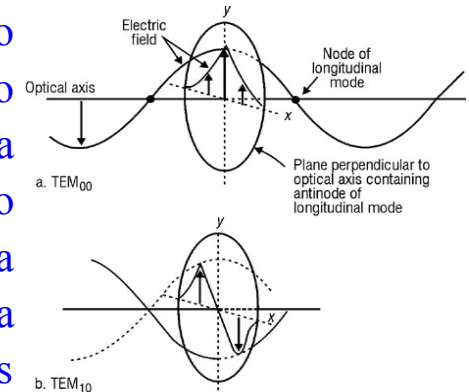
O conhecimento da distribuição espacial da radiância de um feixe laser é de primordial importância em muitas aplicações. Por exemplo, a maquinação laser requer feixes com diâmetros controláveis. O varrimento laser exige feixes bem colimados que divirjam pouco à medida que se afastam do laser. Quase todas aplicações requerem uma distribuição espacial uniforme de radiância gaussiana ou modo TEM_{00} .

Modos Electromagnéticos Transversais

Os modos longitudinais de um laser descrevem a variação do campo electromagnético ao longo do eixo óptico da cavidade laser. Contudo, uma descrição completa do campo EM requer também o conhecimento da variação nas direcções perpendiculares ao eixo óptico. As distribuições do campo EM na direcção transversal ao eixo óptico correspondem aos modos electromagnéticos transversais ou modos TEM.

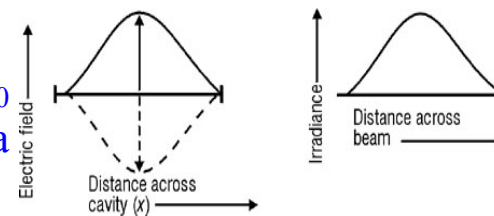


A figura ao lado mostra alguns exemplos de modos transversais possíveis, ilustrando os padrões de radiância produzidos por lasers operando em vários modos transversais. Um modo genérico é especificado como TEM_{mn} , onde m é o nº de mínimos (áreas claras, na figura) segundo o eixo horizontal e n é o nº de mínimos (zonas claras na figura) na direcção vertical. Os mínimos (regiões de radiância nula) no padrão de intensidade dos modos TEM correspondem a **nodos** do campo eléctrico na cavidade laser. A figura da direita mostra, no plano xy , o campo eléctrico de dois modos na cavidade de um laser polarizado verticalmente. A figura a) corresponde ao modo TEM_{00} , e a figura b) ao modo TEM_{10} . A figura a) mostra o campo eléctrico do modo TEM_{00} no plano perpendicular ao eixo óptico

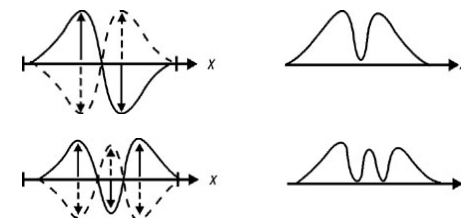


da cavidade que contém um **anti-nodo** (crista) de um modo longitudinal, num dado instante de tempo. O campo eléctrico é sempre positivo em todos os pontos do plano. A curva representa a amplitude do campo eléctrico ao longo do eixo dos xx. O campo é máximo no centro da cavidade e decresce à medida que se caminha para os bordos.

A figura ao lado mostra a mesma distribuição do campo E do modo TEM_{00} segundo o eixo dos xx. Após um intervalo de tempo igual a meio período da onda, a direcção do campo eléctrico nesse plano irá apontar para baixo, como indica a linha a picotado. Os extremos da cavidade são nodos desta onda transversal estacionária.

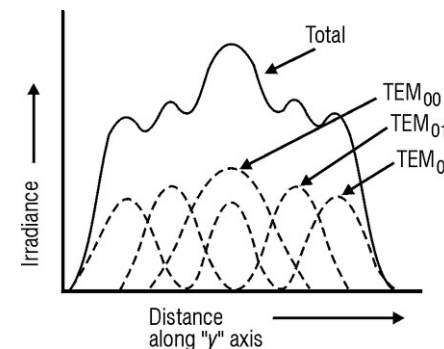


A figura b) da página anterior indica a distribuição do campo eléctrico do modo TEM_{10} no plano perpendicular ao eixo óptico da cavidade ao longo do eixo do xx. Neste caso, o campo eléctrico aponta para cima num lado da cavidade e para baixa no outro. Este campo é, também, indicado pelas linhas sólidas da da figura ao lado, em função da distância transversal na cavidade, num dado instante de tempo. Meio período mais tarde a direcção do campo eléctrico é invertida (tracejado). A figura representa ainda a radiância correspondente ao modo TEM_{20} .



O modo da figura i da página anterior é designado modo TEM_{01} , ou modo “doughnut”.

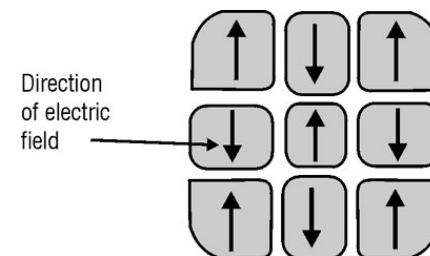
O laser produz uma saída com todos os modos TEM cujo ganho excede as perdas na cavidade laser. Alguns lasers emitem vários modos transversais ao mesmo tempo, como mostra a figura ao lado. Esta emissão simultânea produz um feixe que têm pontos escuros e pontos “quentes”, i.e., região de baixa e alta radiância, respectivamente.



Se se introduzir perdas suficientes na cavidade para um modo particular, este modo deixará de oscilar; por exemplo, um risco vertical ao longo do centro de um espelho causa perdas para todos os modos que não tenham um nodo no seu centro. Neste caso, os modos TEM_{10} , TEM_{30} , etc, não irão sofrer perdas.

O modo TEM_{00} é o de menor diâmetro (rever a figura que mostra a distribuição de radiância de vários modos). Todos os outros modos, excepto o TEM_{00} , podem ser eliminados usando uma cavidade com uma abertura que introduz poucas perdas ao modo TEM_{00} , mas que provoca elevadas perdas aos modos de ordem mais elevada. As cavidade ópticas que exibam perdas por difracção elevadas tendem a oscilar apenas no modo TEM_{00} . Assim, qualquer cavidade pode ser restringida ao modo TEM_{00} , instalando aberturas apropriadas. Na maioria dos lasers de gás, o diâmetro do tubo é escolhido de forma a limitar a emissão apenas ao modo TEM_{00} .

Uma análise mais detalhada da figura dos modos electromagnéticos transversais, revela que as duas regiões brilhantes do modo TEM_{10} , estão em oposição de fase entre si. Em qualquer modo transversal, cada zona brilhante está em oposição de fase em relação às zonas brilhantes adjacentes, como ilustrado ao lado para o modo TEM_{22} .



O modo TEM_{00} é um modo de fase única, porque é o único modo transversal em que toda a luz está em fase em qualquer instante de tempo. A radiância deste modo é gaussiana; o modo TEM_{00} é, também, designado **modo gaussiano**. Este modo uni-fase é o único em que toda a luz é espacialmente coerente, do que resultam três importantes propriedades:

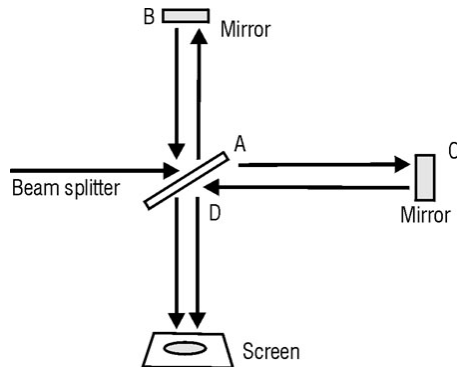
- é o modo de **menor divergência** (importante em feixes que têm de percorrer grandes distâncias);
- é o modo que pode ser **focado na menor região do espaço** (importante em micro-maquinação);
- a sua coerência espacial é **ideal para as aplicações** que dependem de **fenómenos de interferência** (os outros modos não podem ser usados por causa da falta coerência espacial).

Caracterização do Feixe Laser

A caracterização de um feixe laser CW (os feixes pulsados serão tratados mais tarde), envolve a determinação do comprimento de coerência longitudinal, da divergência, do diâmetro e da cintura do feixe.

Comprimento de Coerência Longitudinal de um Feixe Laser

O comprimento de coerência longitudinal de um feixe laser é uma medida do grau de coerência temporal do feixe, e corresponde à distância máxima ao longo do feixe, para a qual radiação de duas regiões do feixe separada por essa distância, apresentam suficiente coerência para produzir interferência. O comprimento de coerência longitudinal, l_c , é inversamente proporcional à largura de banda do feixe laser: $l_c = c/\Delta\nu_{lb}$. O conhecimento do comprimento de coerência é importante em experiências de interferência. Uma situação típica está ilustrada na próxima figura: **interferómetro de Michelson**, em que o feixe laser é dividido em dois e mais tarde re-combinado, como mostra a figura abaixo.



Na figura ao lado, a luz vinda da esquerda atinge um espelho semi-reflector (divisor de feixe, “beam splitter” - no ponto A), sendo dividida em dois feixes. A porção reflectida desloca-se na direcção do espelho B, sendo reflectida em B, dirigindo-se, de novo, para A, acabando por atingir o ecrã. O feixe transmitido pelo divisor de feixe é reflectido no espelho C, dirigindo-se de novo para o espelho semi-reflector, re-combinando-se, a parte parcialmente reflectida em A,

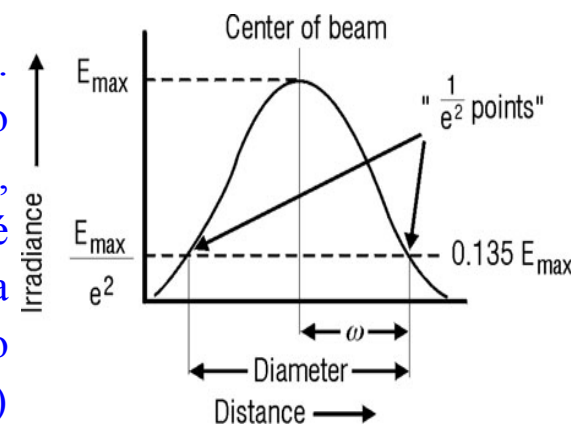
com o feixe que vem de B, atingindo ambos o ecrã. Este sistema óptico contém dois percursos ópticos relevantes: ABD e ACD. A diferença de caminhos ópticos é igual à diferença de comprimento entre os dois percursos. Se a diferença de caminhos ópticos é menor que o comprimento de coerência longitudinal do

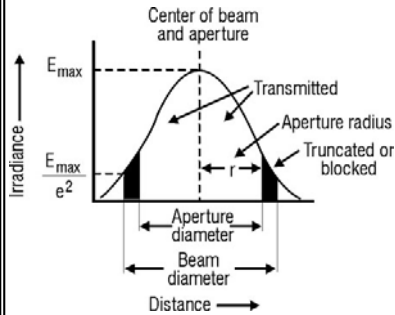
do feixe, formar-se-ão franjas de interferência no ecrã. Se a situação contrária ocorrer, não haverá lugar à formação de qualquer padrão de interferência no ecrã.

Em muitas aplicações que envolvem interferometria é necessário conhecer o comprimento de coerência da fonte; em muitos casos é mesmo necessário proceder à extensão do comprimento de coerência, o que implica uma redução da largura de banda do feixe de saída, i.e., tornar o feixe mais monocromático. Em alguns lasers, esta redução da largura de banda é obtida permitindo apenas a existência de um único modo longitudinal na cavidade. Este processo reduz a largura de banda de um feixe laser multimodo (essencialmente igual à largura da linha de fluorescência) à largura de banda de um único modo na cavidade. A operação em modo único pode é atingida, em muitos sistemas laser (CW e pulsados), instalando um filtro óptico designado de “étalon” no interior da cavidade. O “étalon” actua como uma segunda cavidade óptica dentro da cavidade laser. Neste caso, só as frequências que formam às ondas estacionárias em ambas as cavidades são permitidas.

Diâmetro do Feixe

A maioria dos lasers são desenhados para operar apenas no modo TEM_{00} . A figura ao lado mostra o perfil do modo TEM_{00} de um feixe laser. Dado que a radiância do feixe diminui gradualmente nos extremos da cavidade, não é possível definir o diâmetro total do feixe. O **diâmetro do feixe** é definido como a distância, passando pelo centro, entre os pontos em que a radiância é igual a $1/e^2$ (~13.5%) da radiância no centro. (O “spot size” do feixe, ω , corresponde à distância radial a partir do centro até ao ponto $1/e^2$.)

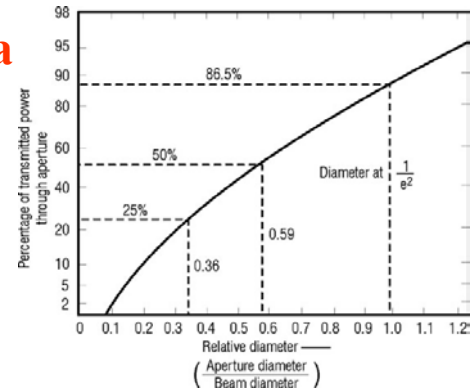




Transmissão do Feixe Através de uma Abertura

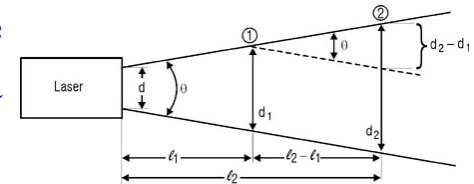
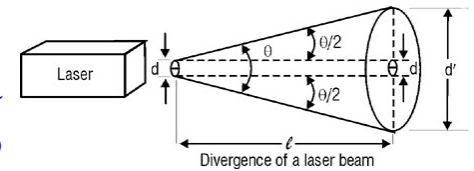
Se um feixe laser é centrado numa abertura circular, as bordas do feixe podem ser truncadas, como ilustra a figura da esquerda. A fracção da potência do feixe transmitida através da abertura é dada pela equação $T=1-e^{-2(r/\omega)^2}$.

A curva de transmissão (em %) em função da razão entre os diâmetros da abertura e o do feixe está representada na figura da direita.



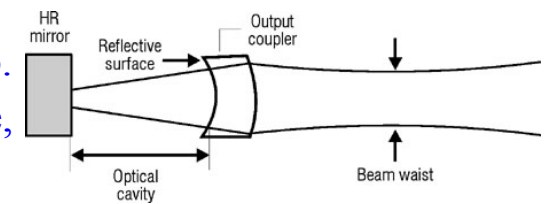
Medida da Divergência de um Feixe

A luz emitida por um laser está confinada a um cone estreito; contudo, à medida que se propaga, o feixe abre-se, em geral, lentamente. As figuras ao lado são uma representação ilustrativa do fenómeno (exagerada). Se o diâmetro do feixe na saída é d , o seu diâmetro, após a propagação l , na aproximação de pequena divergência, é $d'=l\theta+d$. A divergência do feixe é dada por $\theta=(d_2-d_1)/(l_2-l_1)$.



Redução da Divergência de um Feixe

A figura ao lado ilustra a cavidade óptica e o perfil de um laser de gás típico. O feixe diverge no interior da cavidade quando atinge o acoplador de saída e, divergiria ainda mais fora da cavidade se a segunda superfície do espelho de saída fosse plana. Para atenuar a divergência, a segunda superfície é ligeiramente mais curva do que a primeira para formar uma lente positiva que colima o feixe laser de saída. O acoplador de saída forma uma lente positiva com uma distância focal igual ao raio de curvatura da superfície reflectora. Na maior parte dos casos, isto resulta num feixe de saída ligeiramente convergente até atingir um diâmetro mínimo ou cintura (“waist”), e depois diverge.



Campo Próximo e Campo Longínquo

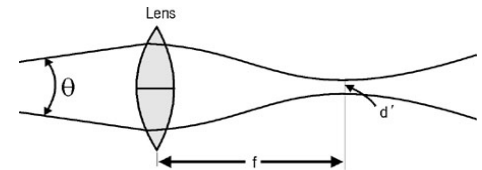
Diz-se que uma zona distante do laser está na região de **campo longínquo** (“far field”) se $l \geq 100d^2/\lambda$, onde l representa a distância do laser à região em apreço. A zona situa-se na região de **campo próximo** (“near field”) se $l \leq d^2/\lambda$.

Efeitos da Difracção nos Sistemas Ópticos

Quando a luz passa através de uma abertura circular (“pin-hole”), espalha-se e diverge. A divergência de um feixe na região de campo longínquo pode diferir consideravelmente da da zona de campo próximo. A divergência de uma **onda plana** após passar por uma abertura circular de diâmetro d , é dada por $\theta = 1.22\lambda/d$. Este valor corresponde à divergência imposta pela difracção do feixe, sendo a menor divergência possível de um feixe de luz de comprimento de onda λ , devido à difracção resultante da sua passagem por uma abertura efectiva de diâmetro d . A divergência mínima, na região de campo longínquo, de um feixe laser **gaussiano** é, portanto, $\theta \geq 1.22\lambda/d$.

Quando um feixe é focado com uma lente, a radiação é foca-se num círculo muito pequeno, mas de diâmetro não nulo, rodeado de anéis alternativamente brilhantes e escuros. O conjunto forma o padrão de **Airy**. A teoria ondulatoria da luz explica a difracção da luz numa abertura, bem como a focagem da luz no padrão de Airy. A Óptica Geométrica prevê a focagem do feixe num ponto geométrico sem dimensões.

A figura ao lado representa a focagem de um feixe por uma lente positiva. O feixe é focado num círculo de raio limitado pela difracção, e o seu diâmetro mínimo é dado por $d' = f\theta \approx \lambda f/D$, onde D é o diâmetro do feixe no plano da lente.



A teoria de difracção impõe um limite inferior para a divergência do feixe. Assim, em qualquer sistema óptico, contendo componentes com imperfeições, variações de índice de refração ao longo do caminho óptico, etc., a divergência é sempre superior a $\theta = 1.22\lambda/d$ (d =diâmetro do feixe). Da mesma forma, o tamanho mínimo, previsto pela difracção, de um feixe focado num sistema de boa qualidade em que $f/D \approx 1$, é $\approx \lambda$. Contudo, num sistema real, o diâmetro mínimo é superior ao comprimento de onda do feixe.

Características Temporais dos Lasers

Uma das características mais importante de um laser é a distribuição temporal da radiação emitida. Os lasers podem ser divididos em dois grupos principais: **contínuos** e **pulsados**. Os lasers “de onda contínua” (CW) produzem um feixe de saída de potência constante. Lasers pulsados emitem pulsos de energia; os pulsos podem ter duração de alguns milisegundos até alguns femtosegundos ou mesmo atosegundos, dependendo do método usado para formar os pulsos e controlar a sua duração e, claro, do sistema laser. A coerência temporal de um laser está relacionada com as suas características temporais, que dependem, também, do conjunto de frequências presentes na feixe.

Lasers Contínuos (CW)

Um laser CW (“de onda contínua”) é um laser cuja potência de saída não varia ou varia muito pouco no tempo, exibindo um fluxo de energia constante. Os lasers de He-Ne e de árgon, funcionam, em geral, no modo contínuo.

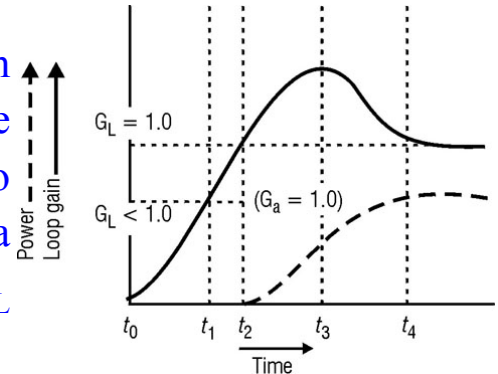
Lasers Pulsados

Vários sistemas laser apresentam feixes de saída com flutuações marcadas, i.e., a potência do feixe laser varia de forma bastante acentuada no tempo. Estes sistemas operam em regime **pulsado**. Os lasers de estado sólido de Nd:YAG e de CO₂ operam, muitas vezes, neste modo. A operação em modo pulsado pode apresentar características diferentes conforme o comprimento dos pulsos e a forma como são produzidos:

- Regime Livre
- “Q-switching”
- “mode-locking”

Ganho em Lasers Contínuos

A figura ao lado representa o ganho e a potência CW de saída do laser em função do tempo, a partir do momento em que o laser é ligado. O mecanismo de excitação começa a operar no instante t_0 . No instante t_1 , a inversão de população é atingida e o ganho do amplificador é $G_a=1$. Contudo, a emissão não começa em t_1 , porque as perdas na cavidade originam um ganho de percurso fechado G_L inferior a um. A emissão começa no instante t_2 , quando G_L atinge a unidade.



A potência de saída continua a aumentar até o ganho de percurso fechado G_L atingir o valor máximo em t_3 . Neste instante, a potência de saída cresce à taxa máxima, e a inversão de população atinge o valor máximo. Após t_3 , com a continuação da emissão laser, a emissão estimulada promove a transição dos átomos, do nível laser superior para o nível laser inferior, mais rapidamente do que o mecanismo de excitação os consegue repor no nível laser superior. Este processo reduz a inversão de população. Consequentemente, os ganhos do amplificador e de percurso fechado começam a decrescer. Em t_4 , o ganho de percurso fechado torna-se igual a um, mantendo este valor durante o período de funcionamento. O laser entra no regime estacionário após o instante t_4 . O ganho de percurso fechado de um laser em regime contínuo é igual a um. O ganho do meio amplificador G_a pode ser determinado substituindo este valor na equação de ganho de percurso fechado, e resolvendo em ordem ao ganho do amplificador:

$$G_a = \sqrt{[e^{2\alpha L} (R_2 R_1)^{-1}]} \quad (\text{o coeficiente de ganho do meio activo é dado por: } k_a = \alpha - 1/(2L) \ln[R_2 R_1].)$$

Se a potência do mecanismo de excitação é aumentada, a potência de saída pode aumentar, mas uma nova condição estacionária será atingida com um ganho de percurso fechado unitário, e o ganho do amplificador será o valor que produzirá um ganho de percurso fechado igual a um (1).

Laser em Modo Pulsado: Regime Livre

Nos lasers pulsados, o grau de inversão de população e os ganhos do amplificador e de percurso fechado atingem valores bem mais elevados. A potência instantânea do mecanismo de excitação de um laser pulsado excede largamente a de um laser em contínuo. A figura ao lado mostra o ganho de percurso fechado e a potência de saída de um laser pulsado, em função do tempo. Em t_1 , $G_L=1$, e a emissão começa. G_L continua a crescer até atingir um máximo em t_2 , após o que começa a diminuir. A potência aumenta até ao instante t_3 . Em t_3 , $G_L < 1$, e a potência começa a decrescer.

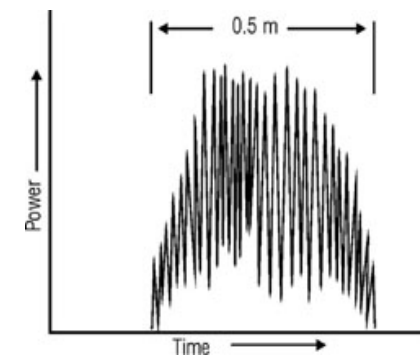
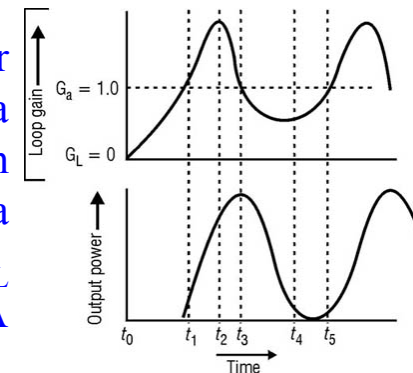
O feixe no meio activo é tão intenso que remove completamente a inversão de população antes da emissão terminar em t_4 , o ponto a partir do qual G_L começa, novamente, a aumentar. Em t_5 , G_L é, de novo, igual a um, e a emissão recomeça.

Este processo é repetido muitas vezes durante um único pulso do mecanismo de excitação, dando origem a centenas ou milhares de picos no pulso de saída. A figura abaixo representa o pulso de saída de um laser de estado sólido operando no modo pulsado normal. Um pulso típico tem uma duração nominal desde décimas de milissegundo até vários milissegundos. O pulso é, na verdade, composto por vários pulsos muito pequenos, cada um com duração de cerca de 50 ns.

Um laser de estado sólido com largura de fluorescência ≥ 30 GHz, possui centenas ou milhares de modos longitudinais. Cada modo exhibe um comportamento impulsional independente dos outros modos. Cada pulso é a composição destas centenas ou milhares de pulsos *modais* curtos.

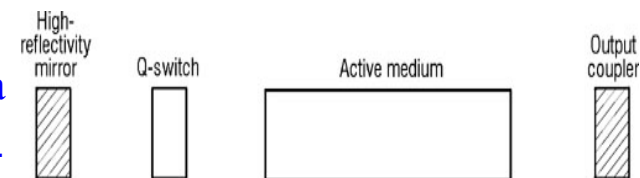
A energia e a duração total dos pulsos permanecem, essencialmente, os mesmos de pulso para pulso. Contudo, a potência máxima atingida em cada pulso pode ser diferente da do seguinte. Um valor aproximado da potência máxima pode ser obtida a partir dos valores da energia e duração do pulso.

Estes laser são classificados de acordo com a energia e a duração do pulso.



Lasers em “Q-Switching”

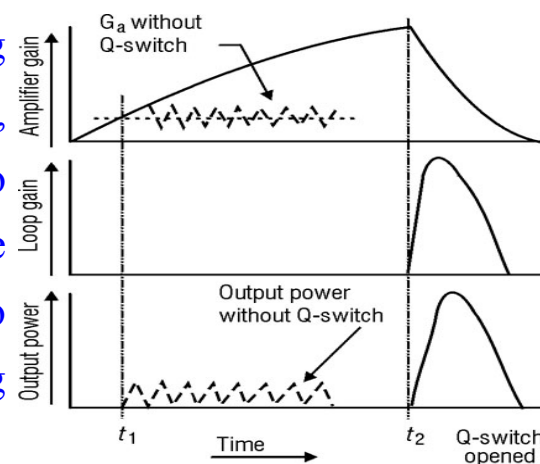
Vários lasers comerciais operam neste modo. A figura ao lado mostra um diagrama esquemático de um laser Q-switching. O Q-switch corres-



ponde a um *obturador* (“shutter”) dentro da cavidade. Quando este obturador está fechado, a luz que atravessa o meio activo é bloqueada antes de atingir o espelho de elevada reflectividade ou é reflectido para fora da cavidade. Consequentemente, não há re-alimentação do feixe. O obturador (“Q-switch”) introduz perdas suficientes para evitar a acção laser, o que, por sua vez, permite que o ganho do meio laser continue a aumentar, podendo atingir um valor muito superior ao limite mínimo necessário para produzir acção laser. O grau de inversão de população é muito superior ao atingido nos regimes estacionário ou pulsado normal. Quando o *obturador* é aberto, i.e., quando a re-alimentação é restaurada, é re-iniciada a acção laser, e a energia, entretanto armazenada, é libertada na forma de um pulso de intensidade bastante elevada.

O mecanismo de *obturador* pode ser mecânico, acusto-óptico, electro-óptico, ou um corante.

A figura ao lado compara a operação de um laser pulsado Q-switching com a operação do mesmo laser no modo pulsado normal. Sem Q-switching, o ganho do amplificador atinge o limiar de operação laser em t_1 , e a acção laser começa, o que remove energia do meio activo na forma de um pulso de luz. O ganho do amplificador e a potência de saída de um pulso normal são indicados pelas linhas a picotado. Os valores para o modo Q-switching correspondem às linhas sólidas.



O *Q-switch* impede a re-alimentação do feixe interno e mantém o ganho de percurso fechado igual a zero até que a energia armazenada atinja um dado valor.

No instante t_2 (figura anterior), o ganho do amplificador é várias vezes superior ao máximo correspondente à operação em modo pulsado normal, devido, é claro, à elevada inversão de população criada. Quando o obturador é aberto, o ganho de percurso fechado aumenta rapidamente atingindo um valor elevado – em alguns casos, um valor de várias centenas. Este aumento acentuado do ganho da cavidade pode produzir ondas estacionárias de elevada amplitude em vários modos da cavidade, e toda a energia armazenada é libertada no pulso resultante.

A duração dos pulsos Q-switch pode variar desde alguns segundos até centenas de nanosegundos. A potência de pico de pulsos Q-switch pode atingir várias milhares de vezes o valor obtido num laser sem Q-switch. Enquanto que o Q-switch reduz a energia total por pulso, a largura do pulso é reduzida ainda mais.

O termo Q-switch significa “comutar o factor de qualidade”. O adjectivo Q-switch resulta do facto de o factor de cavidade ser comutado entre um valor alto e um valor baixo.

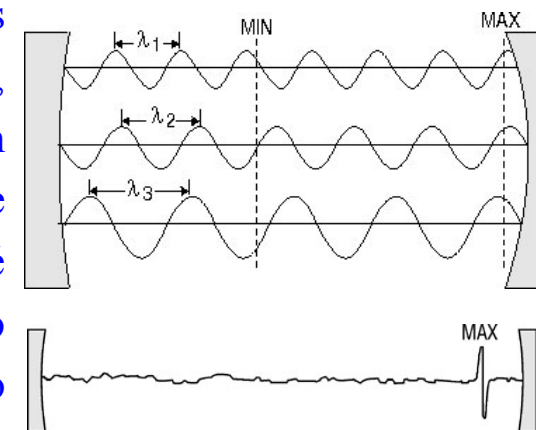
O factor de qualidade de uma cavidade é definido como a razão da quantidade de energia armazenada na cavidade na forma de ondas estacionárias e a quantidade de energia perdida durante um percurso completo na cavidade.

Em resumo, quando o Q-switch está activo, não há re-alimentação e, portanto, não há ondas estacionárias. As perdas são muito elevadas e o factor de qualidade é zero. Quando o Q-switch é desactivado, ocorre uma redução acentuada das perdas, e um conjunto intenso de ondas estacionárias é formado.

Lasers em “Mode-Locking”

Numa cavidade óptica podem coexistir muitos modos longitudinais. O número de modos depende da largura da linha de transição do laser, do ganho, da separação espectral entre modos longitudinais, etc..

A figura ao lado mostra, num dado instante de tempo, apenas três dos muitos modos que estão em oscilação. Se todos os modos fossem mostrados, o resultado seria um perfil de intensidade com amplitude muito pequena em quase toda a região entre espelhos, e uma ou mais zonas onde a amplitude resultante atingiria um máximo, como esquematizado na figura. Isto é devido, ao facto de os modos longitudinais interferirem entre si, produzindo um máximo de amplitude numa zona localizada, e com, praticamente, zero amplitude na região restante.



Se conseguirmos agarrar os modos usando um meio/mecanismo apropriado – acusto-óptico, electro-óptico ou através de um corante – posicionado-o numa determinada região da cavidade, o perfil de intensidade anterior (ver figura) pode ser agarrado, mantendo a distribuição relativamente aos modos longitudinais individuais que lhe deram origem.

O mecanismo de “mode-locking” assegura que os modos mantêm as relações de fase entre si, fazendo com que a distribuição de energia obtida (pulso) não se deforme, embora mude de posição dentro da cavidade com o decorrer do tempo. Isto é, tal como os modos individuais andam para a frente e para trás, entre os espelhos, o mesmo efectua o pulso resultante. Contudo, isto só acontece quando o mode-locking

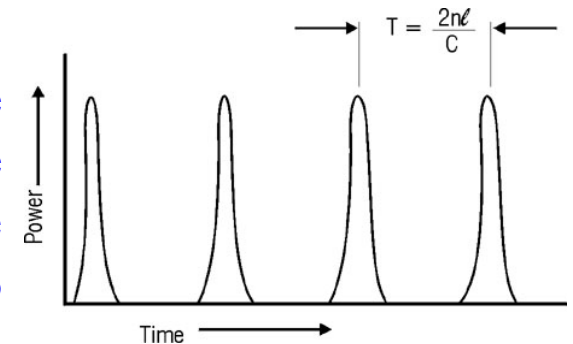
está activo. Quando está inactivo, a cavidade está na condição de regime normal ou livre, i.e., a fase de cada modo longitudinal irá variar relativamente aos restantes, e, portanto, a posição relativa do máximo irá estar sempre a variar. Como consequência, a distribuição de energia irá variar no tempo.

Enquanto o mode-locking estiver activo, os modos agarrados permanecem em fase relativamente uns aos outros, e o pulso de amplitude máxima faz o seu percurso no tempo correspondente ao à volta completa, aparecendo na saída sempre com a mesma separação temporal.

O “**mode-locking**” assegura que os modos da cavidade permanecem *agarrados* em fase de tal forma que produzem sempre a mesma distribuição de amplitude. O pulso formado pelo “mode-locking”, viaja para a frente e para trás entre os espelhos com velocidade c , sem se deformar.

A figura ao lado mostra a saída de um laser em “mode-locking”, que consiste num trem de pulsos laser. É possível obter pulsos com duração de fracção do ns até decimas de fs, dependendo do laser. A separação entre pulsos é igual ao tempo necessário para a luz completar um percurso fechado na cavidade, de um espelho ao outro e de volta.

Se a distância entre os espelhos é l , o tempo de percurso completo é $\tau=2l/c$, e a taxa de repetição dos pulso é dada por $T_R=c/2l$.

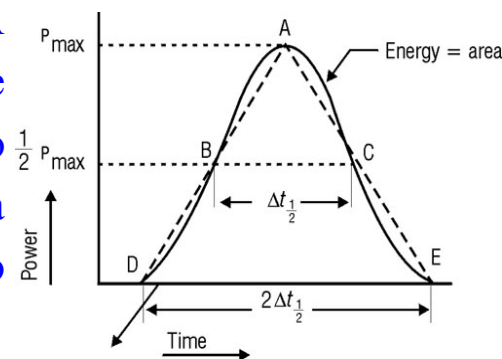


Caracterização de Pulsos Laser

Os laser pulsados podem ser de pulso único e de pulsos repetidos. Um laser de pulso único produz um pulso de luz por cada ciclo de operação do laser. Um laser de pulsos repetidos emite um trem de pulsos igualmente espaçados no tempo, sempre que o laser está em operação.

Pulso Único

A figura mostra a potência de um pulso de um laser em função do tempo. A potência máxima do pulso é P_{\max} . Em geral, a duração do pulso é difícil de determinar porque a energia do pulso cai lentamente para zero. A convenção mais conveniente para medir a duração temporal de um pulso é a largura a meia altura da potência máxima. A duração do pulso ou largura do pulso corresponde intervalo de tempo entre os pontos de metade da potência máxima



do pulso (FWHM, “full-width at the half-maximum”), representado por $\Delta t_{1/2}$. Uma vez que a potência é definida como a energia a dividir pelo tempo, a energia é o produto da potência pelo tempo. Na figura acima, a energia total do pulso corresponde à área abaixo da curva de potência, que em primeira aproximação pode ser aproximada por um triângulo.

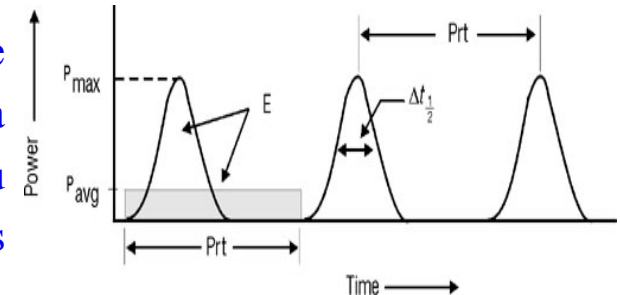
O conteúdo energético do pulso é, neste caso, $E = P_{\max} \Delta t_{1/2}$.

Contudo, na maior parte dos casos, mede-se a energia e a duração do pulso, obtendo-se a potência máxima a partir da equação: $P_{\max} = E / \Delta t_{1/2}$.

A energia do pulso pode ser medida usando um calorímetro, que consiste num sensor que absorve a energia do pulso, indicando a quantidade de energia absorvida. A duração do pulso é determinada usando um foto-díodo rápido cuja saída eléctrica é visualizada num osciloscópio.

Trem de Pulsos

A figura ao lado apresenta potência de alguns pulso de um trem de pulso de um laser em função do tempo. P_{avg} corresponde à potência média do laser. O tempo de repetição de pulsos, tempo entre pulsos ou período dos pulsos, T_R , corresponde ao intervalo de tempo entre pontos idênticos de dois pulsos laser consecutivos.



A taxa de repetição de pulso, TRP , é o número de pulsos por segundo e é numericamente igual ao inverso de T_R : $TRR=1/T_R$.

O “duty-cycle”, DC, de um trem de pulso é definido como a razão entre o tempo em que o laser emite e o tempo em que não emite durante um ciclo (T_R). Em geral, é expresso em percentagem: um DC de 10% significa que o laser emite durante 10% do período do ciclo, não emitindo nos restantes 90%. Quantitativamente, o DC corresponde à razão entre a duração do pulso e o período do trem de pulsos:

$$DC = \Delta t_{1/2} / T_R.$$

A área a sombreado na figura representa o produto da potência média e T_R . Esta área é igual à área de um pulso laser. A energia de um pulso é $E = P_{avg} T_R$. O DC é igual a P_{max} / P_{avg} .

Caso de Estudo: Laser de Hélio-Néon

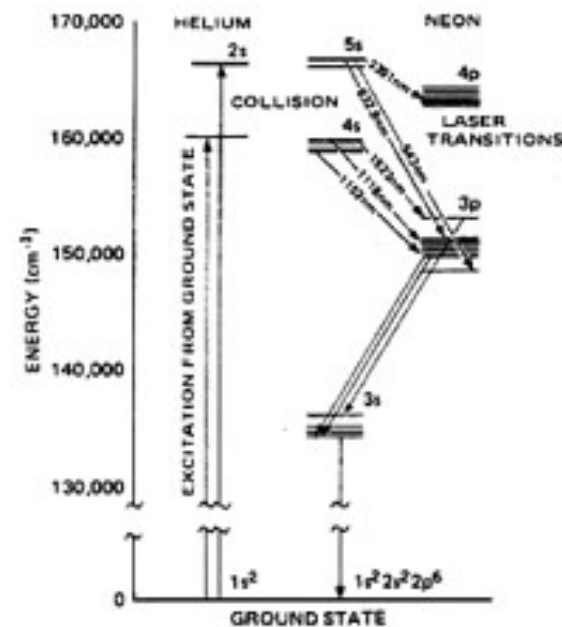
O laser de Hélio-Néon é um laser em que o meio activo é uma mistura gasosa, i.e., o laser de He-Ne consiste num tubo fechado contendo uma mistura de cerca de 10 partes de hélio e 1 parte de néon, à pressão da ordem de 0.013 atmosferas. A mistura gasosa é excitada aplicando uma tensão elevada, >1 kV, entre os eléctrodos do tubo, o que cria uma descarga “brilhante” que pode conduzir corrente.

Na verdade, o laser He-Ne dever-se-ia chamar, mais propriamente, um laser de néon, uma vez que os átomos de néon são o elemento activos e o hélio actua como gás *tampão* (*buffer*), aumentando a eficiência da acção laser devido à maior eficácia do bombeamento na obtenção da inversão de população.

A importância do laser de He-Ne resulta da emissão a 633 nm e da baixa divergência do feixe (~ 0.1 mrad). Estes lasers são usados em investigação e desenvolvimento, inspecção, instalação de condutas, sensores de posição, monitorar vibrações, teste de materiais, etc..

Meio Activo

O fluxo de energia no meio activo do laser de He-Ne está ilustrado na figura ao lado. A figura é uma combinação dos diagramas de energia do hélio e do néon. Por simplicidade, somente alguns dos muitos níveis de energia estão indicados. Note que os dois níveis 5s e 4s no néon têm praticamente a mesma energia que os dois estados excitados no hélio 2^1s e 2^3s (estes estados não dão origem a transições radiativas, devido à restrição imposta pela conservação de momento angular). Esta ressonância entre os níveis de energia do hélio e do néon é a razão do aumento da eficiência da bombeamento.



A excitação da mistura gasosa por aplicação uma tensão elevada dá origem a uma corrente eléctrica. Os electrões libertados pelo cátodo, são acelerados em direcção ao ânodo pela tensão aplicada aos terminais eléctricos do tubo de plasma, no seu percurso os electrões colidem com os átomos de hélio e de néon. Contudo, como a massa do átomo de hélio é de apenas um quinto da massa do átomo de néon, os electrões transferem a energia mais eficazmente para os átomos de hélio através de colisões inelásticas. Este processo provoca a excitação do hélio para níveis metaestáveis (não radiativos). A excitação dos átomos de néon para os níveis 5s e 4s é resultado da colisão de átomos de néon com os átomos de hélio excitados. A ligeira diferença em energia entre os níveis do hélio e do néon é acomodada pelas variações de energia cinética dos átomos durante as colisões.

O processo de bombeamento do meio laser, indirectamente, por transferência de energia via colisões com outro gás excitado é designado **excitação ressonante**, e é utilizado em vários lasers de gás. Por exemplo, a eficiência de bombeamento no laser de CO₂ aumenta bastante se se adicionar uma certa quantidade de nitrogénio.

Se a transferência ressonante de energia dos átomos metaestáveis de He para átomos de Ne ocorre a uma taxa superior que a taxa de decaimento de 5s e 4s para níveis de menor energia, pode ser obtida inversão de população. É possível a emissão simultânea de radiação a seis comprimentos de onda diferentes no néon, como mostra a figura da página anterior. Até 1985, só tinha sido prevista a emissão em três riscas: a risca mais comum a 632,8 nm na porção vermelha do espectro e duas riscas adicionais a 1,152 µm e a 3,391 µm, no infra-vermelho. As riscas 3,39 e 0.6328 µm têm em comum o mesmo nível laser superior e estão em competição pelos mesmos átomos excitados que sustentam o processo laser.

Quando tal ocorre, a linha apresentando maior ganho é a transição dominante.

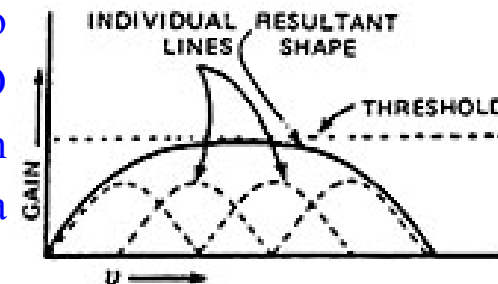
Um laser de He-Ne pode, de facto, emitir em mais três transições laser. As outras linhas possíveis são: a 1523 nm, a 1118 nm, e a 543 nm. Na maioria dos casos, a transição de menor energia será dominante: o ganho é tão elevado para a linha 3.39 μm , que a acção laser pode ser obtida a este comprimento sem se usar o par de espelhos de re-alimentação. Este fenómeno de emissão laser sem re-alimentação é designado, muitas vezes, por acção laser **super-radiante**.

As linhas 1.152 μm e 0.6328 μm compartilham o estado laser inferior. Se a linha 1.152 μm emite, os átomos do estado 4s sofrem transição para o nível 3p, aumentando a população de 3p, o que reduz a inversão de população para a linha 0.6328 μm . As várias linhas podem estar presentes em simultâneo na emissão laser. Para emissão numa linha única, por exemplo, a linha 0.6328 μm , é necessário tomar medidas para suprimir a oscilação nos outros dois comprimentos de onda. As linhas 3.39 μm e 1.152 μm apresentam ganhos superiores ao da linha 0.6328 μm e são capazes de “roubar” potência a 0.6328 μm , que de outro modo estaria disponível para a emissão no vermelho.

Supressão de Linhas Indesejadas

O método mais comum para a eliminação de linhas não desejadas é usar espelhos de elevada reflectividade a 0.6328 μm , mas de baixa reflectância aos comprimentos indesejados, reduzindo a re-alimentação a estes comprimentos de forma a tornar o ganho inferior a 1. Na maioria dos lasers de He-Ne comerciais de baixa potência, não são tomadas medidas para eliminar as linhas infra-vermelhas, com excepção do uso de espelhos de filmes selectivos com largura de banda centrada em 632.8 nm. Nos tubos dos lasers de He-Ne de grande potência, os espelhos selectores não impedem a acção laser nas linhas não desejadas, sendo

necessário tomar outras medidas. O método mais comum é o uso de supressão magnética, em que um magnete é colocado ao lado do tubo de plasma. O campo magnético provoca a separação dos níveis de energia do néon em vários níveis pouco espaçados, alargando a linha do laser, como indicado na figura ao lado. Em vez de uma única transição, cada linha consiste agora num grupo de linhas sobrepostas. Este efeito é mais pronunciado para as linhas de maior comprimento de onda e, assim, reduz o ganho a $3.39 \mu\text{m}$ e a $1.15 \mu\text{m}$ a um nível inferior ao limiar, mas têm pouca influência a 632.8 nm . O método magnético de supressão pode ser testado na maioria dos lasers de He-Ne de 2 mW ou superior se pequenos magnetes forem colocados junto ao tubo de plasma enquanto a saída está a ser observada. Outros métodos de supressão incluem sintonizar (no interior da cavidade) com um prisma ou colocando na cavidade um absorvente da linha $3.39 \mu\text{m}$, como o gás metano.



Pressão e Mistura do Gás

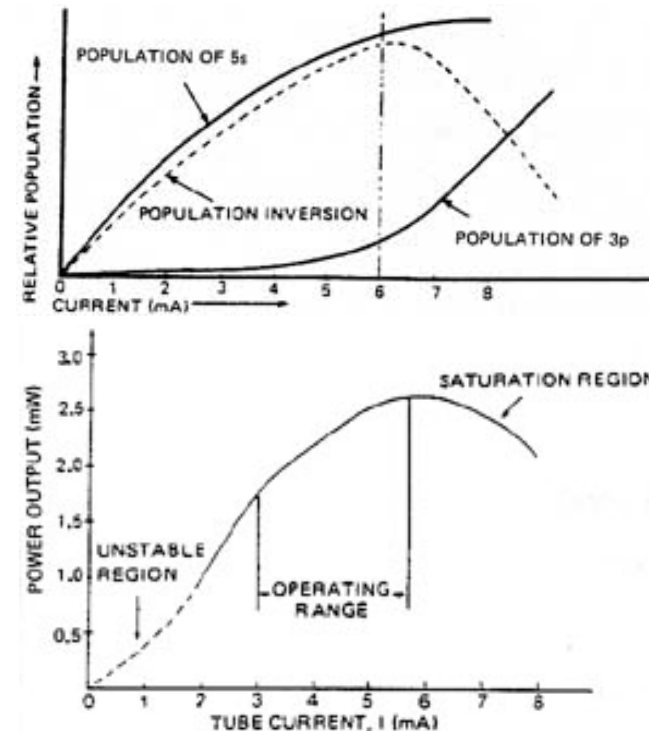
A razão da mistura dos gases hélio e néon para a operação de um laser He-Ne a 632.8 nm , foi determinada experimentalmente como sendo 7.5:1. Contudo, como os átomos de hélio são muito pequenos e difundem-se gradualmente através das paredes do vidro do tubo do laser, baixando a pressão parcial do hélio, a maioria dos lasers He-Ne são preparados com uma mistura inicial de 9:1. O intervalo da mistura de gases em que há produção de luz laser a 632.8 nm vai de 3:1 a 20:1. A razão 9:1 é escolhida porque prolonga o tempo de vida útil do tubo, embora a razão de He:Ne diminua com o tempo. Na situação de potência máxima, a pressão total do gás, P (em torr), no tubo de plasma de He-Ne depende do diâmetro do tubo capilar, d , de acordo com a equação: $P=0.4/d$. (1 torr é equivalente à pressão de $1/760 \text{ atm}$.)

A expressão para a pressão do tubo não deve ser tida como uma “receita mágica” mas, meramente, como uma “primeira aproximação”. Na maioria dos lasers HeNe comerciais, a pressão inicial do gás é cerca de 1.5 vezes superior à pressão óptima, de novo para prolongar o tempo de vida do tubo.

Optimização da Corrente no Tubo

A figura ao lado indica a população relativa dos níveis de energia 3p e 5s num laser de He-Ne em função da corrente no tubo. Para baixa corrente, 5s é ocupado eficientemente em resultado de colisões de He. A sua população aumenta com a corrente no tubo, mas começa a estabilizar a correntes elevadas (>6 mA). A população do nível 3p depende, em parte, da temperatura do gás. A baixa corrente, a população do nível 3p is baixa, mas um aumento de corrente aquece o gás, e a população aumenta rapidamente, destruindo a inversão de população. Na maioria dos laser He-Ne a potência máxima ocorre entre 6-8 mA, e poucos conseguem emitir para correntes acima de 20 mA. A figura ao lado mostra a curva da potência de saída versus a corrente no tubo (característica $P-I$) para um laser comercial.

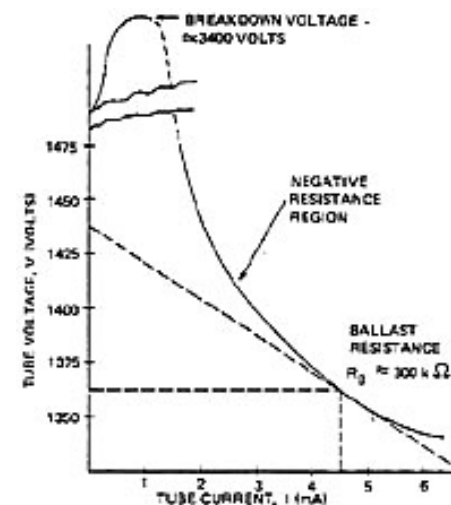
A curva apresenta três regiões distintas. Para correntes inferiores a 2 mA, a descarga do gás ocorre numa região instável: o gás brilha intermitentemente e a não há emissão de luz coerente. A luz emitida pelo tubo durante cada clarão resulta da emissão espontânea.



Para correntes superiores a 2 mA, é observada uma descarga estável; um medidor de potência indicaria agora um valor diferente de zero. O intervalo normal de operação do laser é entre 3 e 6 mA, embora, muitos operem na região 5-6 mA para melhor eficiência. A potência útil entre 1-2.6 mW a 632.8 nm é obtida para correntes no tubo entre 2-6 mA. Após atingido o máximo de potência de saída (~2.6 mW a 5.7 mA), a curva $P-I$ apresenta declive negativo, i.e., a potência diminui com o aumento da corrente. Quando um aumento de corrente no tubo não origina um incremento de potência de saída, diz-se que o tubo de plasma está na região de saturação. Este fenómeno corresponde à situação em que é fornecida mais energia para bombeamento ao gás do que a quantidade que este pode de facto usar para activação efectiva. Nesta região o gás aquece mais, o que pode resultar numa diminuição do tempo de vida do tubo. Assim, é desejável limitar o fluxo de corrente a valores que previnam a saturação.

Mecanismo de Excitação

O mecanismo de excitação do gás no laser de HeNe é conseguido com um fluxo de corrente directa através do gás. A fonte de alimentação dever ser capaz de provocar uma descarga estável a uma dada corrente. As características da fonte de alimentação dependem das características do tubo de plasma. A figura ao lado mostra a curva corrente-tensão ($I-V$) para um tubo de um laser de HeNe. A forma da curva é uma característica das descargas em gás, em que o elemento condutor é um plasma. (A palavra plasma foi usada pela primeira vez em 1920 por Langmuir, originalmente como um gás fracamente ionizado.)



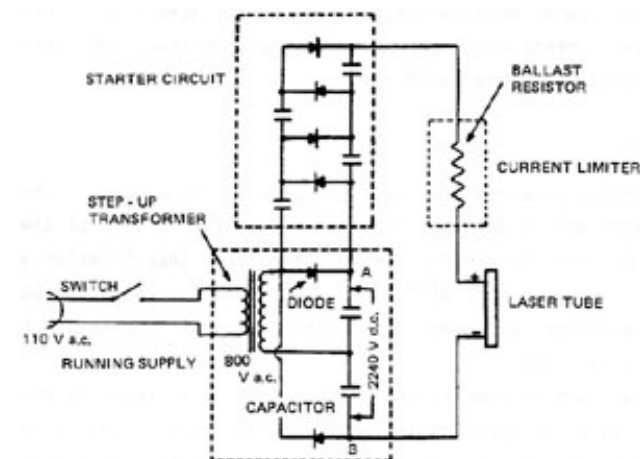
A ionização de um átomo (remoção de um electrão) requer o fornecimento de uma quantidade de energia designada **energia potencial de ionização**. O valor exacto da energia de ionização depende da estrutura do átomo; por exemplo, o hélio têm uma energia de ionização de 24.6 eV, o néon de 21.5 eV, e o árgon de 15.8 eV. Notar que a energia de ionização do Ne é menor que a do He. Como indicado na figura anterior, muito pouca corrente flui através do tubo até que a tensão aplicada aos terminais do tubo atinge um valor máximo, a “lomba” na curve. Este ponto é chamado tensão de ruptura (“breakdown voltage”). Para este tubo particular, a tensão de ruptura é aproximadamente igual a 3400 V. Quando é aplicado o potencial de ruptura, alguns dos átomos são ionizados – é criado um plasma de néon – resultando numa redução da resistência do tubo, o que leva a um aumento da corrente. À medida que a corrente aumenta, mais átomos são ionizados devido à colisão de electrões com átomos: consequentemente, o tubo apresenta uma região de **resistência dinâmica negativa (RDN, NDR)**. Nesta região, um aumento de corrente no tubo resulta num decréscimo de tensão aos terminais do tubo, dando origem a um declive negativo na curva tensão-corrente. A corrente através do gás em descarga não pode ser regulada por controle da tensão aplicada porque a resistência não permanece constante. A tensão constante, a resistência do tubo irá decrescer, originando correntes elevadas, prejudiciais ao funcionamento do laser. É necessário incluir um limitador de corrente.

Fontes de Alimentação de Tubos de lasers de HeNe

A fonte de alimentação de um tubo de laser HeNe deve possuir três elementos funcionais que são impostos pela forma da curva tensão-corrente: - um circuito iniciador de tensão que proporciona um pulso de tensão que excede a tensão de ruptura do tubo e ioniza o gás de modo a permitir a passagem de corrente;

- um circuito que fornece uma tensão contínua menor, mas suficiente para manter a corrente directa após a ionização; - um limitador de corrente que limita a corrente no tubo ao valor desejado.

A figura ao lado é um esquema de uma fonte de alimentação de um laser de HeNe. Quando a fonte é ligada, a corrente flui através do transformador, que produz uma tensão alternada de ~ 800 V. A fonte de tensão directa consiste num duplicador de tensão com circuito de rectificação, que converte os 800 V ac em ~ 2240 V dc.



Esta tensão, embora não seja suficiente para ionizar o gás no tubo, é capaz de manter um fluxo de corrente constante, uma vez iniciado. O circuito disparador (“starter”) consiste de um multiplicador de tensão capaz de fornecer vários quilovolt, mas sem corrente. Uma vez atingida a tensão de ruptura, o gás ioniza, e os díodos deste circuito conduzem a corrente. A diferença de tensão no circuito disparador diminui praticamente para zero, e a tensão da fonte de tensão directa é aplicada ao tubo e à resistência limitadora (*ballast*). O valor desta resistência depende do valor da corrente a limitar.

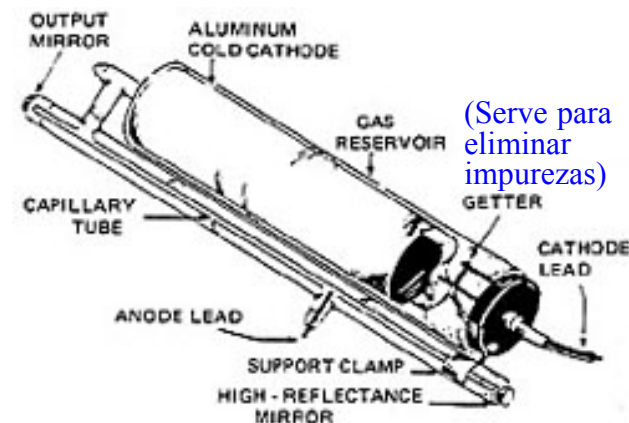
Se o circuito for usado com um tubo com a característica ($I-V$) anterior, a valor da resistência limitadora deverá ser $300\text{ k}\Omega$, o que limita a corrente a 4.5 mA . A queda de tensão aos terminais da resistência limitadora é 800 V e a diferença de potencial aos terminais do tubo laser é 1360 V .

Em muitos casos, a resistência limitadora é substituída por reguladores de corrente transistorizados, que asseguram uma corrente constante no tubo, mesmo que as características do tubo mudem no tempo.

Tubo de Plasma

O ânodo (eléctrodo positivo) do tubo laser é atingido pelos electrões da descarga de gás. Como a massa dos electrões é muito pequena, a sua energia cinética é baixa, e, em consequência, transferem muita pouca energia quando colidem com o ânodo, fazendo com que este possa ser fisicamente pequeno. Em muitos tubos laser de HeNe, o ânodo é um pequeno “alfinete” de níquel que se estende através do tubo de vidro. O eléctrodo negativo (cátodo) é atingido pelos iões “pesados” da descarga. Devido à sua massa, estes iões possuem elevada energia cinética, que é transferida para o cátodo, aquecendo. Consequentemente, o cátodo deve possuir uma área superficial suficientemente grande para dissipar a energia térmica e prevenir o **sobre-aquecimento**. Vários cátodos têm sido usados, o mais comum é um cilindro oco de uma liga de alumínio. Os *contaminantes* no interior do tubo devem ser reduzidos ao mínimo para evitar o envenenamento da mistura do gás. Um tipo de *contaminante* resulta do material de que o cátodo é feito: alguns átomos do cátodo podem ser arrancados deste em consequência do bombardeamento dos iões positivos atraídos, um processo conhecido por “sputtering”. O alumínio puro e algumas das suas ligas exibem taxas de sputtering muito baixas e são bons materiais para o cátodo.

A figura ao lado mostra os componentes de um tubo laser HeNe típico. Acção laser ocorre no tubo capilar de ~1 mm de diâmetro interior. Os espelhos são colados nas extremidades do tubo. O volume que contém o cátodo serve, também, como um reservatório de gás, e, assim, estender a vida do tubo. Muitos tubos de plasma comerciais são equipados com cátodos de alumínio frio, apresentam tempos de vida superiores a 10 000 horas.

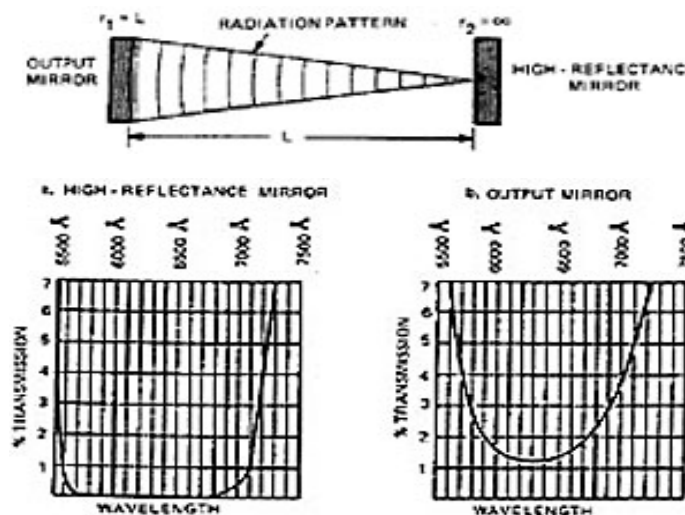


Mecanismo de Re-Alimentação e Acoplador de Saída

Nos lasers de gás de HeNe comerciais, é, geralmente, usada a cavidade ressonante hemisférica (figura abaixo), que consiste de num espelho curvo e num espelho plano, separados de uma distância L , igual ao raio de curvatura do espelho curvo. O espelho curvo é, normalmente, o de saída. No espelho plano é depositado um filme de elevada reflectividade.

O filme de várias camadas é depositados num substrato de quartzo fundido e é desenhado para espalhar e absorver o menos possível a radiação laser, de forma minimizar as perdas da cavidade. Os substratos são polidos com grande precisão. Pequenas imperfeições nas superfícies dos espelhos são fonte de perda de potência. A figura ao lado mostra as curvas de transmissão (em %) em função do comprimento de onda, para filme multi-camada típicos. Para $\lambda=632.8$ nm, a reflectância do espelho HR é superior a 99.9%, e a transmissão do espelho de saída é $\sim 1.2\%$.

A separação L entre os espelhos em configuração hemisférica, é, geralmente, um pouco menor que o raio de curvatura do espelho curvo, r_1 . Quando $L < r_1$, a frente de onda que atinge o espelho HR preenche uma região de área superior à área limite teórica de difracção do caso $L=r_1$. A frente de onda, sendo reflectida por uma área grande, está menos propensa a sofrer distorções causadas pelas imperfeições no espelho HR. Tais distorções podem destruir o campo de radiação auto-reprodutivo dentro da cavidade. A maior vantagem da cavidade hemisférica é a sua facilidade de alinhamento, comparada com as outras configurações. O espelho HR é geralmente o primeiro a ser alinhado com respeito ao capilar do tubo de plasma. Se o acoplador de saída for o espelho curvo, facilita o procedimento de alinhamento.



Outras Emissões do Laser de HeNe

(ver tb <http://w3.ualg.pt/~jlongras/lope/lasers/techhene.htm>)

É possível encontrar sistemas lasers de HeNe comerciais que emitem a 543 nm (verde), a 594 nm (amarelo), a 612 nm (laranja), a 1.523 μm (infra-vermelho) e a 3.39 μm (infra-vermelho).

Laser de HeNe Verde (543 nm)

As transições laser no laser HeNe verde são do nível 5s para o nível 3p. A emissão laser nesta linha é reforçada alterando a mistura e a pressão dos gases e as características de reflexão dos espelhos da cavidade; a potência de emissão típica é de ~ 1 mW. Esta linha corresponde ao centro da curva de resposta do olho, o que faz com que este feixe laser seja extremamente visível, mesmo em condições adversas. Alguns exemplos de aplicação destes lasers são: ponteiros; ecrãs, “reforçadores” de contraste em instrumentação cirúrgica; transmissão em comunicação subaquática; mira em lasers de alta potência; contadores de partículas, etc..

Laser de HeNe a 1523 nm

Os lasers de HeNe operando a 1.523 μm , emitem até potências de 1 mW. A transição laser para esta linha infra-vermelha é do nível 4s para o nível 3p, como se pode ver no diagrama de energia do sistema HeNe. Novamente, a emissão nesta linha é obtida alterando a composição da mistura e a pressão dos gases e as características de reflexão dos espelhos da cavidade.

Vantagens: esta linha corresponde ao mínimo de absorção em fibras óptica, o que é uma mais valia em comunicação óptica; facilidade de colimação, quando comparado com os díodos laser; emissão mono-modo com largura de linha de kHz (quando estabilizado), muito útil para comunicação de longa distância; invisibilidade e direccionalidade fazem com que seja ideal em detecção e intrusão; não tem os problemas de extracção de calor associados aos lasers de díodo; a linha corresponde ao pico de sensibilidade dos detectores de germânio e de InGaAs, o que optimiza a detecção de sinais.

Mecanismo de Falhas nos Lasers de HeNe

Os tubos de laser de HeNe têm um tempo de vida finito. Pondo de parte falhas acidentais, os seguintes mecanismos limitam o tempo de vida dos tubos:

- a emissão laser só ocorre se a mistura permanecer pura. Traços de outros gases, particularmente vapor de água, constringem a acção laser. Quando vapor de água entra no tubo, a cor da descarga torna-se cor de rosa e mais tarde azulada.

- como foi referido anteriormente, o hélio difunde-se através do vidro. Se a pressão parcial do hélio se torna muito baixa, o gás irá brilhar e não manterá uma descarga constante.

- correntes através do tubo que excedam o valor recomendado causam o aquecimento do tubo, o que pode originar a libertação de impurezas do cátodo e da “getter”. Estas impurezas irão envenenar a mistura. Correntes elevadas podem causar “sputtering” do material do eléctrodo, resultando na formação de uma camada de impurezas nos espelhos. Estas impurezas causam perdas ópticas e impedem a acção laser.

A vida útil de operação de um tubo de laser de HeNe, em geral, excede o seu tempo de vida de prateleira. De forma a maximizar o tempo de vida do tubo de laser HeNe, os lasers devem ser ligados várias horas por semana, mesmo que o mesmo não esteja em uso.

Características dos Sistemas Laser Mais Importantes

O componente fundamental de um sistema laser é o meio activo, que exhibe ganho óptico num intervalo estreito de comprimentos de onda. Em geral, o material activo empregue dá origem à designação do sistema laser. É conveniente dividir os sistemas laser em quatro tipos fundamentais, dependendo da natureza do meio activo empregue: lasers de estado sólido, lasers de gás, lasers de corantes, lasers de semicondutores, etc..

Lasers de Estado Sólido

Nos lasers de estado sólido, o meio activo consiste num sólido cristalino dopado com determinados iões (impurezas). Os iões mais usados são metais de transição e terras raras. O crómio (Cr^{3+}) e o neodímio (Nd^{3+}) são exemplos de impurezas. (Em geral, os iões ocupam as posições normalmente ocupadas pelos iões do material hospedeiro). Os níveis de energia envolvidos na transição laser correspondem aos níveis de energia dos iões dopantes. A rede cristalina modifica ligeiramente os níveis de energia da impureza, de forma que quando usado num outro material emite num comprimento de onda diferente. As outras propriedades do meio laser, como, por exemplo, a condutividade térmica, são definidas pelo meio hospedeiro: o cristal define os níveis de potência a que o laser pode operar, etc..

Lasers de Nd:YAG

Os iões de neodímio, Nd^{3+} , substituem os iões de itrio na rede cristalina do YAG (“yttrium aluminum garnet”, $\text{Y}_3\text{Al}_2\text{O}_{15}$), com um grau de dopagem máximo de 1.5%. Neste sistema, o nível laser inferior está suficientemente afastado do estado fundamental, e, por isso, encontra-se praticamente vazio. Este laser corresponde a um sistema de quatro níveis, não sendo demasiado exigente em termos de bombagem. Contudo, devido à baixa eficiência da bombagem, grande quantidade de calor é produzida, pelo que o cristal necessita de ser constantemente arrefecido. As bandas de excitação mais efectivas ocorrem entre 700 nm e 900 nm. O modo de operação pulsado é o mais comum, embora o modo contínuo seja também frequente. Várias riscas são possíveis; a emissão de maior potência ocorre a 1.064 μm , e é esta a mais usada. Potências de pico até 50 kW (quando operando em “mode-locked” pode atingir vários GW), e potência contínua entre 1 e 200 W são possíveis.

Lasers de Vidro Dopado

Comparativamente ao YAG, o vidro apresenta várias vantagens como elemento hospedeiro: é isotrópico, é barato, é de fácil fabricação e aceita níveis de dopagem superiores (até cerca de 6%). Os laser de vidro dopado são mais eficientes, devido ao maior nível de dopagem e porque as bandas de absorção são mais extensas. Contudo, como o vidro tem baixa condutividade térmica, a operação em regime contínuo é pouco comum. Quando operados em mode-locking pode obter-se vários TW de potência, com energias por pulso superiores a 1 kJ. O vidro dopado é muito usado como meio amplificador.

Lasers de Fibra Óptica

Um sinal óptico à medida que se propaga numa fibra óptica vai sendo atenuado. Contudo, dopando a fibra com iões de érbio (Er^{3+}) ou de neodímio (Nd^{3+}), a fibra apresenta ganho óptico. Se colocarmos espelhos nas extremidades da fibra podemos obter um laser. Os lasers em fibra são bombeados opticamente, por isso é necessário encontrar um processo de introduzir a radiação excitadora, sem afectar o desempenho da cavidade laser da fibra. Os lasers em fibra emitem predominantemente a 1300 nm e a 1550 nm. Sem os espelhos de re-alimentação as fibras dopadas actuam como amplificadores, predominantemente, de radiação em torno dos 1550 nm. Ambos os caso serão analisados mais tarde.

Lasers de Rubi

O laser de rubi foi o primeiro laser demonstrado. É pouco usado presentemente. O meio activo é o óxido de alumínio (Al_2O_3) dopado com cerca de 0.05% de crómio (em massa). O ião activo é o crómio Cr^{3+} , que substitui iões de alumínio (Al^{3+}) do cristal. A emissão laser ocorre a 694 nm. Este sistema laser é de três níveis. Consequentemente, mais de metade do número total de iões têm de ser bombeados para o nível laser superior, de forma a criar inversão de população. O bombeamento ocorre através de duas bandas extensas. Como no caso do laser Nd:YAG, a operação em modo pulso pode ser obtida com uma lâmpada de “flash”. A operação CW é mais difícil devido à baixa eficiência da bombagem. Uma lâmpada de arco de mercúrio de elevada pressão é, muitas vezes, usada devido à coincidência entre a banda de emissão e as bandas de absorção do rubi. A energia por pulso varia entre 1 mJ até vários joules, podendo mesmo atingir centenas de joules, com várias dezenas de pulsos por segundo.

Lasers de Alexandrite ($\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$)

O laser de “alexandrite” foi demonstrado em 1973 a 680 nm. É um laser de quatro níveis. Alguns anos mais tarde foi obtida emissão laser a comprimentos de onda mais longos, entre 700 e 820 nm. De facto, trata-se do primeiro exemplo de um laser sintonizável. O laser propriamente dito só emite num comprimento de onda particular (aquele que apresenta maior ganho). Para tirar partido da sintonização é necessário introduzir na cavidade um elemento discriminador de comprimento de onda: um filtro de largura de banda muito estreita, um prisma, um etalon, etc..

Color ou F-Center Lasers

Quando “alkali halides” são submetidos a radiação de elevada energia, como raios X ou feixes de electrões, são formados defeitos localizados que introduzem novos níveis electrónicos no material. A absorção óptica entre estes níveis pode provocar que um material transparente se torne colorido – daí o nome “color center”. Há vários tipos de defeitos, o mais simples é o centro F (o uso da letra F resulta da palavra alemã *Farben* - cor). O centro F é formado quando um defeito é criado deixando uma região de carga positiva efectiva - catião. Um electrão pode, então, orbitar esta região da mesma forma que orbita o protão no átomo de hidrogénio. Contudo, neste caso aos níveis de energia correspondem bandas. Às bandas de emissão e de absorção correspondem, geralmente, comprimentos de onda diferentes. Os laser F-Center ou color são bombeados opticamente, geralmente, com outro laser emitindo num comprimento de onda correspondente à banda de absorção do centro de “cor”. Estes laser são sintonizáveis nos comprimentos de onda correspondentes à banda de emissão. O laser de KBr dopado com tálio, por exemplo, quando bombeado a 1.06 μm (laser de Nd:YAG) emite radiação laser de comprimento de onda na região 1.4 - 1.6 μm , com eficiência superior a 20%. Contudo, estes lasers são instáveis à temperatura ambiente, operando, por isso, apenas à temperatura do azoto líquido.

Lasers de Gás

Os lasers de gás são agrupados em três tipos ou classes: atómicos, de iões e moleculares:

- nos lasers atómicos, o meio activo é formado por átomo electricamente neutros ou balanceados, i.e., o número de cargas positivas é igual ao nº de cargas negativas. Exemplos: laser de hélio-néon e laser de vapor de cobre.
- nos lasers de iões, o meio activo é uma colecção de iões. Os exemplos mais importantes deste grupo são os laser de árgon (Ar^+) e de cripton (Kr^+). Alguns lasers, como o hélio-cádmio (HeCd), contêm um gás com iões metálicos.
- um laser molecular emprega moléculas neutras como meio activo. O laser de CO_2 é, sem dúvida, o mais comum dos lasers moleculares. Outros exemplos são os lasers de CO , de OF , e os lasers químicos.

Nos lasers de gás os níveis de inversão de população conseguidos são bastante inferiores aos dos sólidos, devido à diferença de densidades. Um cristal de Nd:YAG contém cerca de 6×10^{25} átomos de Nd m^{-3} , enquanto que no caso do laser de HeNe existem somente 10^{21} átomos de Ne por m^3 .

Lasers de Vapor de Cobre

Como o nome indica, o meio activo deste laser é o vapor de cobre. Acção laser pode ser obtida a 578 nm e a 510 nm. Infelizmente, ambas as transições terminam num estado metastável, fazendo com que a operação laser só ocorra em regime pulsado: a desactivação do nível laser inferior demora cerca de 25 μs , ao fim do qual a acção laser recomeça. O vapor de cobre exhibe um ganho elevado, cerca de 1% por mm. Obtêm-se pulsos com potência média de 10 a 40 W.

O tubo laser contém néon à pressão de 25-50 torr e um reservatório de cobre sólido. Como o meio activo é o vapor de cobre (um metal), o tubo contendo o cobre deve ser mantido a alta temperatura de forma a manter a concentração de vapor de cobre acima de um dado mínimo. Para atingir a temperatura de operação, é produzida uma descarga no tubo (de diâmetro entre 10 e 80 mm). O calor da descarga eleva a temperatura do tubo até 1400-1500 $^{\circ}\text{C}$. A esta temperatura o cobre apresenta uma pressão de vapor da ordem de 0.1 torr.

Lasers de HeNe

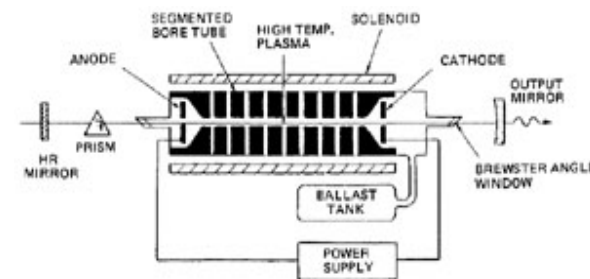
Os lasers de HeNe comerciais operando a 632.8 nm, podem ser obtidos em regime CW com potência de 0.5 até 100 mW. Os sistemas de maior potência são usados, principalmente, em holografia. Alguns sistemas lasers HeNe possuem espelhos removíveis, permitindo a incorporação de conjuntos de espelhos para operação a 1.15 μm , a 1.523 μm , etc. Os lasers HeNe possuem as seguintes características:

- o feixe de saída é de baixa divergência e possui elevada coerência espacial e temporal; podem incorporar um modulador interno; o tubo de plasma tem longa duração;
- a construção é robusta e estes lasers operam em condições bastante hostis (de temperatura, de humidade, choque mecânico, etc);
- e são relativamente baratos.

Laser de Árgon e Kripton

Os lasers de iões são, em geral, dispositivos de elevada corrente (20-30 A) e baixa tensão (200-300 V). Estes lasers empregam tubos de plasma relativamente caros, em geral, de grafite ou de óxido de berílio (BeO). O árgon apresenta riscas de emissão na região azul-verde do espectro electromagnético. No Ar^+ , as linhas mais fortes ocorrem a 488.0 nm e 514.5 μm . O cório possui linhas de emissão em, praticamente, toda a zona do visível. Estes lasers são dois dos mais importantes exemplos de lasers de iões. Os laser com meio activo de árgon, de cório, ou de uma mistura destes dois gases operam, em geral, no regime contínuo, com potência de saída até vários watts. Os respectivos feixes laser apresentam baixa divergência e boas características de coerência. Os lasers em regime pulsado, com taxas de repetição de 1 a 200 pulsos por segundo (pps), apresentam por pulso 100 a 200 μJ .

Normalmente, um solenóide é colocado em torno do tubo; o campo magnético gerado pelo solenóide confina o plasma de forma a aumentar a densidade de corrente (corrente por unidade de área) através do meio activo, aumentando a eficiência de excitação. A elevada corrente que atravessa o meio activo, aquecendo-o, o que torna necessário um sistema de arrefecimento. Normalmente, são usados fluxos de água ou de ar, de forma estabilizar a temperatura de operação. Em alguns sistemas, um tanque reservatório (ligado ao tubo através de uma válvula), que mantém a pressão da mistura de gás no tubo. Os sistemas árgon/crípton são equipados, geralmente, com um prisma selector de comprimento de onda, posicionado entre o espelho de elevada reflectividade e o tubo de plasma. O prisma introduz elevadas perdas na cavidade a todos os comprimentos de onda, excepto a um comprimento de onda particular. A rotação do prisma em relação ao eixo do tubo, permite assim seleccionar o comprimento de onda da emissão laser, i.e., sintoniza o laser numa das riscas de emissão do gás ou da mistura de gases. Os lasers de árgon e cripton são muito usados em aplicações que requerem uma fonte coerente sintonizável, como, por exemplo, a espectroscopia.



Lasers de HeCd

O laser de HeCd é um laser de íões que utiliza um vapor de metal ionizado como meio activo (cádmio neste caso). Os sistemas laser HeCd apresentam potências de saída típicas de 10-50 mW a 441.6 nm (no azul) e 2-3 mW a 325 nm [ultravioleta (UV) próximo]. A linha de emissão pode ser seleccionada mudando de espelhos. A linha UV do HeCd é útil para “apagar” as funções de dispositivos ópticos usados na gravação e manipulação de informação.

Lasers de CO₂

O laser de CO₂ é o sistema laser com maior aplicação na indústria e em I&D, bem como na monitorização de poluentes atmosféricos e em espectroscopia. Este laser apresenta elevada eficiência (>30%) e elevada potência de saída. Os sistemas comerciais apresentam potências de 5 a 100 kW em modo contínuo; no modo pulsado até vários quilowatts por pico e com frequência de repetição da ordem de kHz. Operação em Q-switching, usando um prisma em rotação, pode produzir potências de pico de 1 MW. Dependendo da configuração usada, é possível obter potências de saída de vários MW, com pulsos de várias centenas de ns, com dezenas de pulsos por segundo. A emissão coerente é possível a vários comprimentos de onda no infra-vermelho, estando os mais importantes centrados entre 9.6 µm e 10.6 µm.

As transições laser envolvem níveis de energia vibracionais e rotacionais quantizados da molécula de CO₂. Há três modos de vibração possíveis: simétrico, assimétrico, e planar (“bending”). Cada um destes modos está quantizado. Para além de vibrar, a molécula de CO₂ pode rodar em torno do seu centro de massa.

O laser de dióxido de carbono consiste, normalmente, numa mistura de CO₂, N₂, e He. A potência de saída é proporcional ao volume de gás usado (aproximadamente 70 W/litro). O nitrogénio tem a mesma função no laser de CO₂ que o He no laser de HeNe. O He tem várias funções, e.g., transferir o calor no interior do tubo para as paredes deste, ajudando na desactivação do nível laser inferior. As pressões parciais, mais comuns, dos gases são $P_{\text{He}}:P_{\text{N}_2}:P_{\text{CO}_2}=8:3:1$.

Os lasers de CO₂ são excitados por fontes de alta-tensão (5-10 kV) e correntes de descarga baixa (5-30 mA) ao longo do eixo da cavidade. As moléculas de azoto são excitadas para um certo nível de energia (estado superior do laser de CO₂) pela descarga eléctrica. As moléculas de CO₂ são bombeadas do estado fundamental para o estado superior da acção laser por colisões ressonantes com as moléculas de N₂. Após a emissão laser, a colisão entre os átomos de He e as moléculas de CO₂ provoca o retorno destas do estado inferior da acção laser ao estado fundamental, donde poderão ser de novo bombeadas.

A acção laser é bastante eficiente porque o primeiro estado excitado do azoto está apenas a 0.3 eV acima do estado fundamental, o que contrasta com os 20 eV requeridos para a excitação do hélio nos lasers de HeNe. De facto a excitação do azoto requer aproximadamente 2 eV, devido à natureza complexa do processo de excitação. Outra vantagem resulta do facto do estado excitado do azoto ser um estado metastável, fazendo com que quase todos os átomos de azoto cedem a sua energia ao CO₂, em vez de decaírem para o estado fundamental.

Lasers de Azoto

Ao contrário do CO_2 , os níveis da transição laser no azoto são níveis de electrónicos. O laser de azoto molecular opera no ultravioleta próximo a 337.1 nm. O tempo de vida do estado laser superior é inferior ao do estado laser inferior (ao contrário da maioria dos lasers), por isso, este laser só opera no modo pulsado. A molécula N_2 é muitas vezes referida como um sistema super-radiante. Este laser só necessita de um espelho de re-alimentação, devido ao elevado ganho! A potência de pico pode atingir 100 kW à taxa de repetição de 100 Hz. É frequentemente usado como um meio eficiente de bombeamento em lasers de corantes sintonizáveis.

Lasers de Excimer

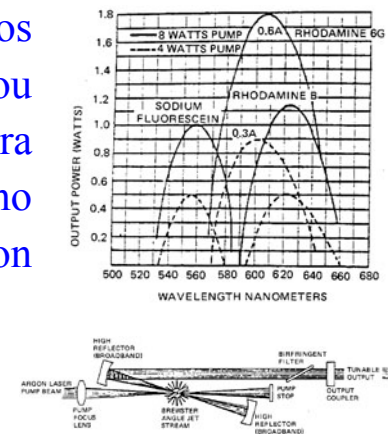
A palavra excimer é a contracção de “*excited dimer*”, significando uma molécula diatómica que, sendo estável num estado excitado, não o é no estado fundamental. Os lasers de excimer são lasers de gás em que as moléculas do meio activo são formadas por um átomo de um gás inerte e um átomo de um elemento halogéneo de elevada reactividade. Entre outras, estas incluem o fluoreto de cripton (KrF) e o fluoreto de xénon (XeF). O elemento inerte e o halogéneo são excitados por um fluxo de corrente através da mistura. As elevadas densidades de corrente são obtidas usando descargas de curta duração ou feixes de electrões. As moléculas excimer são criadas num estado excitado durante a descarga. Estes laser são muito usados em investigação devido à elevada potência de pico (10^9 W) no ultravioleta (ArCl 175 nm, ArF, 193 nm, KrCl, 223 nm, KrF, 248 nm, XeBr 282 nm, XeCl, 308 nm, XeF, 351 nm, etc.). Os pulsos têm duração típicas entre 10 e 40 ns, com energia por pulso até 100 J. A taxa de repetição é de poucos hertz. Estes lasers têm eficiência entre 10-15%

Lasers Químicos

Os lasers químicos podem operar no modo cw e no modo pulsado. É possível obter potências de saída bastante elevadas. Emitem predominantemente no infra-vermelho, 2-6 μm . Todos os lasers químicos possuem em comum os seguintes elementos: mistura gasosa, sistema de ignição da reacção química, cavidade óptica, sistema de exaustão ou ventilação para remover os produtos da reacção da cavidade ressonante. As reacções químicas laser podem ser iniciadas por luz ultravioleta (fotólise), descarga eléctrica, calor (chama), ou por um processo químico. Os lasers químicos mais relevantes empregam o fluoreto de hidrogénio (HF), o fluoreto de deutério (DF), o cloreto de hidrogénio (HCl), o monóxido de carbono (CO) e o dióxido de carbono (CO_2).

Lasers de Corantes

Os lasers de corantes orgânicos emitem no visível e no infravermelho, operando nos modos cw e pulsado. Os corantes são dissolvidos em álcool (metanol ou etanol) ou água, sendo muitas vezes adicionada uma pequena quantidade de detergente para aumentar a eficiência da acção laser do corante. A maioria destes lasers, operando no regime contínuo, são bombeados com radiação proveniente de um laser de árgon (514.5nm), e apresentam eficiência superior a 25%: um laser de rodamina 6G típico, bombeado por um laser de árgon de 5 W a 514.5 nm, apresenta potência de saída superior a 1 W a 590 nm. O laser Nd:YAG de frequência dupla (533 nm) em modo cw é também muito usado na bombagem. O meio activo é um jacto de corante, formando com a cavidade óptica um ângulo correspondente ao ângulo de Brewster. O feixe do árgon é focado no jacto usando lentes e espelhos. A cavidade óptica do laser tem o ponto de focagem na mesma região em que é focada a radiação excitante (jacto do corante). O comprimento de emissão pode ser sintonizado usando um filtro bi-refringente ou outro elemento, ao longo de todo espectro visível. Os lasers de corantes pulsados são excitados por outro laser ou lâmpadas de flash. Estes sistemas produzem até 30 pulsos por segundo com vários mili-joules por pulso, nos comprimentos de onda 300-800 nm (>260 mJ a alguns comprimentos de onda). Estes lasers são muito usados em espectroscopia, investigação médica, monitorização de poluentes do ar, devido à capacidade de sintonização.



Lasers de Semicondutores

Existem dois tipos de lasers semicondutores: os laser de transição entre bandas e os lasers de transição intra-banda. O laser de díodo é um exemplo do primeiro grupo, enquanto que o “quantum cascade laser” é um representante do segundo. Ambos os lasers serão analisados mais tarde, no capítulo de óptica integrada.

Lasers de Electrões Livres

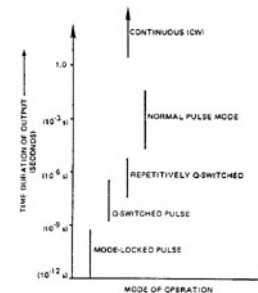
O laser ideal teria as seguintes características: sintonizável numa banda larga (desde do ultravioleta até às ondas milimétricas!), de elevada potência, elevada eficiência e baixo custo. O laser de electrões livres, é o que mais potencial apresenta de se aproximar deste objectivo. Contudo, este laser ainda está num estágio inicial de investigação. O princípio de operação já foi demonstrado, mas a eficiência ainda é muito baixa. Há um longo caminho a percorrer até se encontrar uma estrutura optimizada.

O princípio de um laser de electrões livres é bastante diferente dos lasers considerados até aqui. A fonte básica de energia é um feixe de electrões *relativistas* (i.e., electrões com velocidade próxima da velocidade da luz). Sob certas circunstâncias, estes electrões podem ser compelidos a cederem uma parte da energia do feixe ao feixe de fótons viajando na mesma direcção. O acoplamento dos dois é resultado da interacção de Coulomb. Contudo, como o campo eléctrico do feixe luminoso é perpendicular à direcção de propagação do feixe, os electrões não podem ceder nenhuma da sua energia aos fótons ao não ser que a velocidade dos electrões tenha uma componente perpendicular à direcção de propagação dos fótons. Isto pode ser conseguido se os electrões se propagarem em zig-zag, o que é conseguido criando uma distribuição espacial periódica de um campo magnético cujo sentido alterna ao longo da trajectória do feixe. Os electrões ao longo do seu percurso, executam um movimento oscilatório, e em resultado emitem radiação de comprimento de onda $\lambda = \lambda_m / (2\gamma^2)$, onde λ_m representa o período espacial do magnete que cria a variação espacial de campo magnético, e γ é a razão entre a energia total do electrão e a sua energia em repouso (0.511 MeV). A largura de banda, $\Delta\lambda$, da radiação é dada por $\Delta\lambda/\lambda = 1/(2N)$, onde N é o número de períodos do magnete.

Contudo, as coisas não são assim tão simples ... Se os electrões são induzidos a emitir exactamente no comprimento de onda dos fótons, as trocas de energia entre os dois feixes são iguais e opostas ... Uma forma de dar a volta a este problema é injectar os electrões com uma energia ligeiramente superior à energia de ressonância ...

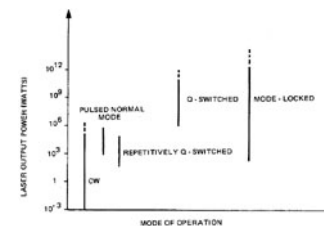
Duração do Feixe de Saída

A variação temporal da potência de saída dos vários tipos de laser é definida pelo modo de operação como mostra a figura ao lado. Lasers em regime mode-locked emitem uma série de pulsos ultra-curtos, de poucos fs a centenas ps. O pulso típico de um laser Q-switch varia de pouco ns até 50 ns; laser Q-switch repetitivo de poucos ns até alguns μ s. Lasers operando no modo pulsado normal emitem trens de pulsos de poucas dezenas de μ s a vários ms. Finalmente, os lasers CW emitem um feixe constante no tempo, embora possam ocorrer pequenas variações na potência de saída, (<2%).



Potência de Saída

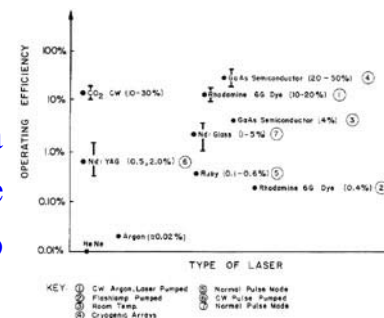
A potência de saída dos vários sistemas laser está indicada na figura ao lado. Os níveis de potência indicados para os modos pulsados referem-se à potência de pico por pulso. A potência de saída de um laser operando no modo contínuo varia de fracção de mW até centenas de kW. Lasers de pulso normal, apresentam potências de saída entre 10^3 a 10^5 W. Q-switching repetitivo, 1 a 50 kW. Q-switching pulso único de 10^6 a 10^{12} W (um ou mais com estágios amplificadores). Lasers mode-locked entre 10^4 a 10^{14} W (novamente o limite superior é obtido usando amplificadores).



Eficiência

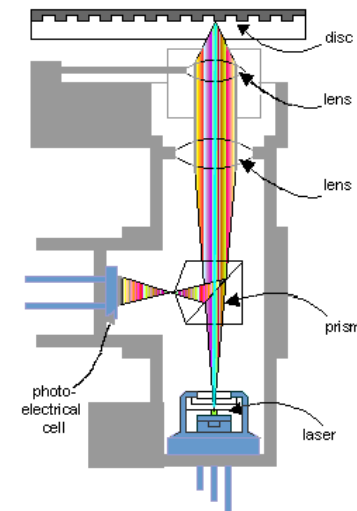
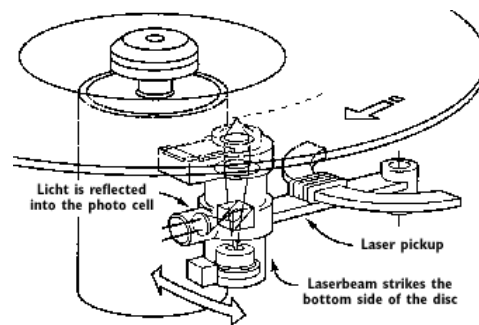
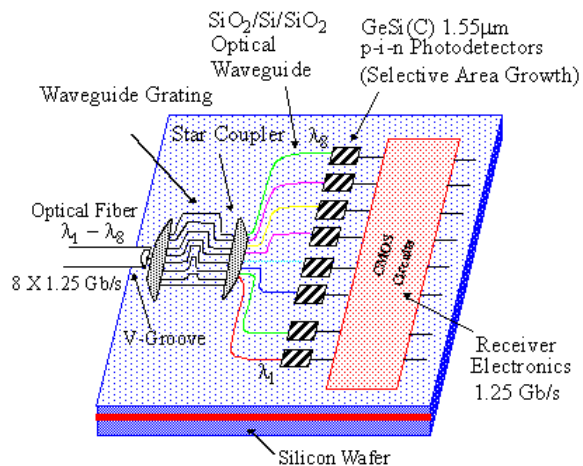
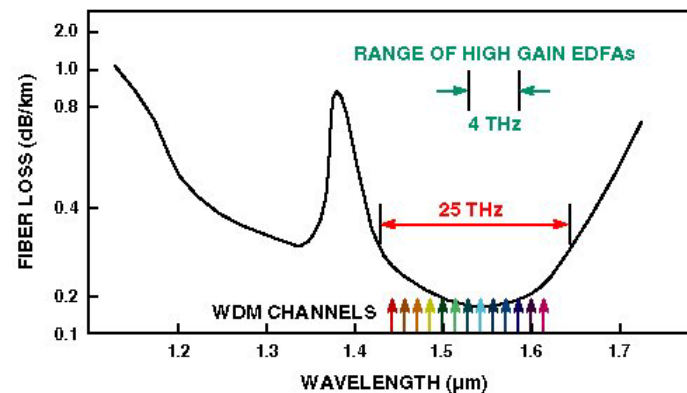
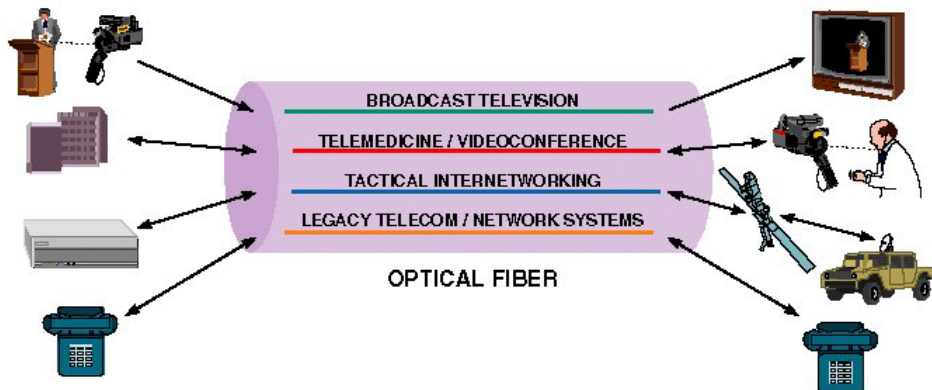
A eficiência de um laser pode ser definida como a razão entre a potência de saída e a potência (elétrica ou outra) fornecida ao laser. Em geral, apenas uma pequeníssima fracção da energia de excitação é convertida num feixe de luz coerente. De facto, os laser são sistemas muito pouco eficientes. A título de exemplo, um laser HeNe típico apresenta uma eficiência inferior a 1%.

Os lasers semicondutores são dos sistemas laser mais eficientes. Grandes esforços vêm sendo feitos para melhorar a eficiência dos mecanismos de excitação. Como as características dos lasers são dependentes da temperatura do meio activo, os sistemas de arrefecimento são de grande importância.

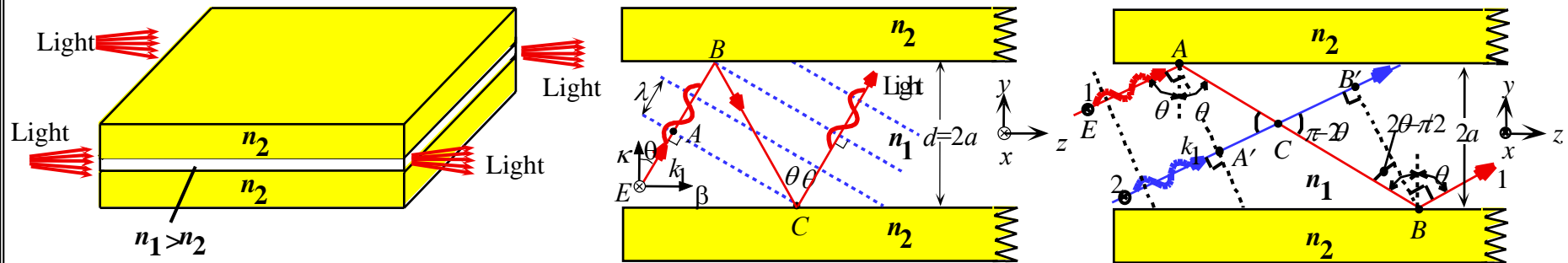


Óptica Integrada e Fibras Ópticas

(Ver apontamentos: <http://w3.ualg.pt/~jlongras/lope/lope.html#apontamentos>)



Guia de Onda Planar Dielétrico

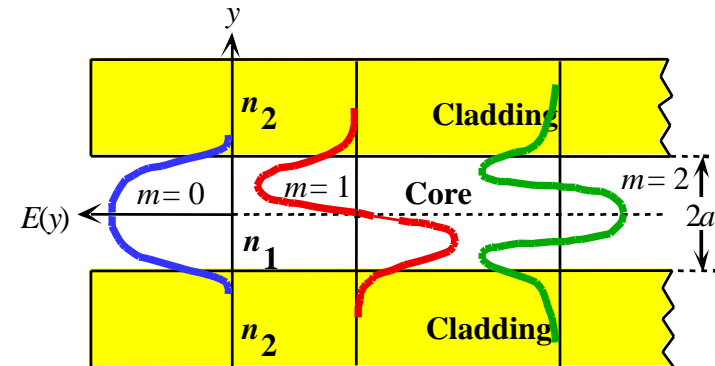
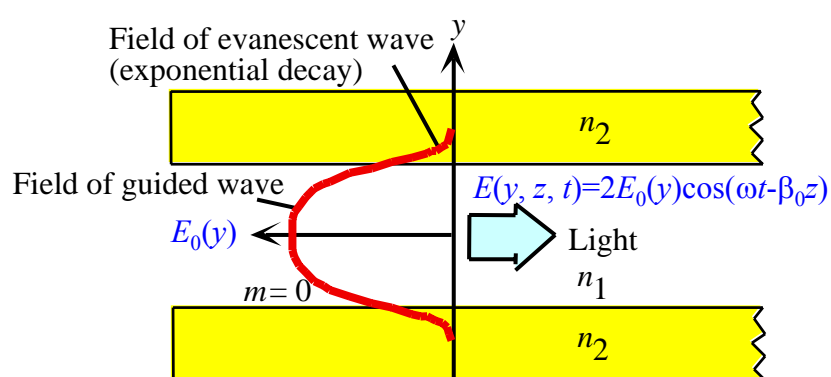


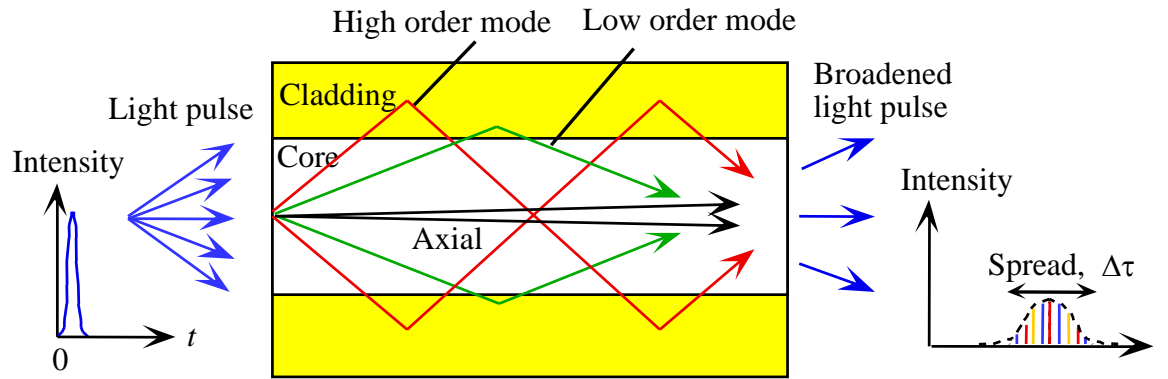
Para haver propagação a diferença de fase entre A e C deve ser um múltiplo de 2π :

$\Delta\phi(AC) = k_1(AB+BC) - 2\phi = m2\pi$, com m inteiro. Para propagação ao longo do guia: $k_1[2d\cos\theta] - 2\phi = 2\pi m$.

Condição de guiagem para cada m : $k_1[2d\cos\theta_m] - 2\phi_m = 2\pi m$.

O campo eléctrico da onda propagada é da forma: $E(y, z, t) = 2E_m(y)\cos(\omega t - \beta_m z)$





Para cada guia de onda com n_1 , n_2 , e a , define-se o número V como $V=ka\sqrt{(n_1^2+n_2^2)}$. O parâmetro V também é conhecido como espessura ou frequência normalizada.

A ordem m de um modo propagado por um guia de onda satisfaz a condição: $m \leq (2V - \phi) / \pi$. O número M de modos propagados é dado por $M = \text{Int}(2V / \pi) + 1$.

O comprimento de onda que faz com que $V = \pi/2$, é designado de **comprimento de onda de corte**.

Diâmetro Modal

A distribuição do campo na direcção transversal $E(y') = E_{\text{clad}}(0) \cdot \exp(-\alpha_{\text{clad}} y')$.

O campo decai de um factor $\exp(-1)$, quando $y' = \delta = 1/\alpha_{\text{clad}} = a/V$.

Define-se o diâmetro modal como:

$$2\omega_0 = 2a + 2\delta.$$

$$2\omega_0 \approx 2a + 2a/V \approx 2a(V+1)/V.$$

Modos TE e TM

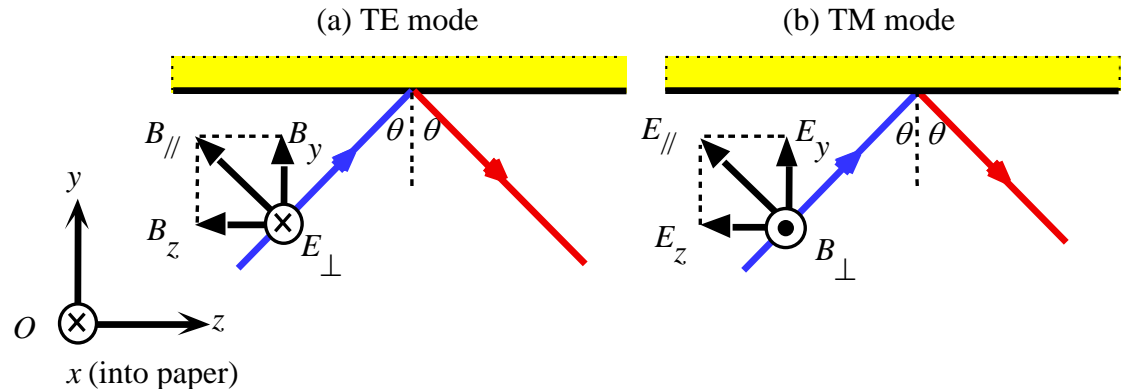
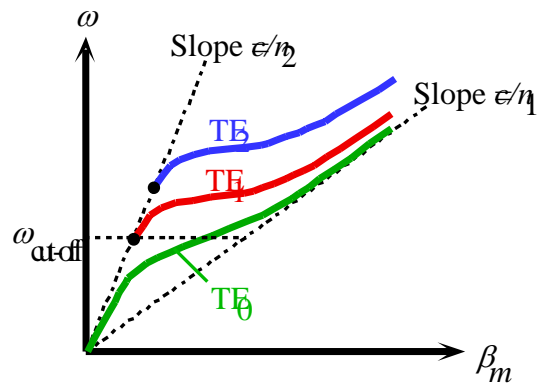


Diagrama de Dispersão



Dispersão Modal

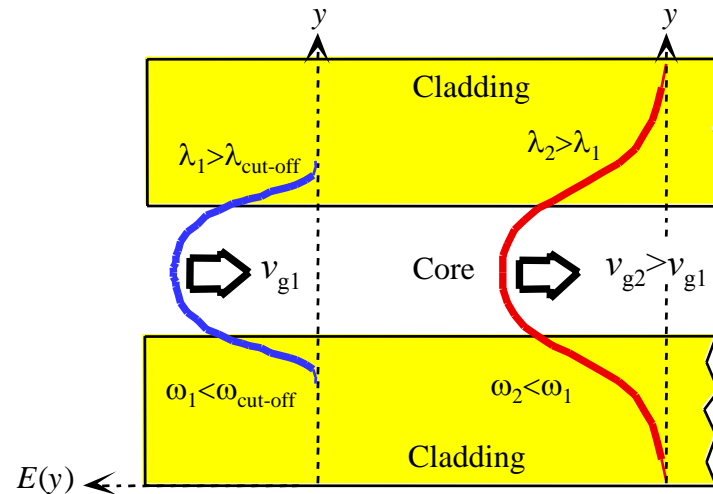
A velocidade de grupo define-se como $v_g = d\omega/d\beta_m$.

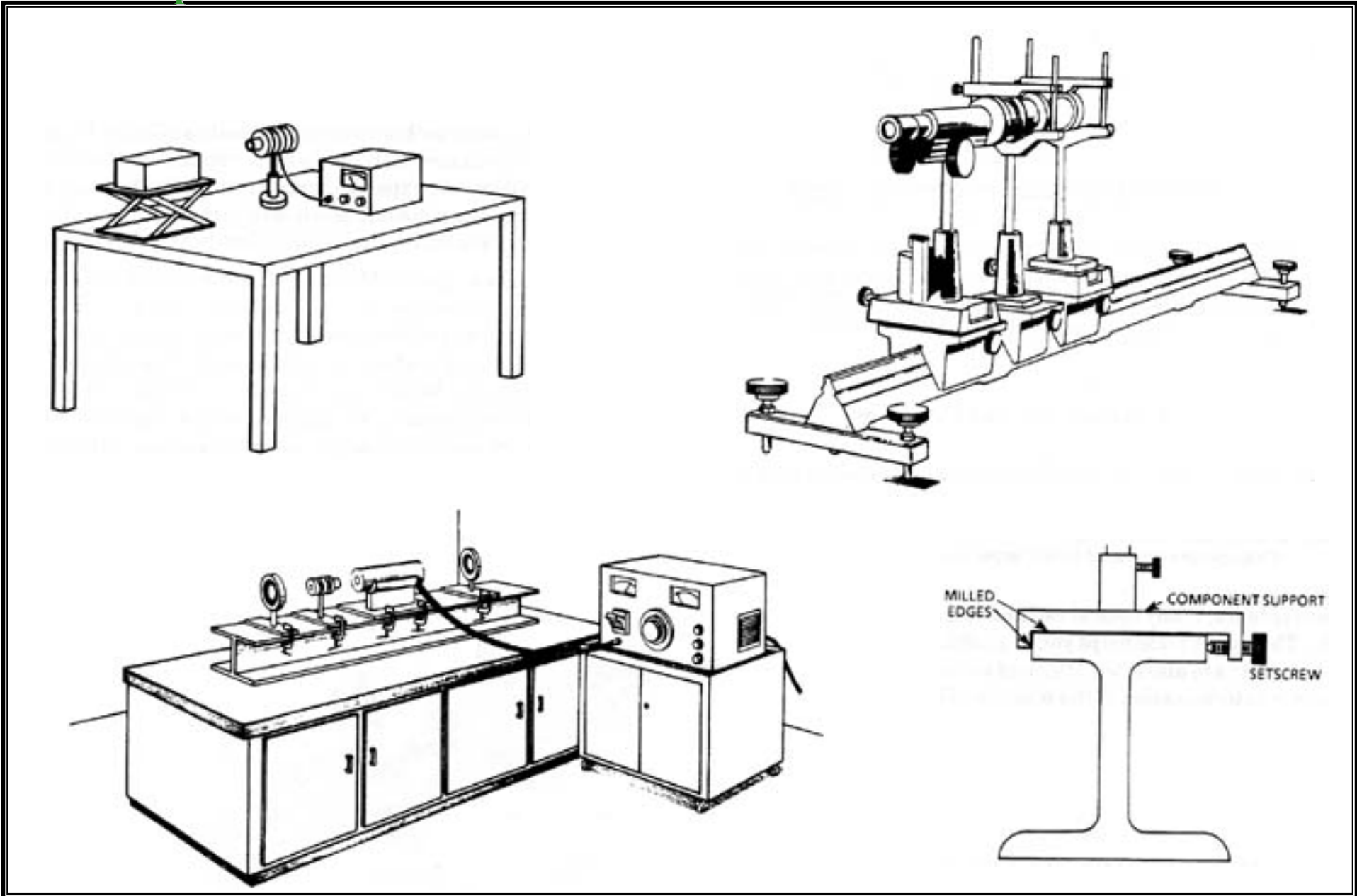
A diferença temporal de propagação entre o modo mais rápido e o modo mais lento após a distância L é dado por:

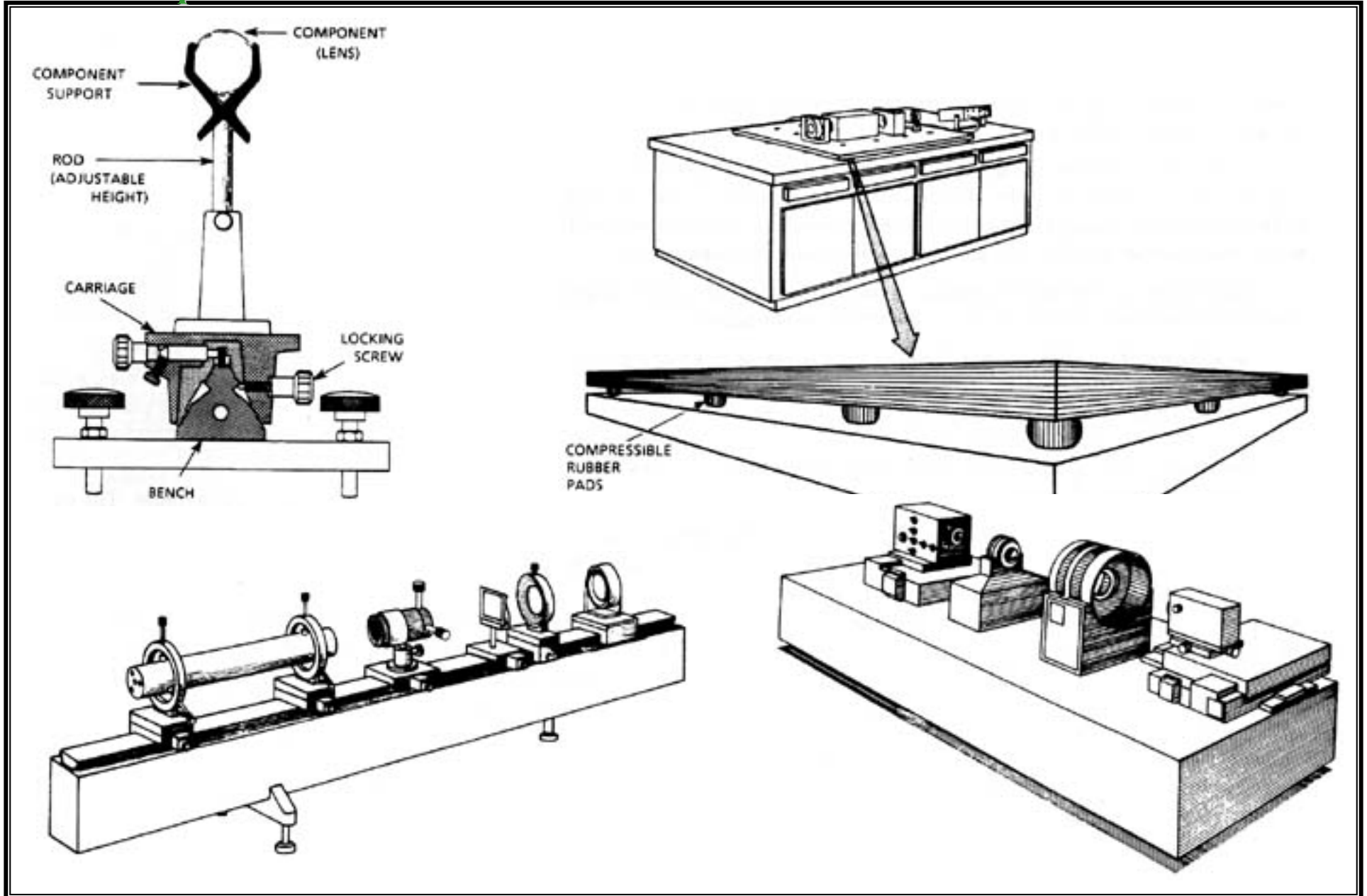
$$\Delta\tau = L/v_{gmin} - L/v_{gmax}$$

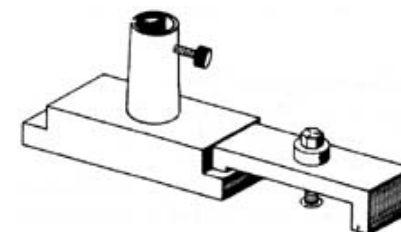
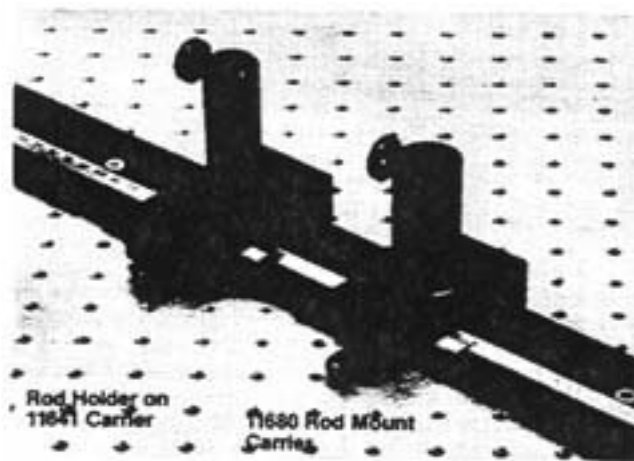
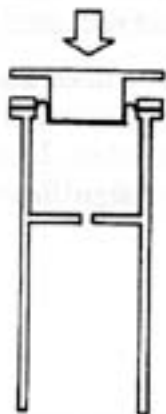
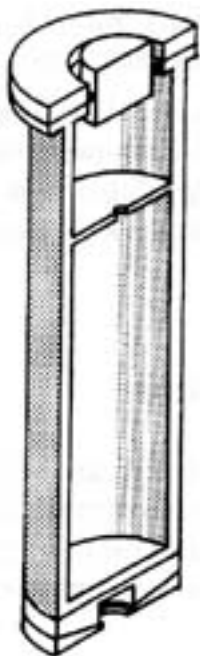
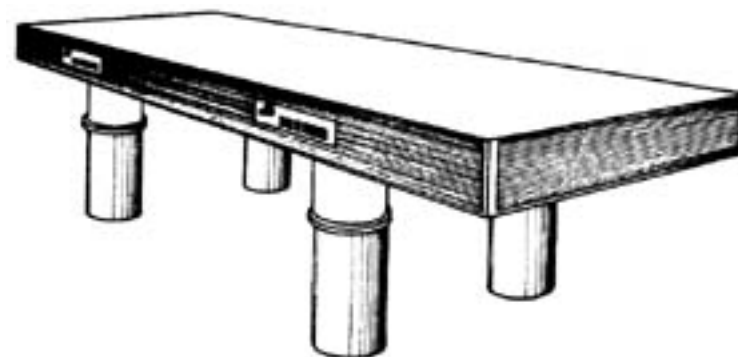
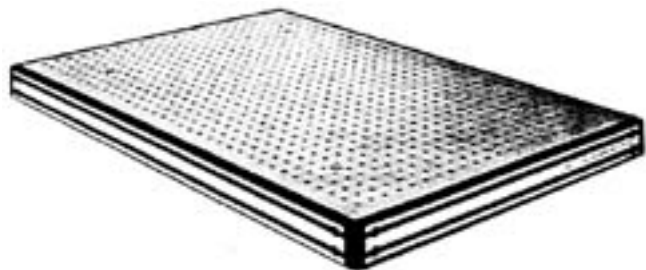
$$\Delta\tau/L \approx (n_1 - n_2)/c$$

Dispersão Intra-Modal



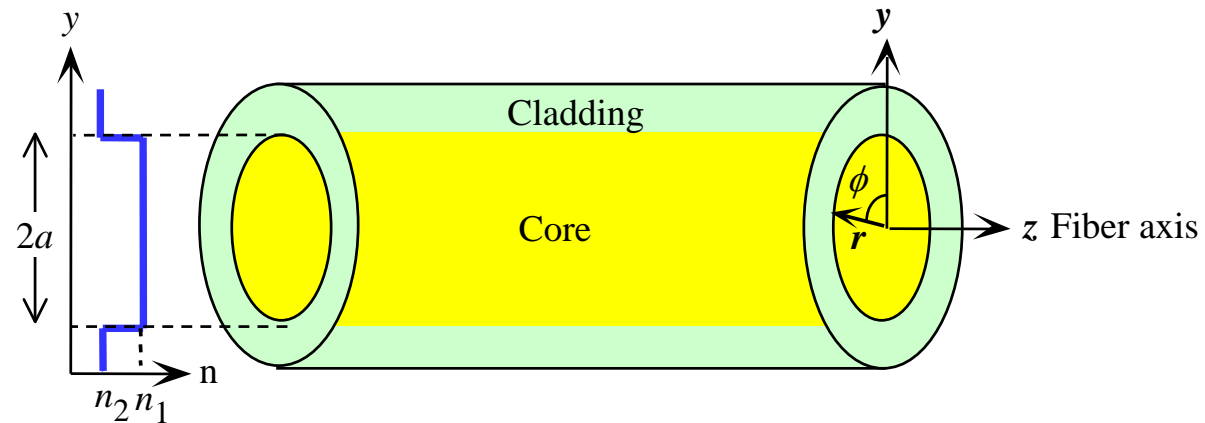






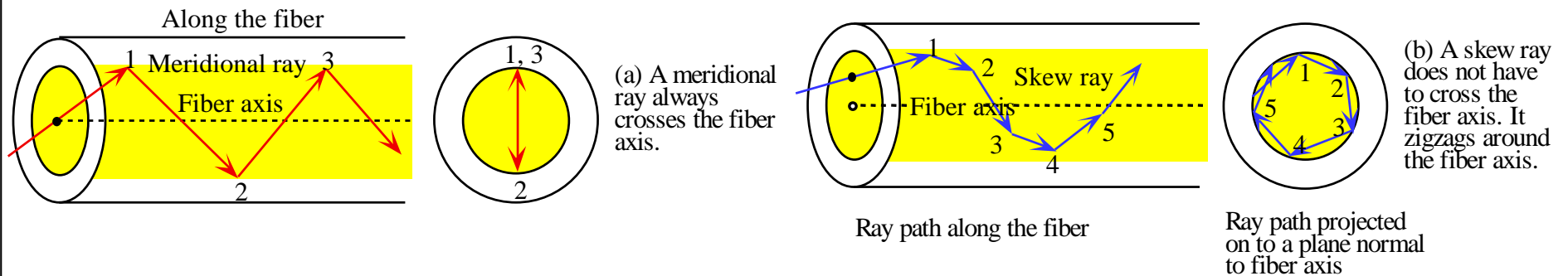


Fibras Ópticas “Step-Index”



A diferença de índices normalizada é definida como $\Delta = (n_1 - n_2) / n_1$.

Raios Meridionais e Raios “skew”



Modos em Fibras Ópticas “Step-Index”

Os modos guiados em fibras ópticas com índice em degrau e com $\Delta \ll 1$ (“weakly guiding fibers”) são geralmente visualizados como ondas propagantes quase linearmente polarizadas. Os respectivos campos eléctricos e magnéticos são perpendiculares entre si, e à direcção de propagação (de forma idêntica ao de uma onda plana, mas em que a magnitude dos campos não é constante no plano). Este modos são por isso designados modos **linearmente polarizados (LP)**.

Um modo LP_{lm} pode ser descrito por uma onda propagando-se ao longo de z , com forma

$$E_{LP}(y, z, t) = E_{lm}(r, \varphi) \exp[j(\omega t - \beta_{lm} z)]$$

o número V da fibra é dado por

$$V = ka \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} = ka \sqrt{(2n_1 n \Delta)},$$

onde

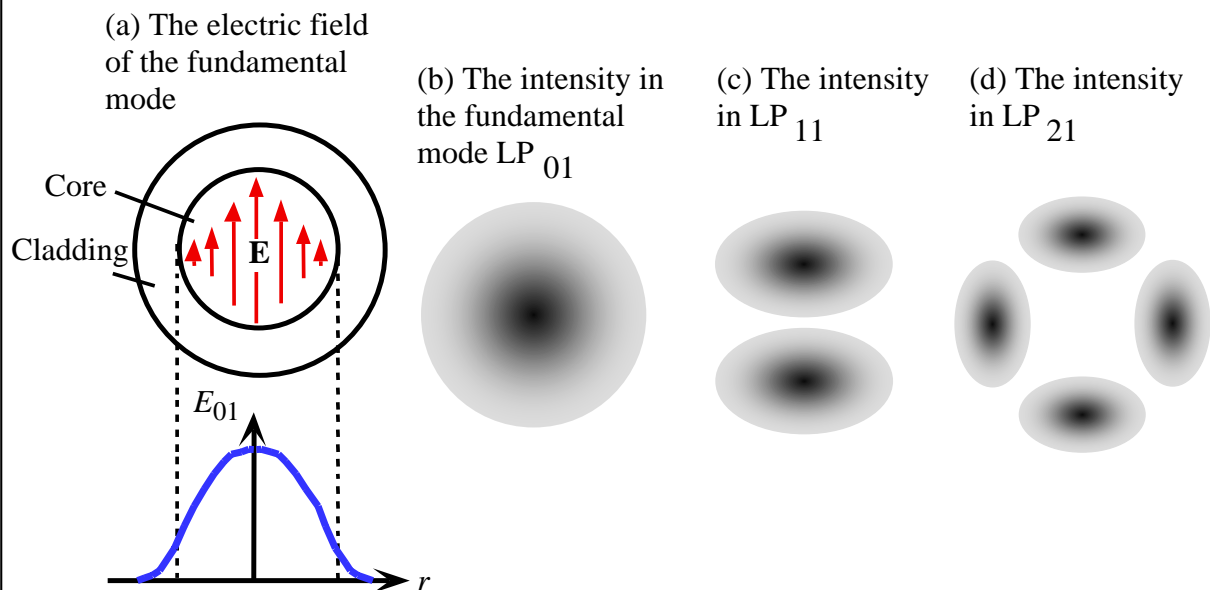
$$n = (n_1 + n_2)/2, \text{ e}$$

$$\Delta = (n_1 - n_2)/n_1 \approx (n_1^2 - n_2^2)/2n_1^2.$$

Uma fibra suporta apenas o modo LP_{01} , i.e., o modo fundamental, ao comprimento de onda da radiação λ_c , se

$$V = (2\pi a / \lambda_c) \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \leq 2.405.$$

Se $V \leq 2.405$ a fibra é monomodo.

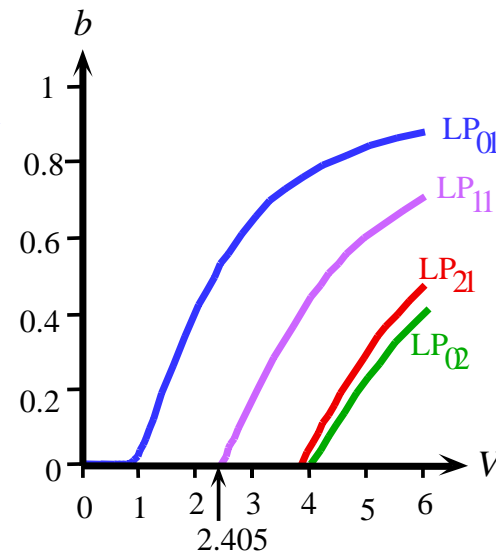


O número de modos M numa fibra com índice em degrau é dado por $M \approx V^2/2$.

A constante de propagação β_{lm} de um modo LP depende do diâmetro da fibra e do comprimento de onda da fonte. É, portanto, conveniente definir uma constante de propagação normalizada, b , que depende apenas do parâmetro V da fibra. Fazendo $k=2\pi/\lambda$,

$$b=[(\beta/k)^2 - n_2^2]/(n_1^2 - n_2^2).$$

O limite inferior, $b=0$, corresponde a $\beta=kn_2$, i.e., a onda propaga-se na bainha. O limite superior, $b=1$, corresponde a $\beta=kn_1$, i.e., propagação no núcleo.



Abertura Numérica

Da lei de Snell obtém-se: $\sin\alpha_{\max}/\sin(90^\circ - \theta_C) = n_1/n_0$.

Eliminando θ_C , verifica-se que:

$$\sin\alpha_{\max} = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}/n_0.$$

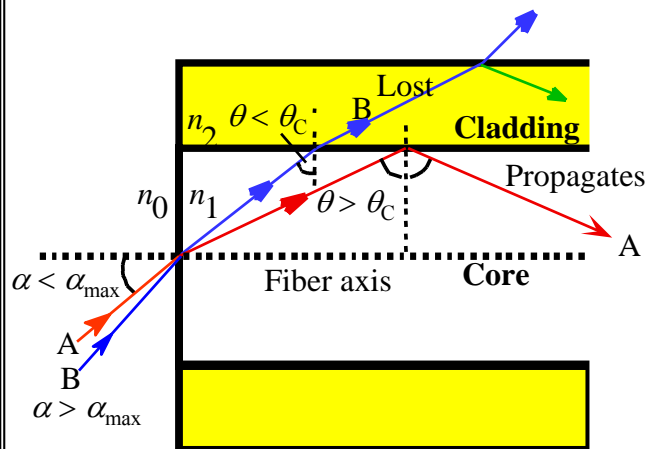
Define-se abertura numérica de uma fibra como: $NA = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$.

Em termos de NA , o ângulo de máxima aceitação, α_{\max} , é dado por:

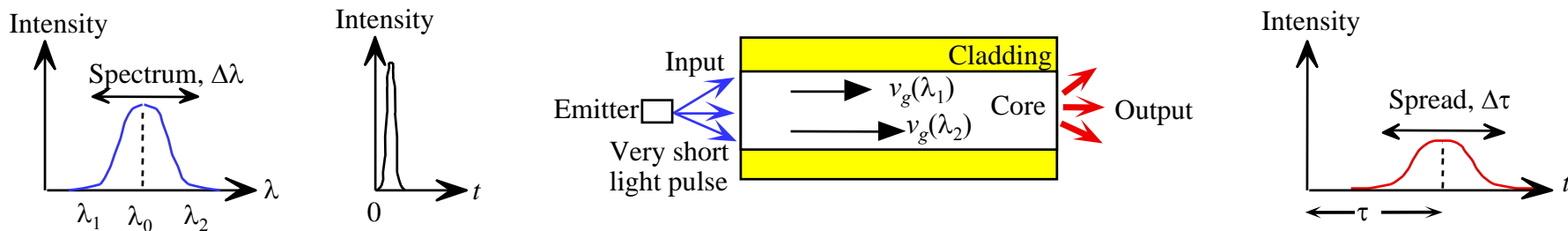
$$\sin\alpha_{\max} = NA/n_0.$$

O ângulo $2\alpha_{\max}$ é designado de ângulo total de aceitação. Este ângulo depende da abertura numérica da fibra e do índice de refração do meio “lançante”.

Pode-se escrever o número V da fibra como $V = (k=2\pi a/\lambda)NA$.



Dispersão em Fibras Ópticas Mono-Modo



Dispersão Material

$$\Delta\tau/L = |D_m| \Delta\lambda \quad D_m \approx -\lambda/c(d^2n/d\lambda^2)$$

Tempo de atraso do modo fundamental

$$\tau_g = 1/v_g = d\beta_{01}/d\omega$$

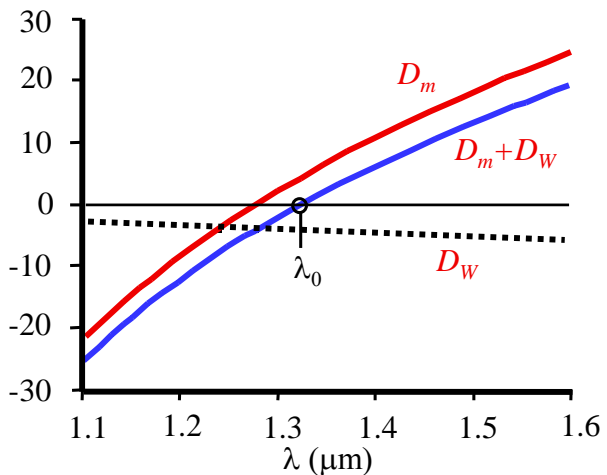
Dispersão do Guias de Onda

$$\Delta\tau/L = |D_w| \Delta\lambda \quad D_w \approx 1.984 N_{g2} (2\pi a)^2 2cn_2^2$$

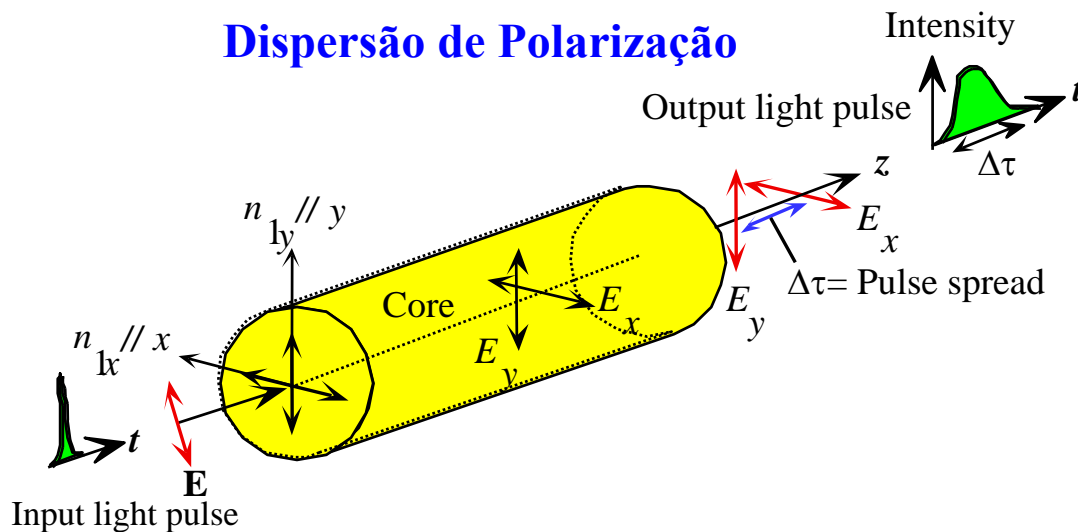
Dispersão Total ou Dispersão Cromática

$$\Delta\tau/L = |D_m + D_w| \Delta\lambda$$

Dispersion coefficient (ps km⁻¹ nm⁻¹)



Dispersão de Polarização



Dispersão de Perfil

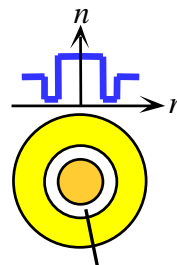
$$\Delta\tau/L = |D_p| \Delta\lambda$$

Em geral, $D_p \neq 0$ porque $\Delta n = f(\lambda)$.

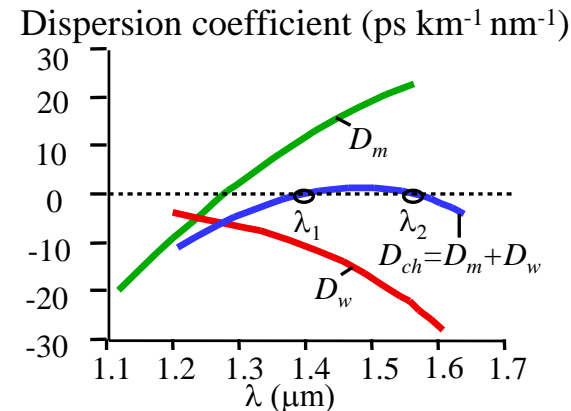
Dispersão Total

$$D_{ch} = D_m + D_w + D_p$$

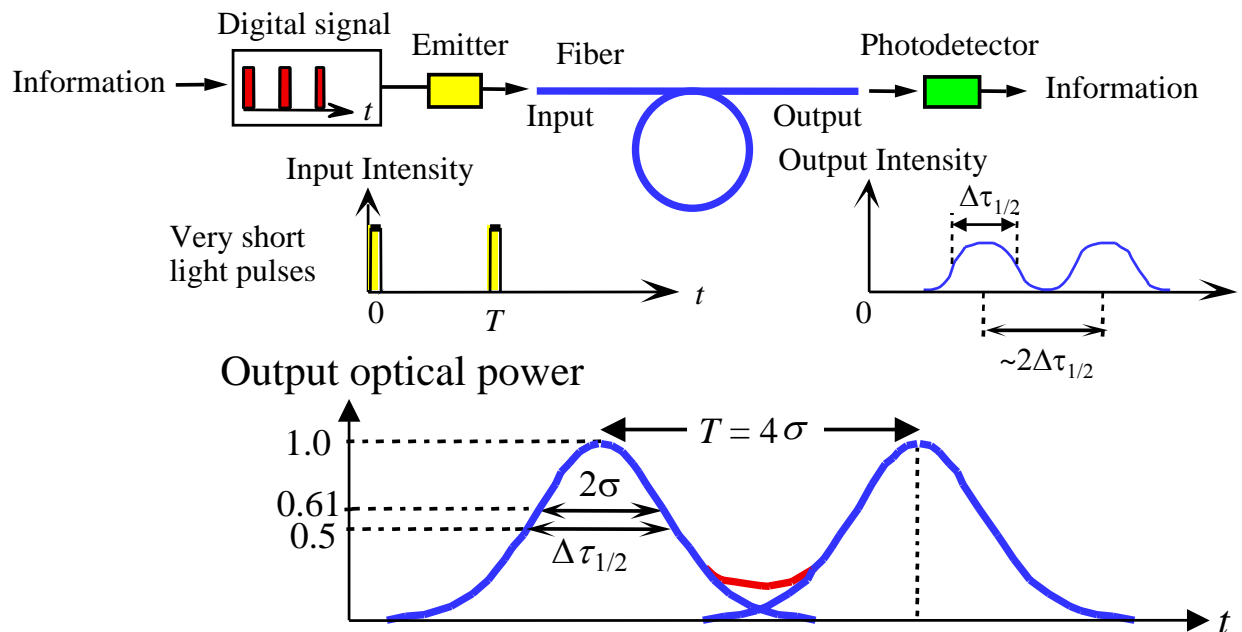
Fibras de Dispersão Plana



Thin layer of cladding with a depressed index



Taxa de Transmissão e Dispersão



$$B \approx 0.5 / \Delta\tau_{1/2}$$

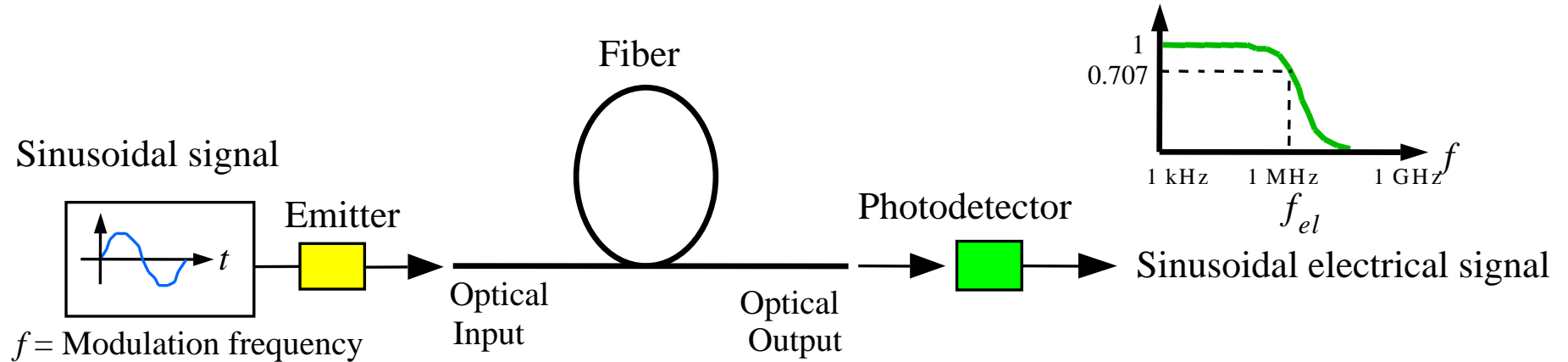
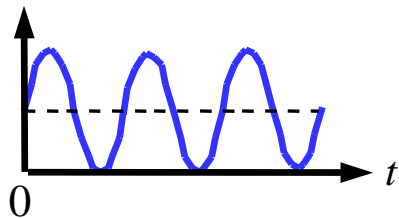
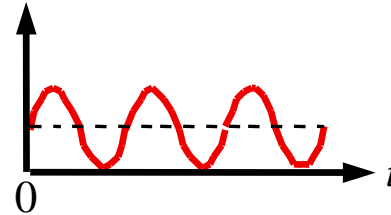
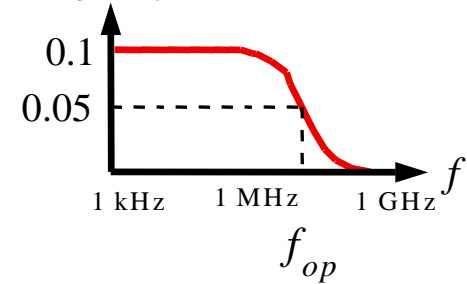
$$B \approx 0.25 / \sigma$$

$$BL \approx 0.25L / \sigma = 0.25 / (|D_{ch}| \sigma_\lambda)$$

$$\sigma^2 = \sigma_{intermodal}^2 + \sigma_{intramodal}^2$$

Largura de Banda Eléctrica e Largura de Banda Óptica

Electrical signal (photocurrent)

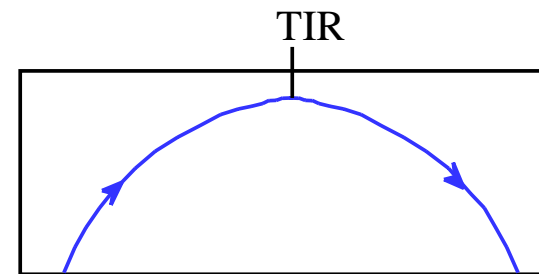
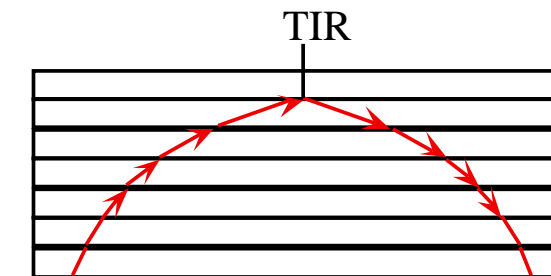
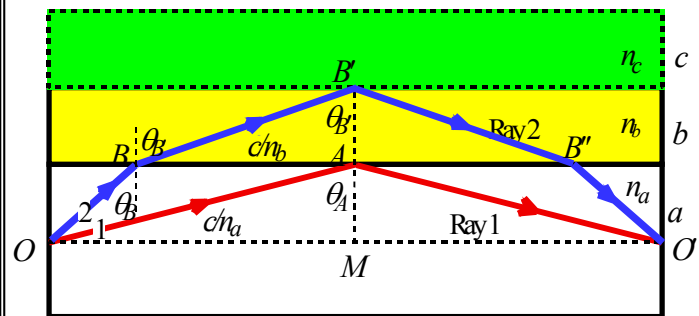
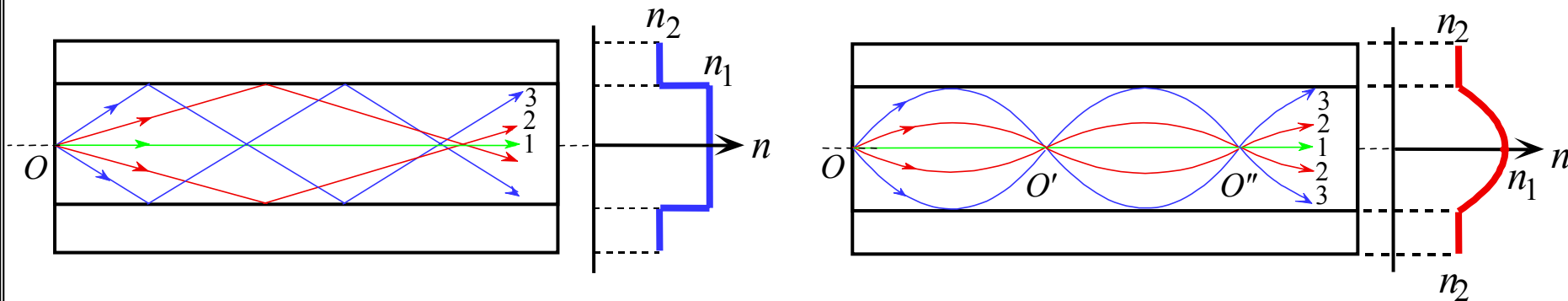
 $P_i = \text{Input light power}$  $P_o = \text{Output light power}$  P_o / P_i 

$$f_{op} > f_{el}$$

No caso de dispersão gaussiana,

$$f_{op} \approx 0.75B \approx 0.19/\sigma$$

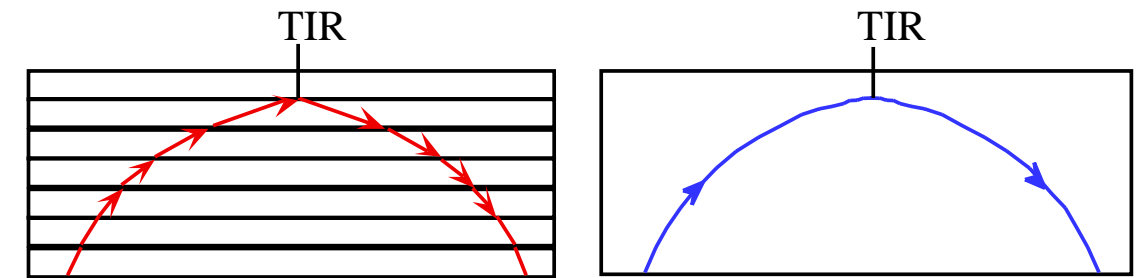
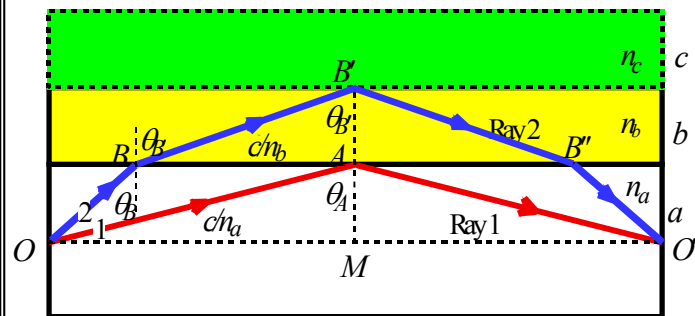
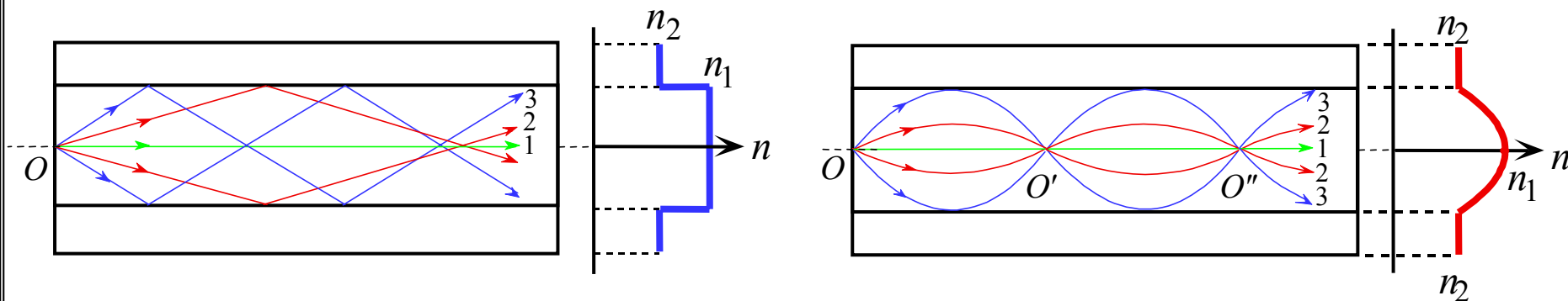
Fibras Ópticas de Índice Gradual



n decreases step by step from one layer to next upper layer; very thin layers.

Continuous decrease in n gives a ray path changing continuously

Fibras Ópticas de Índice Gradual (graded index (GRIN) fibers)



n decreases step by step from one layer to next upper layer; very thin layers. Continuous decrease in n gives a ray path changing continuously

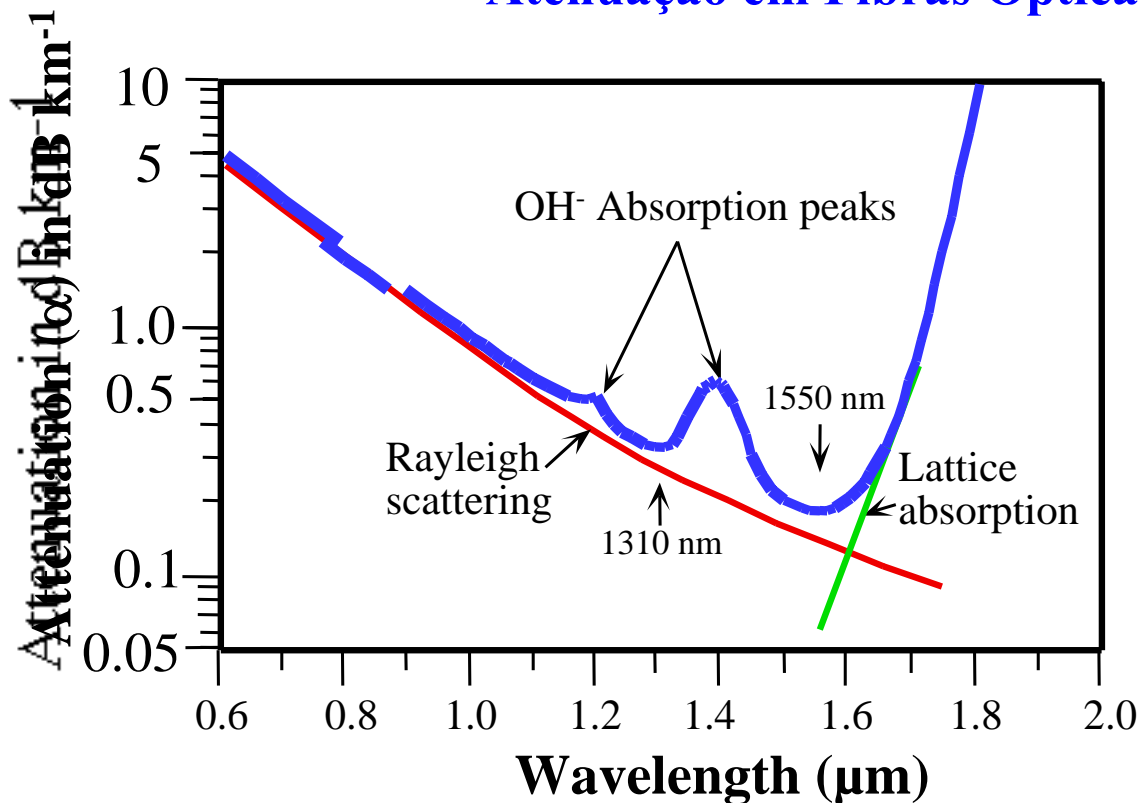
$$n = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta(r/a)^\gamma}, \quad r < a$$

$$n = n_2, \quad r = a$$

A dispersão modal é mínima para $\gamma = (4 + 2\Delta) / (2 + 3\Delta) \approx 2(1 - \Delta) \approx 2$ com $\Delta \ll 1$.

Numa fibra com perfil de índice otimizado, a dispersão modal é dada por: $\sigma_m \approx \frac{n_1}{20\sqrt{3}c} \Delta^2 L$

Atenuação em Fibras Ópticas



Coeficiente de atenuação :

$$\alpha = -\frac{1}{P} \frac{dP}{dx}$$

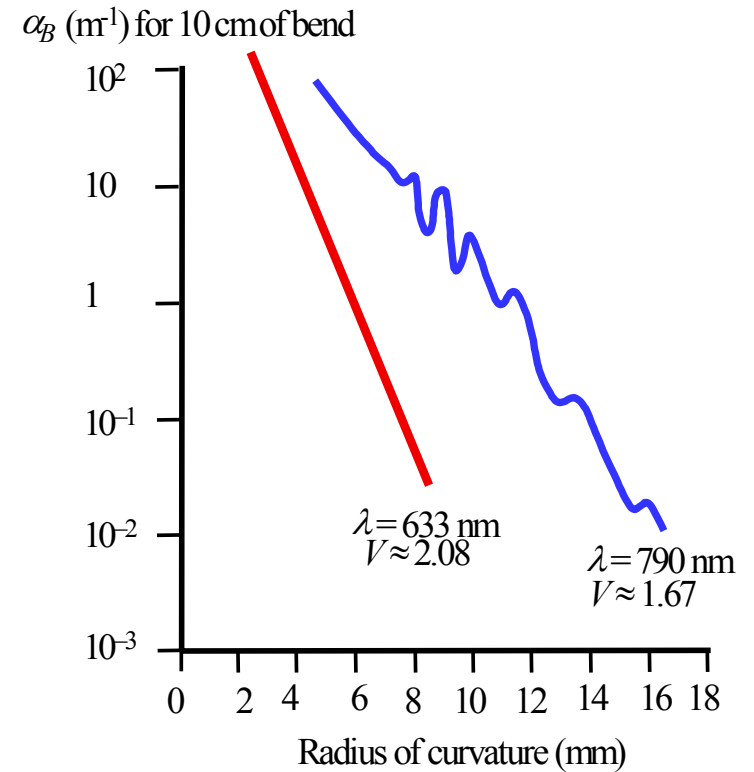
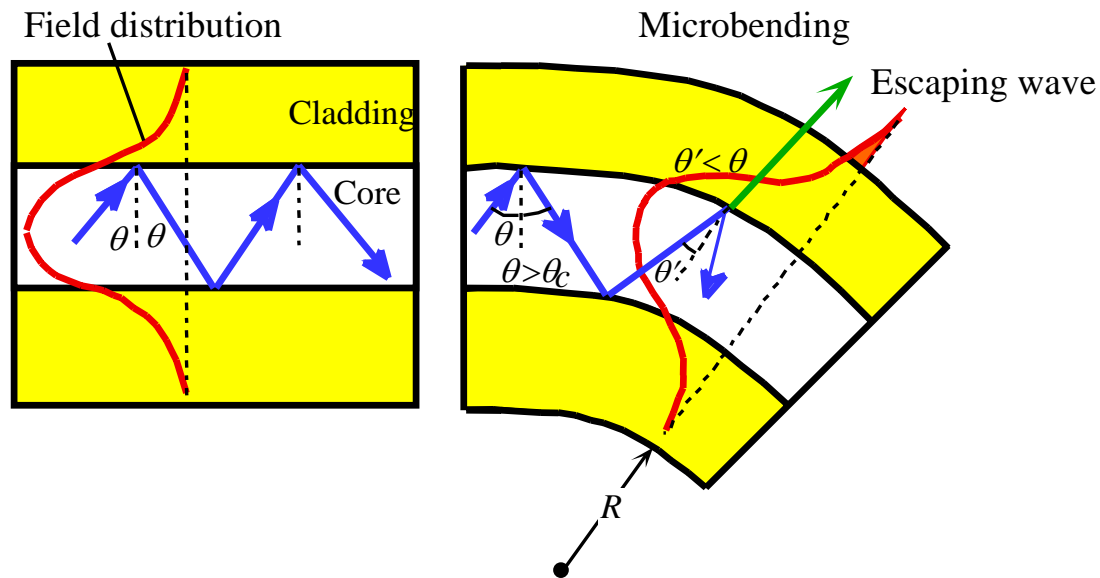
Integrando obtém-se :

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \left[\frac{P_{in}}{P_{out}} \right]$$

$$P_{out} = P_{in} \exp(-\alpha L)$$

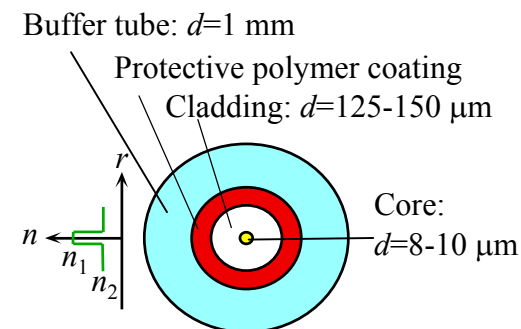
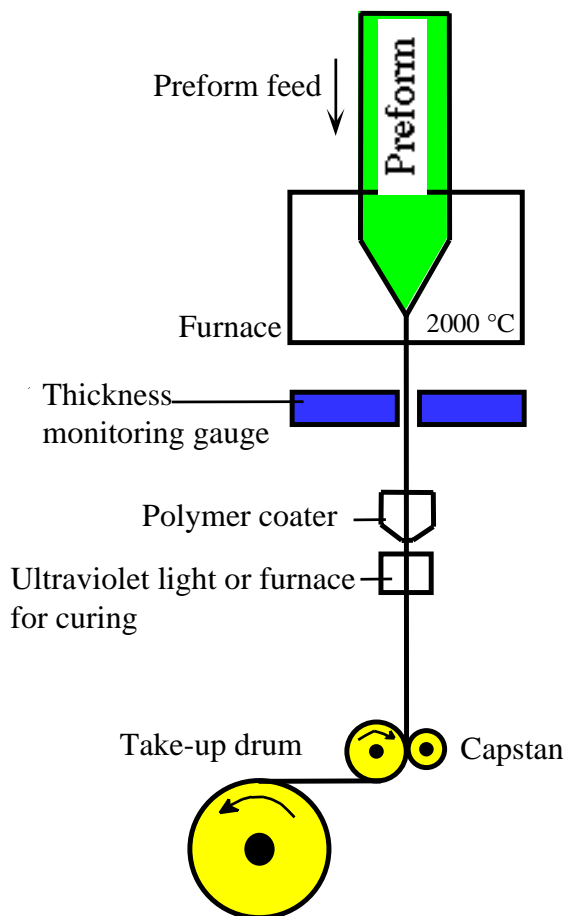
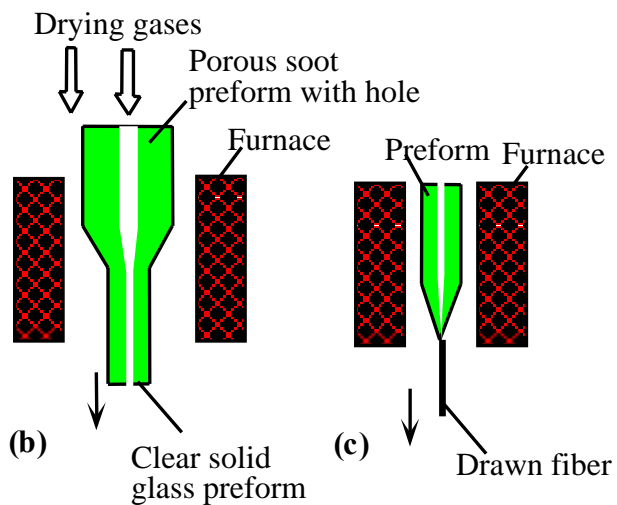
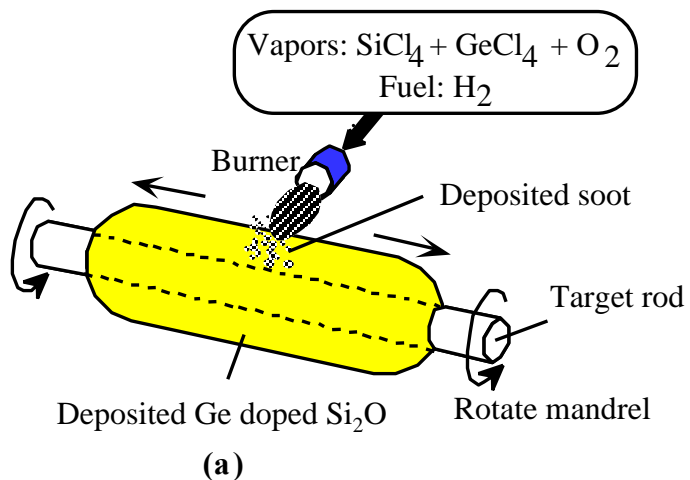
$$\alpha_{dB} = \frac{1}{L} 10 \log \left(\frac{P_{in}}{P_{out}} \right) = \frac{10}{\ln(10)} \alpha = 4.34 \alpha$$

Perdas em Fibras Ópticas Induzidas por Curvatura



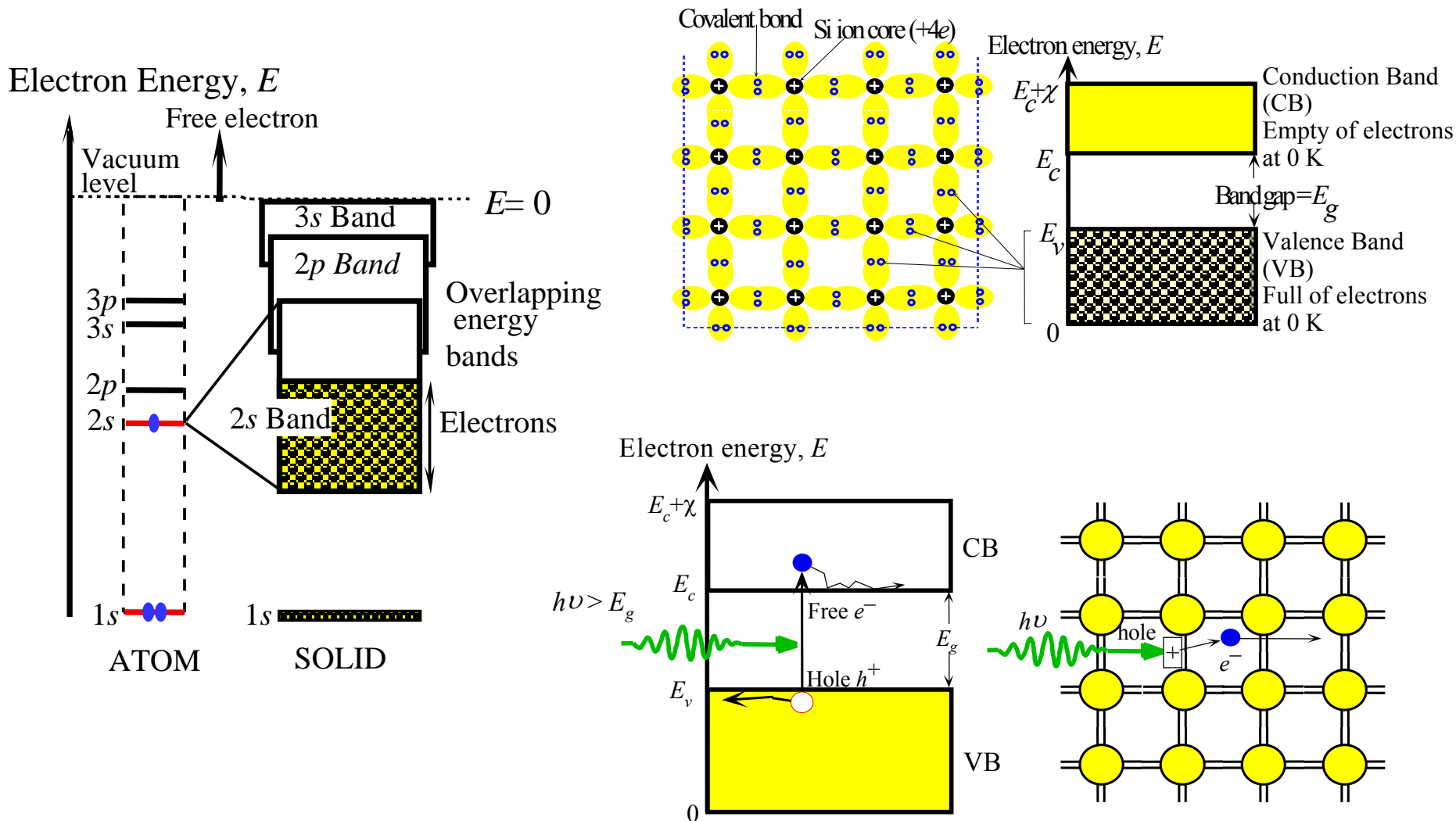
Fabricação da Fibra

Outside Vapor Deposition

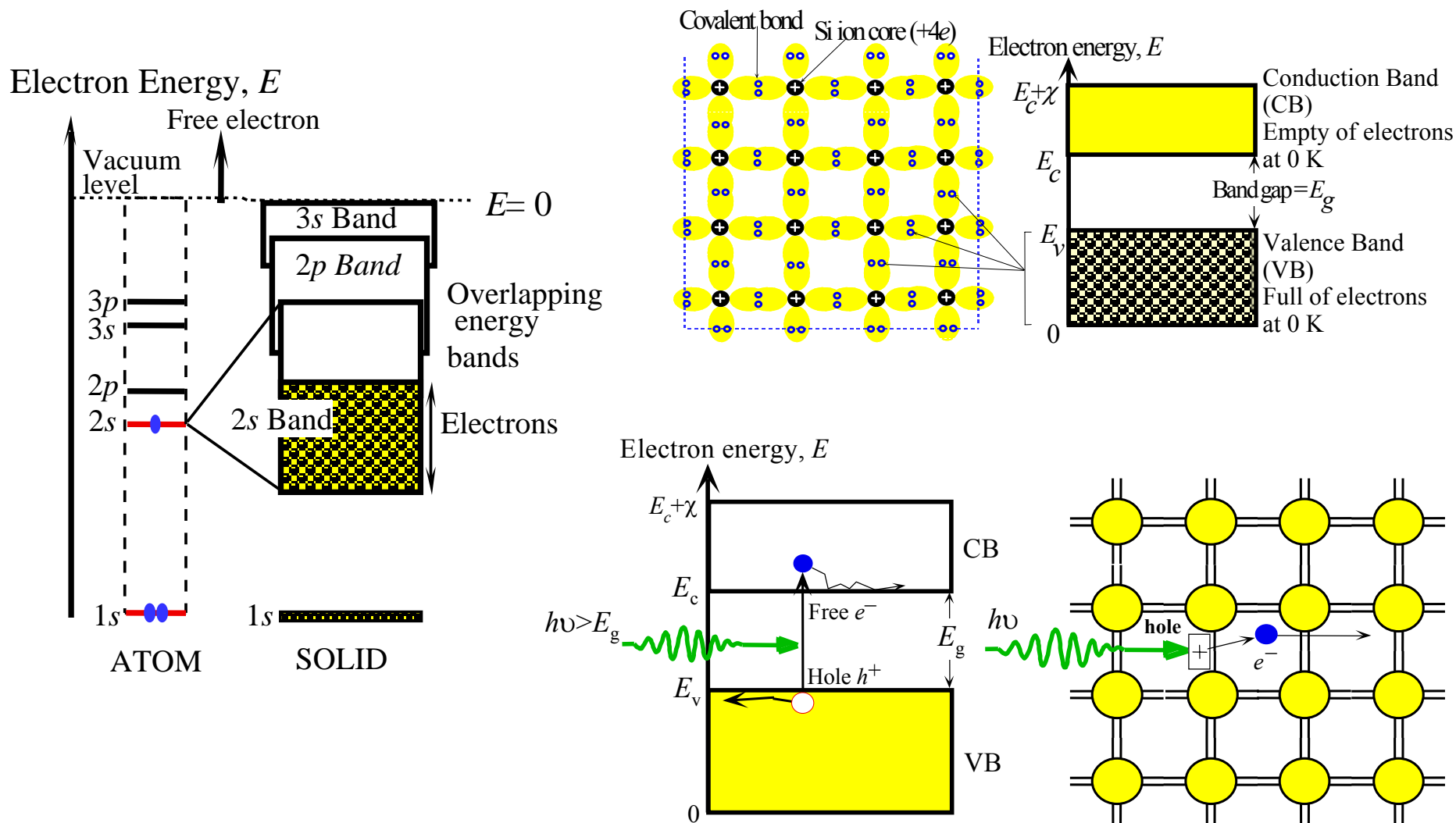


The cross section of a typical single-mode fiber with a tight buffer tube. (d =diameter)

Semicondutores

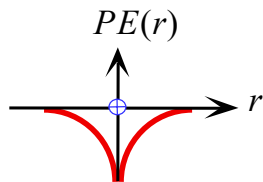


Bandas de Energia em Semicondutores

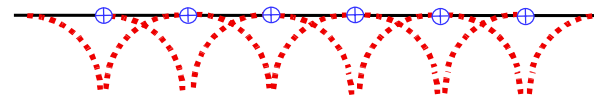


Semicondutores

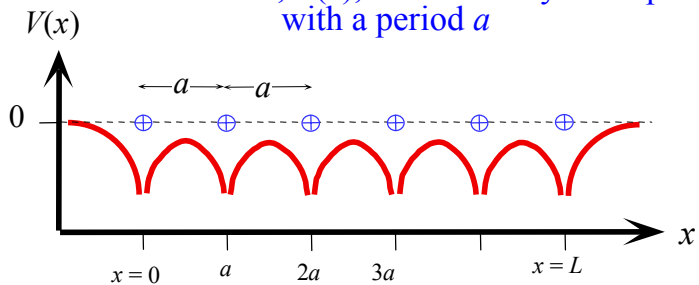
Potential energy (PE) of the electrons around an isolated atom



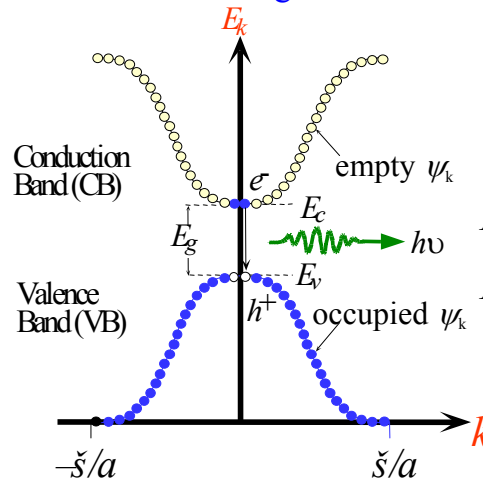
When N atoms are arranged to form the crystal then there is an overlap of individual electron PE functions.



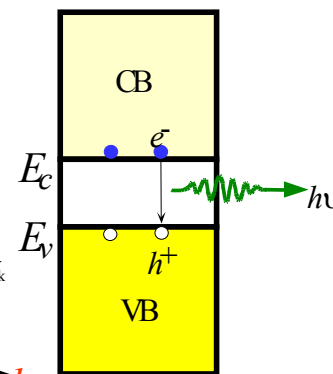
PE of the electrons, $V(x)$, inside the crystal is periodic with a period a



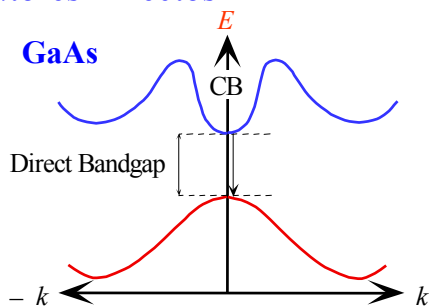
The $E-k$ Diagram



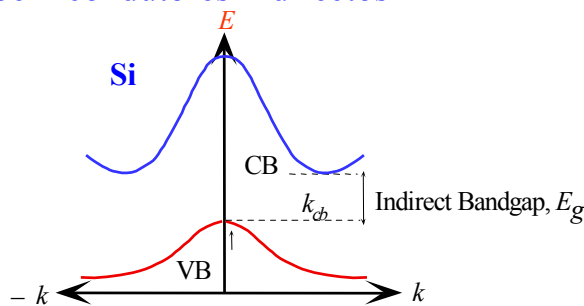
The Energy Band Diagram



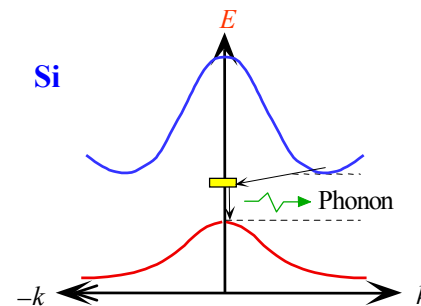
Semicondutores Directos



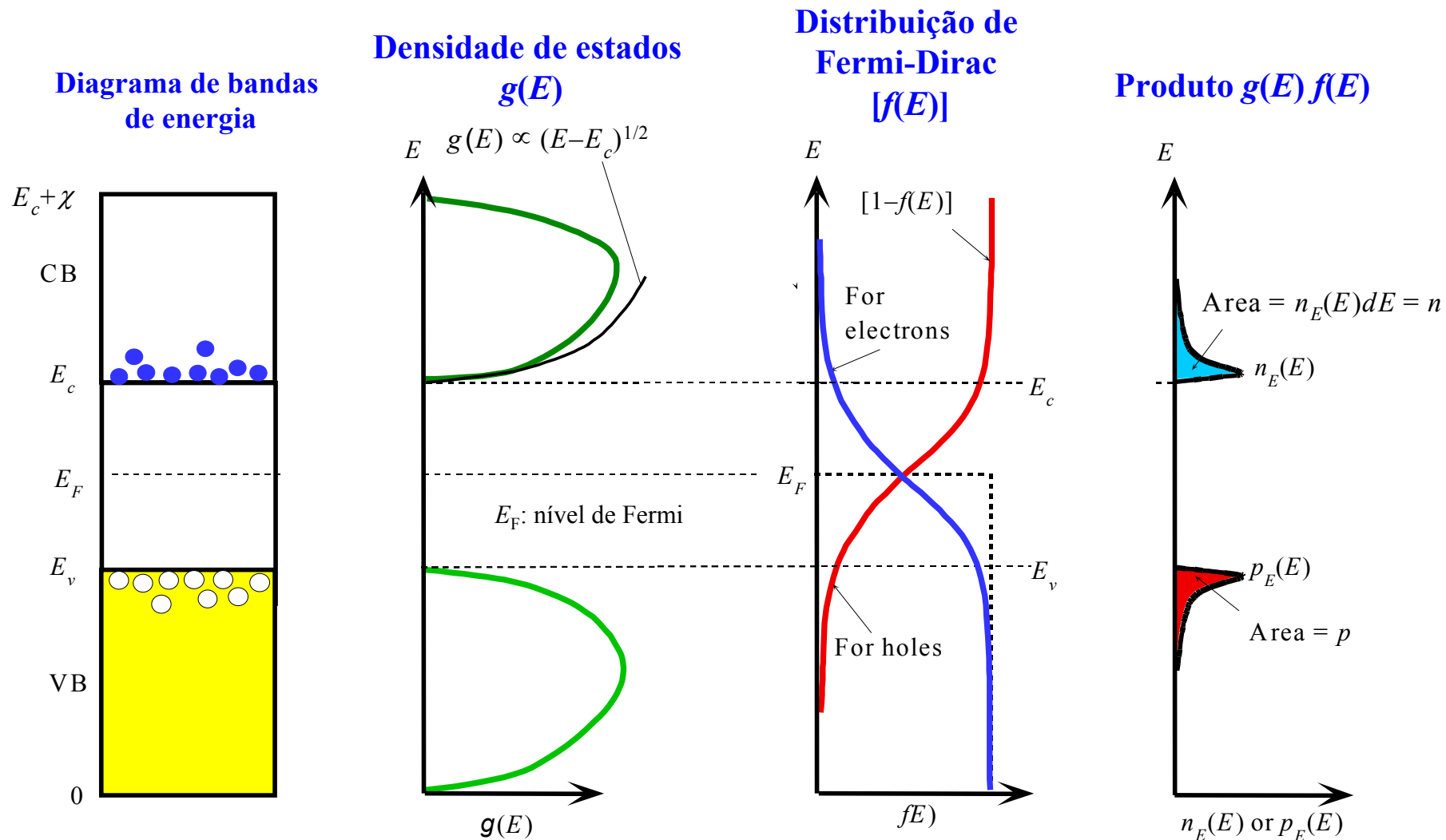
Semicondutores Indirectos



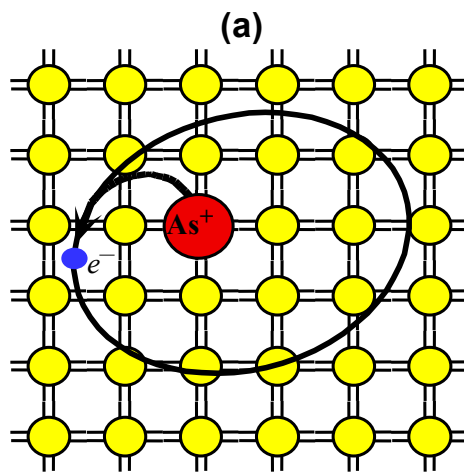
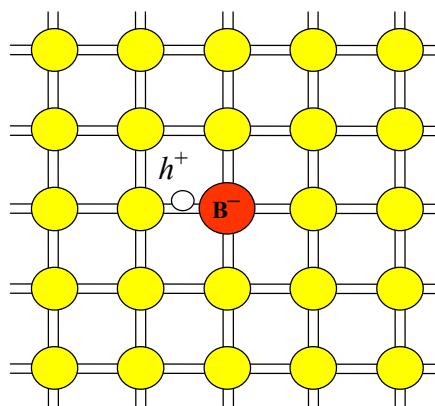
Si com o centros de recombinação



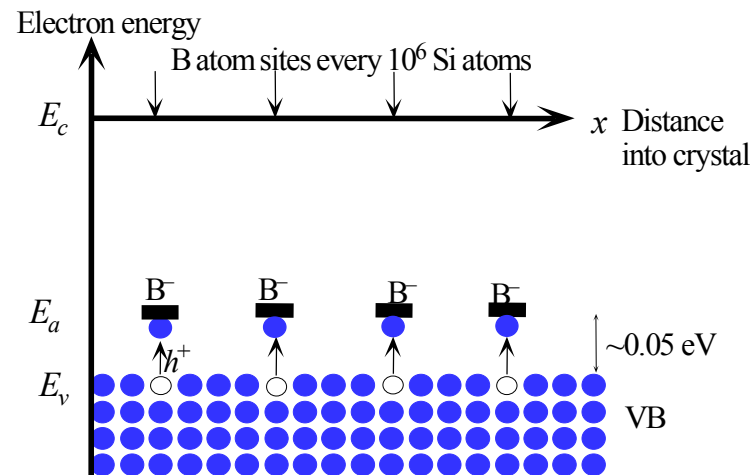
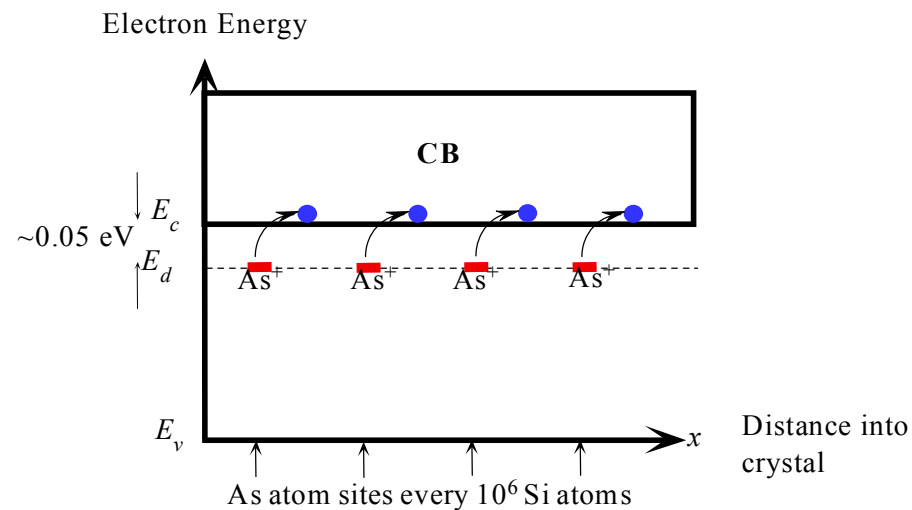
Densidade de Estados, Distribuição de Fermi-Dirac e Nível de Fermi



Semicondutores Extrínsecos

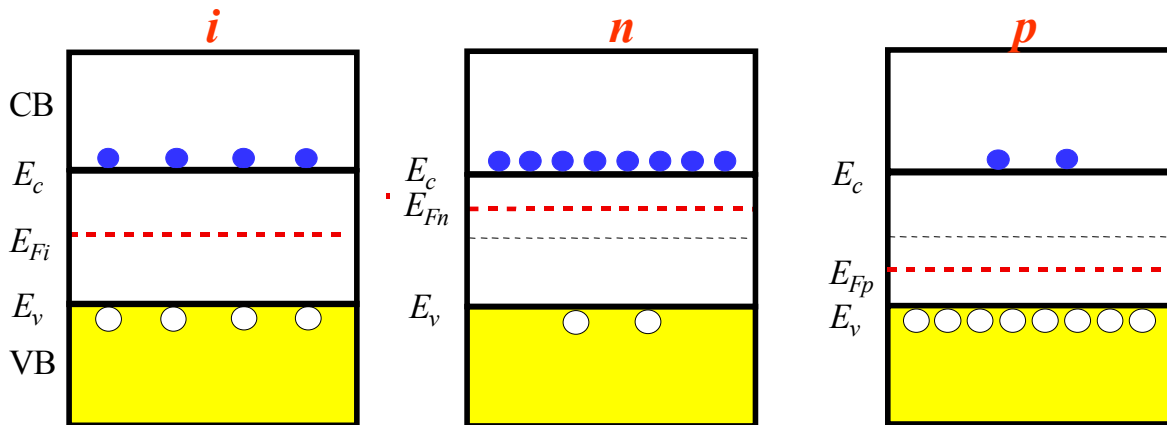
 n Si p Si

(b)



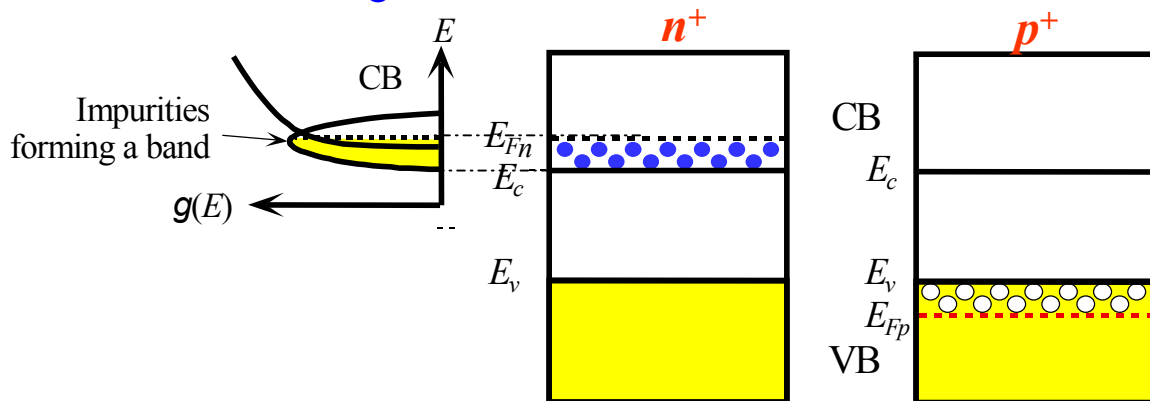
Semicondutores Tipo *n* e Tipo *p*. Efeito de um Campo Eléctrico.

Bandas de energia: *i*, *n*, *p*

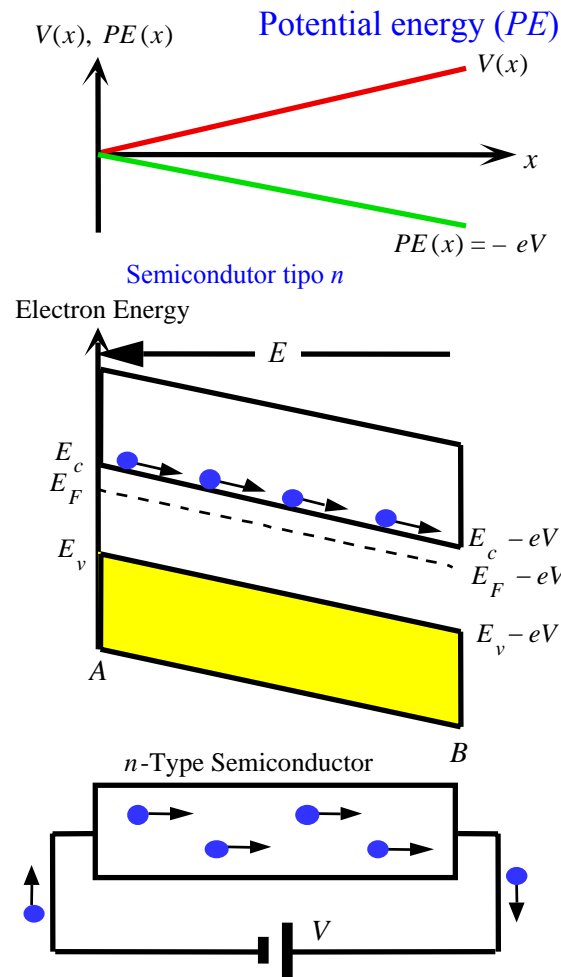


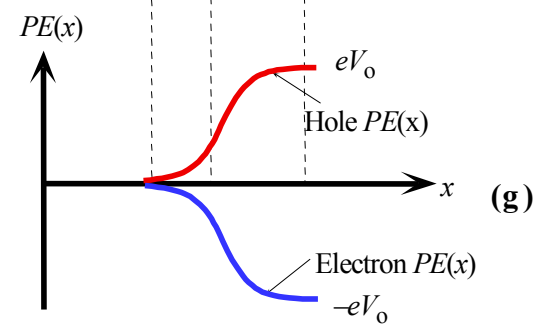
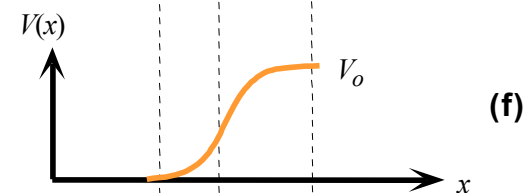
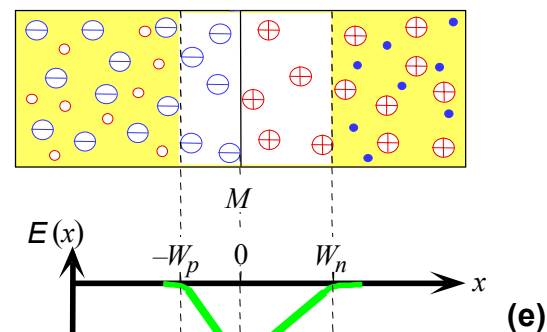
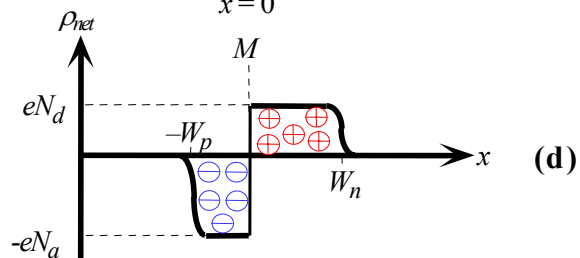
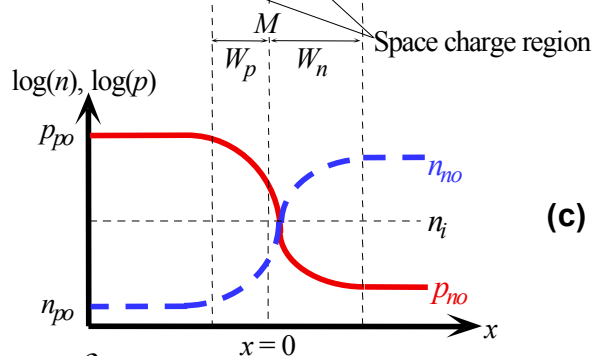
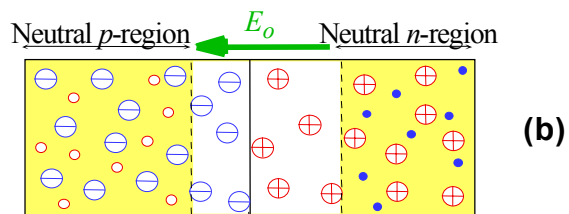
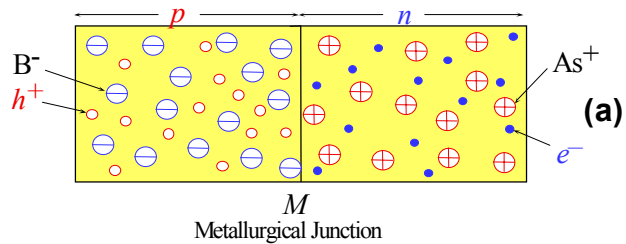
Lei da acção das massas: $n_i = np$

Semicondutores degenerados

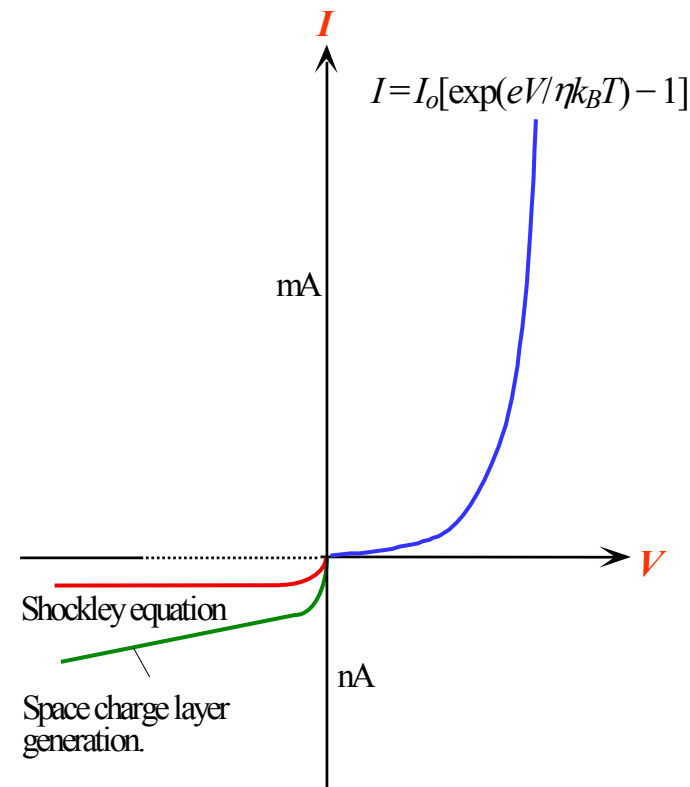
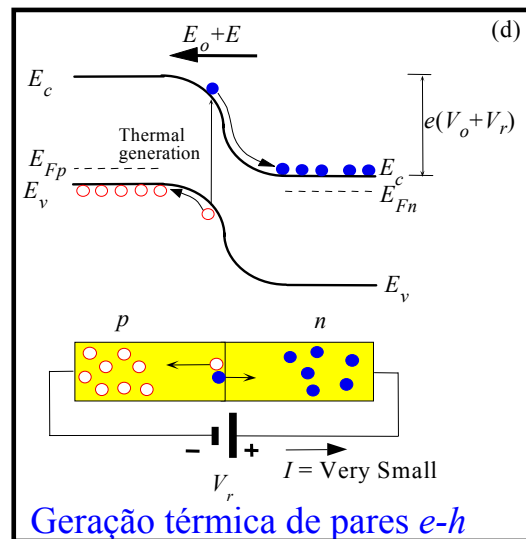
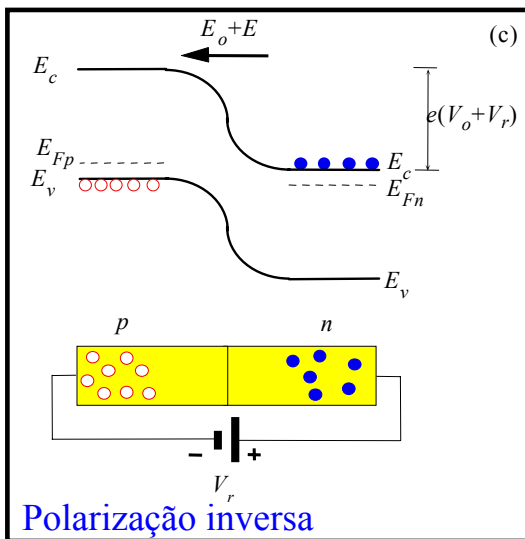
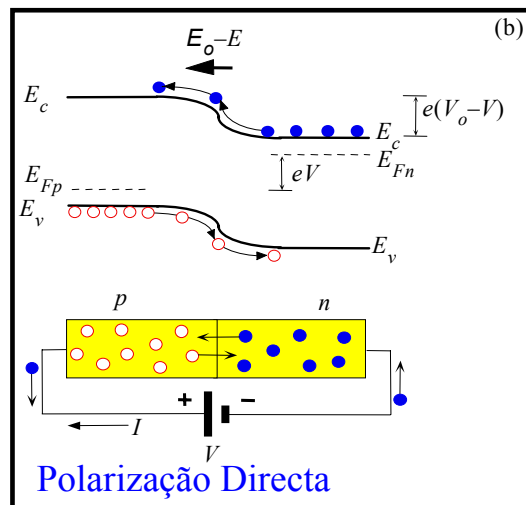
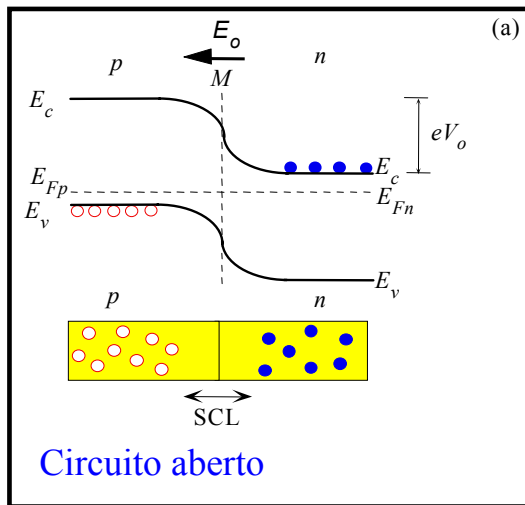


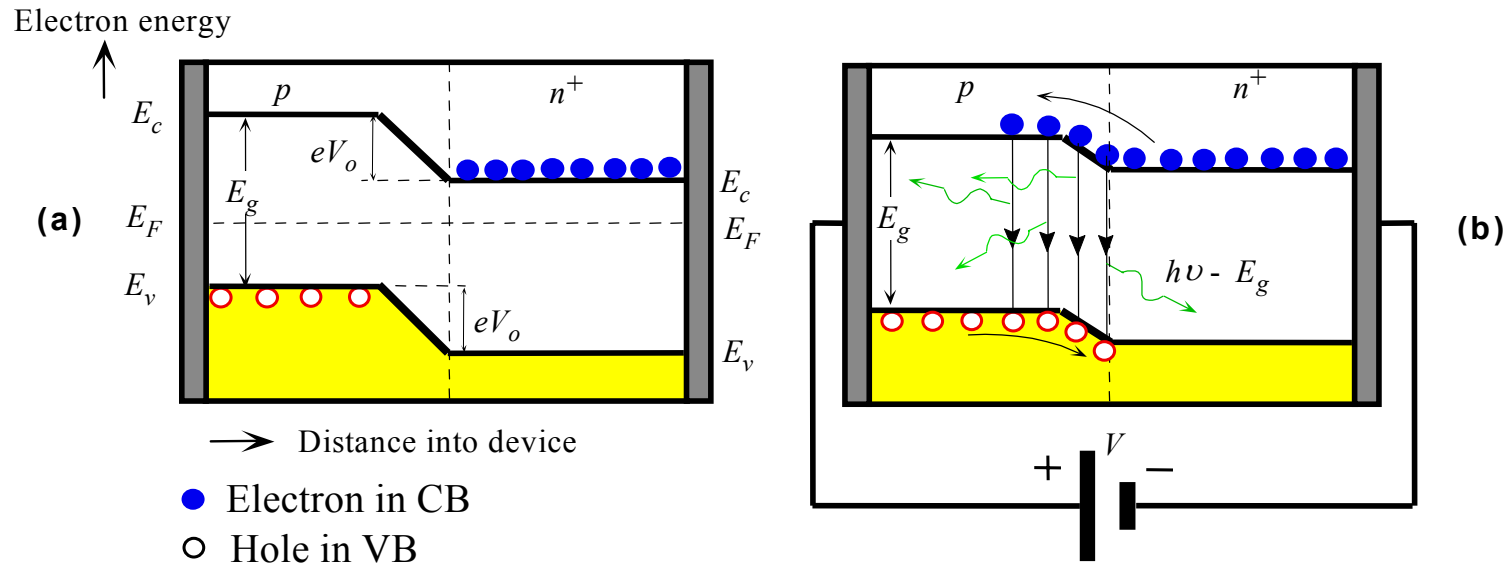
Efeito da aplicação de um campo eléctrico



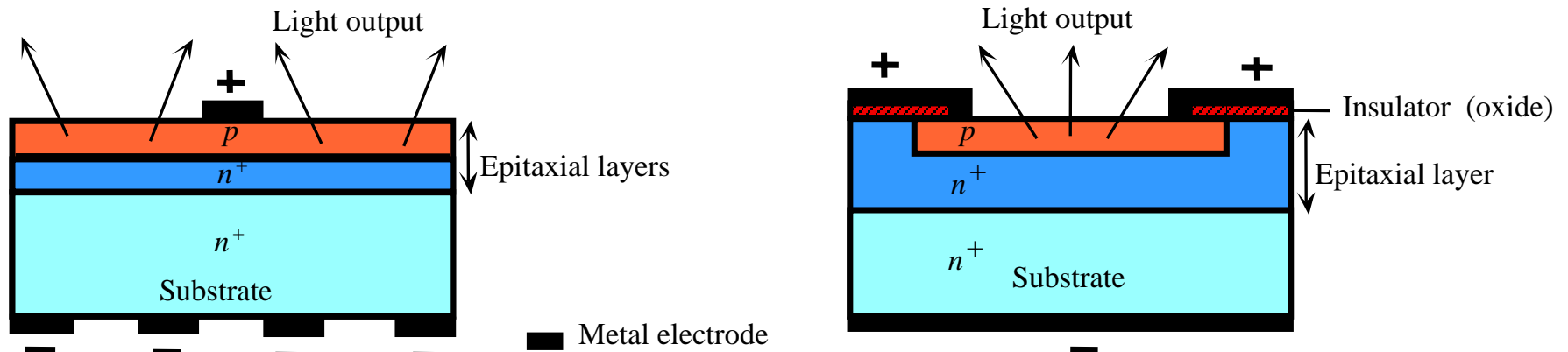
Propriedades da Junção *pn*

Diagramas de Bandas de Energia de Junções p-n

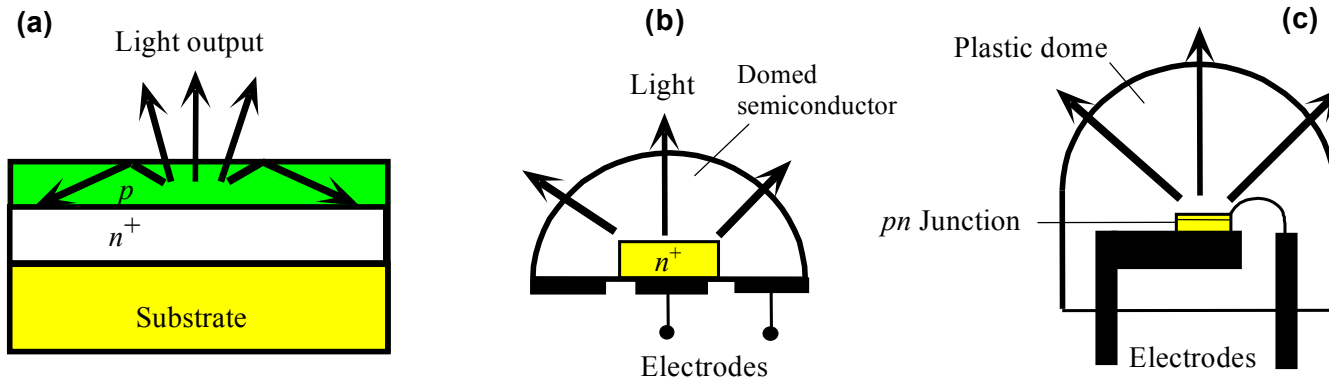


Diagramas de Bandas de Energia de Junções $p-n^+$ 

Díodos Emissores de Luz Planares



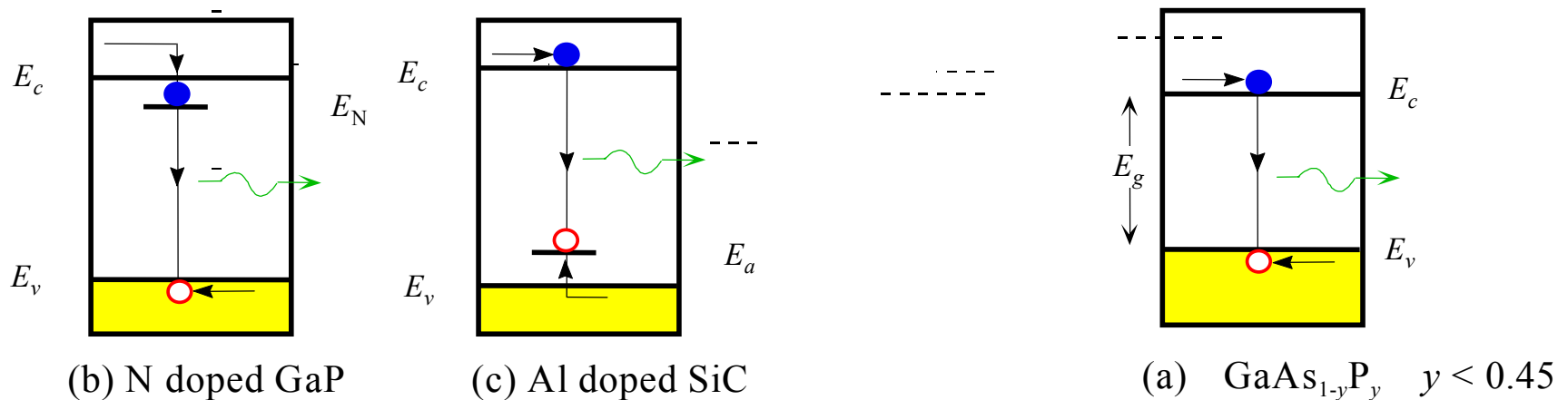
Encapsulamento de LEDs



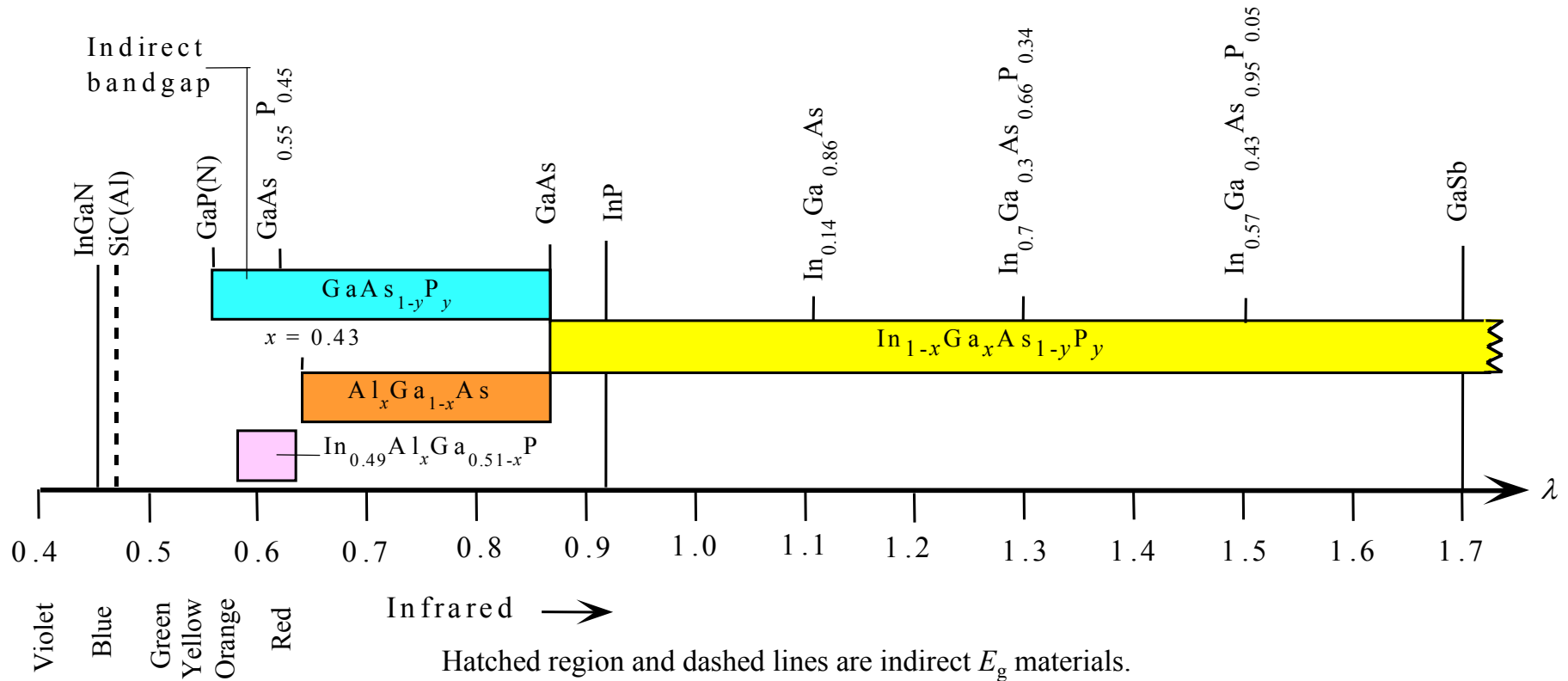
Materiais para LEDs

O GaP intrínseco é um semiconductor indirecto: a dopagem cria centros de recombinação directos.

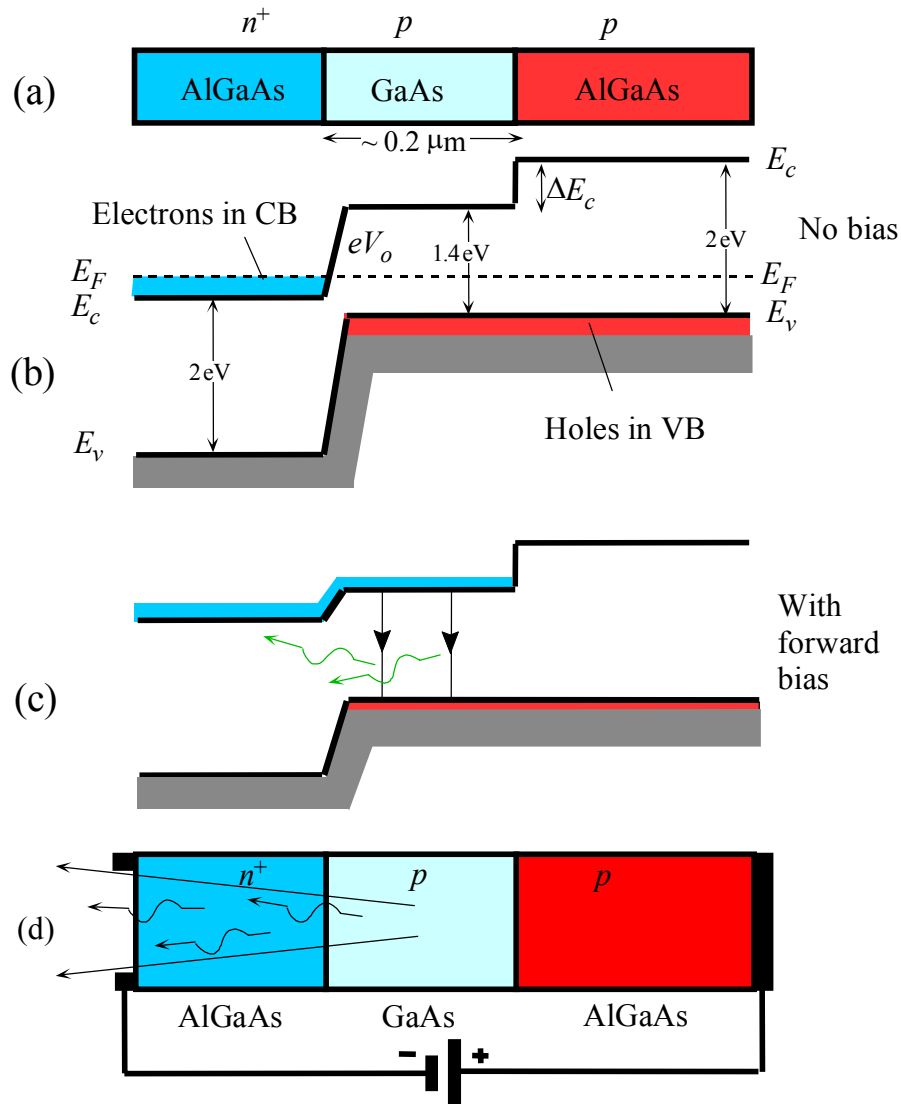
Emissão de fótons em semicondutores de banda proibida directa.



Free space wavelength coverage by different LED materials from the visible spectrum to the infrared including wavelengths used in optical communications.



LEDs de Dupla Junção



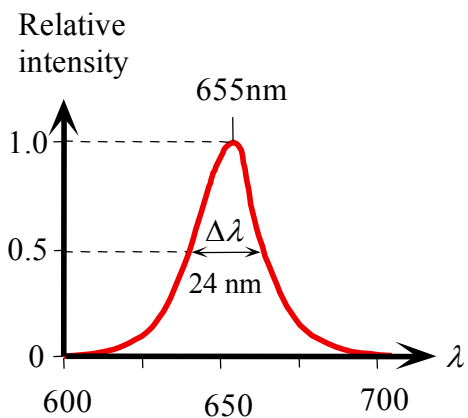
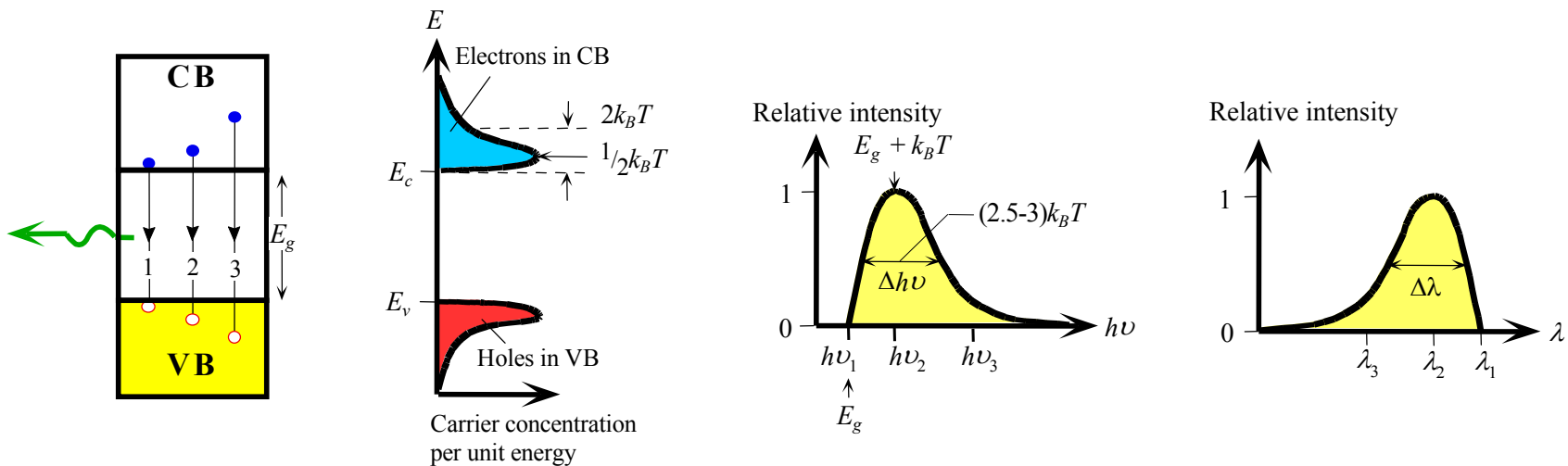
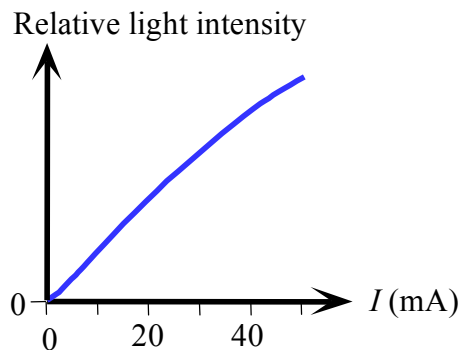
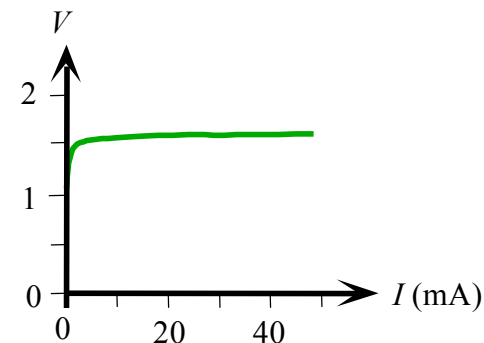
(a) A double heterostructure diode has two junctions which are between two different bandgap semiconductors (GaAs and AlGaAs)

(b) A simplified energy band diagram with exaggerated features. E_F must be uniform.

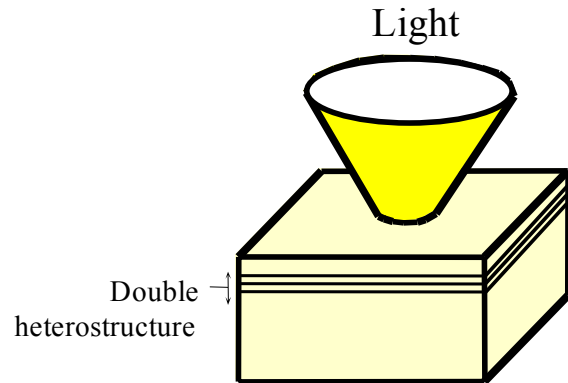
(c) Forward biased simplified energy band diagram.

(d) Forward biased LED. Schematic illustration of photons escaping reabsorption in the AlGaAs layer and being emitted from the device.

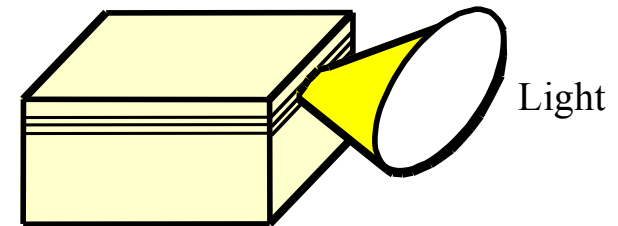
Características dos LEDs

Característica $L-I$ Característica $V-I$ 

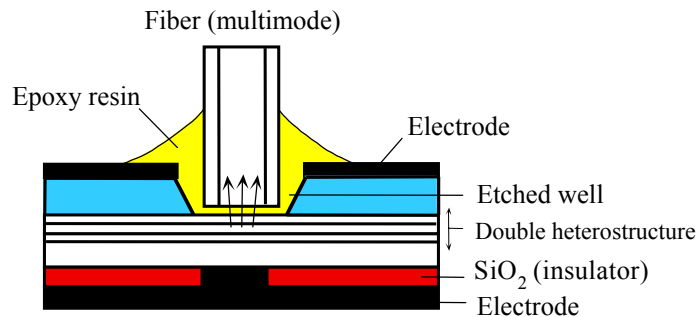
LEDs para Comunicação por Fibra Óptica



(a) Surface emitting LED

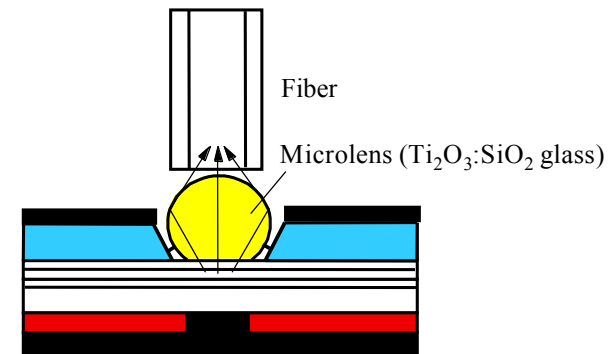


(b) Edge emitting LED



(a)

Light is coupled from a surface emitting LED into a multimode fiber using an index matching epoxy. The fiber is bonded to the LED structure.

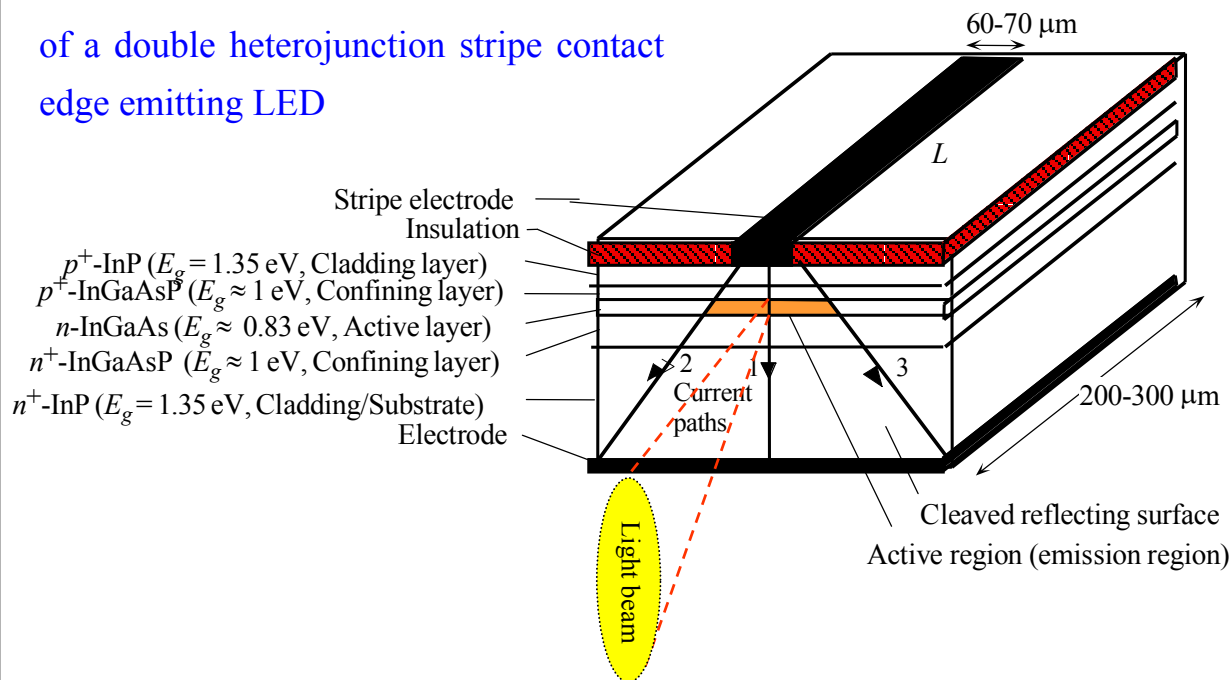


(b)

A microlens focuses diverging light from a surface emitting LED into a multimode optical fiber.

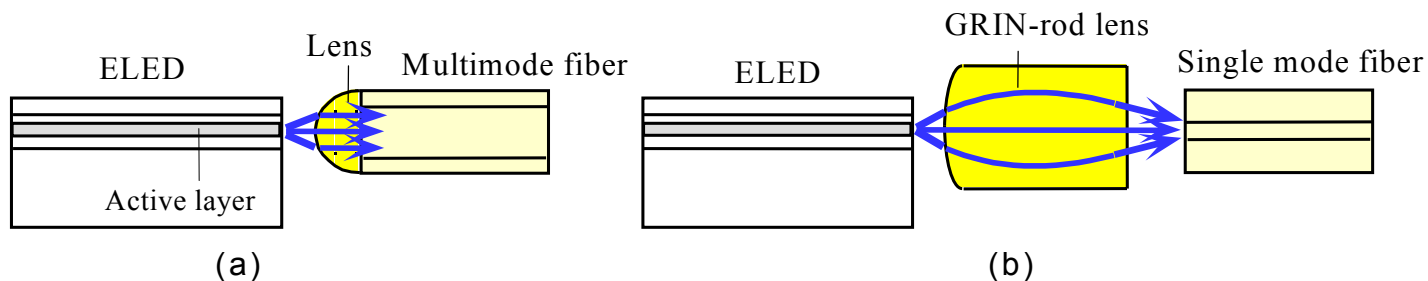
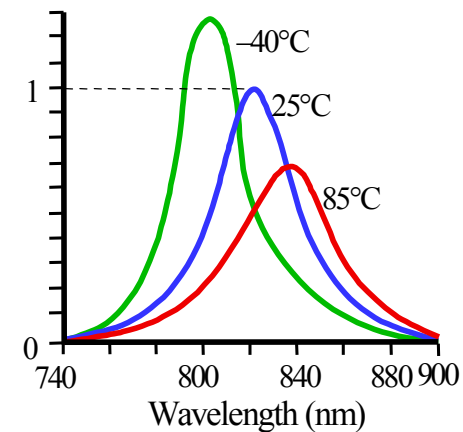
LEDs de Dupla Heterojunção com Emissão Lateral

Schematic illustration of the structure of a double heterojunction stripe contact edge emitting LED



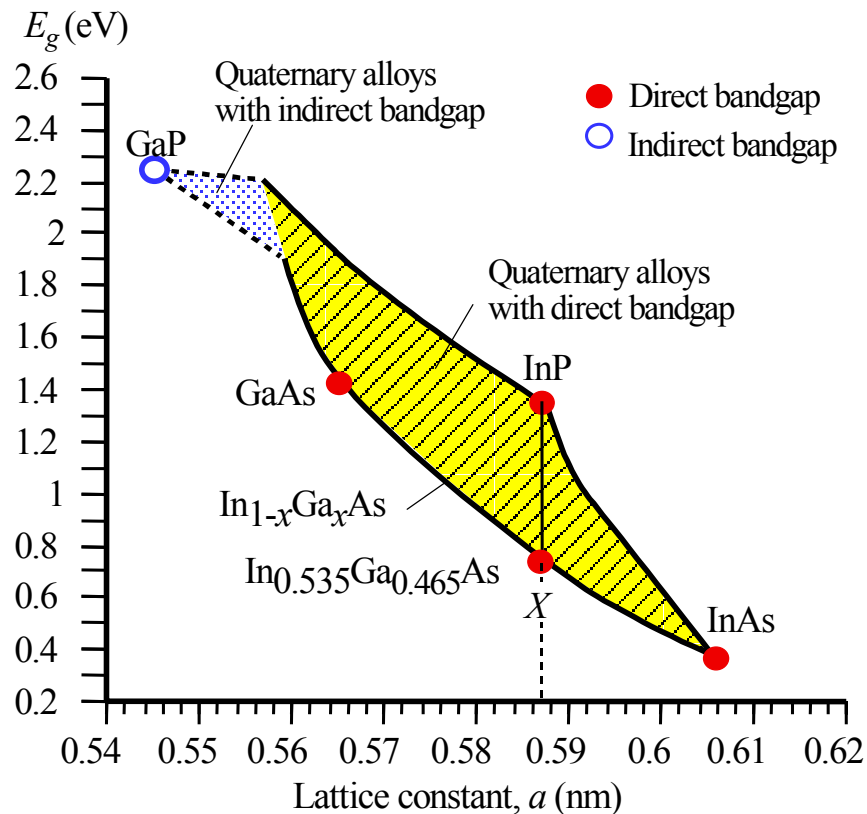
The output spectrum from AlGaAs LED. Values normalized to peak emission at 25 °C.

Relative spectral output power



Light from an edge emitting LED is coupled into a fiber typically by using a lens or a GRIN rod lens.

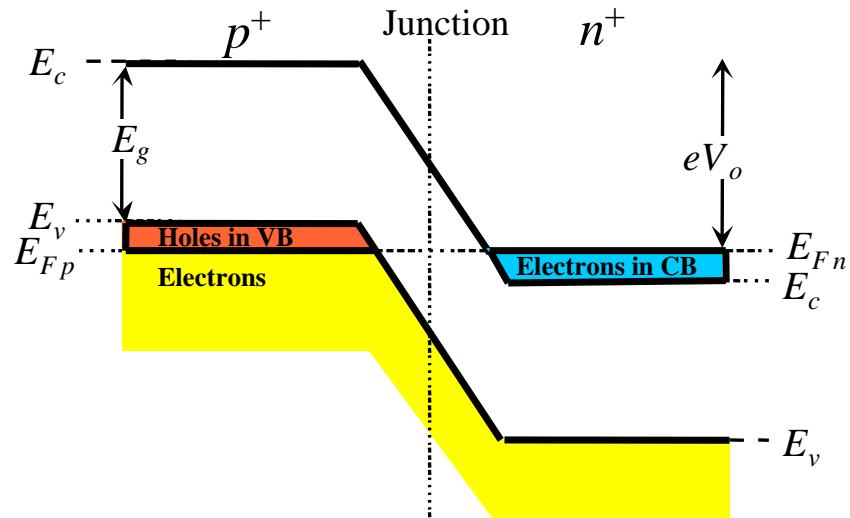
Compostos Semicondutores III-V em Optoelectrónica



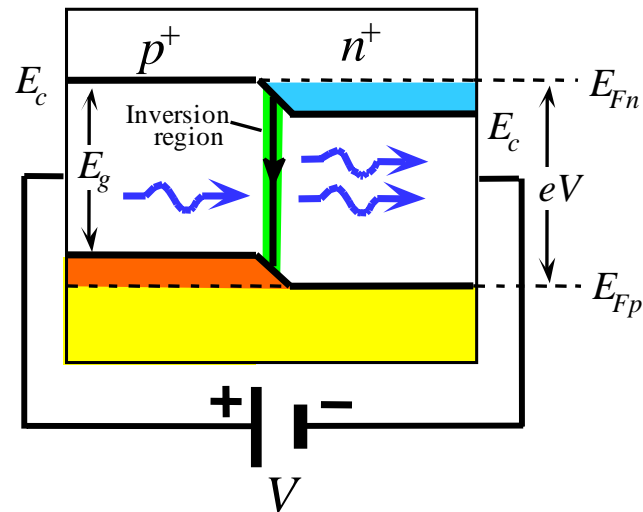
Bandgap energy E_g and lattice constant a for various III-V alloys of GaP, GaAs, InP and InAs. A line represents a ternary alloy formed with compounds from the end points of the line. Solid lines are for direct bandgap alloys whereas dashed lines for indirect bandgap alloys. Regions between lines represent quaternary alloys. The line from X to InP represents quaternary alloys $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ made from $\text{In}_{0.535}\text{Ga}_{0.465}\text{As}$ and InP which are lattice matched to InP.

Bandas de Energia de um Junção $p-n$ Degenerada

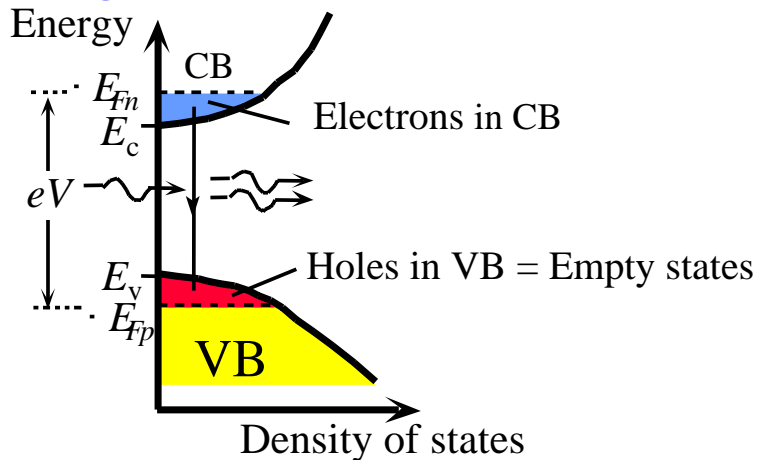
Tensão Aplicada: Zero volt



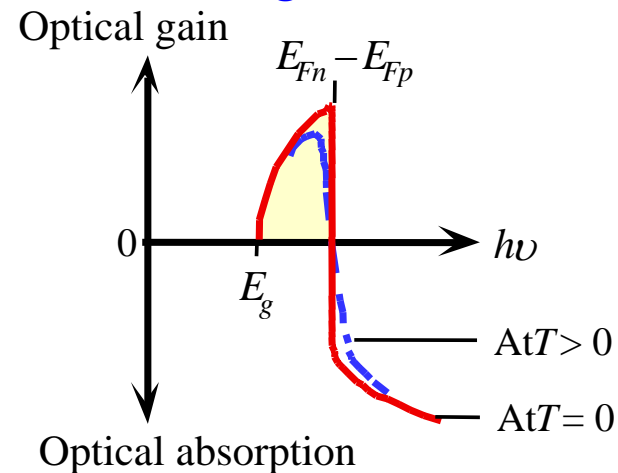
Tensão Aplicada: $V > V_0$.



Energia dos Electrões e Lacunas a $T \approx 0$ K



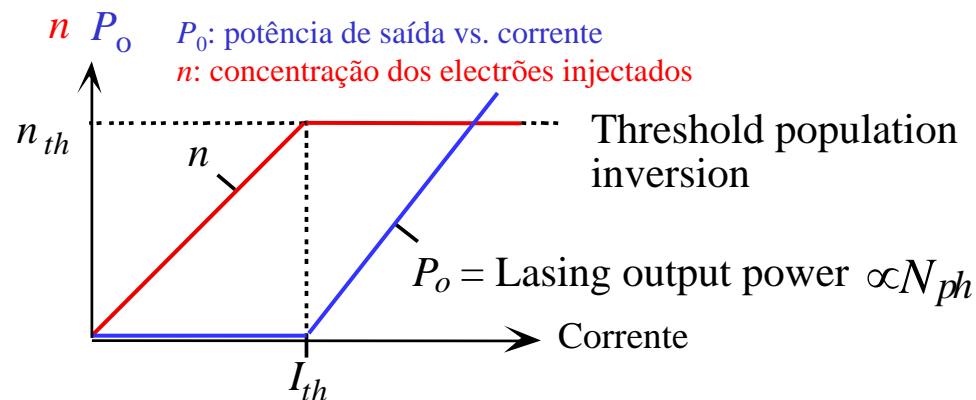
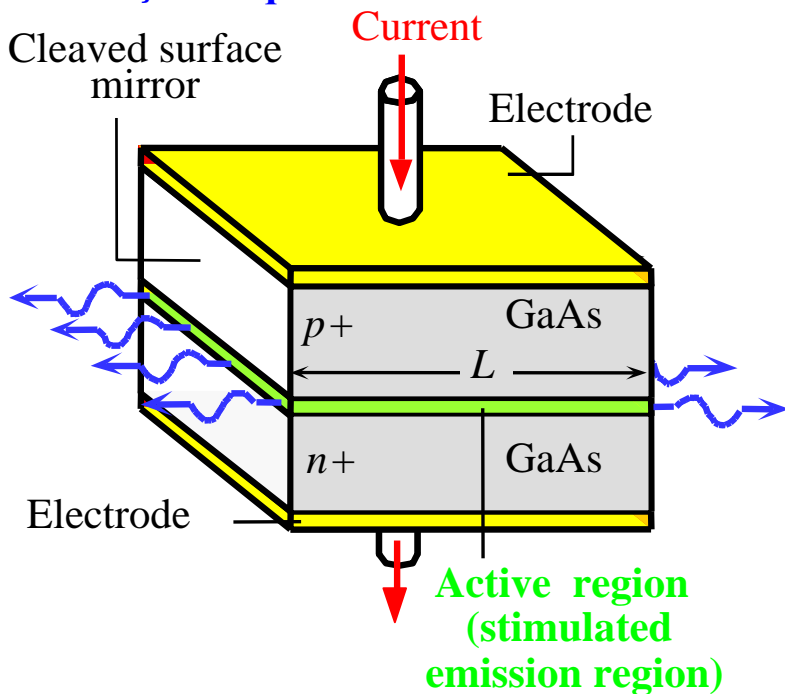
Ganho versus Energia do Fóton.



Díodo Laser de Homojunção

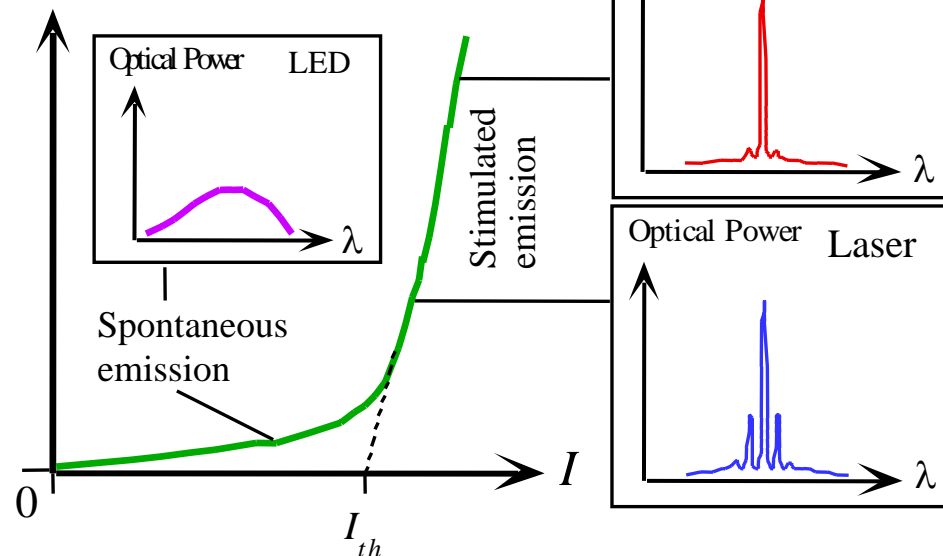
Conseguida a inversão de população, a radiação presente com energia $\sim E_g$ é amplificada. Ocorre oscilação laser se for introduzido um elemento de realimentação. Este surge, naturalmente, com a clivagem do cristal: a realimentação corresponde à fracção da radiação reflectida nas facetas do cristal.

Ilustração Esquemática

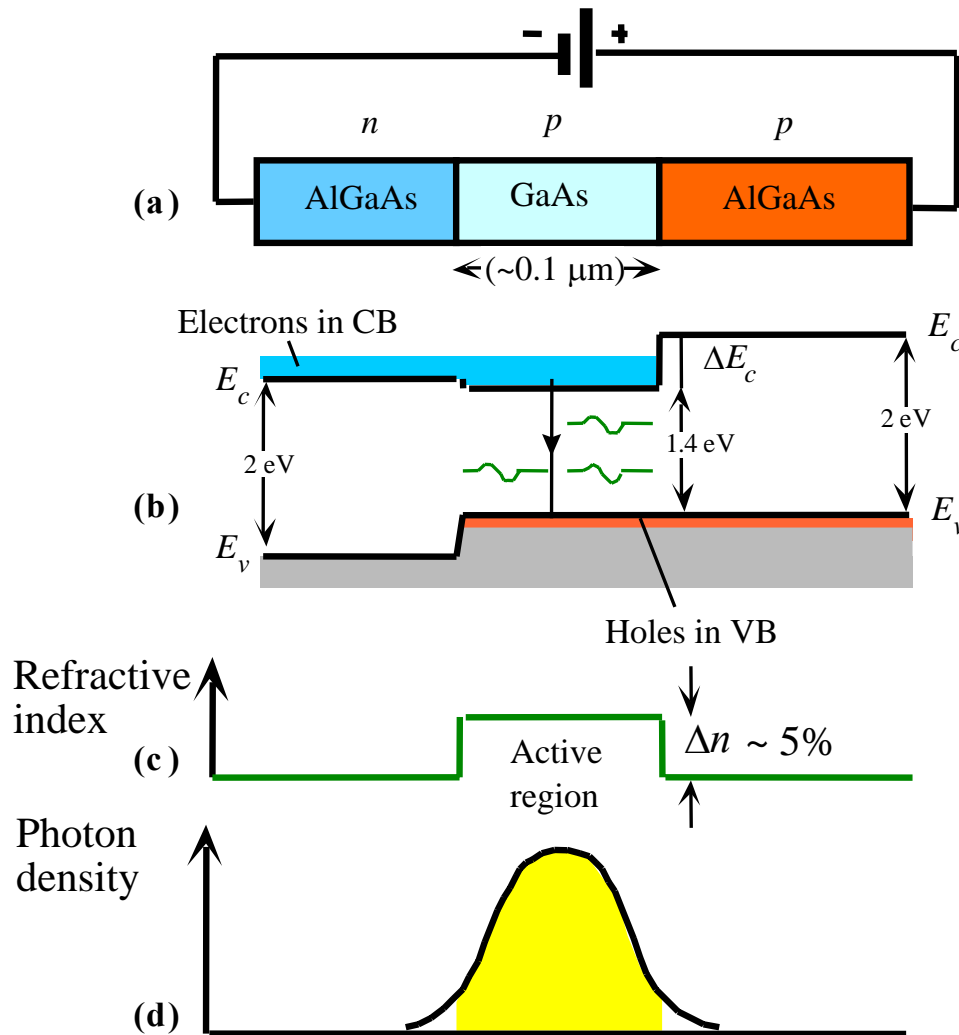


Potência de Saída vs. Corrente

Optical Power



Díodo Laser de Dupla Hetero-Estrutura



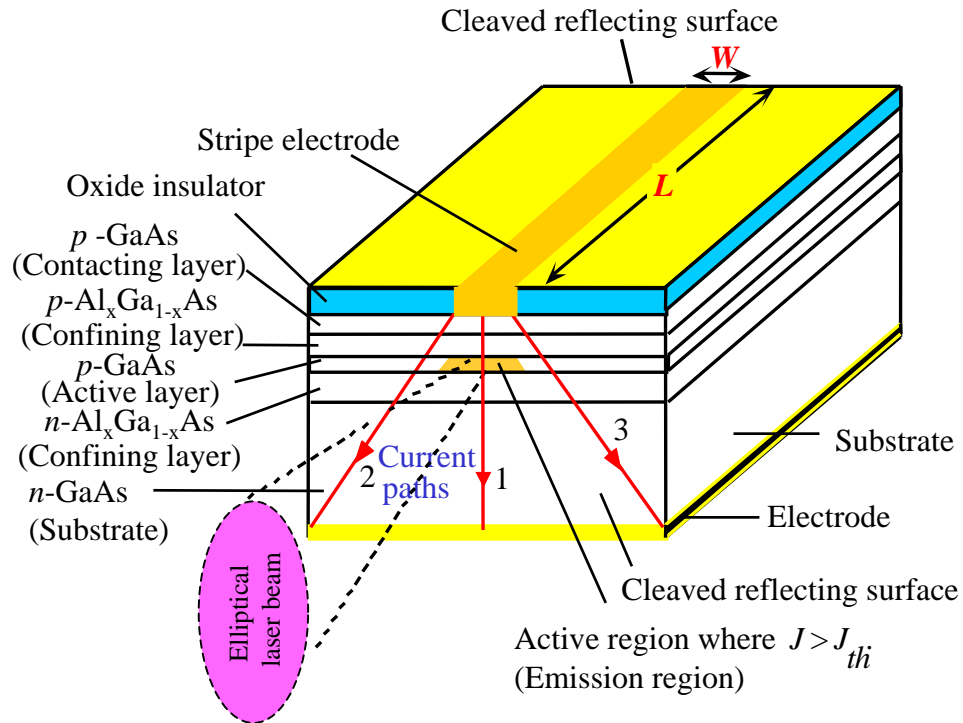
(a) A double heterostructure diode has two junctions which are between two different bandgap semiconductors (GaAs and AlGaAs).

(b) Simplified energy band diagram under a large forward bias. Lasing recombination takes place in the p-GaAs layer, the *active layer*

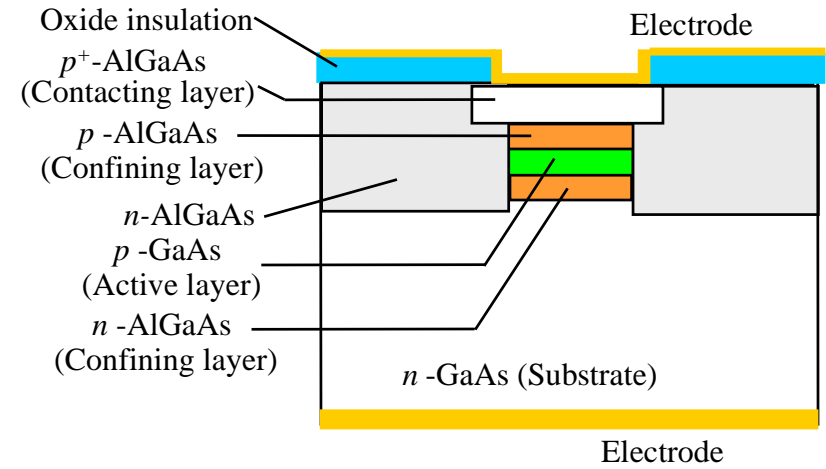
(c) Higher bandgap materials have a lower refractive index

(d) AlGaAs layers provide lateral optical confinement.

Ilustração Esquemática de Díodo Laser de Dupla Hetero-Estrutura

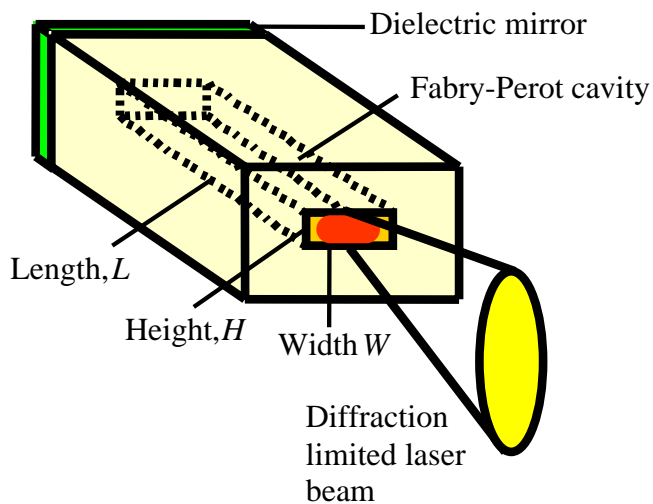


Secção Transversal

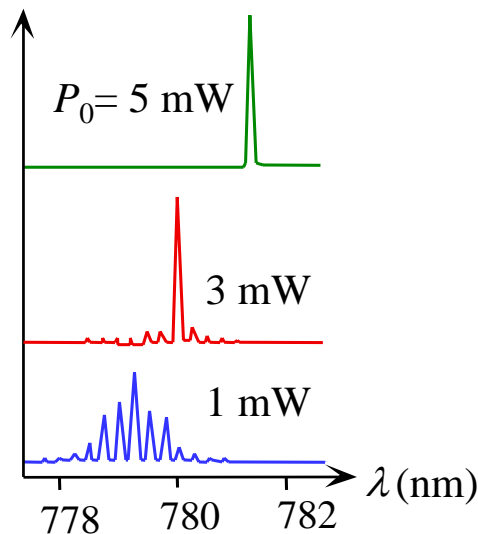


Curvas Características Típicas de Díodos Laser

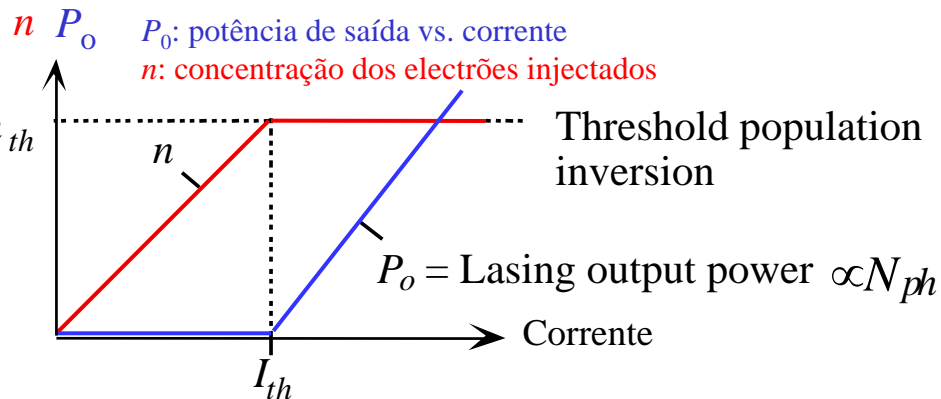
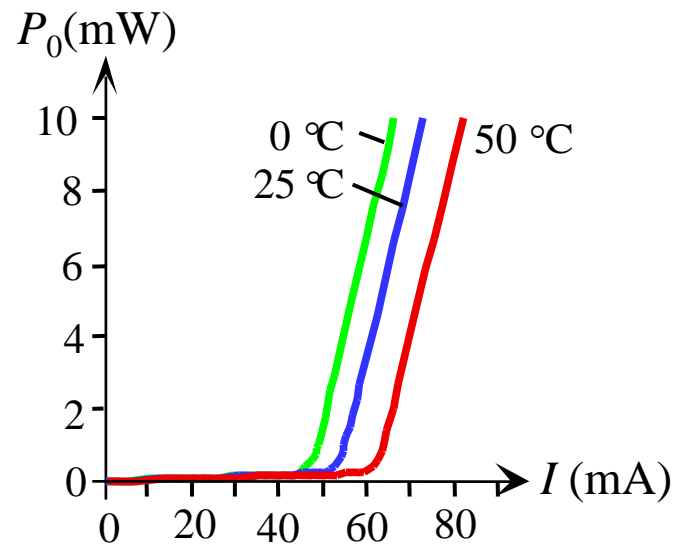
Cavidade Laser



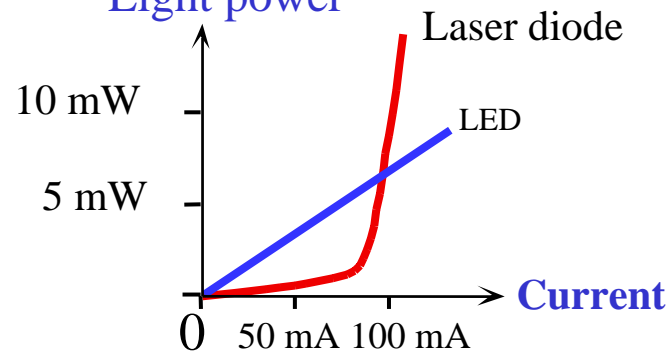
Relative optical power



Dependência na Temperatura

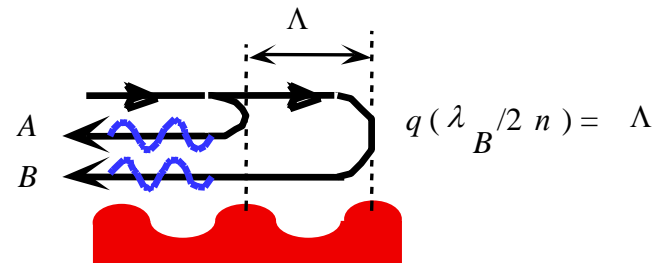
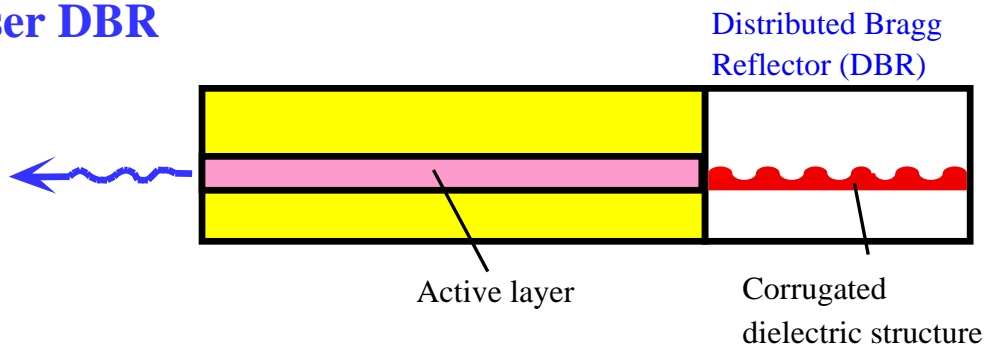


Light power

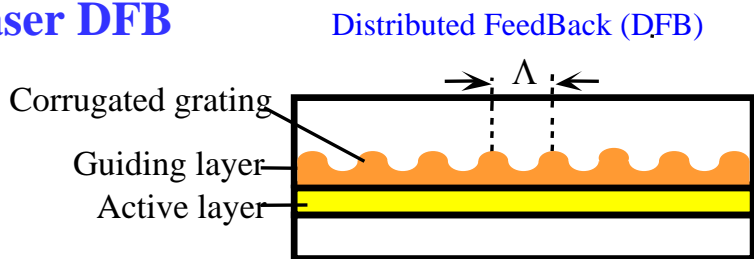


Lasers Monomodo

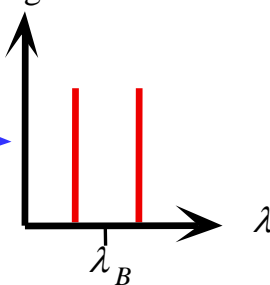
Laser DBR



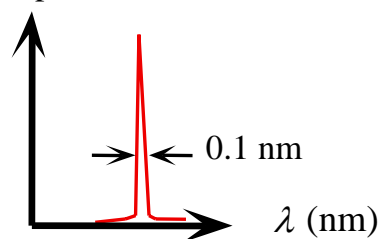
Laser DFB



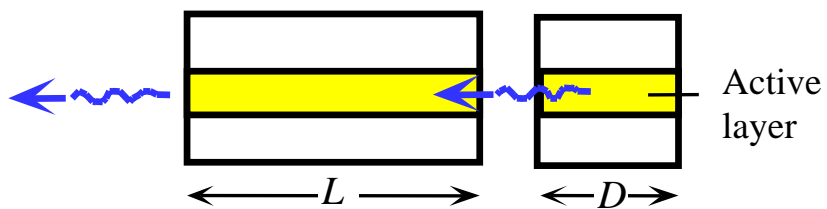
Ideal lasing emission



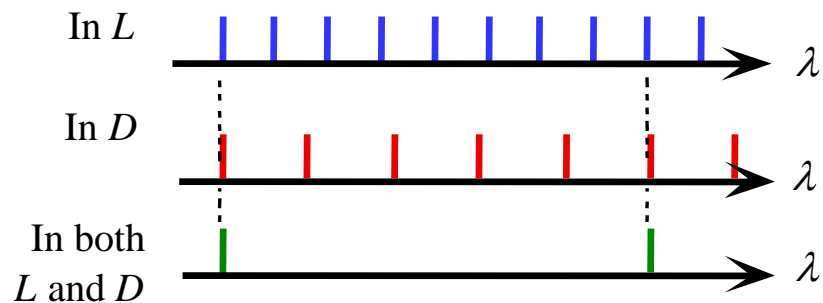
Optical power



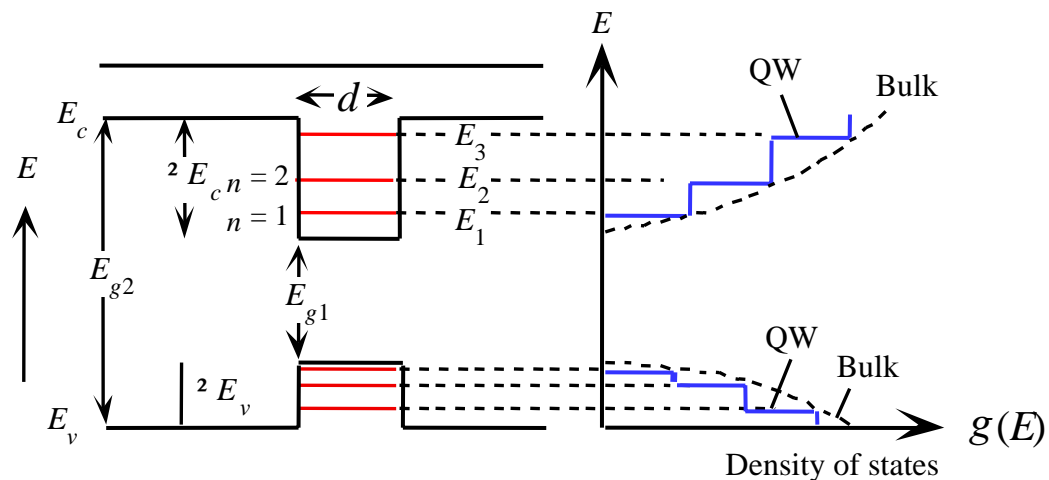
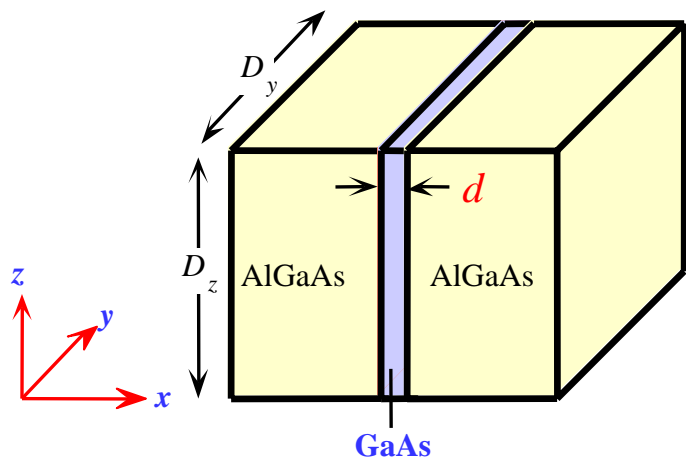
Cleaved-coupled-cavity (C³) Laser



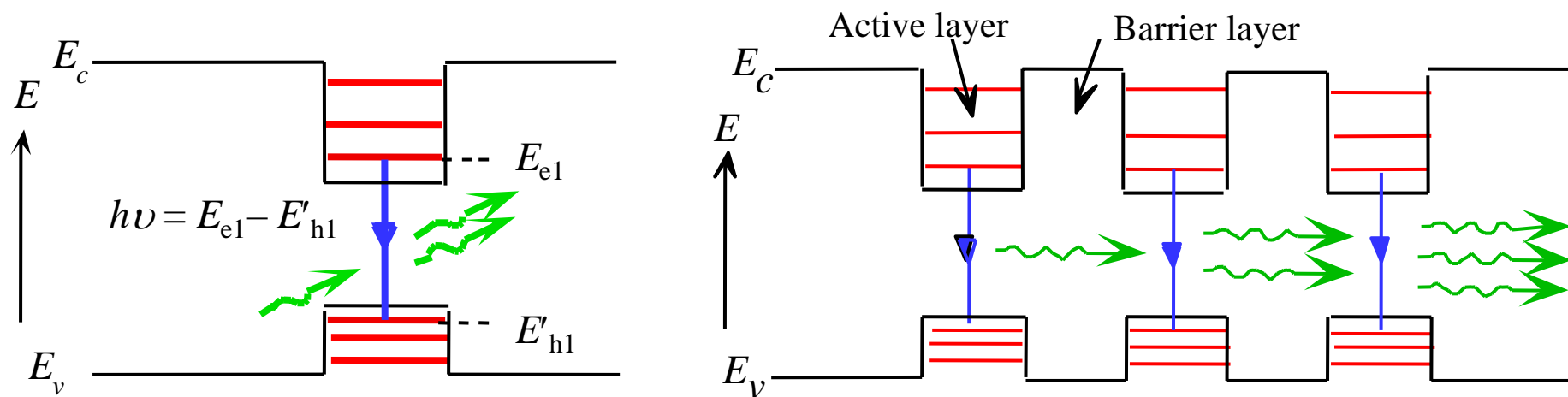
Cavity Modes



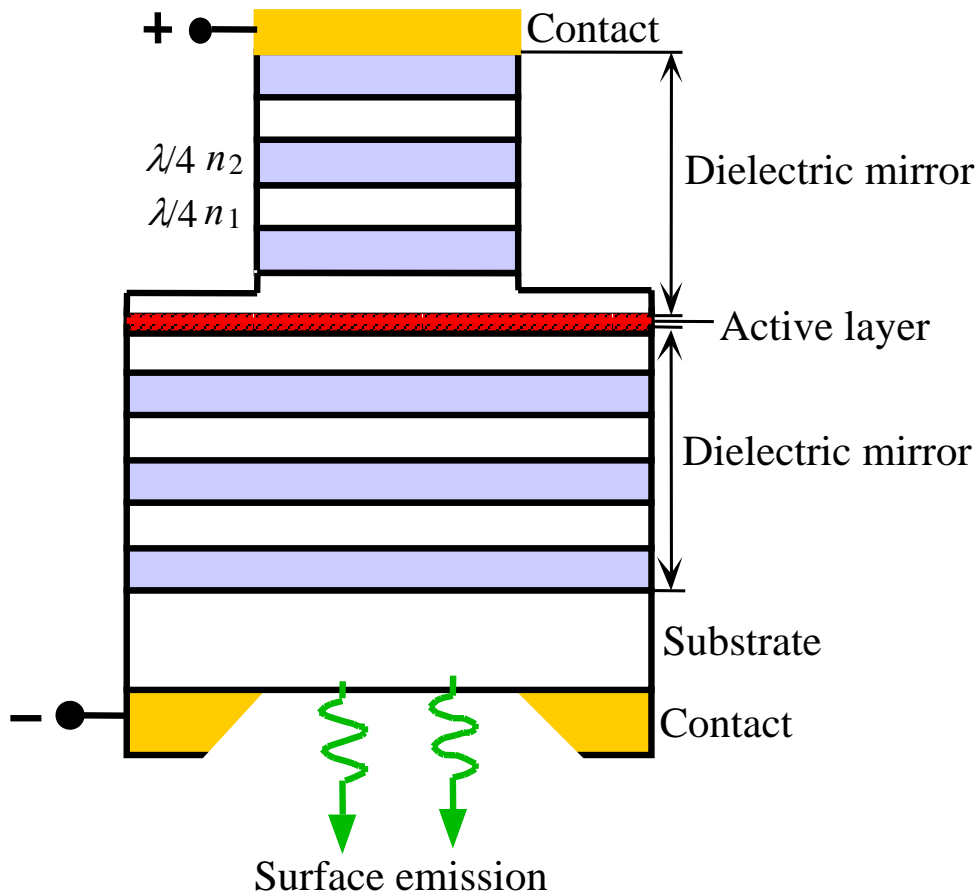
Poço Quântico



“Single and Multi Quantum Well Lasers (SQW and MQW)”

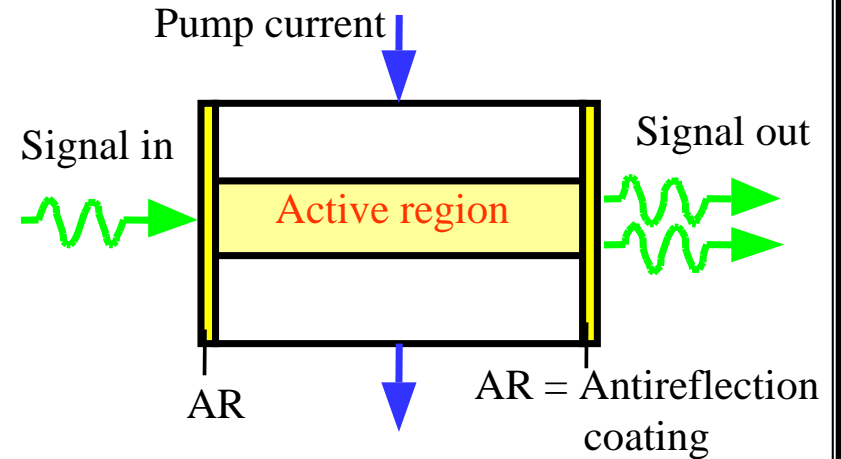


Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL)

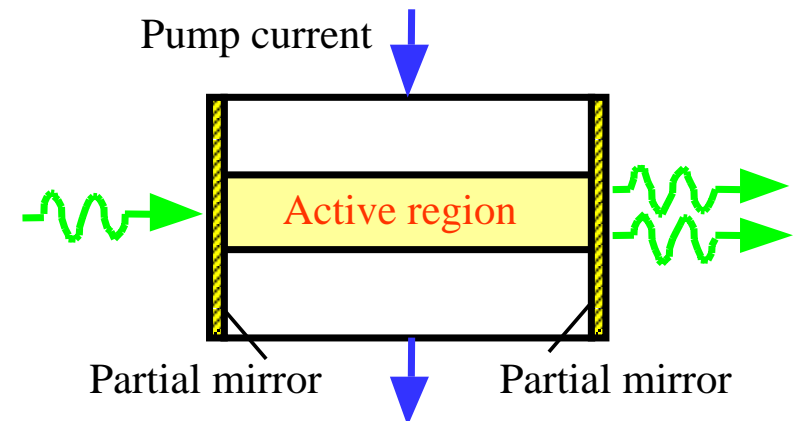


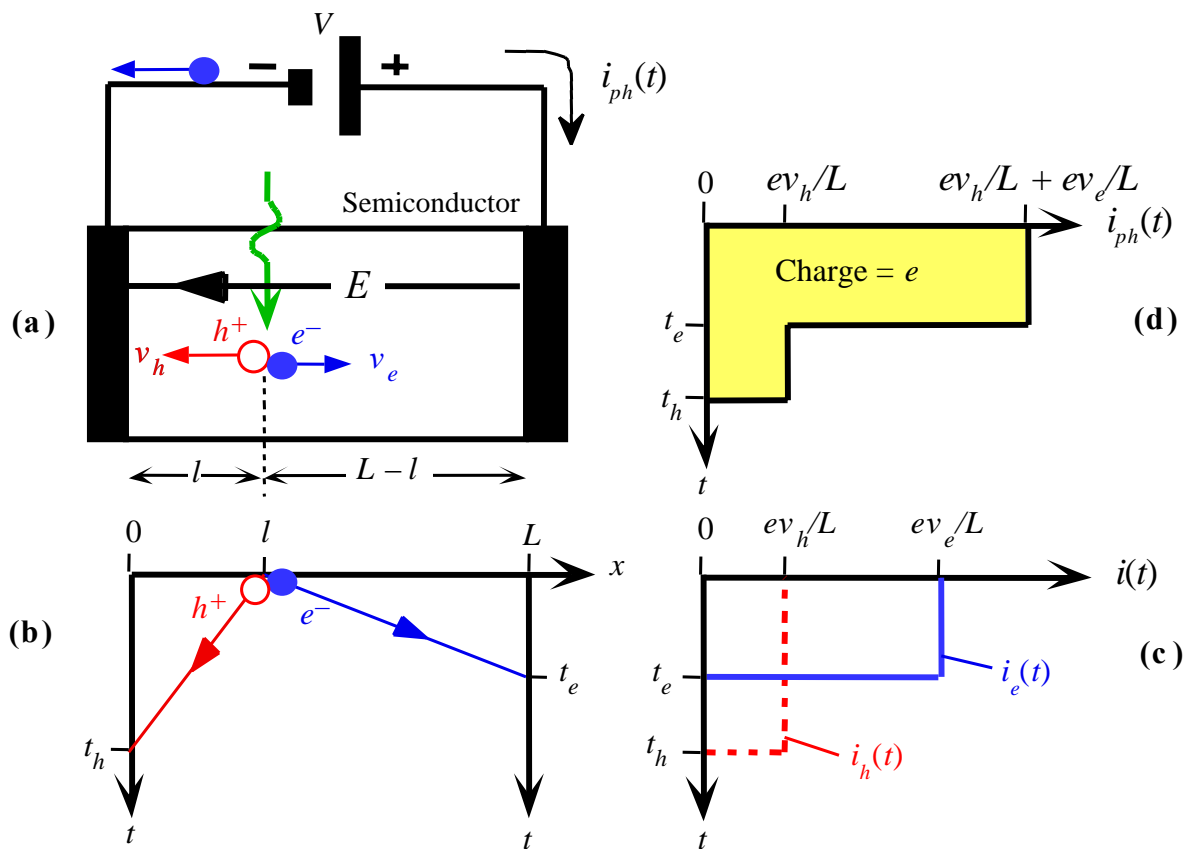
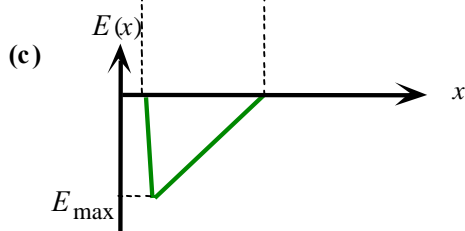
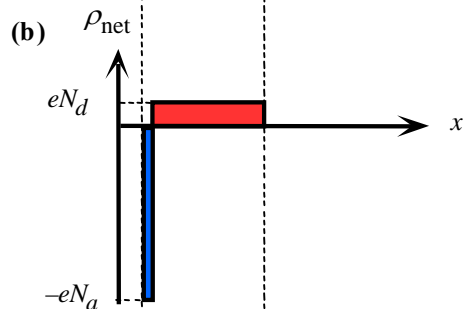
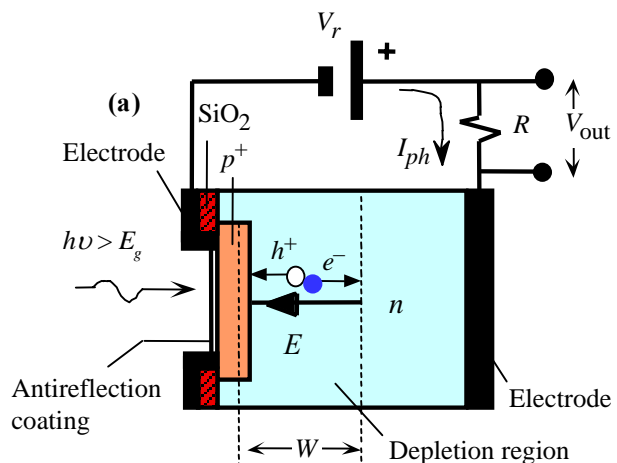
Amplificadores Ópticos Semicondutores

Traveling wave amplifier

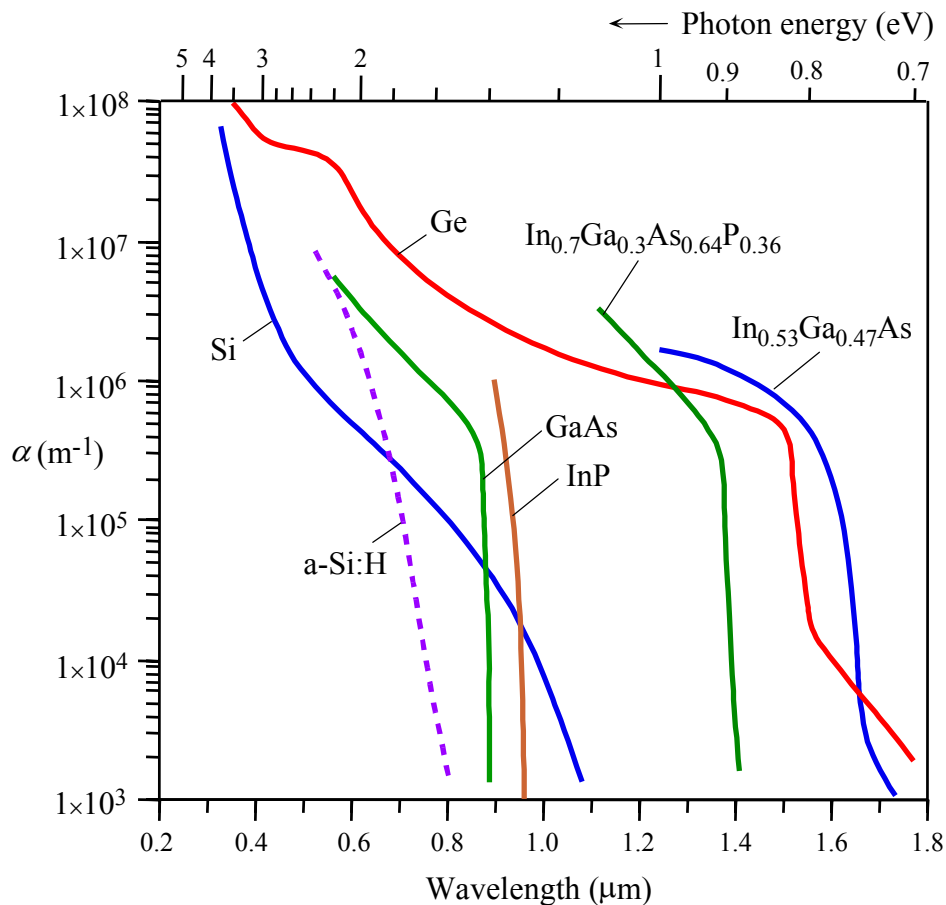


Fabry-Perot amplifier



Fotodetectores: Junção $p-n$ Polarizada Inversamente

Coeficiente de Absorção de Alguns Materiais usados em Foto-Díodos



Absorption coefficient (α) vs. wavelength (λ) for various semiconductors
(Data selectively collected and combined from various sources.)

Hiato de alguns Materiais (E_g):

| | |
|--|---------------------|
| InP | 1.35 eV (directo) |
| Si | 1.12 eV (indirecto) |
| GaAs | 1.42 eV (directo) |
| Ge | 0.66 eV (indirecto) |
| In _{0.53} Ga _{0.47} As | 0.75 eV (directo) |

Comprimento de Onda de Corte:

$$\lambda_g (\mu\text{m}) = \frac{1.24}{E_g (\text{eV})}$$

Lei de Absorção:

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha \cdot x)$$

Profundidade de Penetração:

$$\delta = \frac{1}{\alpha}$$

Eficiência Quântica e Responsividade

Eficiência Quântica:

$$\eta = \frac{\text{número de pares eh gerados e aproveitados}}{\text{número de fótons incidentes}}$$

$$\eta = \frac{I_{\text{fot}} / e}{P_0 / h\nu}$$

Responsividade:

$$R = \frac{\text{foto - corrente (A)}}{\text{Potência Óptica Incidente (W)}}$$

$$R = \frac{I_{\text{fot}}}{P_0} = \eta \frac{e}{h\nu} = \eta \frac{e\lambda}{hc}$$

Responsivity (A/W)

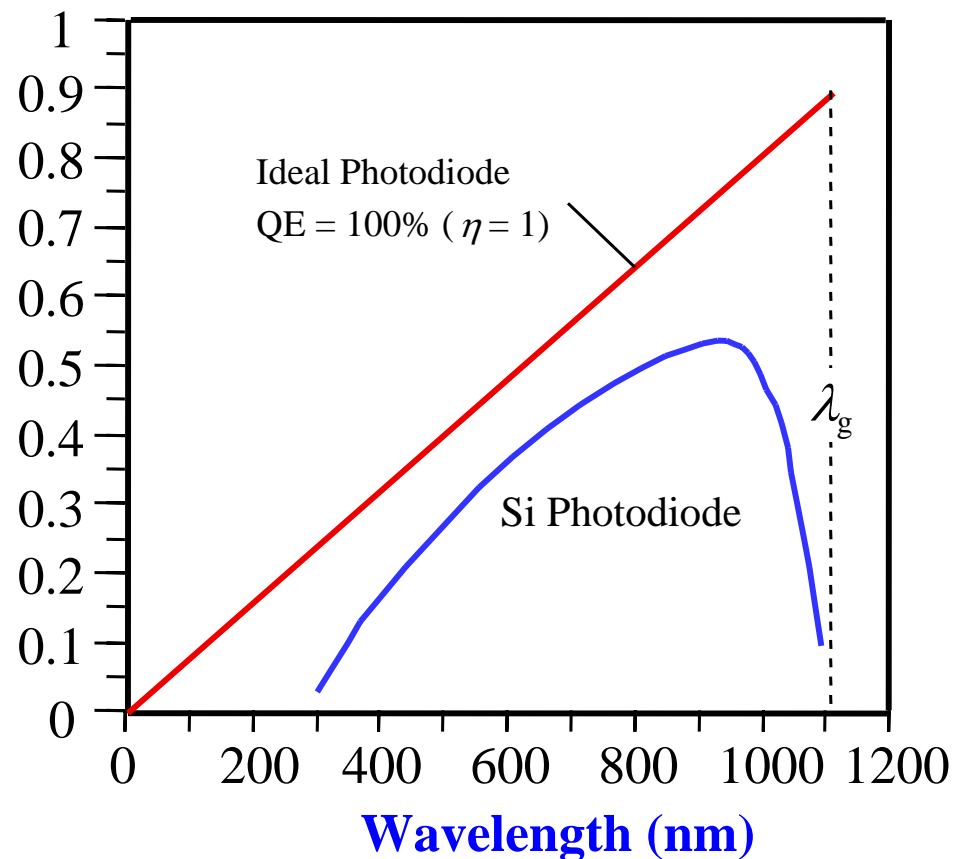
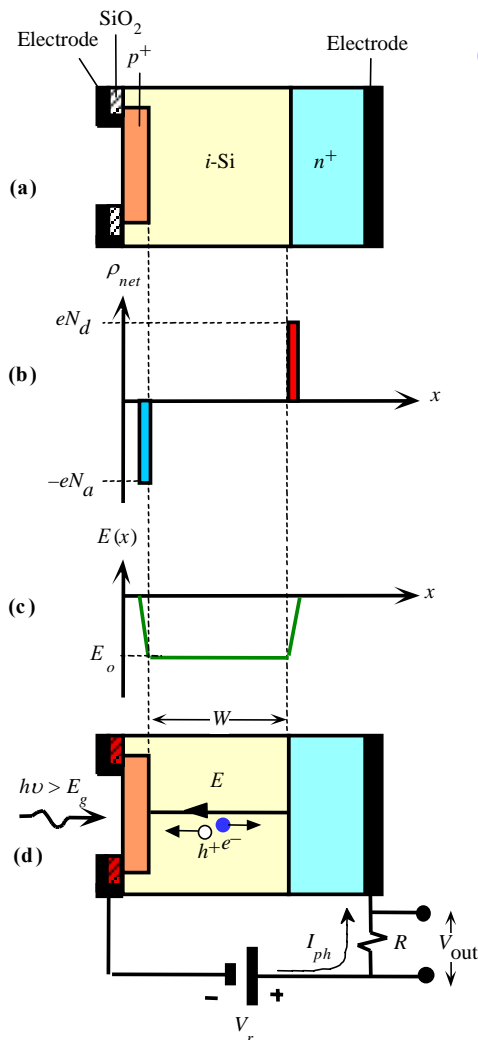


Foto-Díodo *pin*

Campo Eléctrico na Junção:

$$E \approx \frac{V_r}{W}$$

Capacidade da Região de Depleção:

$$C_{\text{dep}} \approx \frac{\epsilon_0 \epsilon_r A}{W}$$

Tempo de Resposta:

$$t_{\text{resp}} \approx \frac{W}{v_{ar}}$$

Velocidade de Arrastamento, v_{ar} (m s^{-1})

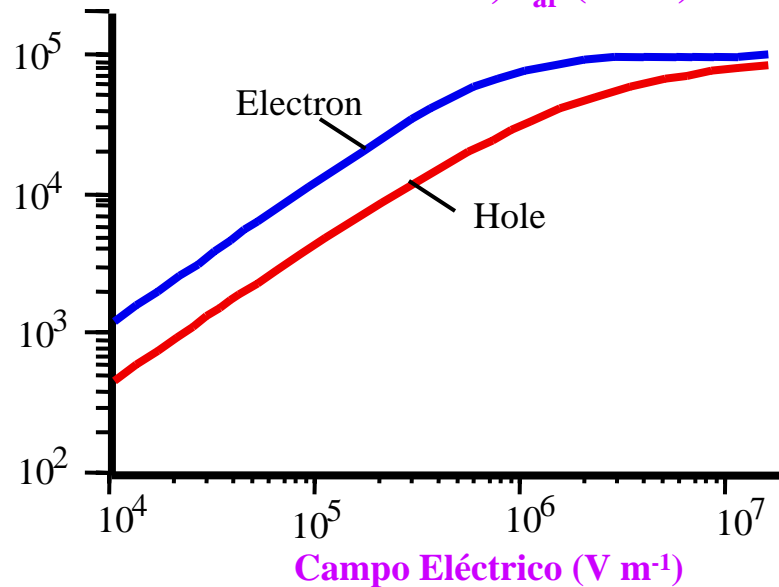
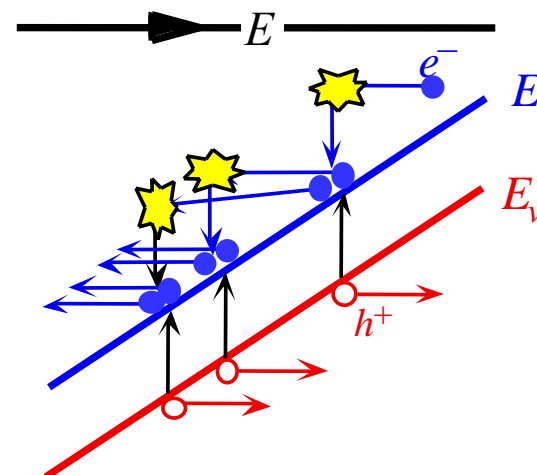
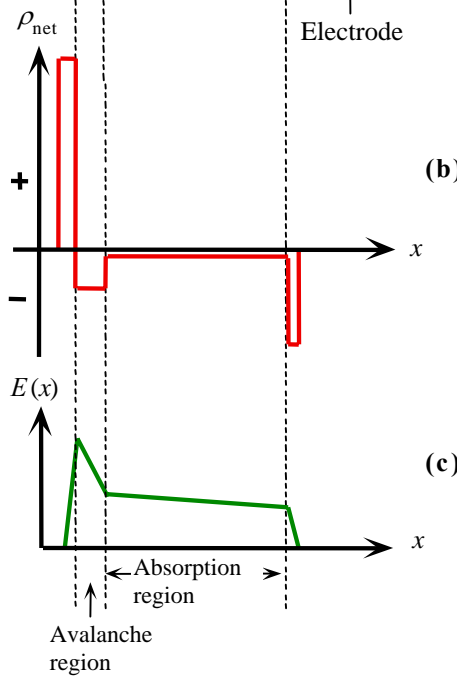
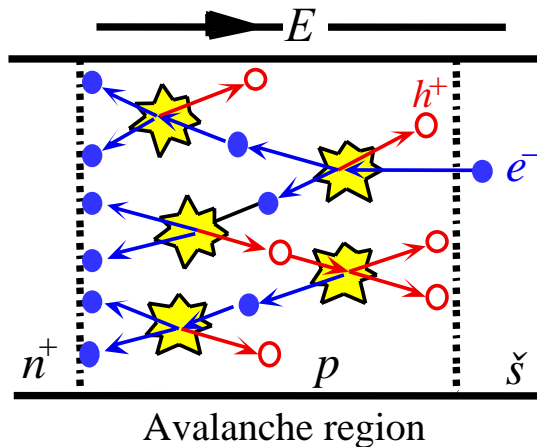
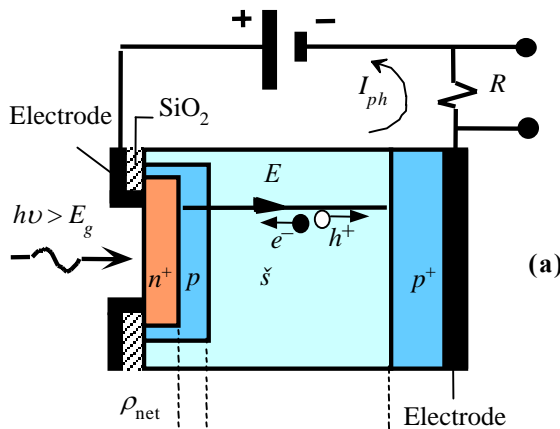


Foto-Díodo de Avalanche (APD)

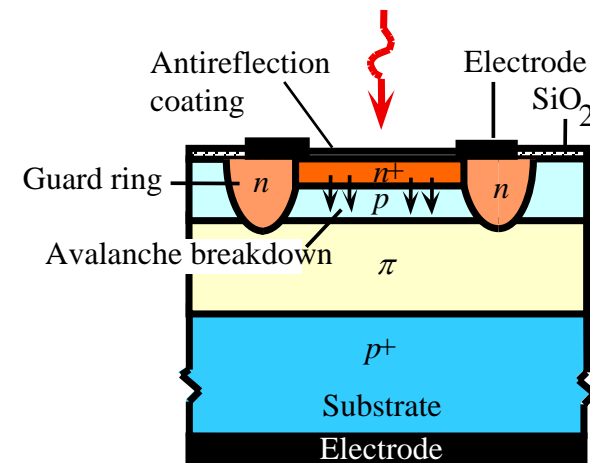


Factor de Multiplicação:

$$M = \frac{I_{\text{foto-corrente "multiplicada"}}}{I_{\text{foto-corrente "não - multiplicada"}}$$

$$M = \frac{I_{\text{fot-m}}}{I_{\text{fot-nm}}}$$

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_r}{V_{rut}}\right)^n}$$



Electro-Refracção: Efeitos de Pockels e de Kerr

Efeito de Pockels

$$\Delta n \propto E$$

Alteração de Fase

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot L$$

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} K \cdot L \frac{V}{d}$$

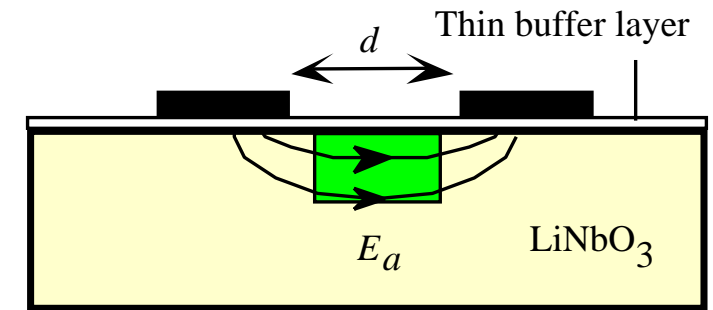
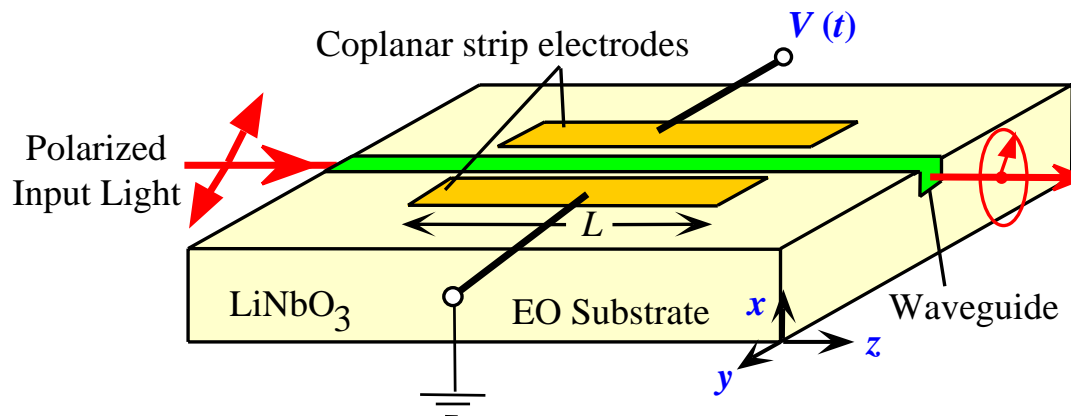
Efeito de Kerr

$$\Delta n \propto E^2$$

Alteração de Fase

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot L = \frac{2\pi}{\lambda} K \cdot L \frac{V^2}{d^2}$$

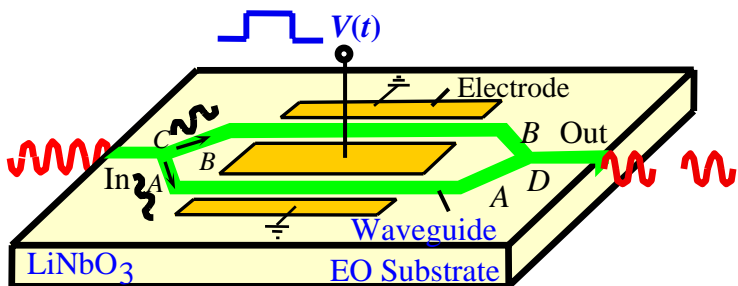
Moduladores de Fase e de Polarização



Cross-section

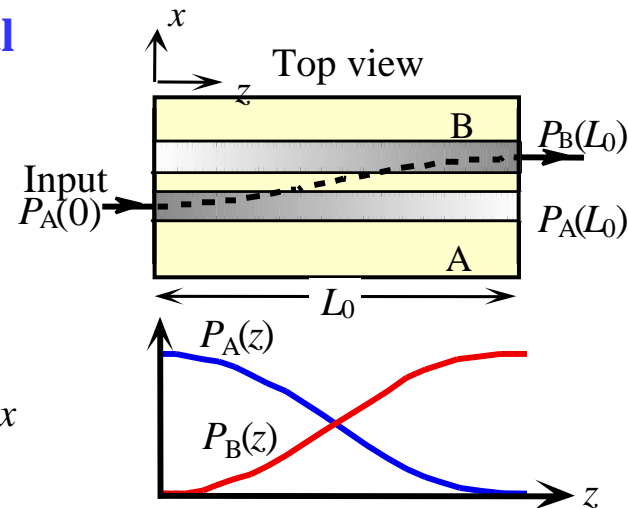
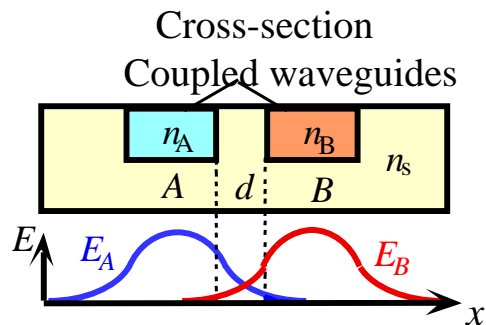
Moduladores Ópticos Integrados de Electro-Refracção

Interferómetro de Mach-Zehnder

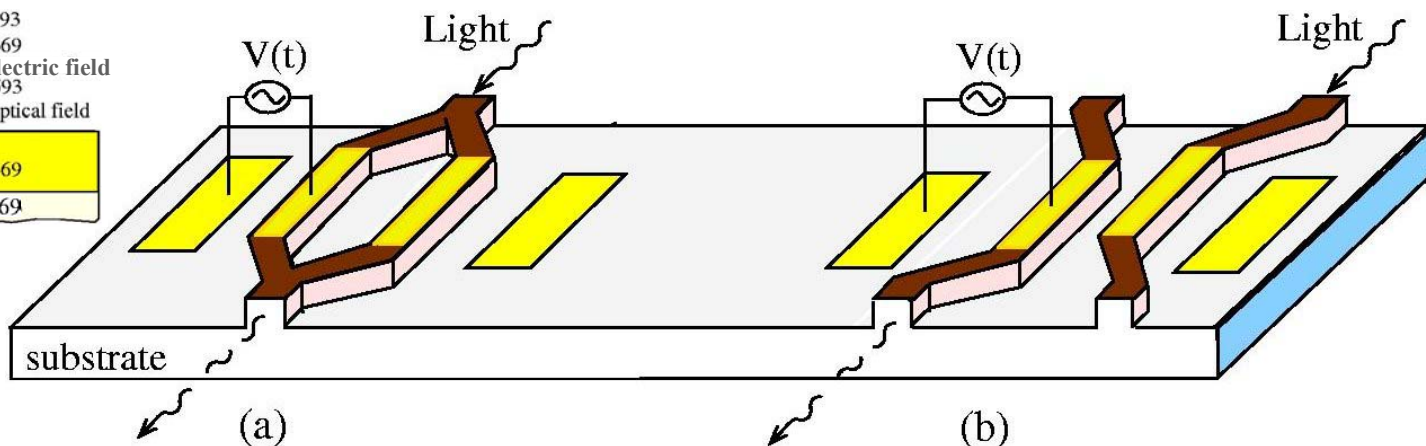
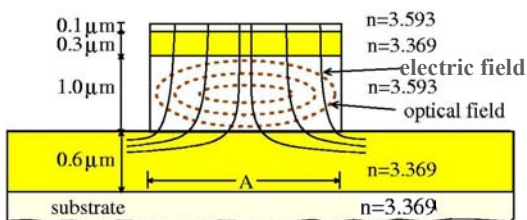


$$\frac{P_{out}(\phi)}{P_{out}(0)} = \cos^2(\phi)$$

Acoplador Direccional

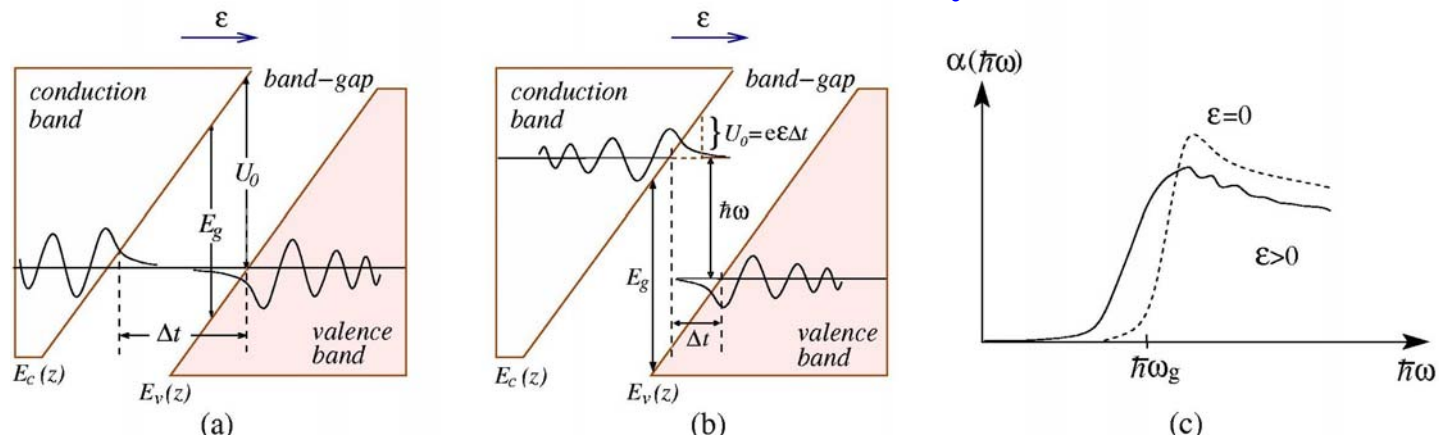


Implementação com Guias de Onda em Canal

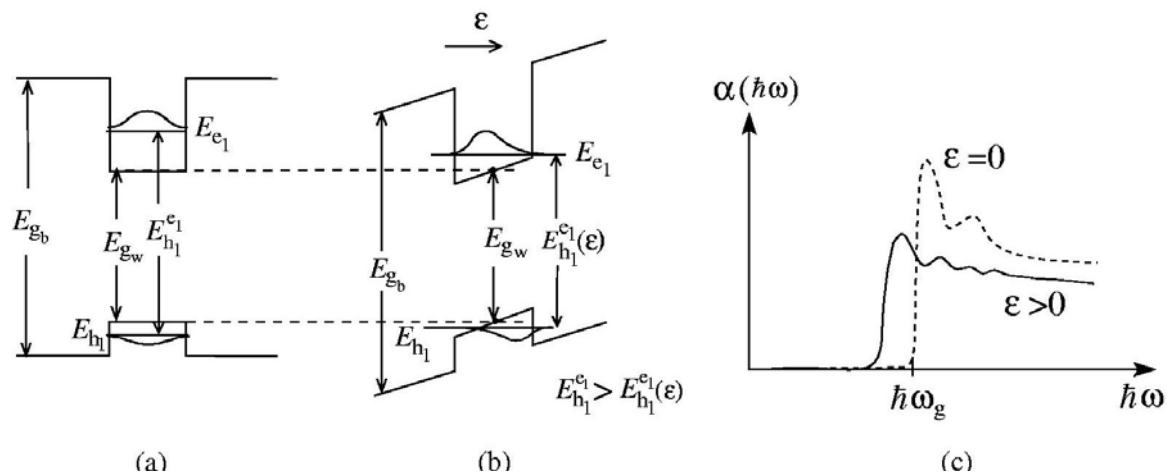


Efeitos de Electro-Absorção

Efeito de Franz-Keldysh

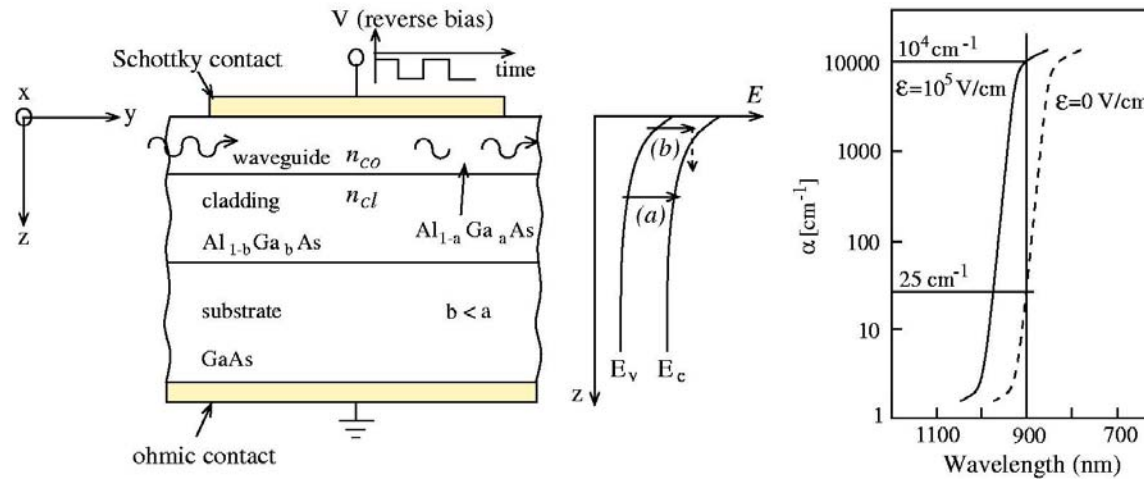


Efeito de Stark (Confinamento Quântico)

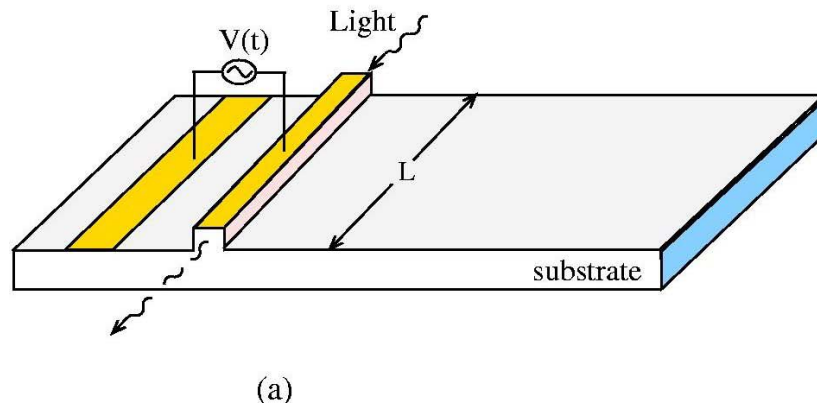


Moduladores Ópticos Integrados de Electro-Absorção

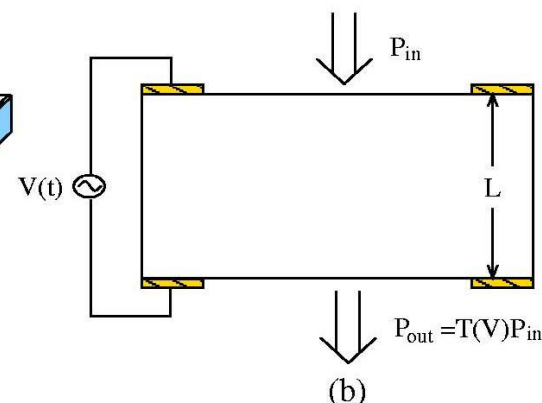
Franz-Keldysh Effect in n-doped AlGaAs ($n = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)



Waveguide Modulator (a.u.)

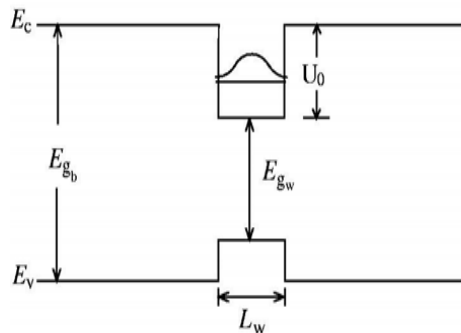


Transverse Transmission Modulator (a.u.)

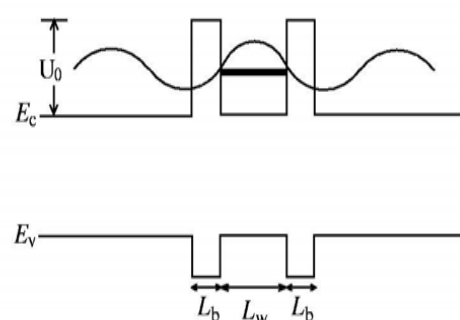


Double Barrier Quantum Well

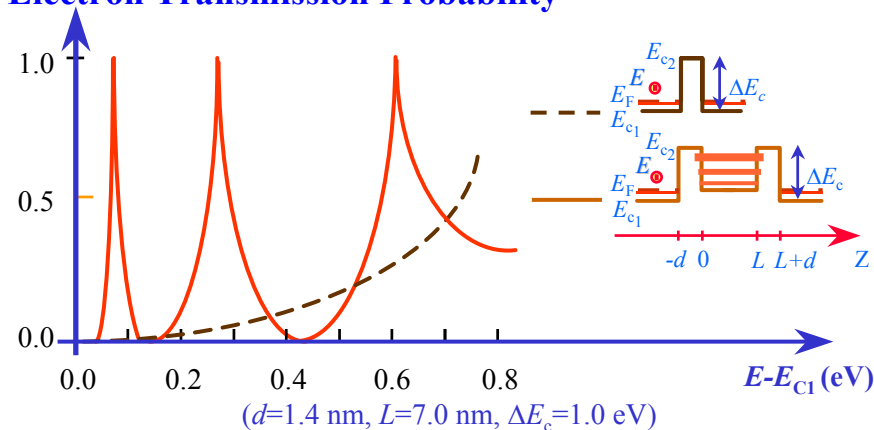
Single Quantum Well



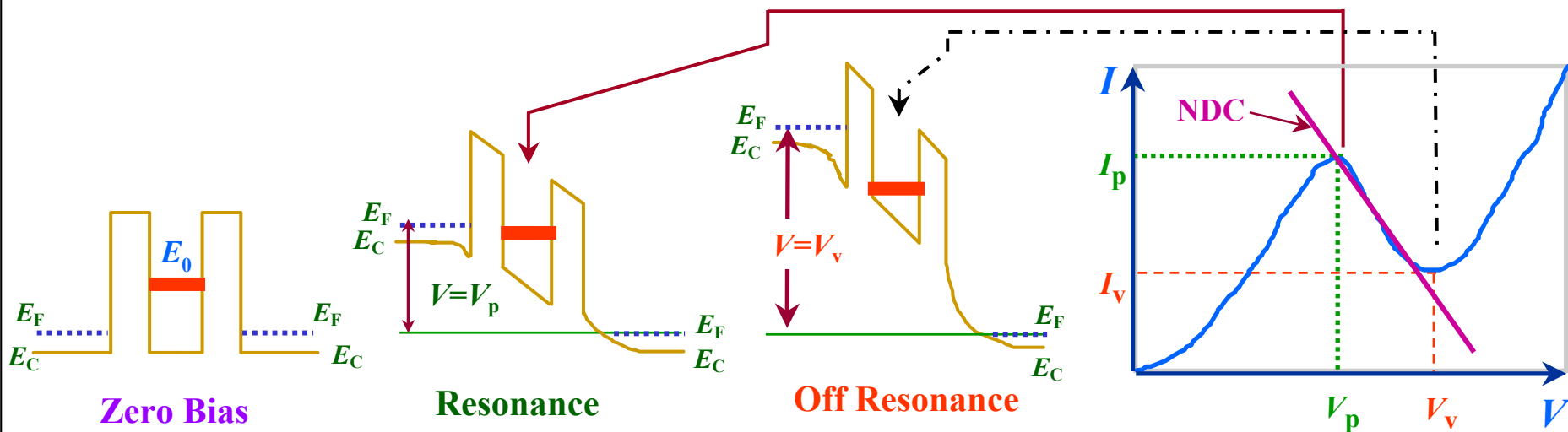
Resonant Tunnelling Diode



Electron Transmission Probability

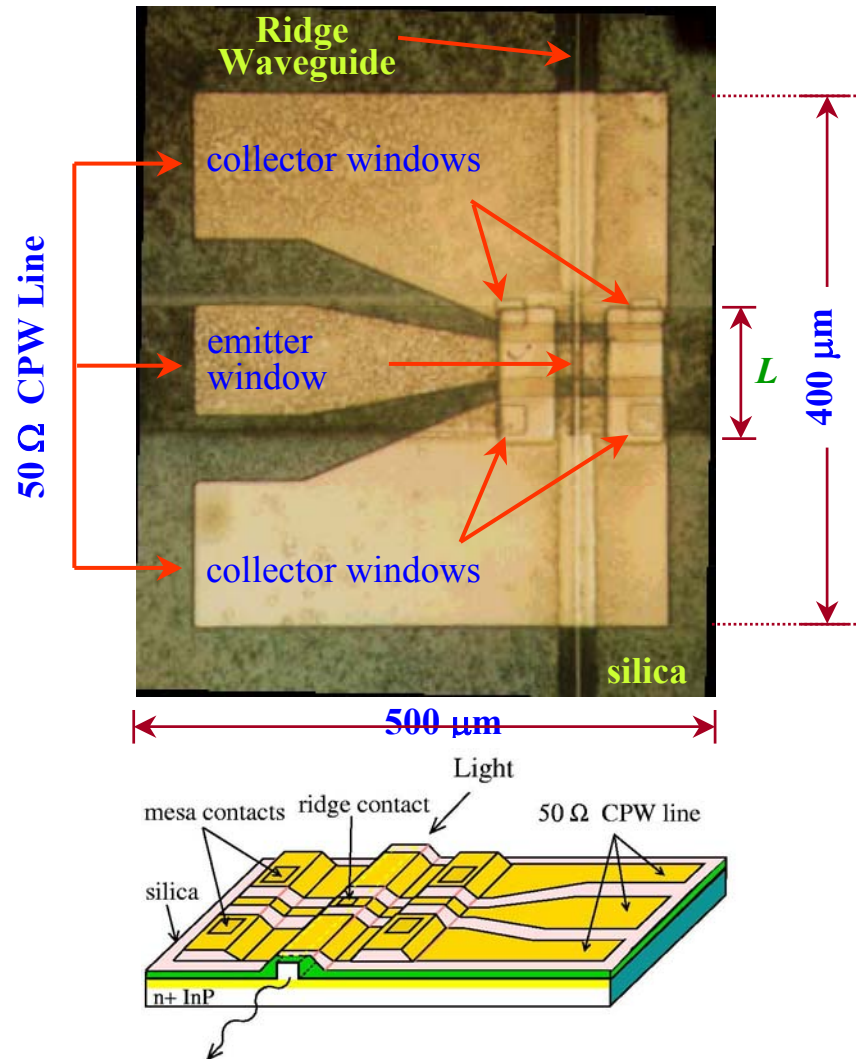


Díodo Túnel Ressonante (Resonant Tunnelling Diode, RTD)

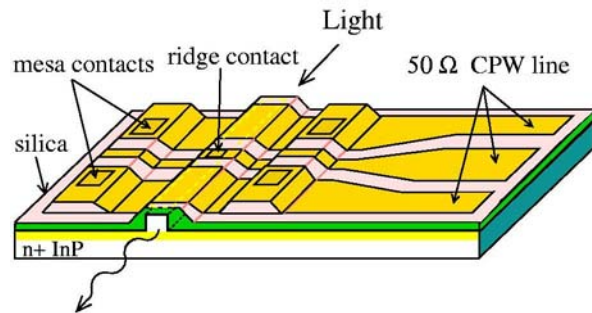
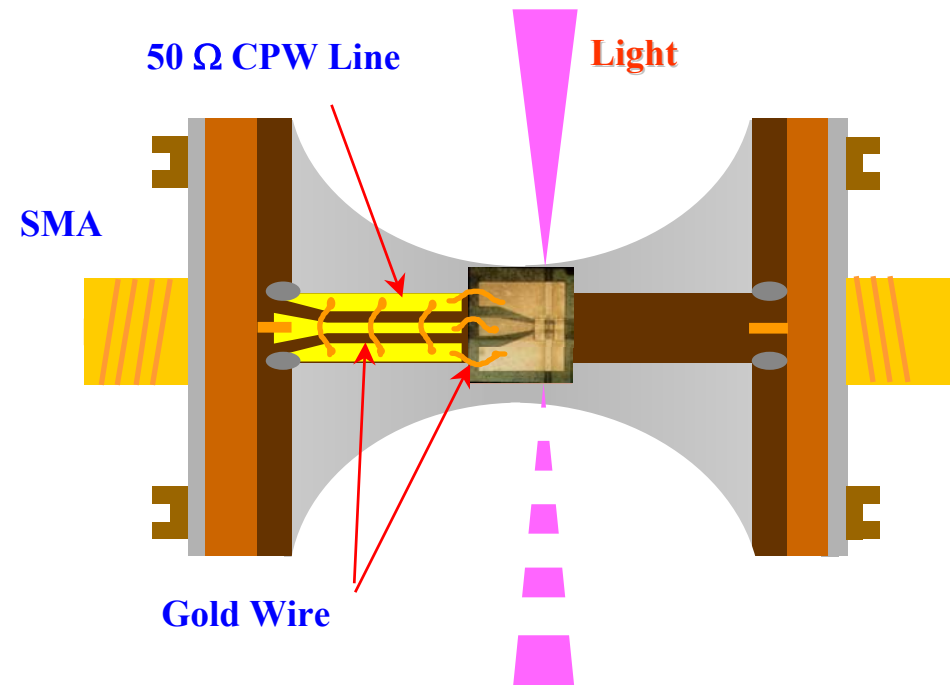
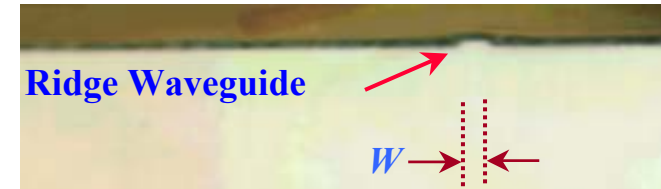


Resonant Tunnelling Diode Electro-Absorption Modulator (RTD-EAM)

RTD-EAM Top View

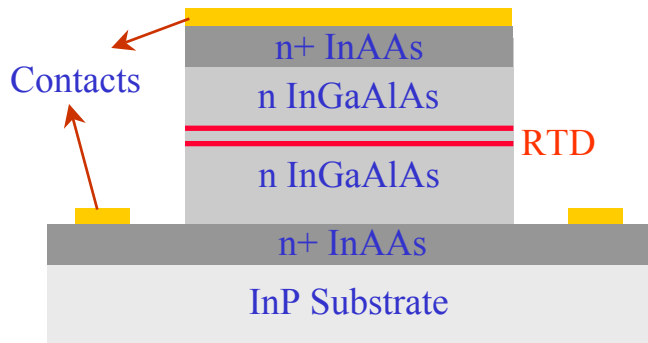


RTD-EAM Side View



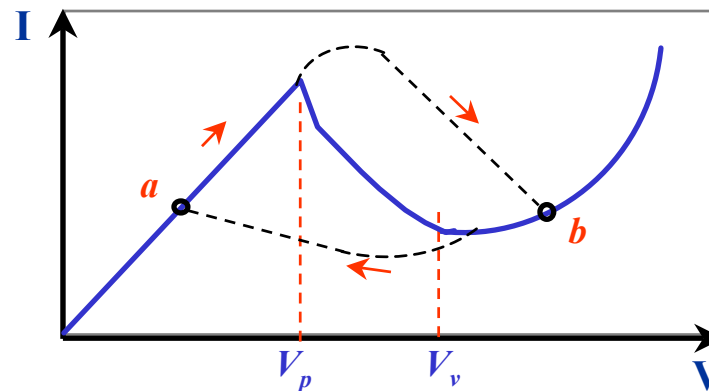
Moduladores Ópticos Integrados de Electro-Absorção

Resonant Tunnelling Diode Optical Waveguide

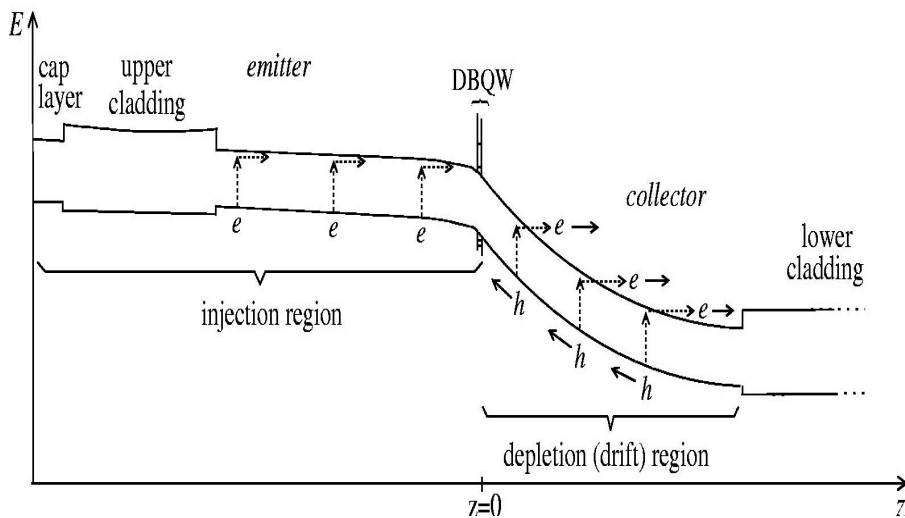


RTD: 2 nm AlAs + 6 nm InGaAs + 2 nm AlAs

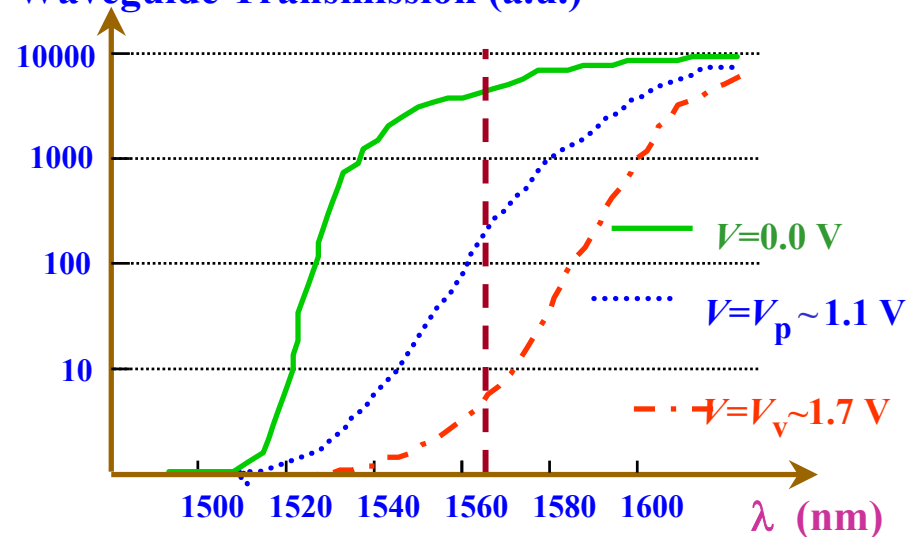
RTD-OW I - V Characteristic



RTD-EAM Energy Bands cross section ($V=V_v$)

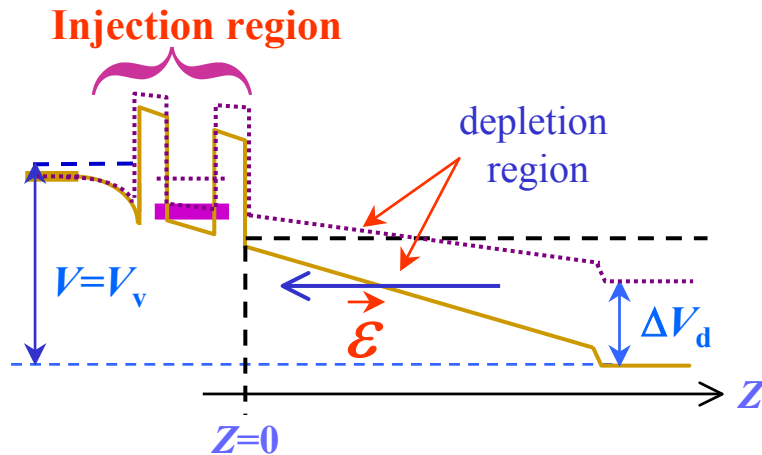


Waveguide Transmission (a.u.)



RTD-EAM Model

Analogous to the QWITT diode: the emitter and the DBQW act as an injection source to the depleted region of the waveguide core

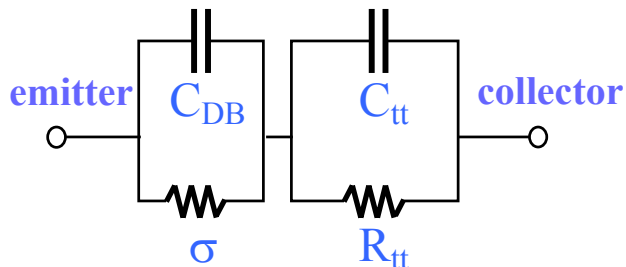


$$\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}_{0,J} - \frac{e}{\varepsilon} \left[N_d - \frac{J}{ev} \right] z$$

$$\Delta \mathcal{E}_0 = \frac{\Delta V_d}{W} + \frac{W}{2\varepsilon v} \Delta J_{p-v}$$

$$\Delta V_d = V_p \left(1 - \frac{1}{PVCR} \right)$$

Small-signal equivalent circuit for the RTD-EAM



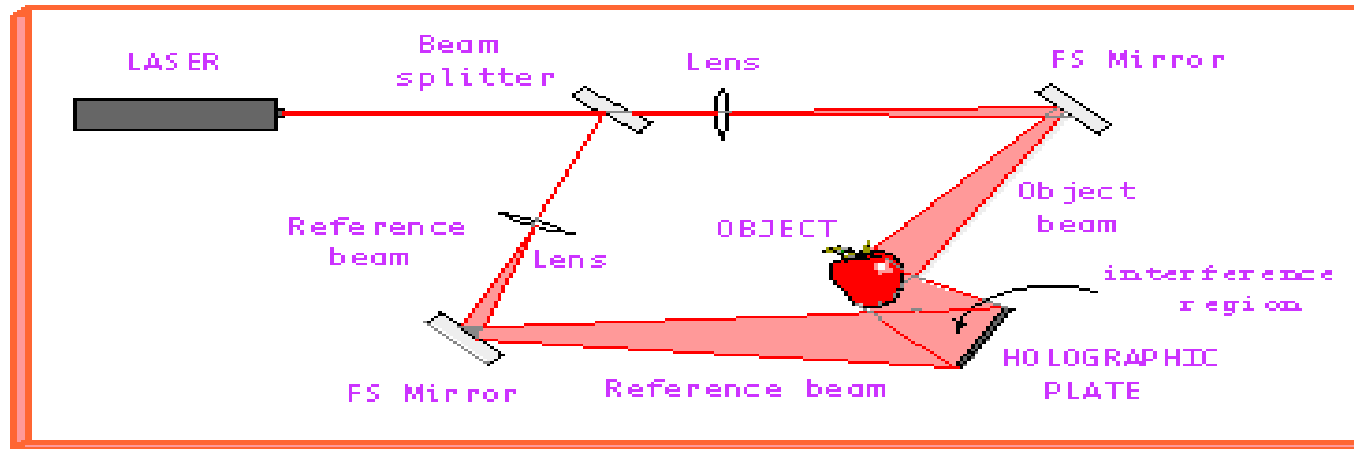
$$R_{tt} = \frac{W}{A|\sigma|} \left[1 - \frac{|\sigma|W}{2\varepsilon v_{sat}} \right]$$

$$C_{tt} \approx \frac{A\varepsilon}{W} \left[1 - \frac{|\sigma|W}{2\varepsilon v_{sat}} \right]^{-1}$$

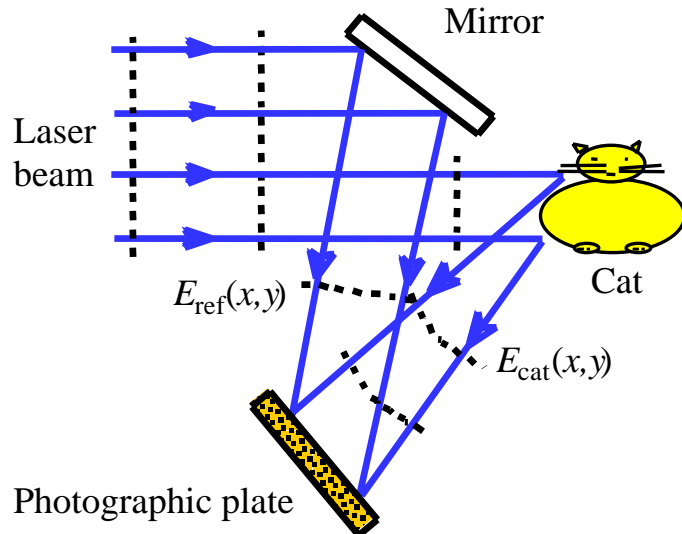
$$f_{max} = \frac{W}{4\pi R_s A \varepsilon} \left[1 + \frac{W^2}{4A\varepsilon v_{sat} R_s} \right]^{-1}$$

>40 GHz

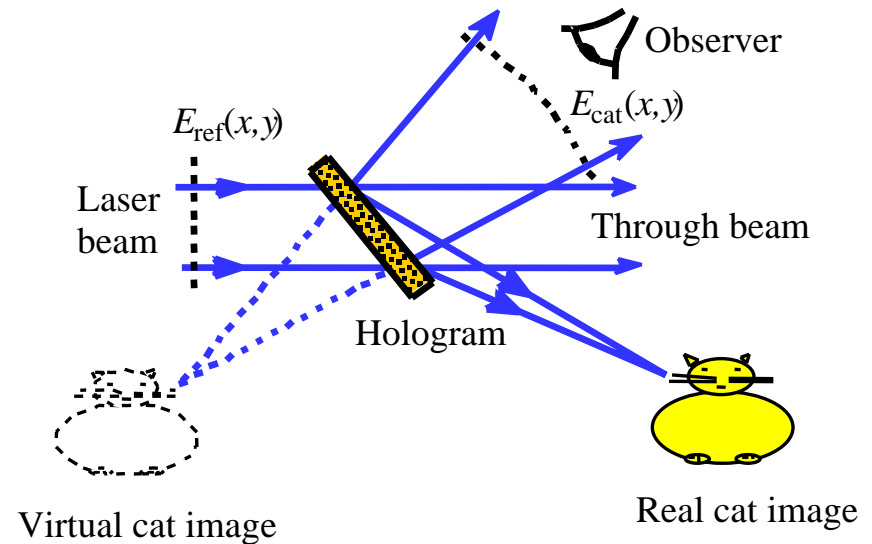
Holografia



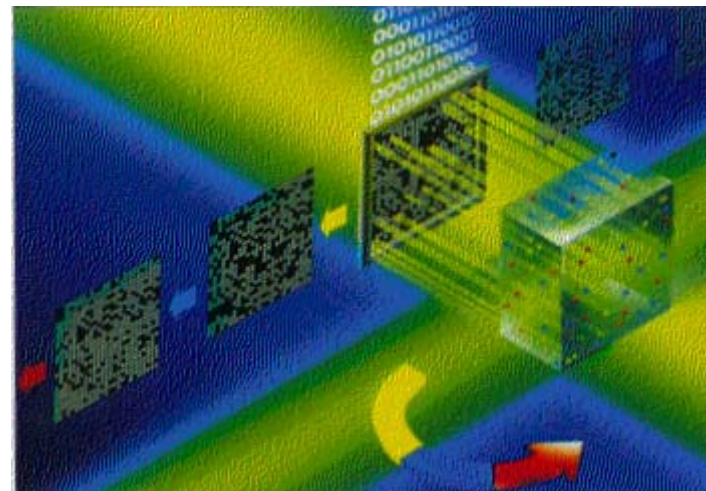
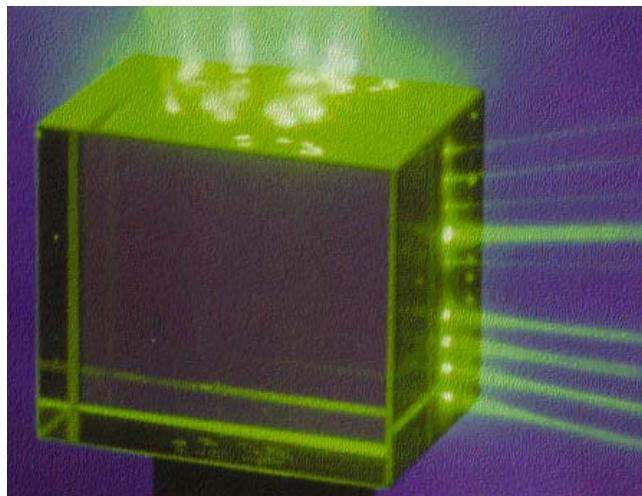
Escrita do Holograma



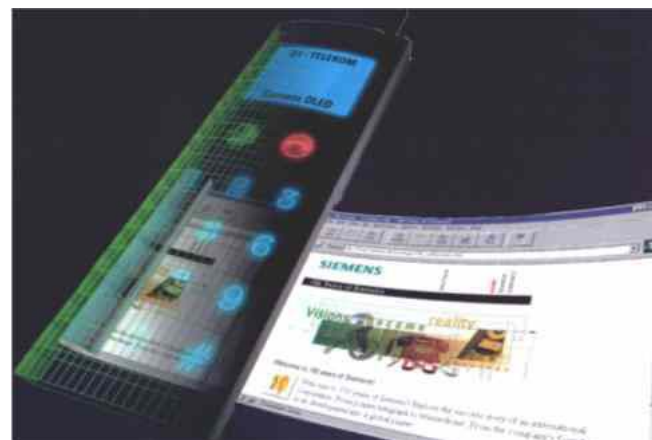
Leitura do Holograma



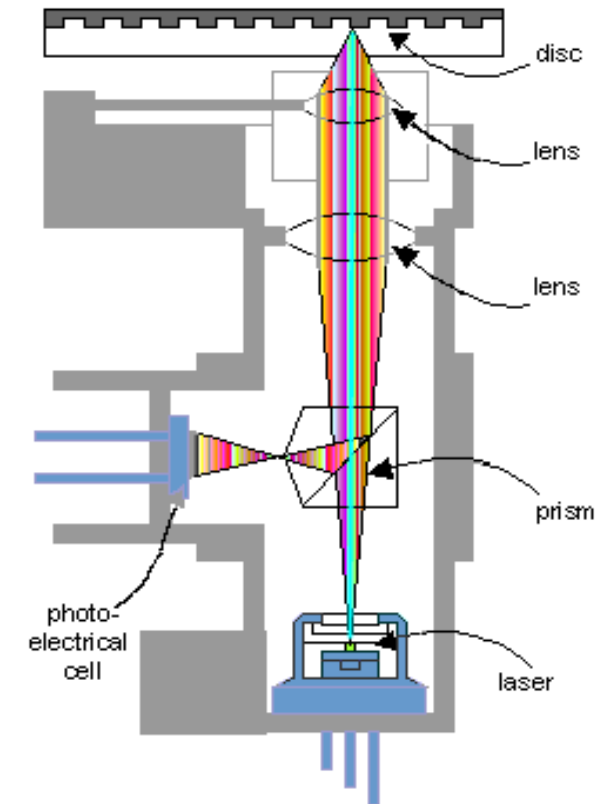
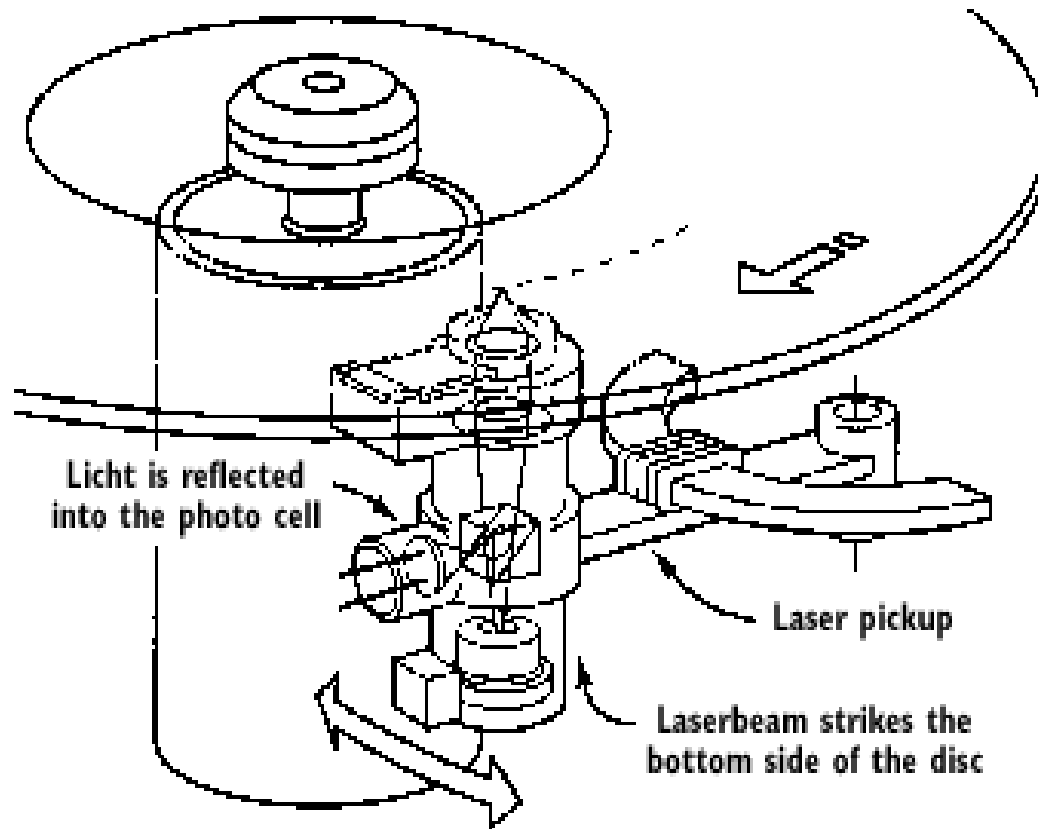
Memórias Holográficas



Ecrã



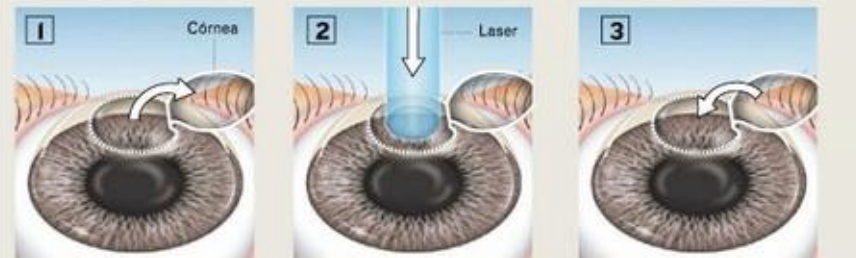
Sistema de Leitura de Disco Compacto



Medicina



Cirurgia com Lasik, uma das técnicas de utilização do laser Eximer

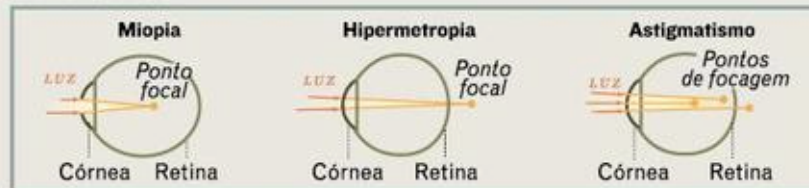


Primeiro o cirurgião corta e destaca uma aba à superfície, denominada lenticulo

Este é levantado e é aplicado o laser para destruir algumas células e tecidos corneanos. O objectivo é alterar a forma da córnea para corrigir os erros refractivos

Uma vez realizado este processo de fotoablação, volta a colocar o lenticulo no lugar, o qual funcionará como uma espécie de "penso" nos dias seguintes à operação

TIPOS DE ERROS REFRACTIVOS



FONTE: "Laservue Eye Center, Califórnia"

ANA SERRA

Outras aplicações do laser cirúrgico

