

COMPACT DISC

LASER DE SEMICONDUTOR

JOSÉ M L FIGUEIREDO

LASERS E ELECTRONICA QUANTICA

FACULDADE DE CIÊNCIAS DO PORTO, 21 DE MARÇO DE 1990

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

Sumário

21/3/1990

SUMÁRIO

O limite de resolução de qualquer sistema óptico é imposto pelo fenómeno da difracção da luz. Como consequência o diametro, no plano focal, do feixe de leitura/escrita é limitado de valor minimo da ordem de $(0.61 \lambda/NA)$, NA é a abertura numérica do raio de luz e λ é o comprimento de onda da luz usada.

A densidade de informação é então dada por $(NA/\lambda)^2$, sendo tanto maior quanto menor for λ .

A alta densidade de informação presente nos discos ópticos é conseguida usando um sistema óptico identico ao dos microscópios e uma fonte luminosa laser.

O laser é uma fonte luminosa que tem a capacidade de fornecer um raio extremamente concentrado. A palavra laser é a abreviatura decorrente da expressão " Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation "

Devido às suas características: (i) reduzidas dimensões, (ii) facilidade de modulação, é usado vulgarmente o laser de semiconductor de GaAlAs, de dupla heterojunção.

ISABEL SANTOS
JOSE M L FIGUEIREDO

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

Índice

21/3/1990

INDICE

1	Introdução	página	4
2	Semicondutores: Conceitos básicos		7
	- Influência da dopagem sobre os níveis de Fermi		12
3	Laser semiconductor: Princípios		16
	- Junções p-n laser		21
	- Ampliação e oscilação numa junção laser p-n		22
	- Ganho do laser semiconductor		23
	- Heterojunções laser		27
4	O laser semiconductor e o leitor CD		30
5	Bibliografia		33

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

Introdução

21/3/1990

1 INTRODUÇÃO

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUCTOR

Introdução

21/3/1990

Um laser não é mais que um gerador óptico. As principais propriedades de um feixe laser são o seu elevado grau de (i) direccionalidade (ii) monocromaticidade (iii) coerência e (iv) brilho.

A emissão estimulada de radiação coerente por semicondutores GaAs em junções p-n, foi anunciada em 1962, depois da análise teórica feita por Durnke, na qual a possibilidade de observar acção laser em semicondutores foi estabelecida.

Há duas diferenças básicas entre o laser de semiconductor e os outros lasers, que justificam um tratamento especial deste assunto .

Nos "lasers convencionais" a espécie activa (átomos, iões, etc) são considerados independentes, o que leva a que os mesmos níveis energéticos envolvidos nas transições sejam os mesmos (isto é: tenham os mesmos números quânticos) para todas as espécies.

No cristal semiconductor , por outro lado, cada nível de energia pode ser ocupado no máximo por dois electrões devido à sobreposição espacial da função de onda dos electrões e à necessidade de obedecer ao princípio de exclusão de Pauli. A ocupação dos níveis de energia é descrita pela função de distribuição de Fermi-Dirac, em vez da de Boltzmann.

Ao contrário dos outros lasers, em que estados de energia discretos para o electrão estavam envolvidos nas transições resultando emissão ou absorção, as transições envolvidas no laser semiconductor nos processos de emissão ou absorção de radiação a uma dada frequência, são de facto entre duas distribuições de níveis de energia (bandas) e não entre dois níveis.

ISABEL SANTOS
JOSE M L FIGUEIREDO

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUCTOR

Introdução

21/3/1990

Cada banda consiste numa distribuição quase contínua de um elevado número de níveis (estados) de energia. As bandas acessíveis aos electrões estão separadas entre si por bandas proibidas ao sistema. As transições no laser semiconductor são entre a banda de condução e a banda de valência. Transições essas que podem ter como consequência a absorção ou a emissão de energia.

Dírac (1958), fazendo um tratamento quântico, mostrou que a probabilidade destas transições é independente da direcção, para as mesmas condições iniciais (estado final vazio). O número de estados em cada banda é da mesma ordem de grandeza do numero de átomos no semiconductor.

A segunda diferença envolve o problema do confinamento da propagação electromagnética nas junções p-n. As características espaciais da radiação são determinadas pelo meio laser e não, como nos lasers ordinários, por um ressoador óptico externo.

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

Semicondutores: conceitos básicos

21/3/1990

2 SEMICONDUTORES

CONCEITOS BÁSICOS

Os cristais semicondutores são formados por elementos, que têm quatro electrões na última camada (carbono, silício, germânio, etc). Pelo facto de existirem quatro electrões na última camada, os átomos destes elementos tendem a formar estruturas cristalinas tetraédricas., ligando-se, cada um deles a quatro vizinhos, de tal modo que os electrões se agrupam aos pares, com "spines" anti-paralelos, formando ligações covalentes. Temos como consequência estruturas bastante estáveis.

Nestas substâncias a banda de condução e a banda de valência encontram-se separadas por uma pequena distância (em termos energéticos), o que faz com que o fenómeno de passagem de electrões da banda de valência para a banda de condução, por agitação térmica, adquira uma certa importância.

Nos semicondutores podem existir dois tipos de portadores de carga susceptíveis de serem deslocados, por aplicação de um campo eléctrico externo, dando origem a uma corrente: os electrões livres com energia situada na banda de condução e as lacunas com energia situada na banda de valência.

As lacunas representam os estados não ocupados da banda de valência e são tratados como electrões, excepto na sua carga que é positiva; correspondem a uma deficiência de electrões.

A função de onda de um electrão numa dada banda (solução da equação de Schrödinger para um potencial periódico), pode ser escrita como:

$$\Psi_{v,c}(\vec{r}) = U_{v,c}(\vec{r}) \text{EXP}(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad , \text{ função de Bloch}$$

onde v,c representam a banda de valência e a banda de condução, respectivamente; e $U_{v,c}$ tem a periodicidade da rede cristalina. As constantes de propagação K_i são quantificadas, isto é:

$$K_i = \frac{2\pi s}{L_i}$$

onde s é um inteiro, $i=x,y,z$ e L_i é a dimensão do cristal na direcção i .

O volume, no espaço \vec{k} , por estado electrónico, é assim $\frac{8\pi^3}{V}$, onde

$$V=L_x L_y L_z.$$

As regiões de energia para as quais não existem soluções da equação de onda na forma da função Bloch, chamam-se bandas proibidas. A largura da banda proibida do nosso interesse, nos semicondutores, é dada pela diferença de energia entre o ponto inferior da banda de condução e o ponto superior da banda de valência.

O número de estados electrónicos por banda, com o valor de k entre k e $k + dk$ é dado pelo volume da "casca" esférica de raio k e espessura dk dividido pelo volume por cada estado, é:

$$(1) \quad \rho(k) dk = \frac{k^2 V}{\pi^2} dk$$

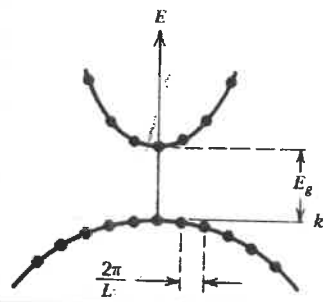
onde o factor 2 foi adicionado tomando em conta os dois estados de spin associados a cada valor próprio k .

A energia associada a um dado estado k , por ex: na banda de condução, é

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

- onde m_c e \hbar representam respectivamente a massa efectiva do electrão na banda de condução e a constante reduzida de Planck - na aproximação parabólica de banda, que ignora a direcção de \vec{k} .

A energia é assim uma função do $|\vec{k}|$ e não de \vec{k} , m_c é a massa efectiva do electrão na banda de condução. $E(k)$ é medida a partir do menor nível da banda.



A figura 1 é uma representação típica de bandas de energia em relação a k para um semicondutor directo, semicondutor no qual o mínimo da banda de condução e o mínimo da banda de valência ocorrem no mesmo ponto no espaço \vec{k} , com m_c menor que m_v . Os pontos igualmente espaçados correspondem a estados do electrão.

Das expressões (1) e (2), obtemos a expressão para a densidade de estados por unidade de intervalo de energia :

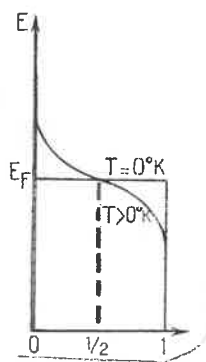
$$(3) \quad \rho_v(E) = \frac{1}{v} \rho_v(k) \frac{dk}{dE} = \frac{1}{(2\pi^2)^3} \sqrt{\left(\frac{2m_v}{\hbar^2}\right)^3} \cdot \sqrt{E}$$

$$(4) \quad \rho_c(E) = \frac{1}{v} \rho_c(k) \frac{dk}{dE} = \frac{1}{(2\pi^2)^3} \sqrt{\left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^3} \cdot \sqrt{E} \quad ?$$

$$\frac{8\sqrt{2}}{h^3} \pi m^{3/2} E^{1/2}$$

onde a energia é medida a partir do extremo da banda de energia.

A probabilidade de um estado electrónico de energia E ser ocupado por um electrão é dada pela lei de Fermi-Dirac :



$$(5) \quad f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-F}{KT}}}$$

onde F é a energia do nível de Fermi, T é a temperatura absoluta e K é a constante de Boltzmann. O nível de Fermi representa a fronteira entre os níveis completamente preenchidos e os vazios à temperatura de 0K. Isto é:

$$f(E)=1 \quad \text{para } E < F, \quad \text{e } f(E)=0 \quad \text{para } E > F$$

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

Semicondutores: Conceitos básicos

21/3/1990

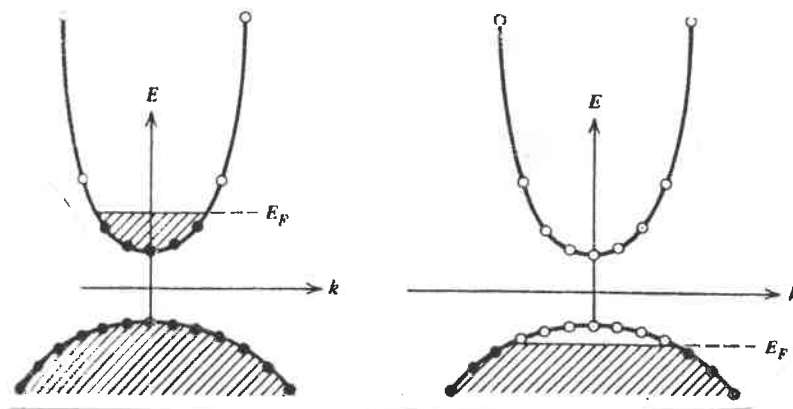
Em equilíbrio térmico a energia de Fermi é a mesma para a banda de condução e a banda de valência. Sob condições em que o equilíbrio térmico é destruído, temos diferentes níveis de Fermi para cada banda chamados quase-níveis de Fermi. O conceito de quase-níveis de Fermi em sistemas excitados, é válido sempre que o tempo de transição entre bandas é muito menor que o tempo de relaxação do sistema. Isto, é válido frequentemente para um elevado número de portadores nas junções p-n.

Algumas propriedades destas substâncias podem ser bastante alteradas por adição de certas impurezas. A este processo chama-se dopagem do semicondutor.

Influência da dopagem sobre os níveis de Fermi

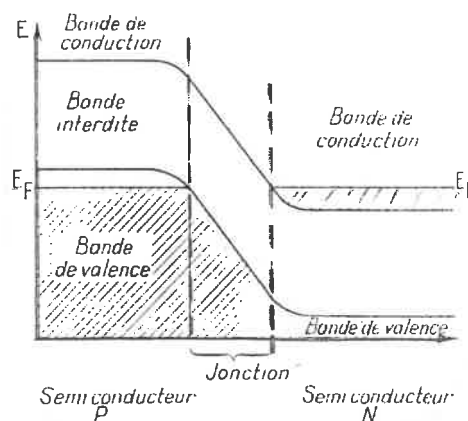
A dopagem de um semicondutor efectua-se juntando a este (por vaporização e difusão selectiva num forno apropriado^{ou outro}), em pequenas porções, átomos possuindo na sua periferia um electrão a menos \leftarrow ou a mais \rightarrow , que o número de electrões do material base e com as mesmas características cristalinas. O excesso, ou defeito (10^{18} átomos cm^{-3}), correspondente de electrões traduz-se no deslocamento do nível de Fermi. No seio do semicondutor que apresenta um excesso de electrões, semicondutor de tipo n, toda a banda de valência e uma parte da banda de condução estão ocupadas. Se ao contrário, reina um déficit de electrões, semicondutor de tipo p, o topo da banda de valência e toda a banda de condução estão desocupadas.

Para semicondutores fortemente dopados os níveis de Fermi estão representados na figura.



Colocando em contacto um semiconductor de tipo n e um de tipo p, de maneira a tornar possível a passagem de um para o outro de portadores e as trocas caloríficas, obtemos o que se chama uma junção p-n.

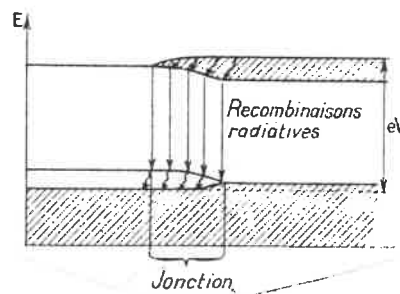
A probabilidade de ocupação a zero graus Kelvin, dos diferentes níveis apresenta o seguinte aspecto:



Numa junção, desde que altamente dopados, o nível de Fermi do semiconductor tipo p cai dentro da banda de valência e o nível de Fermi do semiconductor tipo n cai dentro da banda de condução.

Os níveis de Fermi tomam agora uma disposição caracterizada por uma igualdade nos dois materiais presentes, que é uma consequência do equilíbrio termodinâmico, o que implica que a corrente média no semiconductor é nula.

A igualdade precedente cessa, se polarizarmos a junção, isto é, se lhe impusermos por meio de uma fonte exterior a passagem de corrente. Os dois níveis distanciam-se, agora, de uma quantidade: $dF = eV$, onde V é a tensão entre as partes da junção e "e" a carga do electrão (ver figura).



Constata-se assim, na vizinhança da junção, que os electrões povoando a banda de condução de um dos materiais se encontram em "vista" de numerosas colocações disponíveis no seio da banda de valência do outro.

Temos, portanto, de uma forma muito localizada, uma inversão de população produzida na zona de depleção da junção p-n. Agora, temos diferentes níveis de Fermi (quase-níveis de Fermi) para cada banda.

O que a tensão faz essencialmente, é a injeção na zona de depleção de electrões da banda de condução do material tipo n e lacunas da banda de valência do material tipo p, isto é: alimentar a banda de condução com electrões com $E > E_g$ (E_g é a diferença de energia entre o mínimo da banda de condução e o máximo da banda de valência), que vão compensar os que deixam esta banda por recombinação. Desde que $dF = E_g$ temos $V = \frac{E_g}{e}$, que para o semiconductor GaAs tem o valor aproximado de 1.5 Volt.

Os electrões em excesso do lado n vão recair na banda de valência do lado p provocando o desaparecimento do mesmo número de lacunas. Cada uma destas transições liberta uma energia que pode tomar a forma de um fóton (electroluminiscência):



A presença de radiação de frequência conveniente $\omega = \frac{E_e - E_l}{h}$ pode induzir transições do tipo:



Onde F, "e" e L representam respectivamente, fóton, electrão e lacuna.

Dirac (1958) demonstrou que os dois fótons tem idênticas características:

- a mesma fase
- a mesma polarização
- a mesma energia
- a mesma direcção de propagação.

A zona da junção (que apresenta alguns micrometros de espessura) comporta-se agora como um meio amplificador.

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

O laser semiconductor: Princípios

21/3/1990

3 LASER SEMICONDUTOR

PRINCÍPIOS

Como nos laser ordinários, a amplificação de radiação no laser semiconductor é exactamente oposta à absorção; envolve assim uma inversão da posição entre estados de energia ocupados e não ocupados.

Natureza das transições envolvidas:

A interacção energética entre um electrão num semiconductor e um campo electrico óptico da forma

$$(6) \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}}{2} + c.c.$$

é dada, assumindo $\vec{E}_0 = \vec{I} E_0$, por

$$(7) \quad \mathbf{H} = \frac{e E_0 \cdot \mathbf{h} e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}}{2} + c.c.$$

Podemos calcular a taxa de transição de um electrão da banda de valência para a banda de condução, por influência de um campo electrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$, apelando para resultados da teoria de perturbações dependentes do tempo e usando o elemento da matriz perturbação

$$(8) \quad H_{vc} = \frac{e E_0}{2} \int \mathbf{U}^*_{vk}(\mathbf{r}) \mathbf{U}_{ck'}(\mathbf{r}) H_{vc} e^{i(\vec{k}' - \vec{k} - \vec{k}p) \cdot \vec{r}} dV$$

A rápida variação de fase do factor $e^{i(\vec{k}' - \vec{k} - \vec{k}p) \cdot \vec{r}}$ tem como consequência que H_{vc} é muito pequeno excepto quando $\vec{k}' - \vec{k} = \vec{k}p$.

Na região óptica $kp \cong \frac{2\pi}{\lambda} \cong 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Para um electrão temos - excepto na imediata vizinhança do extremo da banda - $|\vec{k}' - \vec{k}| \cong k \cong 10^8 \text{ cm}^{-1}$.

Podemos então assumir que $kp \cong 0$, resultando como condição de taxas de transição aperciáveis: $\vec{k}' = \vec{k}$, isto é, a transição só deverá ocorrer entre estados inicial e final com o mesmo \vec{k} - conservação do momento do cristal: $\vec{p} = \hbar \vec{k}$.

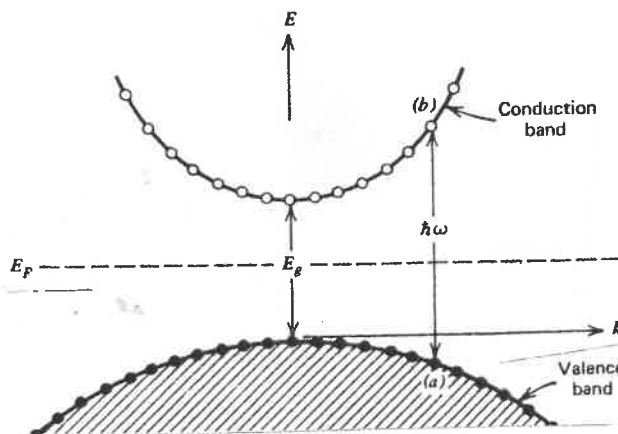
COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

O laser semiconductor: Principios

21/3/1990

Seja o coeficiente de absorção $\alpha(\omega)$ da onda plana radiante com frequência ω , propagando-se no interior de um semiconductor com um diagrama de energia, como mostra a figura.



A figura representa: absorção de um fóton num semiconductor devido à transição de um electrão de um estado ocupado (a) na banda de valência para um estado vazio (b) na banda de condução (amostra em equilibrio térmico).

Sejam f_v e f_c as probabilidades de ocupação da banda de valência e da banda de condução, respectivamente:

$$(9) \quad f_v(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - F_v}{KT}}} \quad \text{e} \quad (10) \quad f_c(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - F_c}{KT}}}$$

F_v e F_c representam a energia dos quase-níveis de Fermi (separam a zona de completa ocupação da zona completamente vazia).

A condição necessária para a emissão é a de o número de acontecimentos que favorecem a emissão estimulada ser superior ao numero de acontecimentos que favorecem a absorção. O excesso é necessário para compensar as perdas. Ambos os processos são directamente proporcionais ao numero de fótons presentes e ao coeficiente de transição.

Por outro lado, a taxa de emissão estimulada deve ser, também, directamente proporcional ao produto da probabilidade de ocupação de níveis superiores com a probabilidade de não ocupação dos níveis inferiores (mais baixos).

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

O laser semiconductor: Princípios

21/3/1990

Enquanto que a taxa de absorção deve ser directamente proporcional ao produto da probabilidade de ocupação de níveis mais baixos, com a probabilidade de não ocupação dos níveis mais superiores.

A taxa de probabilidade para a transição do estado (a) para o estado (b) é dada (de acordo com 2 e a figura anterior) é

$$(11) \quad W_{ab} = \frac{2\pi}{h} |H'_{vc}|^2 \{f_v(1-f_c) - f_c(1-f_v)\} \delta(E_b - E_a - h\omega)$$

onde $E_b - E_a = \frac{(\hbar k)^2}{2} \left(\frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \right) + E_g$.

O excesso de transições para cima sobre as transições para baixo por segundo é dado por:

$$N = N_{a \rightarrow b} - N_{b \rightarrow a} = \int W(k) \rho(k) dk$$

$$(12) \quad N = \frac{2V}{\pi h} \int_0^\infty |H'_{vc}(k)|^2 \{f_v(1-f_c) - f_c(1-f_v)\} \delta\left(\frac{(\hbar k)^2}{2m_r} + E_g - h\omega\right) k^2 dk$$

A condição de amplificação é tal que: $N_{a \rightarrow b} < N_{b \rightarrow a}$, o que implica que

$$(13) \quad f_c(E_b) - f_v(E_a) > 0 \Leftrightarrow F_c - F_v > h\omega$$

condição Bernard Duraffours para inversão nos semicondutor.

Note-se que em equilíbrio térmico $F_c = F_v$ e o sistema ou é transparente ou absorvente a todas as frequências.

O coeficiente de absorção $\alpha(\omega)$ é dado por :

$$(14) \quad \alpha(\omega) = \frac{\text{potencia absorvida por unidade de volume}}{\text{potencia que atravessa a unidade de área}} = \frac{2Nh\omega}{VE_0^2 C E_0 \eta}$$

Onde η é o índice de refração da luz no meio, C é a velocidade da luz no vazio e E_0 é a amplitude do campo.

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

O laser semiconductor: Principios

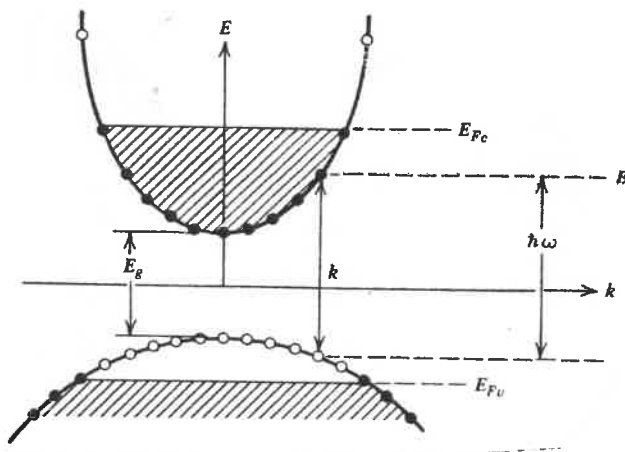
21/3/1990

Agrupando todos os coeficientes constantes, temos:

$$(15) \quad \alpha(\omega) = \kappa \sqrt{h\omega - E_g} \left(f_v(E_a) - f_c(E_b) \right)$$

onde κ pode ser determinado pelos dados de absorção. Para o GaAs temos $E_g \approx 1,5 \text{ eV}$, $\kappa = 6 \times 10^3 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1/2}$, $m_c = 0,065 m_e$ e $m_v = 0,1 m_e$. Para um fóton com energia E que excede por exemplo a E_g em $0,01 \text{ eV}$, o coeficiente de absorção é, para $f_v(E_a) = 0$, $\kappa \sqrt{h\omega - E_g} = 6 \times 10^2 \text{ cm}^{-1}$, a 0 K .

Para um cristal semiconductor no qual os estados, até um dado nível superior na banda de condução, estão todos ocupados e portanto certos níveis na banda de valência estão vazios.



Para esta situação o sinal de $\alpha(\omega)$ é agora invertido, assim a radiação é ampliada em vez de ser absorvida.

Para o semiconductor representado na figura:

$$\alpha(\omega) = 0 \quad h\omega < E_g$$

$$\alpha(\omega) = -\kappa \sqrt{h\omega - E_g} \quad E_g < h\omega < E_c - E_v \quad \text{amplificação}$$

$$\alpha(\omega) = \kappa \sqrt{h\omega - E_g} \quad h\omega > E_c - E_v \quad \text{absorção}$$

Foi este o argumento usado por Dumke na previsão e cálculo da possibilidade de acção laser nos semicondutores.

A constante de ganho $\gamma(\omega) = -\alpha(\omega)$ é $\gamma(\omega) = \sqrt{h\omega - E_g} \{f_0(E_c) - f_0(E_v)\}$.

O máximo ganho atingível para um dado semiconductor à frequência ω é assim igual a $\alpha_0(\omega) = K\sqrt{h\omega - E_g}$ - absorção à temperatura zero do material intrínseco. Para obter este ganho temos que excitar o material até que $f_0(E_c) = 1$ e $f_0(E_v) = 0$.

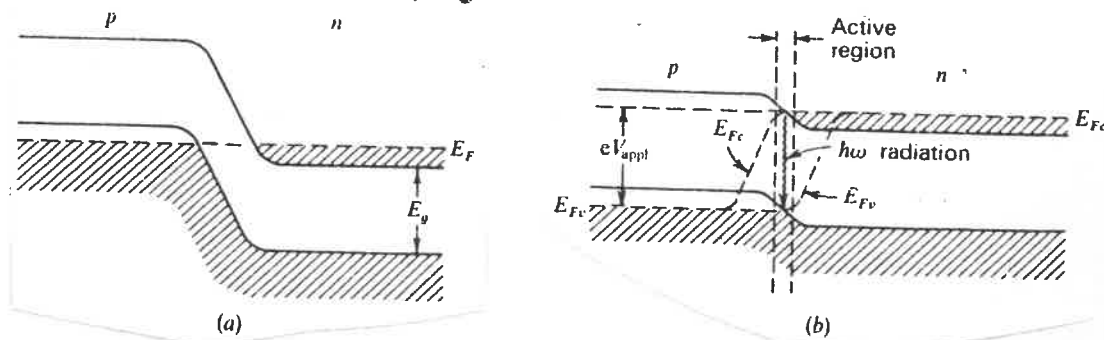
Se o limite de absorção intrínseco a zero graus é $\alpha_0(\omega)$, a dependência do ganho em relação à temperatura e à excitação está contida no factor $(f_0(E_c) - f_0(E_v))$

O efeito da larga excitação é aumentar o número de portadores nas duas bandas e assim aumentar o ganho máximo $\gamma(\omega)_{\text{máx}}$. Um aumento na temperatura alarga a região de transição das funções de Fermi, reduz $\gamma(\omega)_{\text{máx}}$.

Junções p-n laser

A primeira acção laser nos semiconductor foi obtida com junções p-n degeneradas. Sob condição de injeção de alta corrente em tais junções existe na região próxima da camada de depleção, simultaneamente, uma população degenerada de electrões e lacunas.

Com uma tensão nula, a condição $F_c - F_v > h\omega$ não é satisfeita e não há ampliação, figura a. Com uma tensão aplicada da ordem dos $\frac{E_g}{e}$ Volt (tensão de GAP), existe agora uma região "activa" contendo população de electrões e lacunas degenerados. Para uma frequência ω típica, a condição de ganho é satisfeita, e uma porção de radiação com frequência ω que está confinada à região activa é amplificada, figura b.



COMPACT DISC

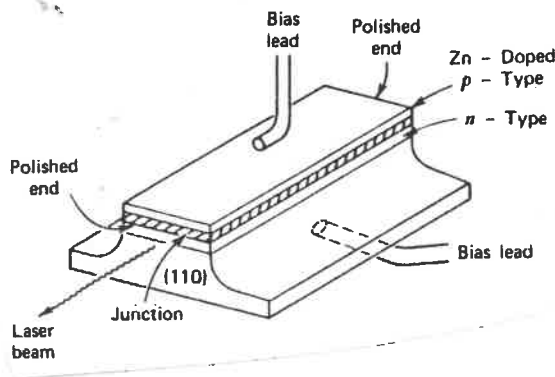
LASER SEMICONDUTOR

O laser semiconductor: Princípios

21/3/1990

A espessura da camada activa, neste caso simples, pode ser aproximada à distância para que os electrões possam difundir-se para se recombinarem com uma lacuna, isto é, depois de fazer a transição para a banda de valência. Usando o coeficiente de difusão $D \cong 10 \text{ cm}^2 \text{ S}^{-1}$ e o tempo de recombinação de $\tau_{rec} = 10^{-9} \text{ S}$, obtemos $\sqrt{D\tau_{rec}} \cong 10^{-4} \text{ cm}$ para a largura da região activa.

As primeiras junções laser GaAs foram obtidas por difusão de átomos, tais como Zn, para uma superfície altamente concentrada $N_a \cong 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, num cristal tipo n GaAs dopado tipicamente por 10^{18} cm^{-3} .



A figura representa uma junção laser p-n de GaAs, o ressonador óptico é formado por um par de faces opostas polidas do cristal.

Amplificação e oscilação numa junção laser p-n.

A expressão (15) não pode ser aplicada a diodos laser p-n, porque:

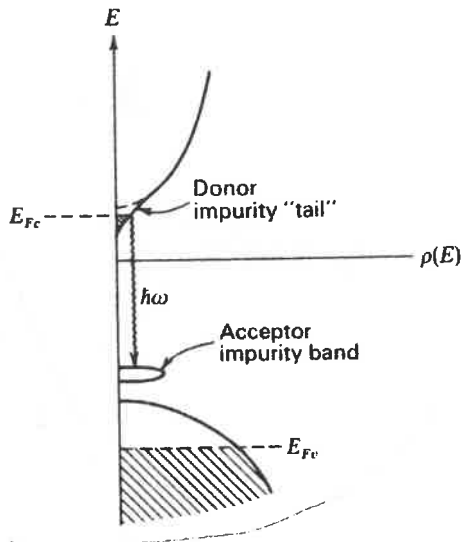
- Nas junções usadas, p-n degeneradas, a alta concentração de impurezas causa o alargamento das bandas de energia, comparando com um semiconductor intrinseco. A aproximação de bandas e a condição de conservação de momento, condições usadas para derivar (15) não se aplicam aqui com rigor. Com altas concentrações ($> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) de dadores no GaAs, os níveis de energia das impurezas dadoras formam uma banda que se sobrepõe à banda de condução. Parte dos níveis superiores do laser estão nesta banda. As transições prováveis terminam nos estados de energia do aceitador, que devido à sua concentração, aproximadamente 10^{18} cm^{-3} na região activa (região que contem a inversão de população), também formam uma banda contínua.

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

O laser semiconductor: Princípios

21/3/1990



A figura é uma representação qualitativa da densidade de estados e a sua ocupação na região activa de uma junção p-n altamente degenerada.

-O confinamento da radiação electromagnética tem um papel determinante na oscilação.

GANHO DO LASER SEMICONDUTOR

Com exactidão, a natureza da distribuição dos níveis de energia envolvidos nas transições não é conhecida. Vamos tratar as transições da mesma maneira que nos lasers ordinários.

Numa primeira aproximação: seja N_1 a densidade de electrões presentes na banda de condução do lado p da junção, N_0 número de electrões que sofrem recombinação e não estão em equilíbrio térmico na banda de valência. Seja $N_1 - N_0$ a inversão de população localizada na região activa com espessura t . O nível superior desexcita-se permanentemente por recombinações radiactivas espontâneas (electroluminiscência), numa região centrada na zona activa de espessura d (que pode ser maior ou menor do que t) temos então um campo electromagnético.

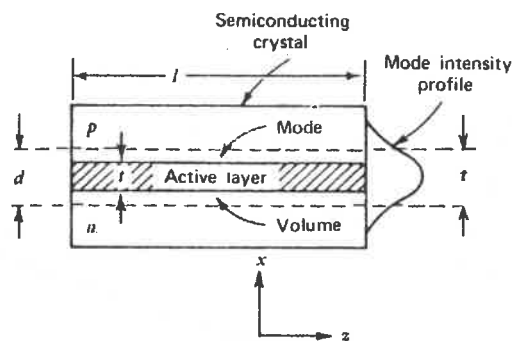


Diagrama esquemático da zona activa e da distribuição de intensidade do modo laser.

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

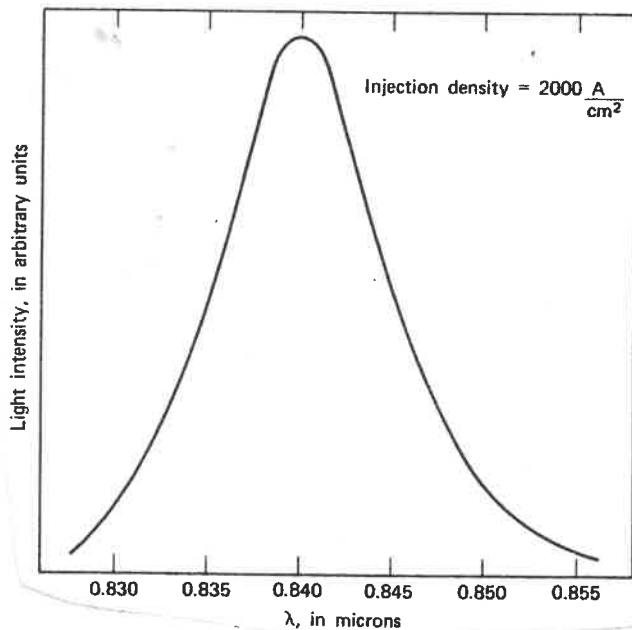
O laser semiconductor: Princípios

21/3/1990

Sejam $\Delta\nu$ e τ a largura do raio e a vida média de duração destas emissões (equivalente à fluorescência nos meios de níveis de energia discretos). Uma onda electromagnética caminhante na vizinhança da junção (no volume total $V = A \cdot d$ ou $V = A \cdot t$, se $t > d$, onde A é a área da zona activa) será sujeita a uma amplificação

$$(16) \quad \alpha(\nu) = \frac{N_1 - N_0}{V} g(\nu) \frac{c^2}{8\pi\nu^2\tau}$$

onde $g(\nu)$ é o perfil normalizado do raio de fluorescência.



A figura representa a curva típica espectral da radiação de recombinação numa junção p-n GaAs.

No seu centro $g(\nu)$ e $\alpha(\nu)$ são máximos, como $g(\nu)_{\text{máx}}$ é sempre vizinho de $\frac{1}{\Delta\nu}$ temos:

$$(17) \quad \alpha_{\text{máx}}(\nu) = \frac{N_1 - N_0}{V} \frac{c^2}{8\pi\nu^2\tau} \frac{1}{\Delta\nu}$$

Verifica-se que $\alpha_{\text{máx}}(\nu)$ é tanto maior quanto menor for d (ou t).

Às condições de oscilação - as perdas subitas da onda no seu vai e vem, compostas por uma reabsorção da luz pelo semiconductor e outra parte na reflexão nas faces extremas - correspondem os coeficientes de absorção médios k e $-\log \frac{R}{L}$ (L é o comprimento da junção), que conduzem à condição

$$(18) \quad \frac{N_1 - N_0}{\tau} = \left(k - \log \frac{R}{L} \right) \frac{8\pi \Delta\nu V}{\lambda^2}$$

$N_1 - N_0$ é função da intensidade de corrente que percorre a junção.

A experiência mostra que uma porção importante de electrões injectados dá lugar à recombinação radiativa que é sensivelmente vizinha do limiar

$$(19) \quad I = \frac{N_1 e}{\tau}$$

Admitindo que $N_1 \gg N_0$ (laser de quatro níveis), os electrões que chegam à banda de valência por recombinação mantêm-se em equilíbrio térmico num tempo $\ll \tau$, o que implica que o topo da banda de valência esteja quase sempre vazio, podemos calcular a densidade de corrente (J_c) na junção:

$$(20) \quad J_c = \frac{I}{A} = \frac{8\pi \Delta\nu e d}{\lambda^2} \left(k - \log \frac{R}{L} \right)$$

Para o GaAs a baixas temperaturas: $L = 6 \cdot 10^{-2} \text{cm}$, $d = 5 \cdot 10^{-4} \text{cm}$, $\lambda = 0.84 \text{mm}$
 $\Delta\nu = 100 \text{cm}^{-1}$, $k = 10 \text{cm}^{-1}$, $R = 0.32$ ($n = 3.6$), obtemos

$$J_c \approx 200 \text{Acm}^{-2}$$

resultado concordante com o medido experimentalmente para temperaturas entre 20 a 30K.

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

O laser semiconductor: Principios

21/3/1990

A densidade de corrente limiar J_c para um laser semiconductor aumenta rapidamente com o aumento da temperatura de operação $\approx T^3$ para $T > 77K$, que é resultado do facto de quando T aumenta provoca que $f_c (1 - f_v)$ decresça e $f_v (1 - f_c)$ aumente, o que implica que o ganho, que depende de $\{f_v (1 - f_c) - f_c (1 - f_v)\}$ caia rapidamente.

Temos como consequência que não é possível operar um laser semiconductor, continuamente, acima de uma temperatura crítica (T_c).

Acima de T_c (temos um ciclo vicioso): um aumento de Temperatura implica uma elevada densidade de corrente (aumenta a resistência), implica novo aumento na temperatura impedindo a possibilidade de operação em modo contínuo.

Obviamente T_c depende da construção do diodo (efeitos da taxa de dissipação de calor).

Com o largamente usado laser GaAs ($\lambda=0.84 \text{ mm}$) obtemos operação contínua até 77K com potencia de alguns Watt e eficiência de 30% (razão da potência laser emitida e a potência eléctrica dissipada na junção).

A eficiência quântica (razão entre o número de fótons emitidos e o número de pares electrão-lacunas injectados na junção) é superior a 70%. À temperatura ambiente é inferior a 10%. Os laser de semiconductor são de facto os laser~~s~~ mais eficientes.

A tensão aplicada que faz circular a corrente de bombagem corresponde em grande parte à largura da banda interdita, isto é, à energia do fóton emitido. O complemento é para compensar as perdas na resistência do material entre as extremidades da junção. O rendimento é tanto maior quanto menor for a temperatura (a resistência do semiconductor diminui fortemente com a temperatura).

Para uma corrente bem acima do limiar, o laser usualmente tem uma largura de banda de oscilação superior a 10^{11} Hz , o que o torna muito activo para operações mode-locked (modo fechado). O problema de mode-locking é um pouco mais complicado, neste caso, por causa da larga dispersão do índice de refração do semiconductor (devido ao facto da energia do fóton ser comparável a E_g).

O intervalo de frequência entre dois modos longitudinais adjacentes é aproximadamente

$$(21) \quad \Delta\nu = \frac{c}{2d\left(\eta - \lambda \left(\frac{d\eta}{d\lambda}\right)\right)}$$

onde η é o índice de refração do meio ($\eta = \eta(\lambda)$) e d é a dimensão longitudinal da cavidade laser.

Como resultado da dispersão ($\frac{d\eta}{d\lambda} \neq 0$), os modos longitudinais não estão igualmente espaçados (isto é, $\Delta\nu$ depende de λ , o que põe problemas quando temos interesse no mode-locking).

Com semiconductor do tipo Ga ($As_{1-x}P_x$) podemos obter comprimentos de onda que vão desde $0.84 \mu\text{m}$ ($x=0$) até $0.64 \mu\text{m}$ ($x=0.4$). Variando a composição variamos o comprimento de onda de saída. As frequências são muito sensíveis a determinados factores - um handicap para a metrologia.

O arrefecimento do laser é facilitado por ser de pequeno tamanho (o que resulta da impossibilidade de fabricar junções planas de grandes dimensões). A maior parte dos lasers semicondutores apresentam um volume inferior a um milímetro cúbico.

Heterojunções laser

O funcionamento em modo contínuo do laser semiconductor à temperatura ambiente foi obtido pela primeira vez em 1970.

A alta eficiência, método de bombagem simples (uma fonte de tensão 1.5 volt, capaz de dar 10-100 mA), as pequenas dimensões e a facilidade de modulação da luz de saída (simplesmente modulando a corrente injectada) torna os Lasers semicondutores muito atractivos para muitas aplicações. Mas operar a 77K (para obter operação em modo contínuo) torna as suas aplicações muito limitadas.

O problema foi resolvido usando em vez de uma junção p-n, uma dupla heterojunção - junção entre diferentes materiais semicondutores com dimensões das respectivas estruturas cristalinas semelhantes. Numa heterojunção cada semiconductor pode ser do tipo n ou p (temos quatro combinações possíveis).

COMPACT DISC

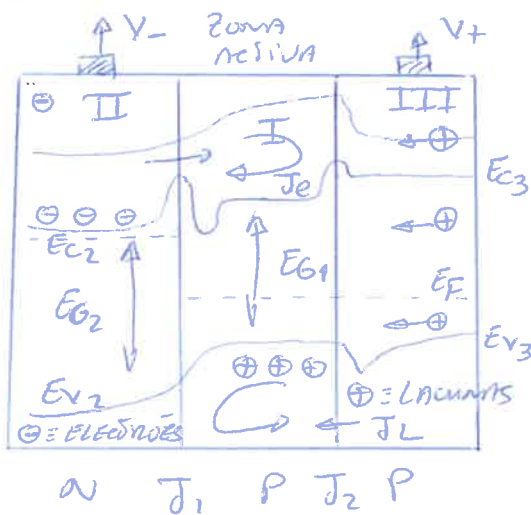
LASER SEMICONDUTOR

O laser semiconductor: Princípios

21/3/1990

Numa heterojunção a corrente é suportada predominantemente pelos portadores que deixam o semiconductor com "Gap" de energia mais elevado para o semiconductor com "Gap" de energia mais baixo (fluxo no sentido das energias mais baixas).

Temos uma heteroestrutura dupla quando um semiconductor com "Gap" de energia E_{g1} se situa entre duas camadas de outros materiais semicondutores com "Gaps" de energia mais elevados.



Na região I, chamada zona activa, vai existir uma concentração elevada de electrões e lacunas, ou seja, condição propícia para recombinação - geração de fotões. Os fotões têm uma energia da ordem de E_{g1}

Estes fotões tem assim pouca probabilidade de ser absorvidos nas regiões circundantes, pois a sua energia não é suficiente para gerar um par electrão-lacuna nessas regiões. Para tal seria necessária uma energia da ordem E_{g3} (transparencia à radiação do material de "Gap" superior).

Normalmente quanto maior é o "Gap" de energia de um semiconductor, menor é o seu índice de refração.



Confinamento óptico :

$$n_2, n_3 < n_1$$

Parte da radiação gerada na zona activa mantém-se dentro dela devido ao fenómeno da reflexão total apenas podendo sair pelas faces extremas, fenomeno identico ao confinamento de luz numa fibra óptica.

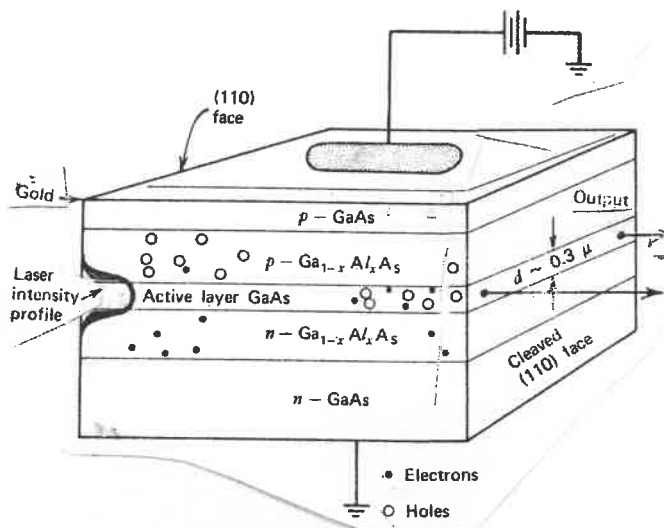
COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

O laser semiconductor: Princípios

21/3/1990

Com heterojunções obtemos eficiências de injeção superiores a 0.99.



Primeiro laser com oscilação contínua à temperatura ambiente. Neste diodo temos duas junções $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(p)$ - GaAs e GaAs - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(n)$. A região activa consiste numa fina camada de GaAs , menos de $1\mu\text{m}$.

A realização da operação contínua é devida à combinação de três efeitos:

- O η do $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ é significativamente menor que o do GaAs ($\eta=3.4$ para $x=0.4$, enquanto $\eta=3.6$ para $x=0$), isto é, a acção laser é agora confinada à camada GaAs (região de ganho), ao contrário da situação para uma junção p - n , na qual a região da distribuição do campo estende-se para zonas onde não há bombagem (zonas portanto de absorção).
- A região activa é agora melhor confinada e mais pequena. Para a mesma densidade de corrente, a densidade de electrões na região activa é concentrada, e portanto, o ganho aumenta.
- A capacidade de dissipação de calor é consideravelmente melhorada, o que foi conseguido cimentando no substrato GaAs (n) uma chapa de diamante (ou estanho) que devido à sua massa e à sua conductividade térmica actua como uma fonte dissipadora de calor.

Estas melhorias tornaram possível reduzir a densidade de corrente limiar J_c para 10^2 A cm^{-2} (que para operação de diodos p - n pulsados é cerca de 100 vezes maior).

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

O laser de semicondutor e o leitor CD

21/3/1990

4 O LASER SEMICONDUTOR E O LEITOR CD

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUCTOR

O laser de semiconductor e o leitor CD

21/3/1990

Usa-se um sistema óptico de escrita e leitura, para obter uma alta densidade espacial de informação.

Devido à grande quantidade de dados, uma taxa do sinal-ruído satisfatória é necessária, o que até ao uso dos laser não tinha sido conseguido com fontes clássicas. Também devido à elevada luminância necessária, as fontes de luz clássicas não são adequadas para as leituras de video discos. Após o desenvolvimento dos lasers estes problemas foram resolvidos.

Até fins dos anos 70, o laser usado em tais sistemas ópticos foi o de gás de Hélio-Neon. Este foi substituído pelo laser de semiconductor, quando estes se tornaram comercialmente viáveis.

O laser utilizado no Compact Disc Digital Audio é uma pequena unidade de semiconductor (Arsenieto de Gálio e de Alumínio) de fraca potência e cujas radiações invisíveis pertencem ao domínio infravermelho.

O laser de semiconductor possui entre outras as seguintes vantagens; são compactos, leves, necessitam somente de uma fonte de alimentação simples - uma fonte de tensão de 1.5 volt, que devota uma corrente de aproximadamente 15 mA, e a sua luz pode ser modulada facilmente modulando a corrente que atravessa a estrutura do diodo laser. A aplicação do diodo laser permitiu o desenvolvimento de pequenos, baratos e seguros sistemas ópticos de gravação e leitura de informação.

O uso de diodo laser levou a uma importante minaturização do pick-up óptico, todos os seus componentes são incorporados num cilindro com cerca de 30 mm de altura e 10 mm de diâmetro. Tais características permitiram a construção de leitores ópticos muito compactos, reduzindo o efeito das vibrações.

No laser usado pelo compact disc (AlGaAs) a região ópticamente activa está confinada a uma tira de aproximadamente 5 μm de comprimento e 0.3 μm de largura. A potência total de saída varia entre 3 a 5 mW, que é radiada num cone elíptico de luz, com largura angular de 10° na direcção paralela à tira e de 40° na direcção perpendicular. Para obter um raio com uma amplitude e fase suficientemente uniformes numa secção circular, a extensão do feixe laser usado é aproximadamente 5° , o que corresponde a uma abertura numérica de aproximadamente 0.10.

A abertura numérica de um sistema óptico "determina" a quantidade de luz que atravessa o sistema. É dada por $n \sin \theta_1$, onde θ_1 é o angulo limite medido a partir do eixo óptico, para o qual o sistema ainda aceita luz e n é o indice de refração do sistema.

A sua capacidade de fornecer um raio extremamente concentrado torna-o capaz de ler perfeitamente uma pista digital cujas dimensões das depressões, se avizinham de 0.5 micron de largura, 0.1 micron de profundidade e de 1 a 3 microns de comprimento; da mesma maneira, ele permite uma leitura exacta de duas pistas, cuja distância, ou "afastamento de pista" é apenas de 1.6 micron. Com efeito, ao nível da superficie comportando as informações, o diâmetro do feixe é inferior a 1 micron (valor medido entre os pontos correspondentes a metade da intensidade no centro do feixe).

A cabeça de leitura óptica emite, portanto, um feixe laser que atravessa a primeira cobertura transparente e vem reflectir-se sobre a película metálica. Ela é solidária com um braço assistido que se desloca radialmente em relação ao disco, do interior para o exterior.

Quanto menor for λ mais elevada poderá ser a densidade de informação que podemos inserir e/ou ler no disco.

A largura de banda no comprimento de onda ($\Delta\lambda$) do Laser é menor que 1 μm e o seu espectro de emissão consiste num único modo, o que faz com que o diodo laser constitua uma fonte quase pontual.

O comprimento de coerência L deste laser é da ordem de centímetros - aproximadamente 5 cm, $L = \tau \cdot c$, onde τ é o tempo de coerência e c a velocidade da luz no vazio; a própria junção funciona como um Fabry-Pérot, a distância entre as faces é igual à dimensão longitudinal do laser - assim a luz depois de reflectida no disco ainda é coerente. Usando a propriedade da coerência da fonte podemos operar o laser em configuração de feed-back.

Para um dado comprimento de onda a abertura numérica deve ser o maior possível. O facto de o comprimento de onda do diodo laser ser maior que o do laser de gás He-Ne (6.328 \AA), a abertura numérica usada no CD é aproximadamente 0.52 em vez de 0.4 para o laser He-Ne, para obter a mesma resolução. Contudo aumentando NA as tolerâncias de leitura ópticas tornam-se menores.

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUTOR

Bibliografia

21/3/1990

5 BIBLIOGRAFIA

COMPACT DISC

LASER SEMICONDUCTOR

Bibliografia

21/3/1990

Kittel, Charles - Introduction to solid state Physics, 1976;

A. Yariv - Quantum electronics; sec. edition, 1975

H. Kressell - topics in applied Physics, volume 39

Drazio Svelto - Principles of lasers;

G. Bouwhuis et - Principles of optical disc systems;