FI-227 Física da Optoletrônica

Tópico 12 Laser de Semicondutores

- Introdução
- A cavidade e o laser
- A equação de taxa
- Comportamento I x V e L x I
- Eficiência quântica interna e externa

Cavidade com emissão Estimulada

- Considere uma cavidade ressonante que tenha *i* modos ressonantes, cada um com freqüência ω_i, um fator de qualidade Q_i *e* tempo de vida do fóton $\tau_i = Q_i/\omega_i$.
- Separemos deste Q_i do termo de perda por espalhamento (com taxa L_i) de fótons que não contribui para a luz utilizável da cavidade; ou seja, dada a densidade de fótons p_i no modo *i*:

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\omega_i p_i}{Q_i} = -\frac{p_i}{\tau_i} = -\frac{p_i}{\tau_{iesp}} - \frac{\omega_i p_i}{Q_{0i}} = -\left(\frac{L_i}{\omega_i} + \frac{1}{Q_{0i}}\right)\omega_i p_i;$$

$$L_i \equiv \frac{1}{\tau_{iesp}}; \frac{1}{Q_i} = \frac{1}{Q_{0i}} + \frac{L_i}{\omega_i}$$

- Considere que nesta cavidade seja possível ter ganho e emissão estimulada com uma taxa B_i para cada modo *i*. também, como sabemos que se há emissão estimulada, há espontânea, consideremos que uma fração β_i da emissão espontânea (R_{sp}) ocorre no modo *i*.

- A equação para a densidade de fótons completa fica:

$$\frac{dp_i}{dt} = \beta_i R_{sp} + (B_i - L_i - \frac{\omega_i}{Q_{0i}}) p_i;$$

- Os fótons que são perdidos da cavidade (não por espalhamento) vão aparecer externamente com uma taxa:

$$\frac{dp_i^{ext}}{dt} = \frac{\omega_i}{Q_{0i}} p_i$$

- Ou seja, Q_{0i} representa a perda interna do confinamento fotônico (ou do espelho) que corresponde a um ganho para o mundo externo.

- No estado estacionário, quando a derivada com o tempo se anula, temos:

$$p_i = \frac{\beta_i R_{sp}}{(\frac{\omega_i}{Q_{0i}} + L_i - B_i)};$$

- Notem que quando $B_i = \omega_i / Q_{0i} + L_i$, a densidade fotônica explode e Q →∞.
- De fato mais modos existem e estes modos vão competir pelo ganho dado por B_i que ocorre devido à excitação do meio. Ou seja, o aumento da densidade fotônica de um modo suprime a excitação para outro modo e para ele mesmo. (isto será melhor visto depois)

- A taxa de fótons emitidos (emissão) será dada por:

$$\frac{dp_i^{ext}}{dt} = \frac{\omega_i}{Q_{0i}} \frac{\beta_i R_{sp}}{\left(\frac{\omega_i}{Q_{0i}} + L_i - B_i\right)} = \frac{\beta_i R_{sp}}{\left(1 + \frac{Q_{0i}\left(L_i - B_i\right)}{\omega_i}\right)}$$

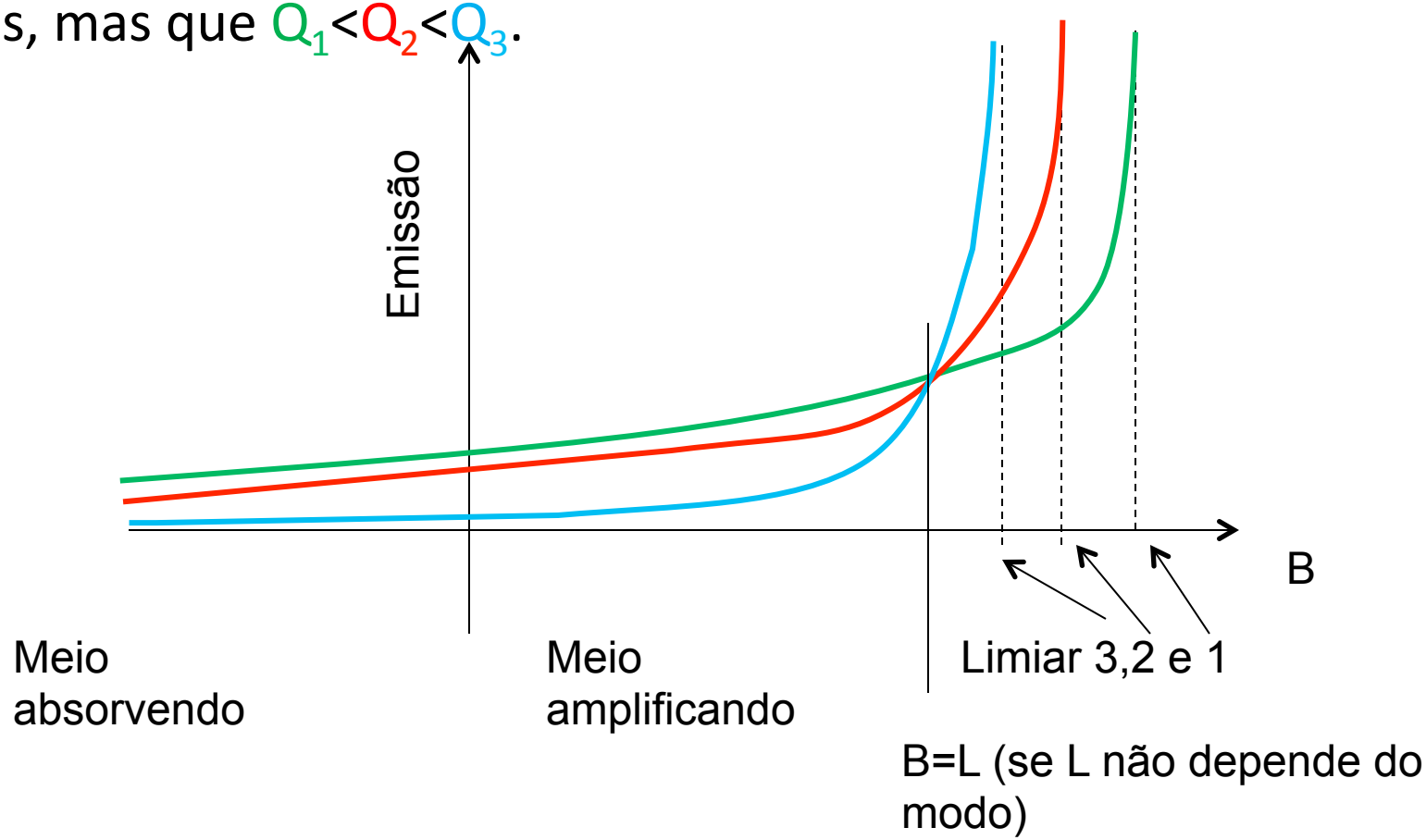
- Se Q_{0i} for muito baixo, se não houver espalhamento nem emissão estimulada, ou se suas taxas se igualam, a emissão depende do modo somente por β_i.

$$\frac{dp_i^{ext}}{dt} = \beta_i R_{sp}$$

- Se não houver emissão estimulada: os modos de maior Q serão mais afetados pela perda L_i.

$$\frac{dp_i^{ext}}{dt} = \frac{\beta_i R_{sp}}{\left(1 + \frac{Q_{0i} L_i}{\omega_i}\right)}$$

- Evolução da emissão com o aumento de *B* (desde negativo, absorção, até positivo, ganho).
- Considere 3 modos 1, 2 3, sendo que todos as taxas são iguais, mas que $Q_1<Q_2<Q_3$.



- Até B=L, os Q´s mais baixos geram mais luz emitida. Quando B>L, os Q´s mais altos se sobrepõem e eventualmente se atinge o limiar, sendo este menor para o maior Q.

Equação de taxa incluindo a matéria

- Vamos nos restringir a um meio semicondutor. Sabemos que o ganho e a taxa de emissão estimulada aumenta com $\Delta\mu$ e este aumenta com a injeção de portadores, então *B=B(n,p, E)*, onde E é a energia do fóton ($E=\hbar\omega$). Em geral também, n=p, então *B=B(n,E)*.
- A taxa de aumento da densidade de n (ou p) quando aplicamos uma corrente I (de buracos e elétrons) no material pode ser dada inicialmente por:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - An - B_R n^2 - Cn^3 = \frac{I}{qV} - An - R_{sp}(n) - Cn^3$$

- Onde *An* é perda por vazamento, armadilhas. $B_R n^2$ é a emissão espontânea e Cn^3 é a recombinação Auger. Destes três só o segundo resulta em emissão de luz.

- Consideremos que a cavidade tenha um único modo *i* com energia E_i. Então a equação dos fótons *i* confinados e dos portadores injetados fica:

$$\frac{dp_i}{dt} = \beta_i R_{sp}(n) + \left[B_i(n) - L_i - \frac{\omega_i}{Q_{0i}} \right] p_i;$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - R_{sp}(n) - R_{nrad}(n) - B_i(n) p_i$$

- Notem que a emissão estimulada e a espontânea dependem de n e ω_i. No caso da emissão espontânea a dependência com ω_i está no β_i. Também, notem que a emissão estimulada consome (gera) portadores na mesma taxa que cria (absorve) fótons.
- O processo de ligar o laser inicia com o bombeio (I) quando p_i e n são nulos; Até o limiar p_i é pequeno e pode ser desprezado na equação de n.

- Conforme mantemos I, a solução estacionária é:

$$p_i = \frac{\beta_i R_{sp}(n)}{\left[\frac{\omega_i}{Q_{0i}} + L_i - B_i(n)\right]};$$

$$R_{sp}(n) + R_{nrad}(n) = B_R n^2 + R_{nrad}(n) \approx \frac{I}{qV}$$

- Se R_{nrad}~0, então :

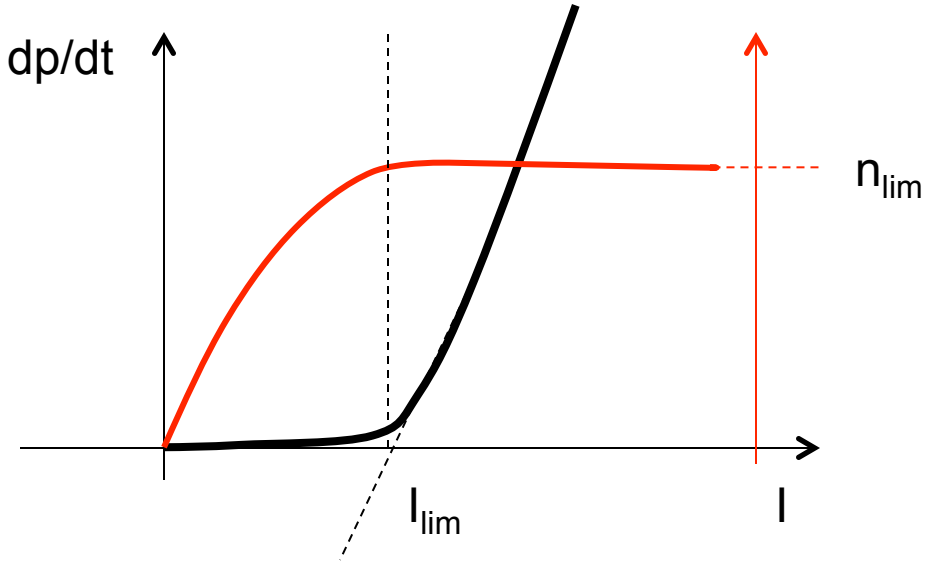
$$p_i = \frac{\beta_i R_{sp}(n)}{\left[\frac{\omega_i}{Q_{0i}} + L_i - B_i(n)\right]}; n \approx \sqrt{\frac{I}{B_R qV}} \Rightarrow$$

$$p_i(I) = \frac{\beta_i R_{sp}\left(\sqrt{\frac{I}{B_R qV}}\right)}{\left[\frac{\omega_i}{Q_{0i}} + L_i - B_i\left(\sqrt{\frac{I}{B_R qV}}\right)\right]}$$

- Estas relações valem até a condição de limiar quando:

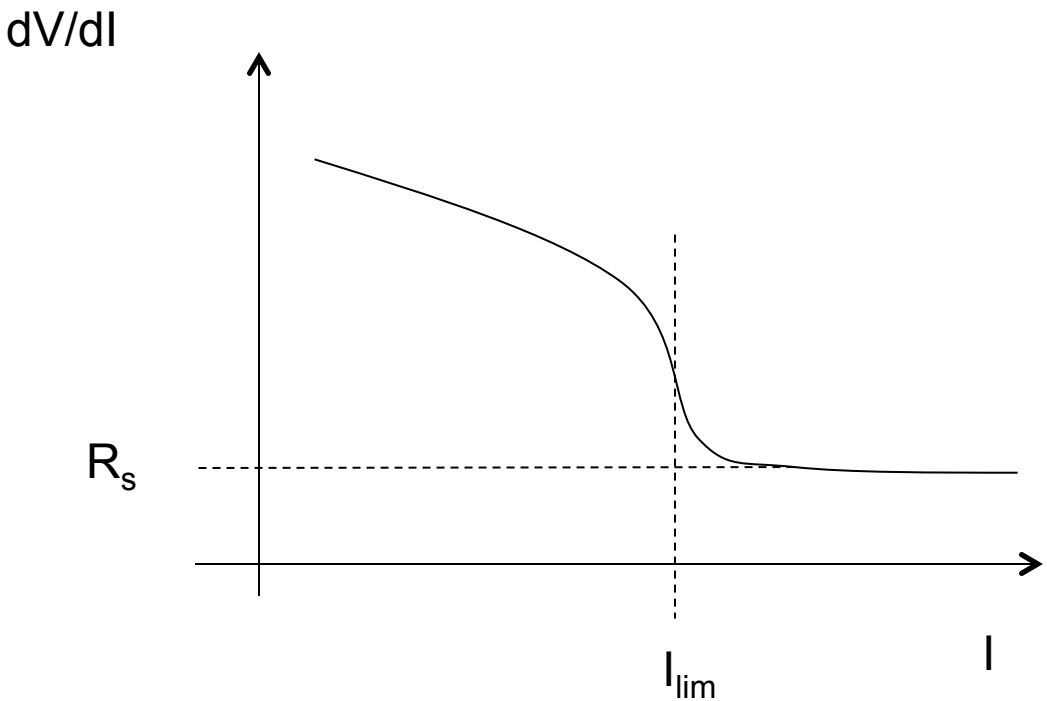
$$B_i(n_{\lim}) = \frac{\omega_i}{Q_{0i}} + L_i; B_i\left(\sqrt{\frac{I_{\lim}}{B_R q V}}\right) = \frac{\omega_i}{Q_{0i}} + L_i$$

- A partir deste ponto mesmo que I aumente, p_i aumenta fortemente e o termo *–B(n)* p_i mantendo *dn/dt* nulo e n bem próximo ao limiar. Essencialmente, cada portador que é injetado (elétron e buraco) resultam num fóton e a relação entre corrente e taxa de formação de fótons se torna linear.



Curva IxV

- Uma vez que após o limiar, n (elétrons e buracos ficam fixados) $\Delta\mu$ é fixo, portanto, após o limiar, a menos de uma resistência em série não há variação de tensão:



- Este comportamento linear de p_i com I no estado estacionário, considerando que n é constante *df(n)/dI=0*:

$$d\frac{I}{qV} = d\left[R_{sp}(n) + R_{nrad}(n) + B_i p_i\right] \Rightarrow$$

$$dI = qVB_i dp_i \Rightarrow \frac{dp_i}{dI} = \frac{1}{qVB_i}$$

- A inclinação da curva é tanto maior quanto menor o volume e menor a taxa de emissão estimulada.
- Do ponto da potência emitida:

$$P_{ext} = \hbar\omega_i V \frac{dp_i^{ext}}{dt}; \frac{dp_i^{ext}}{dt} = \frac{\omega_i}{Q_{0i}} p_i \Rightarrow P_{ext} = \frac{\hbar\omega_i^2 V}{Q_{0i}} p_i(I)$$

$$\left.\frac{dP_{ext}}{dI}\right|_{após\,\lim iar} \approx \frac{\hbar\omega_i^2 V}{Q_{0i}} \frac{1}{qVB_i(I_{\lim})} = \frac{\hbar\omega_i^2}{qQ_{0i}B_i(I_{\lim})}$$

Eficiência Quântica

- A eficiência quântica η é a eficiência de conversão de portadores de carga e fótons.

$$\eta \equiv \frac{q}{\hbar\omega_i}\frac{dP_{ext}}{dI}\bigg|_{após\,\lim iar} \approx \frac{\hbar\omega_i^2 V}{Q_{0i}}\frac{1}{qVB_i(I_{\lim})} = \frac{\omega_i}{Q_{0i}B_i(I_{\lim})}$$

- Notemos que se considerarmos a recombinação não radiativa, parte da corrente injetada não gera emissão espontânea. Portanto existe uma eficiência quântica interna:

$$I_{\lim}^{real} \approx qV\left[R_{sp}(n_{\lim}) + R_{nrad}(n_{\lim})\right] =$$

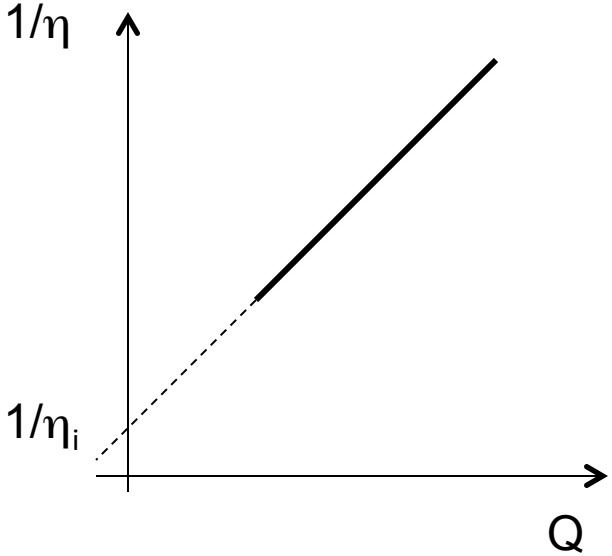
$$I_{\lim}^{real} \approx I_{\lim} + qVR_{nrad}(n_{\lim}) \Rightarrow I_{\lim} = \eta_{\text{int}} I_{\lim}^{real}$$

- De forma geral teremos: $\eta = \eta_{\text{int}}\eta_{ext}$
- A eficiência interna trata dos elétrons sendo convertidos para fótons da emissão espontânea. A eficiência externa trata da conversão de fótons da cavidade para fótons externos.

- A eficiência quântica externa pode ser dada pela razão da perda fotônica de confinamento (ou espelhos) e a perda total:

$$\eta_{ext}^{i} = \frac{\dfrac{\omega_i}{Q_{0i}}}{L_i + \dfrac{\omega_i}{Q_{0i}}} = \frac{1}{\dfrac{L_i Q_{0i}}{\omega_i} + 1}$$

$$\eta = \frac{\eta_{\text{int}}^{i}}{\dfrac{L_i Q_{0i}}{\omega_i} + 1} \Rightarrow \frac{1}{\eta} = \frac{L_i Q_{0i}}{\omega_i \eta_{\text{int}}^{i}} + \frac{1}{\eta_{\text{int}}^{i}}$$



- $1/\eta$ varia linearmente com Q_{0i}

Dinâmica

- Processo de ligar;
- Dada uma corrente fixa acima do limiar, a densidade de portadores aumenta de um certo n_0 (digamos ~0) até chegar ao n_{lim}.

$$B_i(n_{\lim}) - L_i - \frac{\omega_i}{Q_{0i}} = 0$$

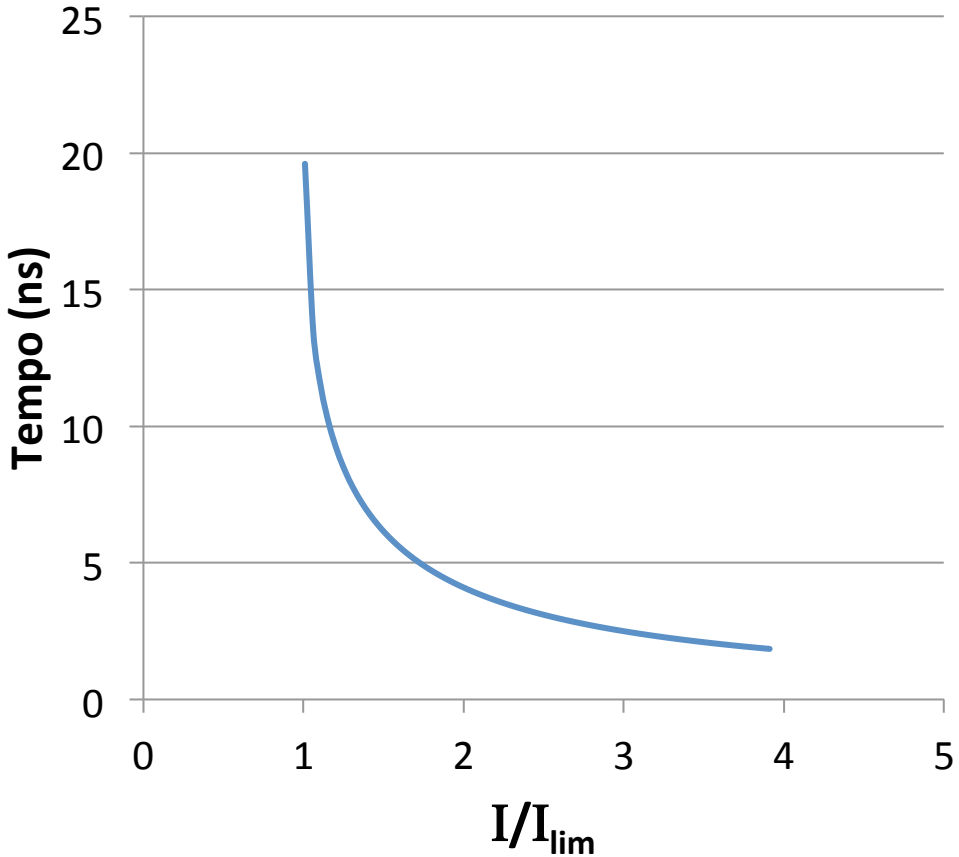
$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - R_{sp}(n) - R_{nrad}(n) \Rightarrow \delta t = qV \int_0^{n_{\lim}} \left\{ I - \left[R_{sp}(n) - R_{nrad}(n) \right] qV \right\}^{-1} dn$$

- Se consideremos somente $R_{sp}=B_R n^2$

$$\delta t = qV \int_0^{n_{\lim}} \left[\frac{1}{I - B_R n^2 qV} \right] dn \Rightarrow \delta t = \frac{qV\sqrt{B_R qV}}{B_R qV\sqrt{I}} \tanh^{-1}\left(\frac{n_{\lim}\sqrt{B_R qV}}{\sqrt{I}} \right)$$

$$\delta t = \sqrt{\frac{qV}{B_R I}} \tanh^{-1}\left(\sqrt{\frac{I_{\lim}}{I}} \right); B_R n_{\lim}^2 \equiv \frac{I_{\lim}}{qV}$$

- O tempo de ligar:
  - aumenta com o volume;
  - Diminui com a corrente e com o coeficiente de recombinação espontânea;
  - Diminui com a redução da corrente de limiar;



V	2.70E-10cm3
Ilim	1.00E-02A
B	1.00E-10cm3/s
e	1.60E-19cm3/s

Dinâmica

- Consideremos o estado estacionário acima do limiar e analisemos o sistema do ponto de vista de pequenas oscilações de n (elétrons) e de p (fótons).
- Consideremos o sistema com um modo e permitamos que haja supressão de ganho (o ganho depende de número de fótons p).

$$\dot{p} = \beta R_{sp}(n) + \left[B(n,p) - \gamma\right]p; \gamma \equiv L + \frac{\omega}{Q_0}$$

$$\dot{n} = \frac{I}{qV} - \gamma_e(n) - B(n,p)p; \gamma_e \equiv R_{sp}(n) - R_{nrad}(n)$$

- Expandindo em torno de n_0, p_0 de equilíbrio:

$$\delta\dot{p} = \beta\left[R_{sp}(n_0) + \frac{\partial R_{sp}}{\partial n}\delta n\right] + \left[B(n_0, p_0) + \frac{\partial B}{\partial n}\delta n + \frac{\partial B}{\partial p}\delta p - \gamma\right](p_0 + \delta p);$$

$$\delta\dot{p} = \left(\frac{\partial B}{\partial n}p_0 + \frac{\beta\partial R_{sp}}{\partial n}\right)\delta n + \left[\frac{\partial B}{\partial p}p_0 + B(n_0, p_0) - \gamma\right]\delta p \equiv \Lambda\delta n + \Gamma_p\delta p$$

$$\delta\dot{n} = \frac{I}{qV} - \gamma_e(n_0) - \frac{\partial\gamma}{\partial n}\delta n - \left[B(n_0, p_0) + \frac{\partial B}{\partial n}\delta n + \frac{\partial B}{\partial p}\delta p\right](p_0 + \delta p);$$

$$\delta\dot{n} = -\left(\frac{\partial\gamma}{\partial n} + \frac{\partial B}{\partial n}\right)\delta n - \left[\frac{\partial B}{\partial p}p_0 + B(n_0, p_0)\right]\delta p \equiv -\Gamma_n\delta n - \mathrm{K}\delta p$$

- Se propusermos a solução: $\delta n = \delta n_0 e^{-ht}; \delta p = \delta p_0 e^{-ht}$

- Temos h dado por:

$$(h - \Gamma_p)(h - \Gamma_n) - \mathrm{K}\Lambda = 0$$

$$h^2 - h(\Gamma_p + \Gamma_n) + \Gamma_p\Gamma_n - \mathrm{K}\Lambda = 0$$

$$h = \frac{\Gamma_p + \Gamma_n}{2} \pm i\sqrt{\mathrm{K}\Lambda - (\Gamma_p - \Gamma_n)^2/4}$$

- Portanto, o sistema oscila em torno de n_0e p_0 com uma frequencia Ω_R que se atenua com um tempo característico $1/\Gamma_R$.

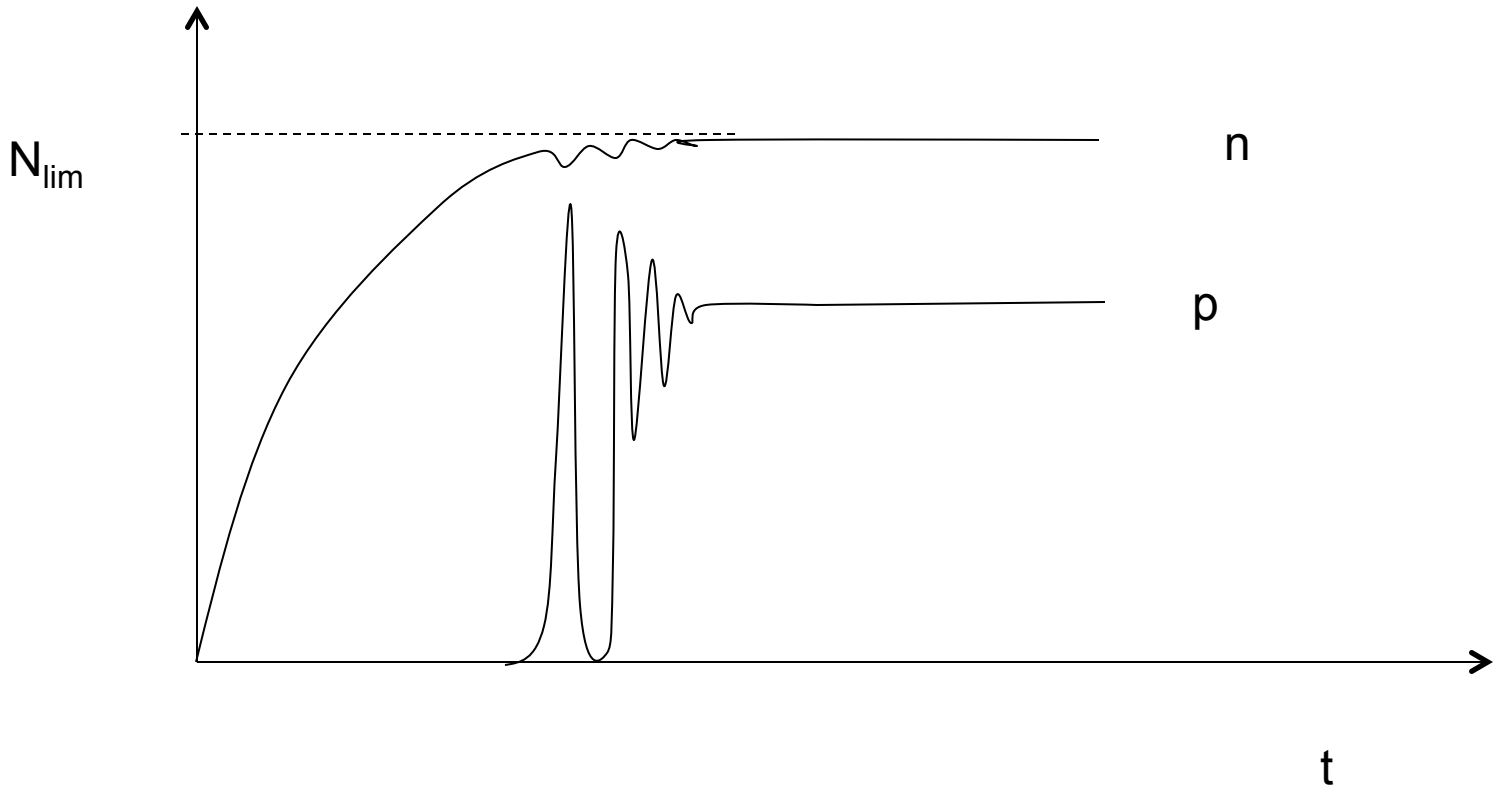
$$\Omega_R \equiv \sqrt{\left(\frac{\partial B}{\partial n}p_0 + \frac{\beta \partial R_{sp}}{\partial n}\right)\left[\frac{\partial B}{\partial p}p_0 + B(n_0, p_0)\right] - \frac{(\Gamma_n - \Gamma_p)^2}{4}}$$

$$\Omega_R \approx \sqrt{B(n_0, p_0)\frac{\partial B}{\partial n}p_0};$$

$$\Gamma_R \equiv \frac{\Gamma_p + \Gamma_n}{2} = \frac{\left(\frac{\partial \gamma_e}{\partial n} + \frac{\partial B}{\partial n}\right) + \left(\frac{\partial B}{\partial p}p_0 + B(n_0, p_0) - \gamma\right)}{2} \approx \frac{1}{2}\frac{\partial B}{\partial n}p_0$$

- Quanto maior a taxa de emissão estimulada, a densidade fotônica e taxa de variação da emissão estimulada com a densidade de portadores no ponto quiescente, maior a frequência de oscilação.
- Quanto maior a taxa de variação da emissão estimulada com a densidade de portadores no ponto quiescente menor é o tempo de atenuação das oscilações
- Em casos em que a variação da taxa de emissão estimulada com a densidade de fótons for negativa, esta pode compensar e Γ_R se torna nulo levanto à auto-pulsação.

- Ao ligar o laser com uma corrente fixa, observaremos oscilações de relaxação até chegar ao estado estacionário..



Sistema multimodal

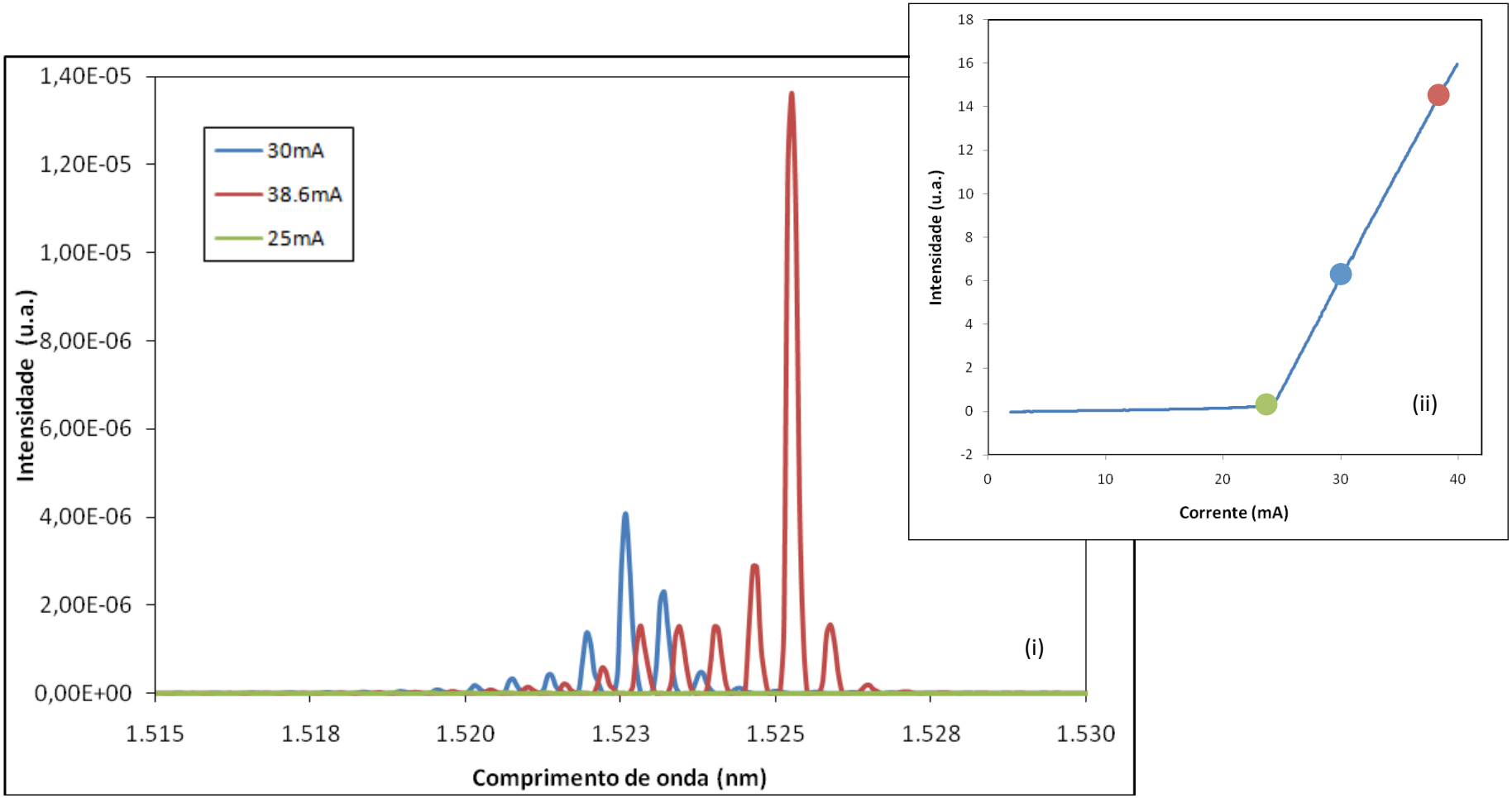
- Quando temos n modos teremos n equações , uma para cada densidade fotônica p_i e uma para os portadores.

$$\frac{dp_i}{dt} = \beta_i R_{sp}(n) + \left[B_i(n) - L_i - \frac{\omega_i}{Q_{0i}} \right] p_i ;$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - R_{sp}(n) - R_{nrad}(n) - \sum_i B_i p_i$$

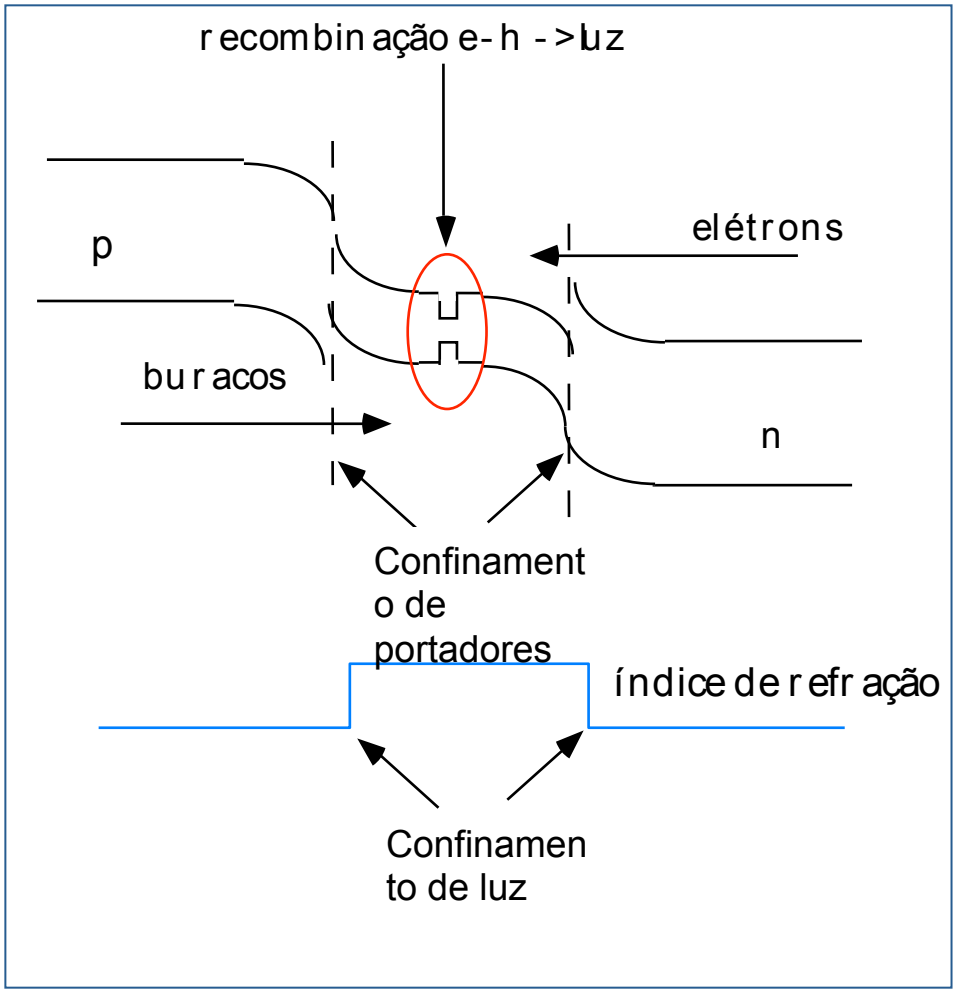
- Neste caso a "carrier clamping" será feito pelo(s) modo(s) mais eficientes suprimindo completamente os outros.
- Ou seja, com o limiar em um ou mais modos estes modos reduzem a largura de linha e aumentam a intensidade de tal forma a suprimir o ganho de todos os outros, aumentando a pureza espectral

- Comportamento L vs. I e espectro multi-modal.



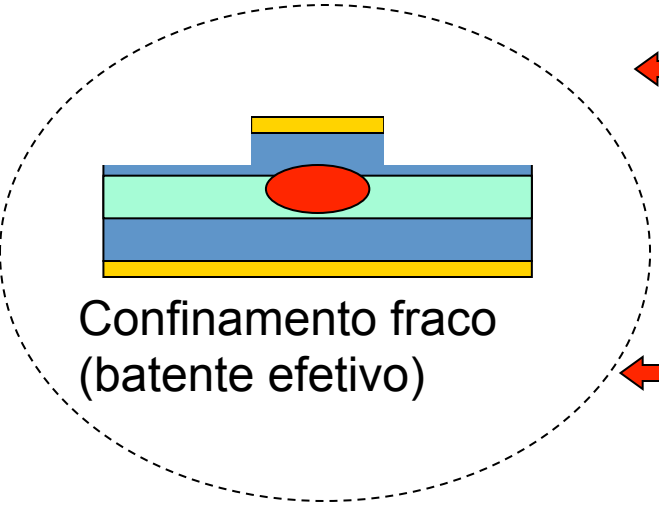
Dupla heteroestrutura

- Diodos de heterojunção:
  - Confinamento de portadores (barreira de potencial) e confinamento óptico (batente de índice de refração)
- Realimentação:
  - Espelos clivados
  - Espelhos corroídos
  - Bandgap fotônico
  - Quasi reflexão total interna

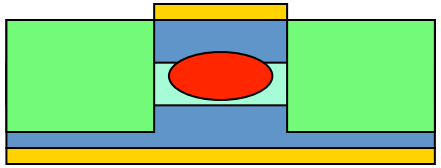


Epitaxia

Confinamento e Realimentação Óptica

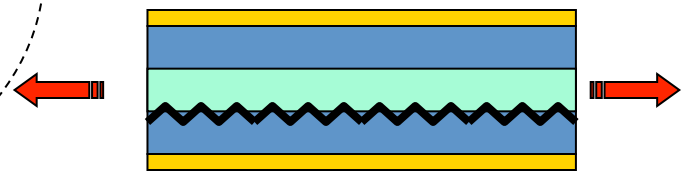


Confinamento fraco
(batente efetivo)



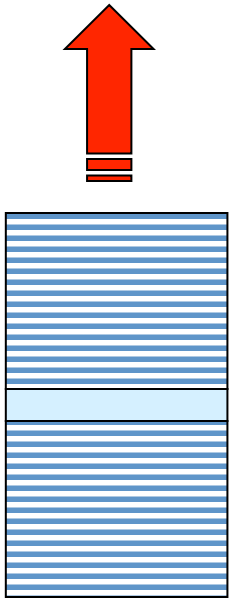
Confinamento forte
(batente real)

Fabry-Perot

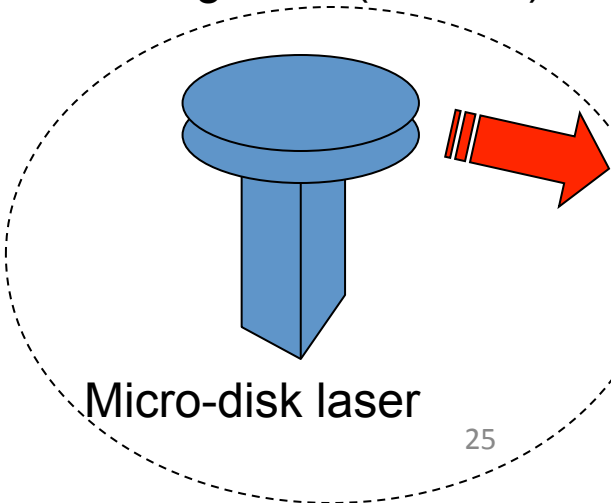


Distributed feedback (DFB)

Distributed Bragg Reflector
(DBR)



Vertical Cavity Surface
emitting laser (VCSEL)

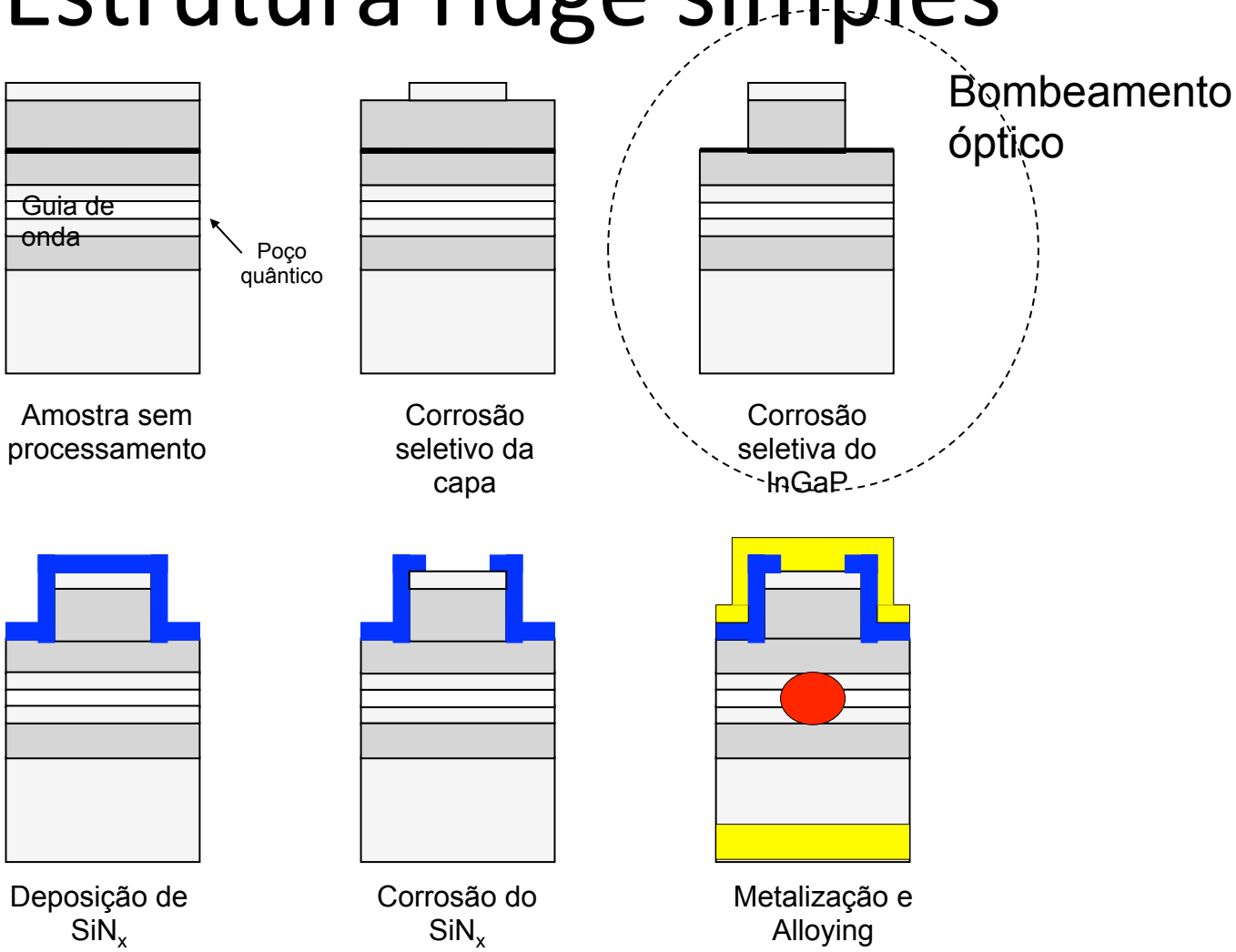


Micro-disk laser

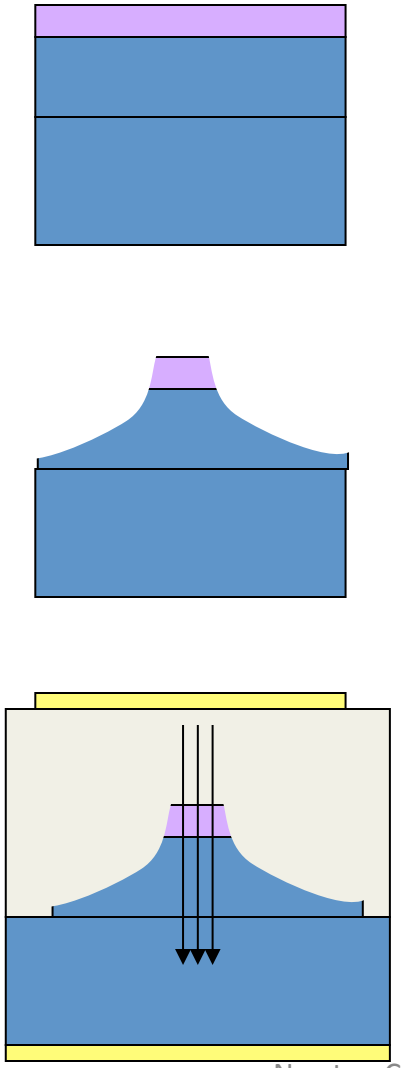
II Confinamento lateral

- Estrutura *ridge* simples.
- Implantação iônica.
- Recrescimento (buried heterostructure)
- Crescimento Seletivo/ substrato pré-gravado.
  - Dependência do crescimento em planos cristalinos diferentes com a temperatura de crescimento
  - Heterostrutura enterrada.
  - Heterojunção lateral.

IV :Estrutura ridge simples

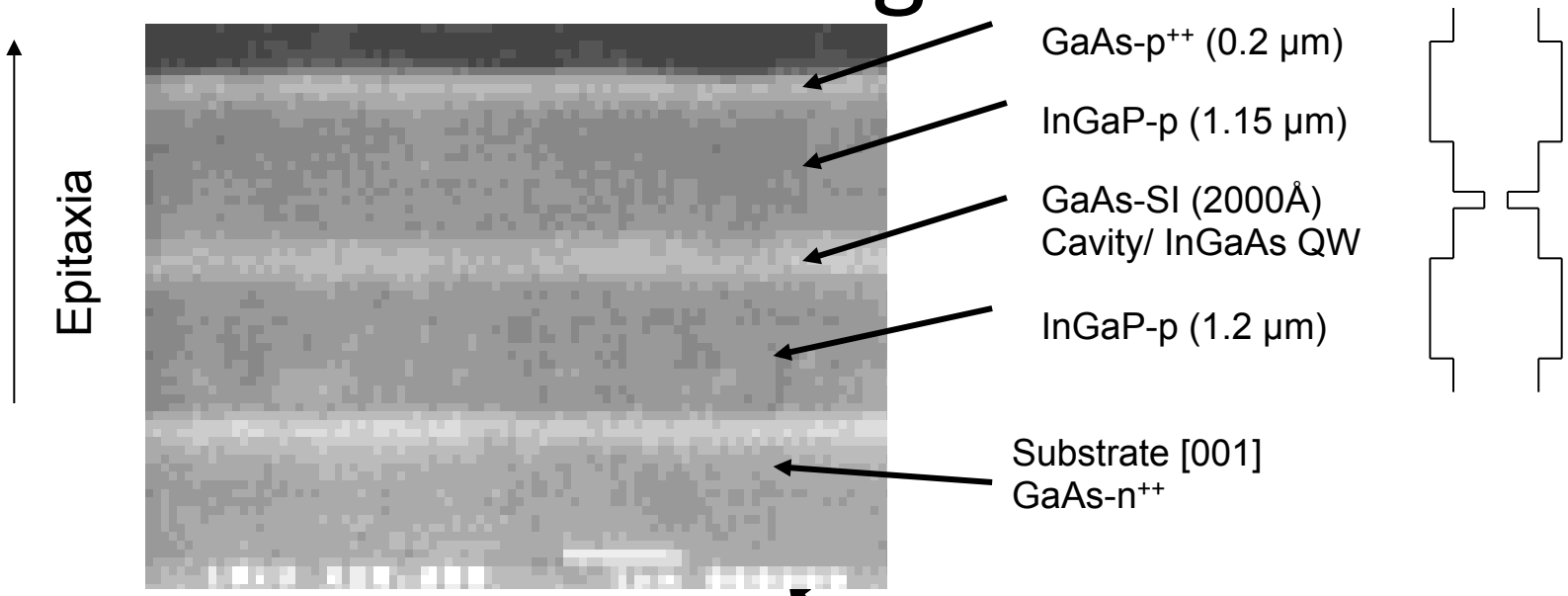


II Laser: Buried heterostructure



- ataque seletivo e recrescimento
- controle da injeção
- Alta saturação
- Alta capacitância

Laser edge emitter



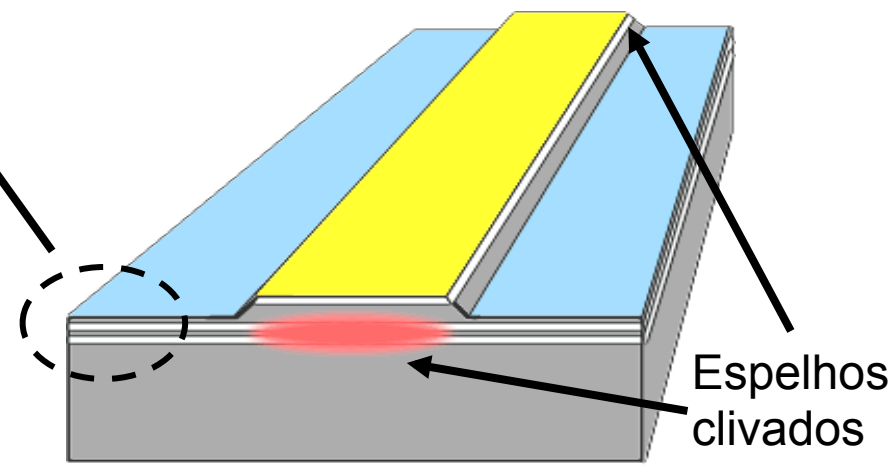
–p^+GaAs cap etch for isolation

–SiN_x deposition

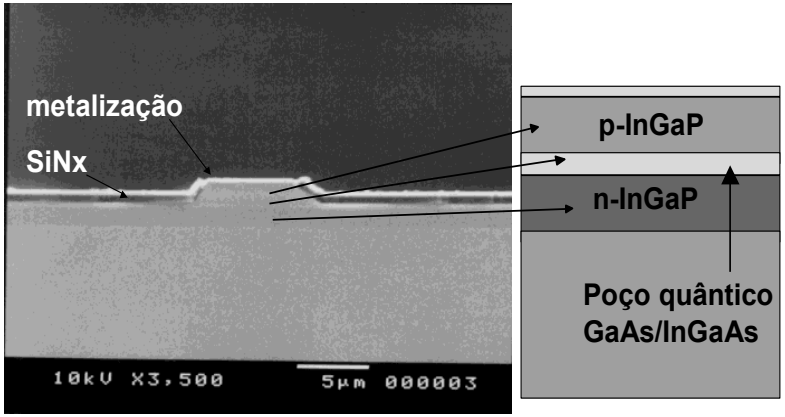
–SF_6 etching a window for contact

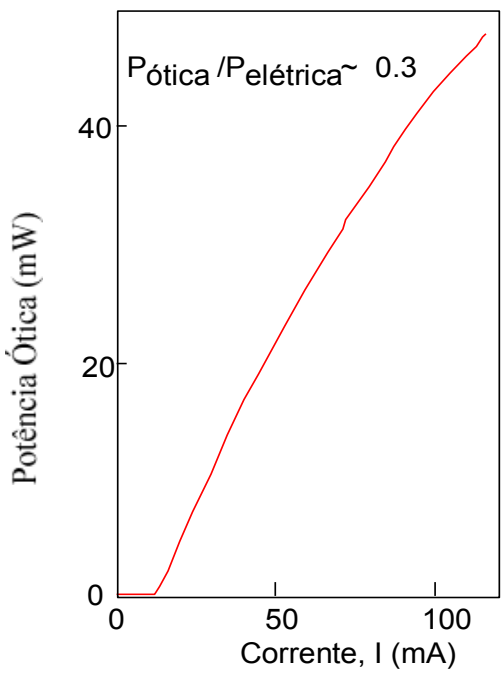
–Metallization:

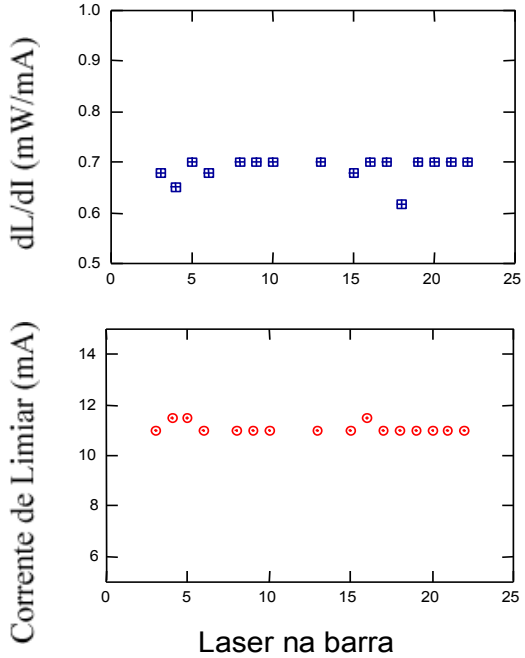
- Ti/Pt/AU
- Au/Ge/Ni (after substrate thinning)



Ridge InGaP/GaAs/InGaAs

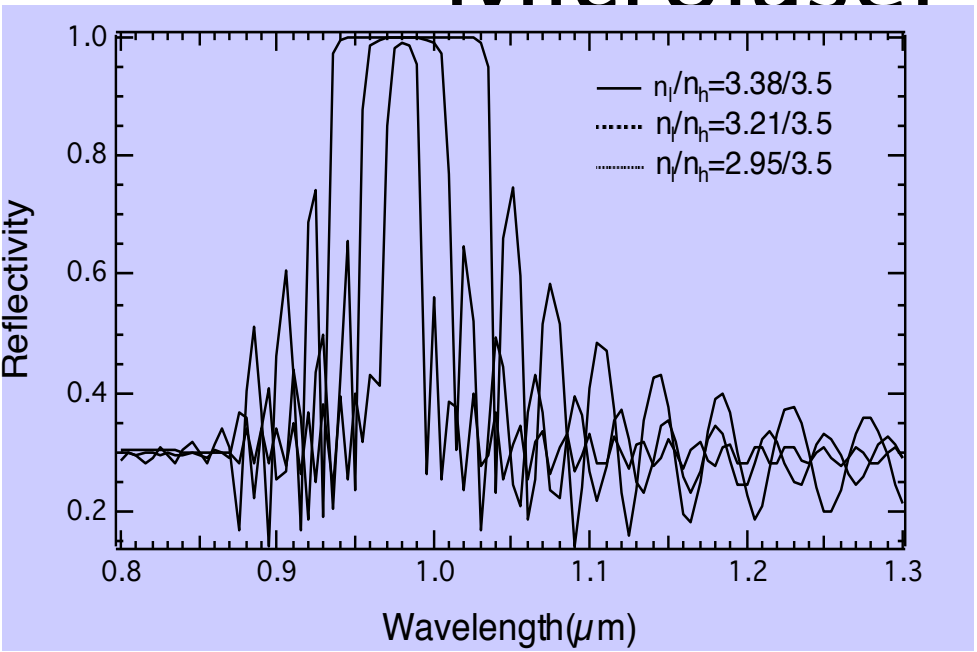




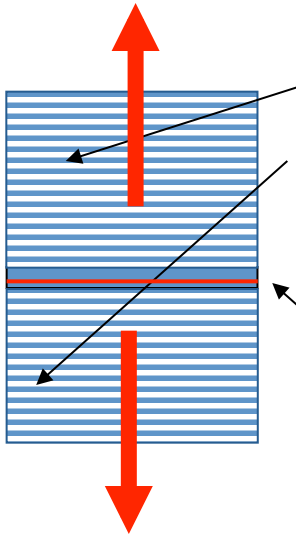


- Crescimento por CBE
- Para a interconexão paralela:
- Alta eficiência total(*wall plug efficiency* $P_{óptica}/P_{elétrica}$)
- Uniformidade em I_{th} e dL/dI

Microlaser-VCSEL(1D)



VCSEL (vertical cavity surface emitting laser)



EspelhoBragg ($\lambda/4$) quasi -bandgap fotônico em λ

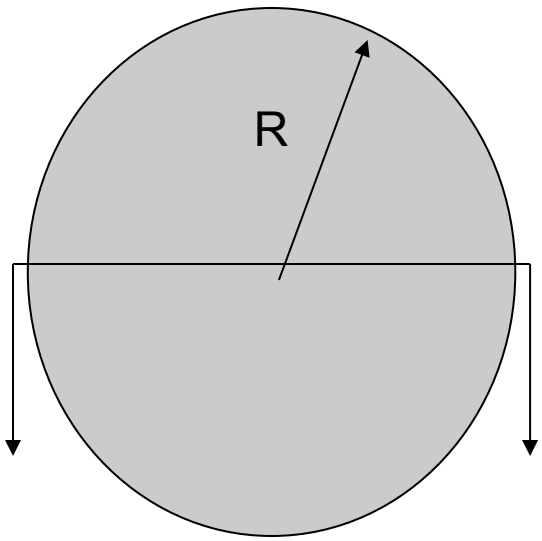
Defeito na rede fotônica ($\lambda/2$), localiza fóton onde colaca-se poço quântico

$$\Delta\lambda_c = \frac{4\lambda_c}{\pi}\frac{(n_h - n_l)}{(n_h + n_l)}$$

- Alta refletividade na estrutura de multicamadas para o alto fator Q é obtida pelos espelhos de Bragg.
- Emissão espontânea lateral não suprimida

Microdisco – 2D

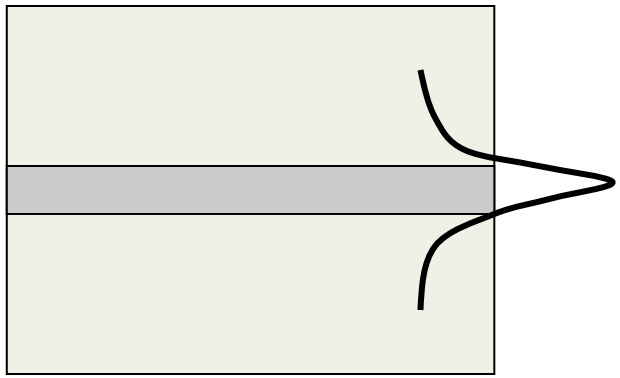
- Confinamento em cavidade cilíndrica (ou disco)
- Alto Q baseado em "reflexão total interna"
- Modos se aproximam do caso infinitamente confinado, whispering Gallery Modes (*Lord Rayleigh*):



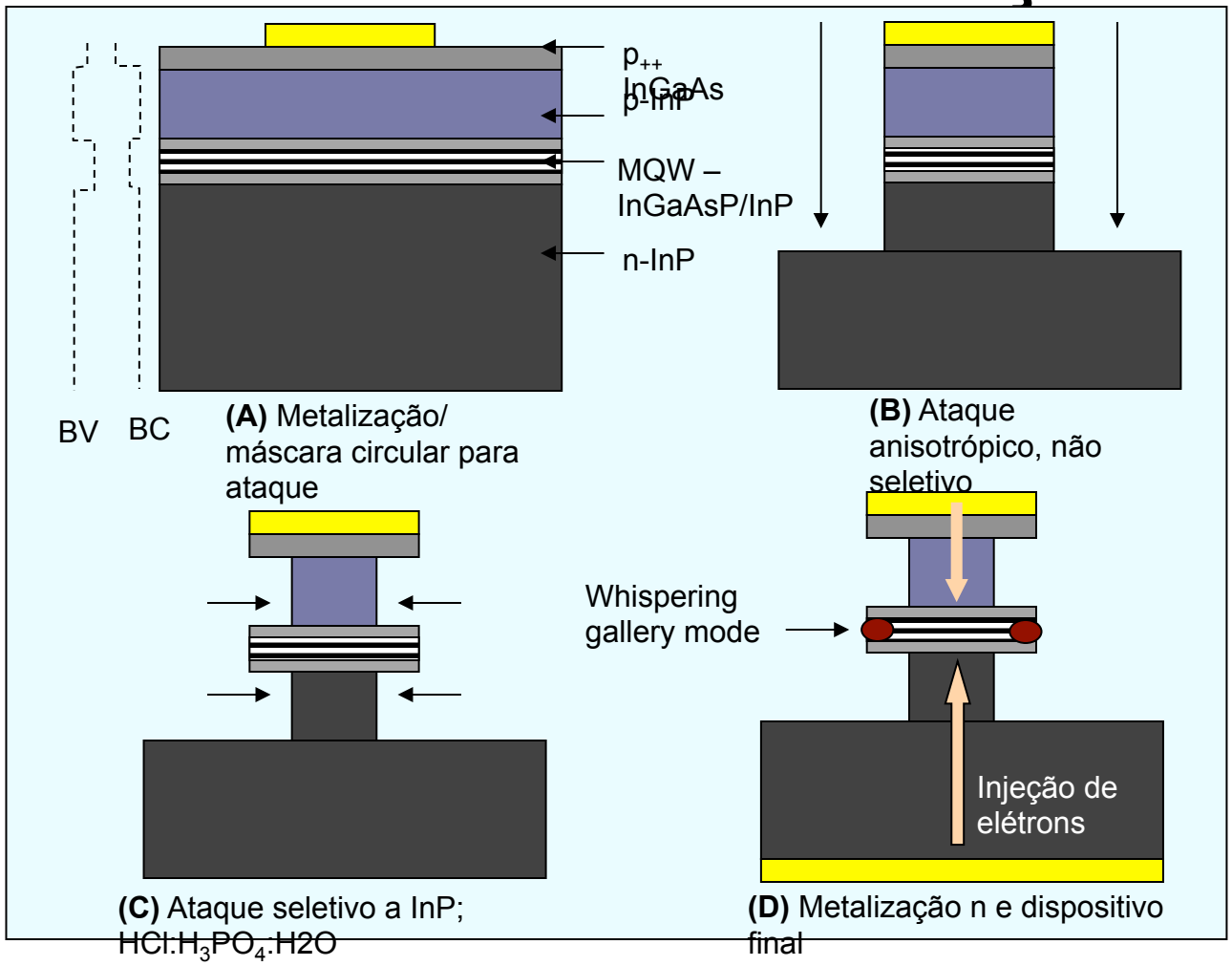
$$\psi_{in}(r,\theta) = A_{M,N} J_M(r n_{eff} \omega_{M,N} / c) e^{iM\theta}$$

$$\omega_{M,N} = x_M^N \, c / n_{eff} R$$

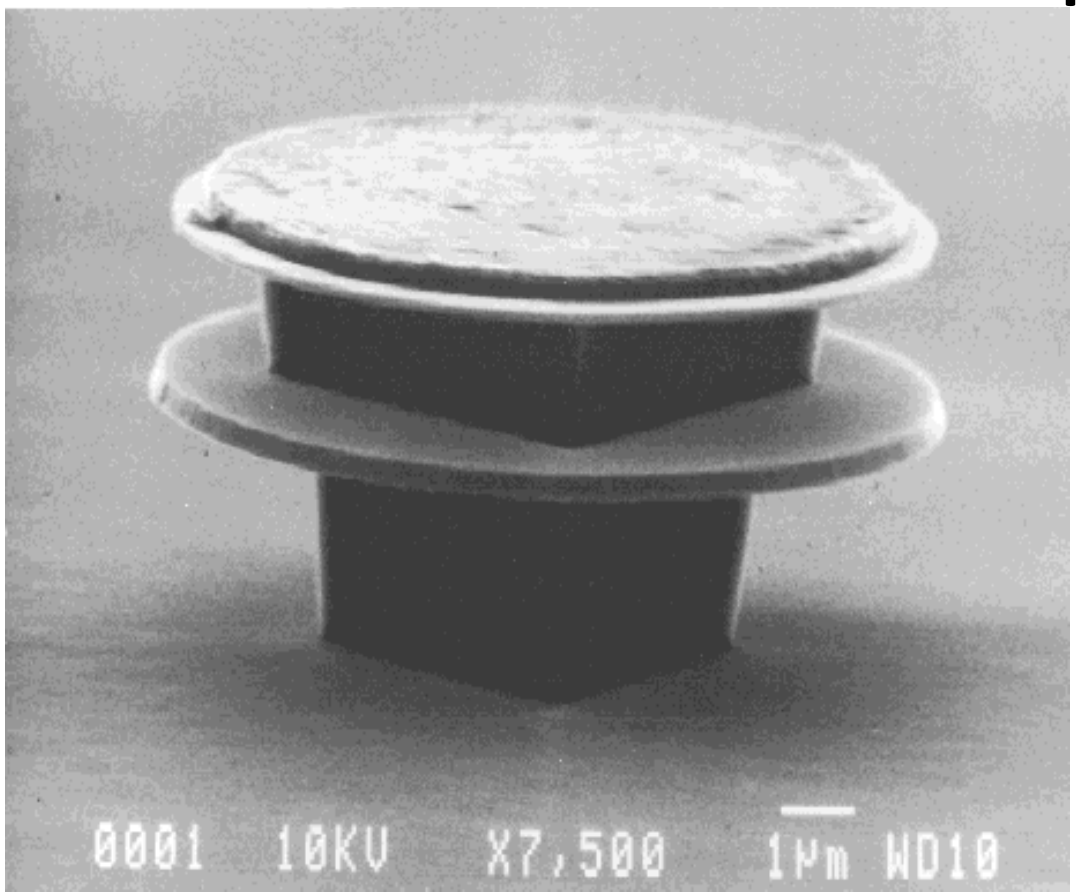
$$x_M^N = \frac{2\pi R}{\lambda_{M,N}}$$



Microdisco- fabricação



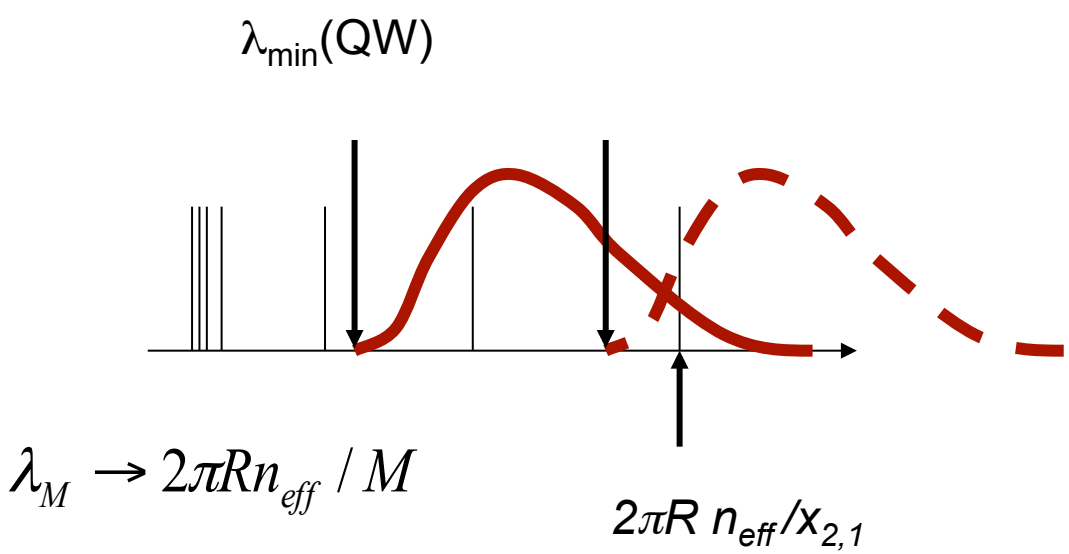
Estruturas com bombeio por

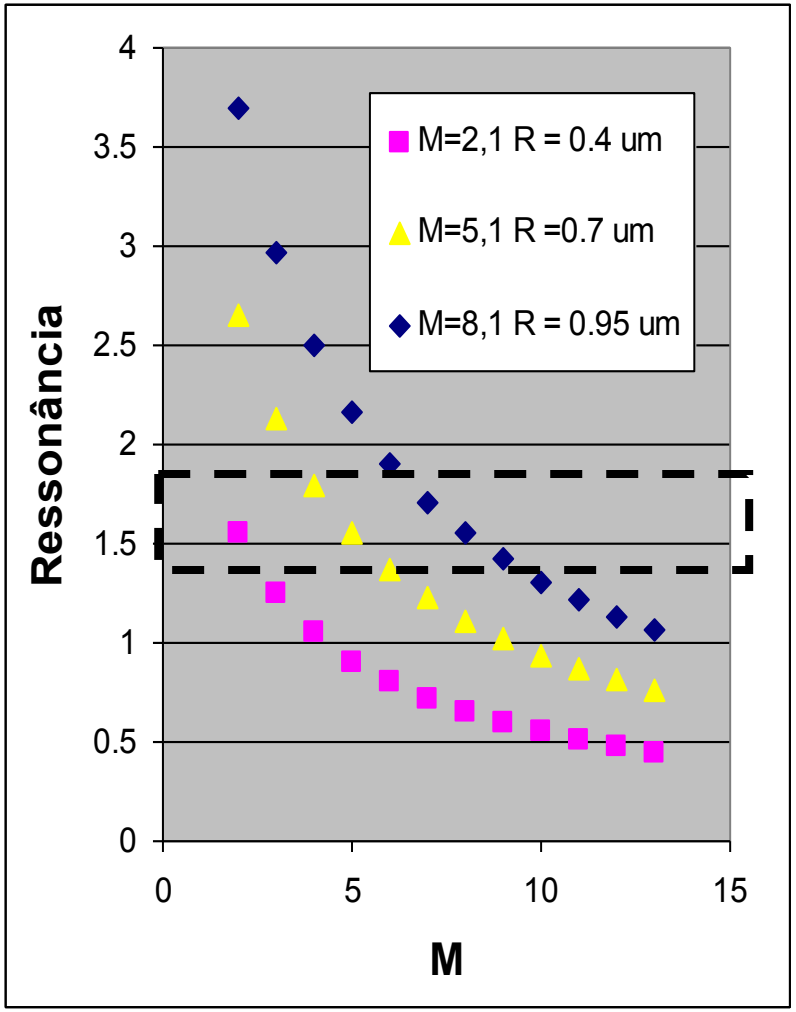


R = 5 μm; obviamente multi-modo

Operação mono-modo

- $0 < \lambda < 2\pi R\, n_{eff}/x_{M,N}$
- Dimensões; InGaAsP com 1.55 μm, n_{eff}~3:
  - M=2; N= 1 → R~0.4 μm
  - M=5;N=1 → R~ 0.8 μm

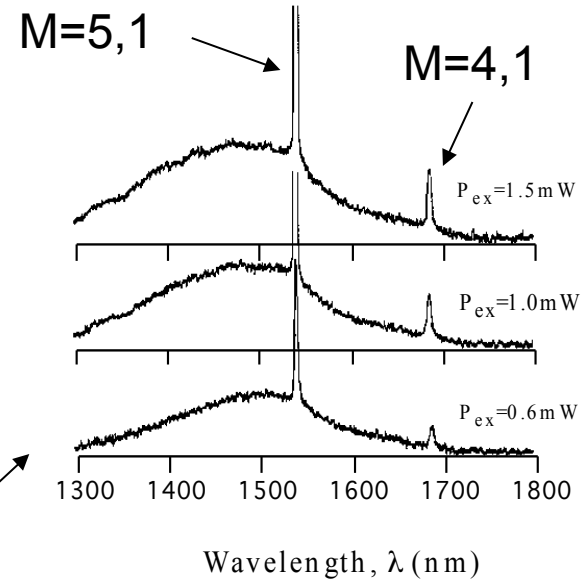




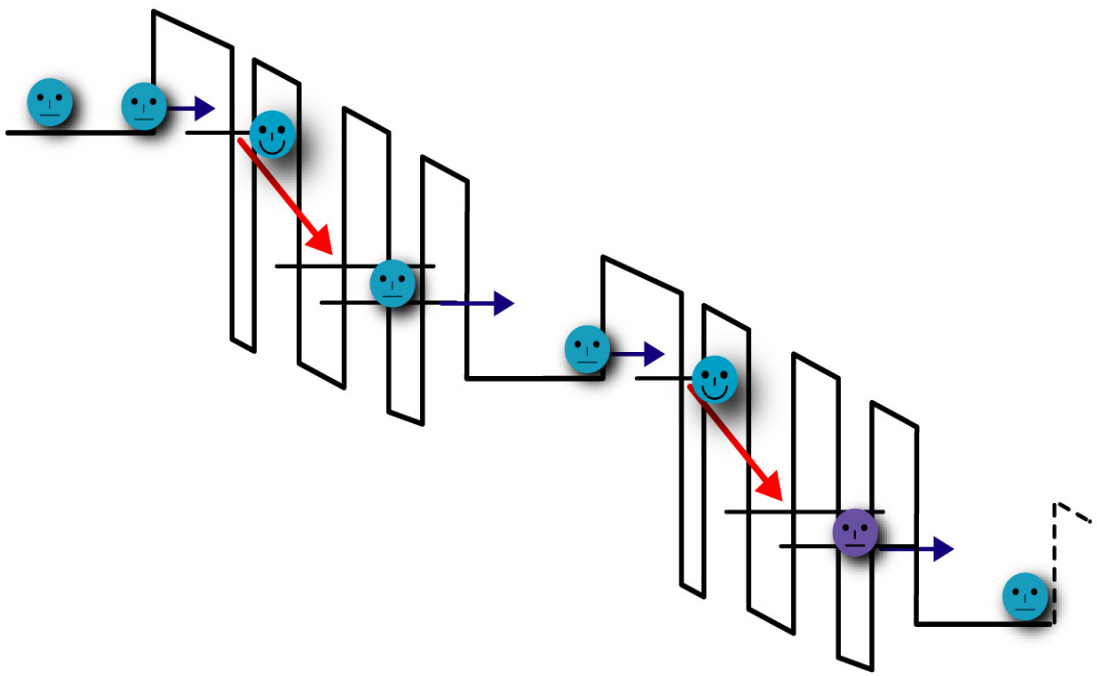
Estruturas mono-modo

Maior supressão de modos laterais

Reduzida dimensão exige bombeamento ótico



II Laser:Laser unipolar
Quantum Cascade Laser (QCL)



Cascade: N repetition of a period
-> 1 electron may generate N photons, (Dr. *Jerome Faist)*

Cálculo para cavidade Fabry-Perot e ganho linear

- Consideremos uma cavidade linear com dois espelhos com refletividade *R*, ganho *g* e perdas por espalhamento *a* da propagação;
- A intensidade de uma onda plana propagando-se na cavidade linear é: $I(x) = I_0 e^{(g-a)x)}$
- A amplitude da onda então deve ser:
- $E(x) = E_0 e^{[ik+(g-a)/2]x} = I_0^{1/2} e^{[ik+(g-a)/2]x}$

- Após a n-ésima volta completa, temos:

$$E_n / E_0 = R^n . e^{[ik+(g-a)/2]2nL} = e^{[ik+(g-a)/2]2nL+2n\ell n(r)}; r = \sqrt{R}$$

- Portanto, o campo total num certo ponto da cavidade, se esperarmos um tempo longo, combina contribuições com diversas número de voltas:

$$E_T / E_0 = \sum_n (e^{\{ik+[(g-a)/2+(1/L)\ell nr]\}2L})^n$$

- Temos uma série geométrica que converge quando:

$$(g-a)/2 + (1/L)\ell n(r) < 0; g < a - (1/L)\ell n(R) \equiv g_{\lim iar}$$

- Mais ainda, temos as ressonâncias em :

$$e^{ik2L} = 1 \Rightarrow k_m = m\pi / L; \omega_m = (c/n)m\pi / L$$

- A intensidade do campo é E.E*

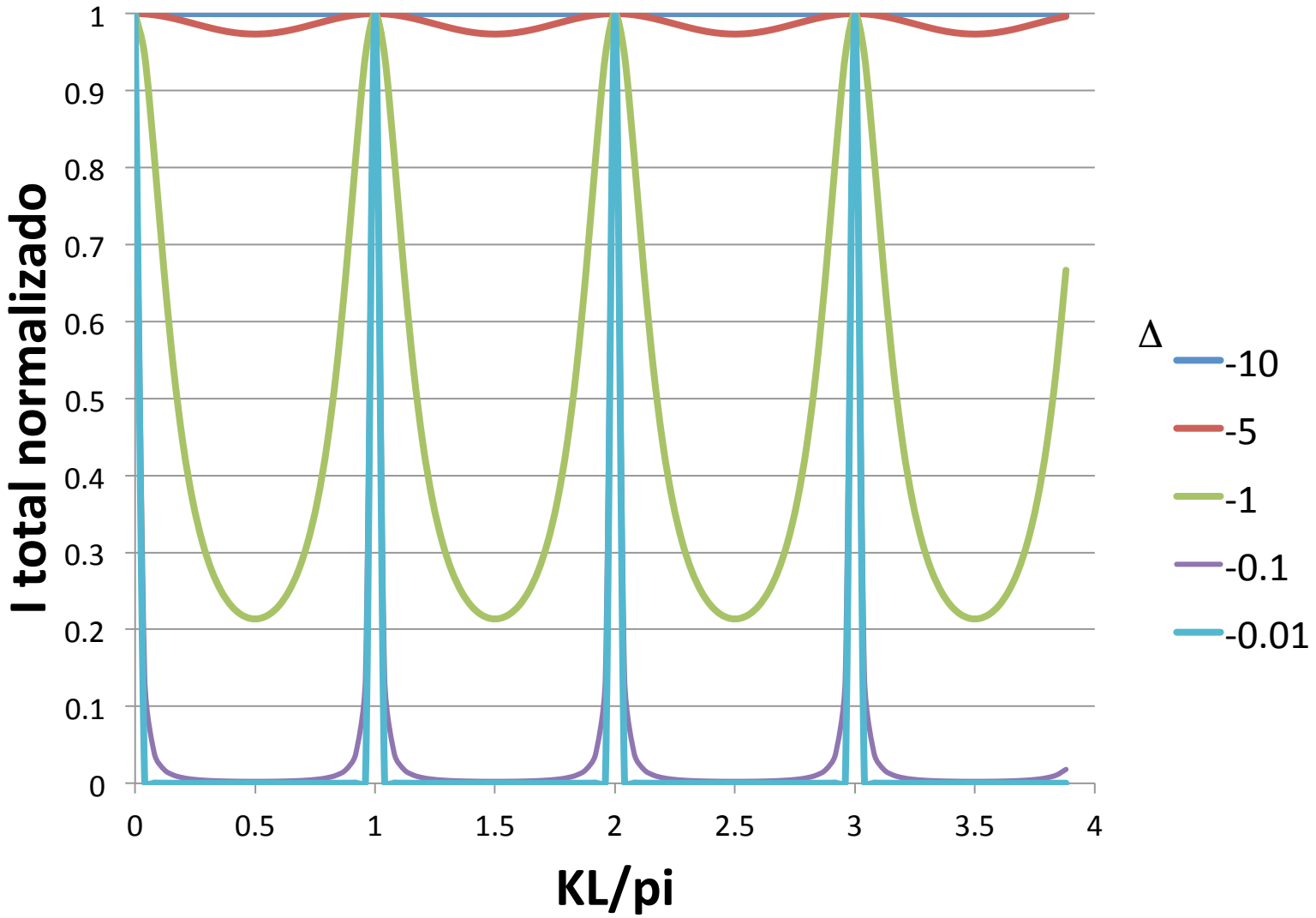
$$E_T / E_0 = \sum_n (e^{\{ik+[(g-a)/2+(1/L)\ell nr]\}2L})^n = \frac{1}{1-e^{\{ik+[(g-a)/2+(1/L)\ell nr]\}2L}}$$

$$I_T = \frac{1}{(1-e^{\Delta})^2 + 4e^{\Delta}\sin^2(kL)}; \Delta \equiv [(g-a)L - \ell n(1/R)]$$

$$I_T = \frac{1}{(1-R.e^{(g-a)L})^2 + 4R.e^{(g-a)L}\sin^2(kL)}$$

- Se Δ=0 (limiar) temos divergências nas ressonâncias! Ou seja, quando as perdas igualam ao ganho temos picos com largura de linha zero em torno das ressonâncias.

I vs KL/pi para diversos Δ



Notem a largura de linha diminuindo com a diminuição de Δ.

Fator Q

- Expandindo-se a expressão da página 13 em torno de uma ressonância ω_m, temos:

$$I_T(\omega \approx \omega_m) = \frac{1}{(1-e^{\Delta})^2 + 4e^{\Delta}(nL/c)^2(\omega-\omega_m)^2}; \Delta \equiv [(g-a)L - \ell n(1/R)]$$

$$I_T(\omega \approx \omega_m) = \frac{(1-e^{\Delta})^{-2}}{1 + \frac{4e^{\Delta}(nL/c)^2}{(1-e^{\Delta})^2}(\omega-\omega_m)^2}$$

$$Q = \frac{e^{\Delta/2}}{(1-e^{\Delta})}\frac{nL}{c}\omega_m = -\frac{nL\omega_m}{2c\sinh(\Delta/2)} = \omega_m \tau_p$$

$$\tau_p = -\frac{nL}{2c\sinh(\Delta/2)}$$

Perdas no espelho e de espalhamento

- Notem que Q_0 é obtido quando a = g= 0; também, temos que considerar as perdas nos espelhos pequenas para a expressão ser válida;

$$Q = -\frac{nL\omega_m}{2c\sinh(\Delta/2)}; \Delta \equiv [(g-a)L - \ell n(1/R)]$$

$$\Delta \approx 0 \Rightarrow Q = -\frac{nL\omega_m}{2c(\Delta/2)} = -\frac{\omega_m}{(c/n)\left[(g-a)-(1/L)\ell n(1/R)\right]} = \omega_m \tau_{pm}$$

$$a = g = 0; Q_0 \rightarrow -\frac{nL\omega_m}{c(\Delta/2)} = \frac{nL\omega_m}{c\ell n(1/R)}$$

$$\frac{dp_m}{dt} = \beta_m R_{sp} - \frac{p_m}{\tau_{pm}} = \beta_m R_{sp} + (c/n)\left[(g-a)-(1/L)\ell n(1/R)\right]p_m;$$

$$\frac{dp_m^{ext}}{dt} = (c/n)(1/L)\ell n(1/R)p_m$$

- As equações de taxa ficam:

$$\frac{dp_m}{dt} = \beta_m R_{sp}(n) + (c/n)\left[g_m(n) - a - (1/L)\ell n(1/R)\right]p_m;$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - R_{sp}(n) - R_{nrad}(n) - g_m(n)p_m$$

$$\frac{dp_m^{ext}}{dt} = (c/n_{ref})(1/L)\ell n(1/R)p_m$$

- Notem que a taxa de emissão estimulada ou de perda são dadas pelo produto do ganho ou perda por unidade de comprimento pela velocidade de propagação (c/n_{ref}). De fato, deveria ser a velocidade de grupo.

- No caso estacionário teremos:

$$p_m = \frac{\beta_m R_{sp}(n)}{(v_G)\left[(1/L)\ell n(1/R) + a - g_m(n)\right]};$$

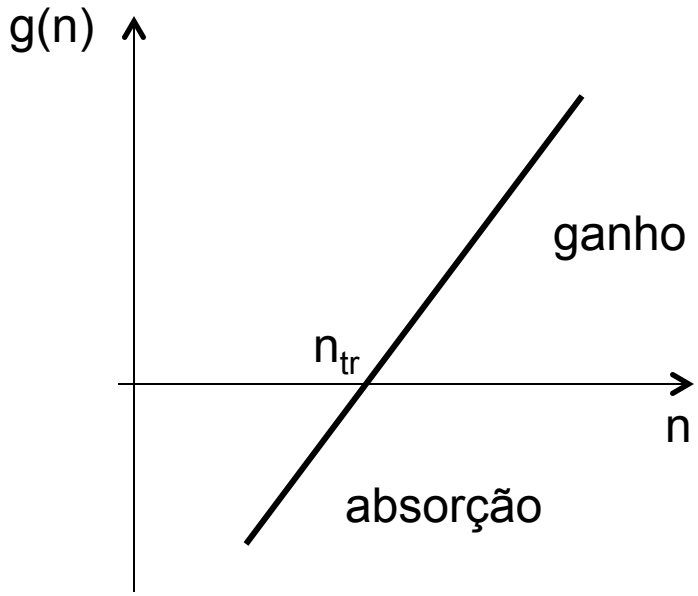
$$\frac{I}{qV} = R_{sp}(n) + R_{nrad}(n) + g_m(n)p_m$$

$$P_{ext} = \hbar\omega_m V v_G (1/L)\ell n(1/R)p_m = \frac{\hbar\omega_m V \beta_m R_{sp}(n)(1/L)\ell n(1/R)}{\left[(1/L)\ell n(1/R) + a - g_m(n)\right]}$$

Simulação simples

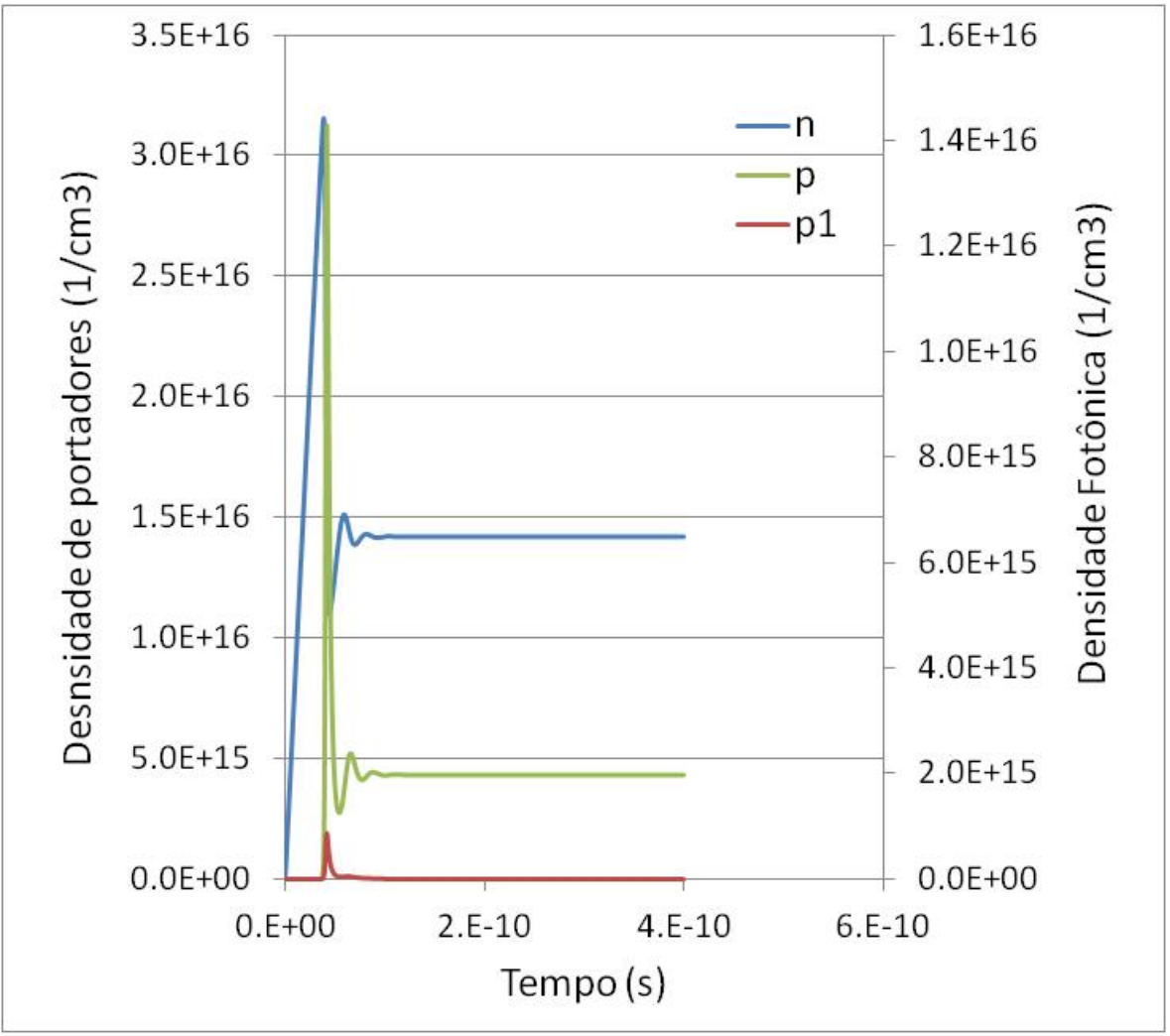
- Vamos considerar um caso de cavidade Fabry-Perot para exemplificar algumas propriedades do laser.
- Consideremos que o ganho no material depende linearmente da densidade de portadores $g(n)=g_n(n-n_{tr})$; $g_n=dg/dn$ (ganho diferencial e n_{tr} é a densidade de portadores de transparência.

- Consideraremos que Não haja recombinação não radiativa;
- Consideraremos um sistema com dois modos.



Processo de ligar

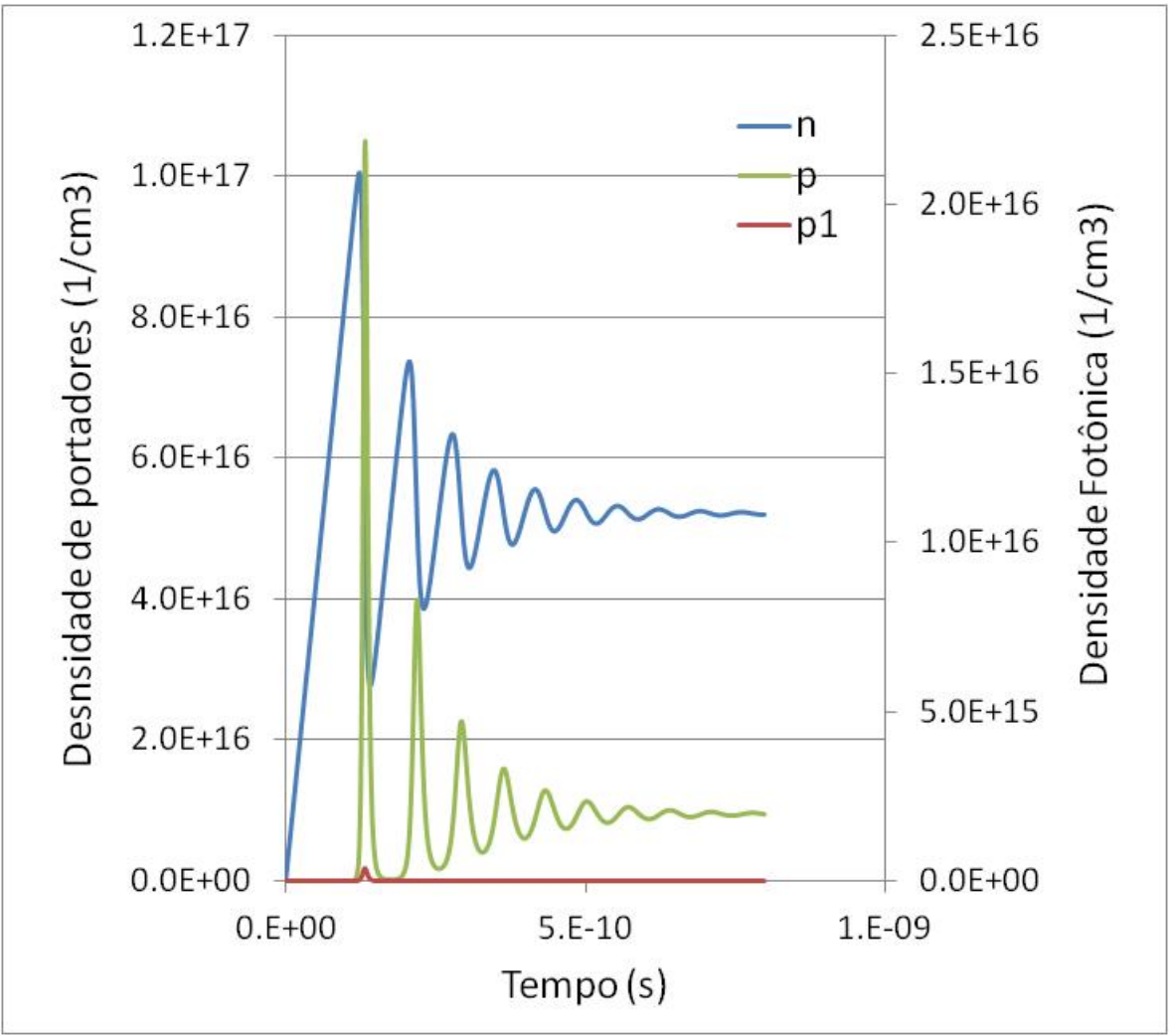
- Dois modos e alto ganho diferencial: relaxações bastante amortecidas



Corrente	I	4.00E-02	A
g. diferencial 1	gn	1.00E-14	cm2
n. transpar. 1	ntr	1.00E+16	cm-3
Volume	V	3.00E-10	cm3
elétron	e	1.60E-19	C
beta	beta	1.00E-04	
coef. Emiss. Esp.	BR	1.00E-10	cm-3/s
velocidade da luz	cc	1.00E+10	cm/s
comprimento	LL	3.00E-02	cm
perda espalhamento	aa	2.00E+00	1/cm
refletividade	RR	3.00E-01	
beta 1	beta1	1.00E-04	cm2
g. diferencial 1	gna	9.00E-15	cm-3
n. transpar. 1	ntra	1.01E+16	cm3

Processo de ligar

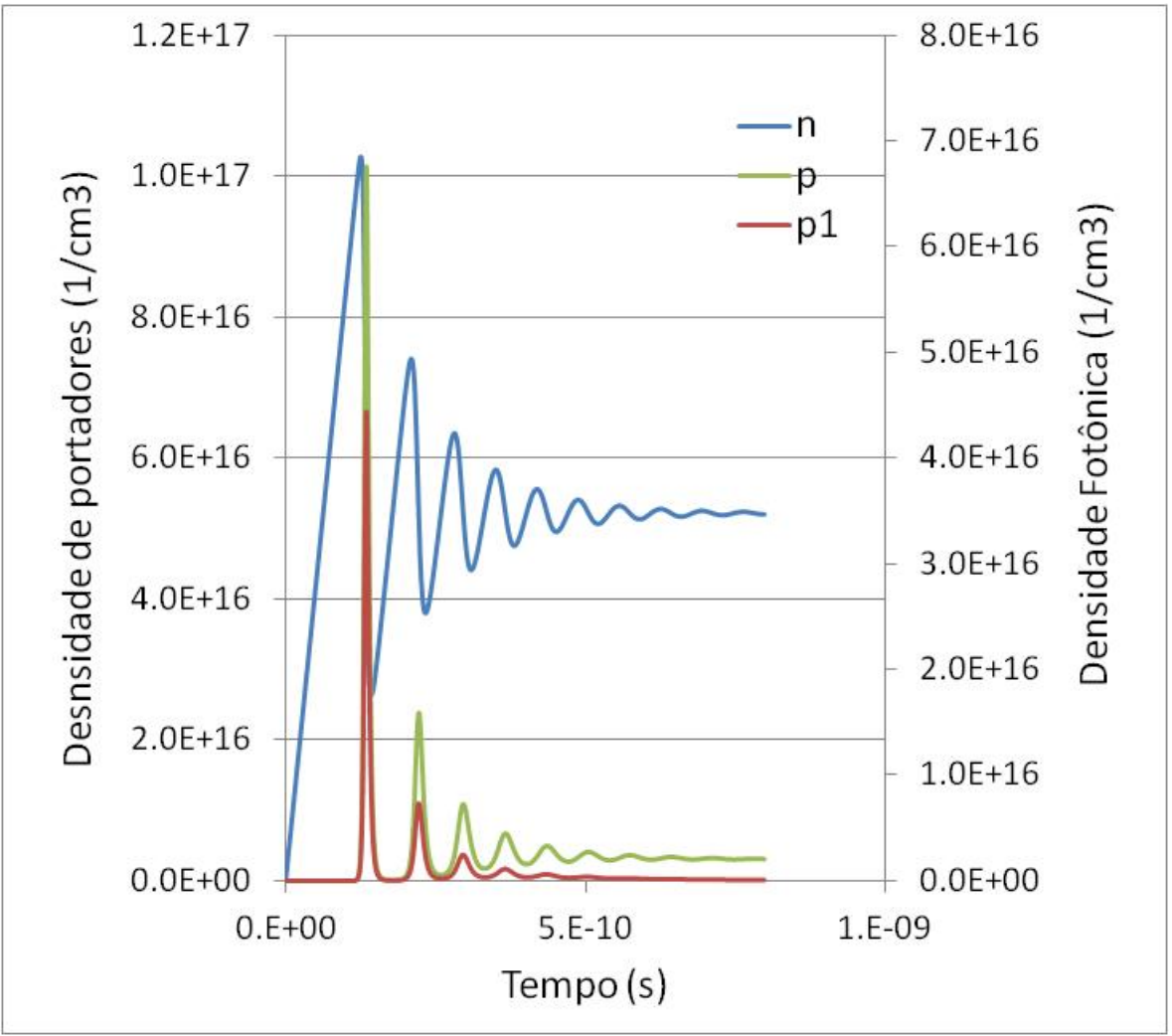
- Dois modos e baixo ganho diferencial: relaxações pouco amortecidas



Corrente	I	4.00E-02	A
g. diferencial 1	gn	1.00E-15	cm2
n. transpar. 1	ntr	1.00E+16	cm-3
Volume	V	3.00E-10	cm3
elétron	e	1.60E-19	C
beta	beta	1.00E-04	
coef. Emiss. Esp.	BR	1.00E-10	cm-3/s
velocidade da luz	cc	1.00E+10	cm/s
comprimento	LL	3.00E-02	cm
perda espalhamento	aa	2.00E+00	1/cm
refletividade	RR	3.00E-01	
beta 1	beta1	1.00E-04	cm2
g. diferencial 1	gna	9.00E-16	cm-3
n. transpar. 1	ntra	1.01E+16	cm3

Processo de ligar

- Dois modos e alto ganho diferencial: relaxações pouco amortecidas (aumento no ganho do modo 2)



Corrente	I	4.00E-02	A
g. diferencial 1	gn	1.00E-15	cm2
n. transpar. 1	ntr	1.00E+16	cm-3
Volume	V	3.00E-10	cm3
elétron	e	1.60E-19	C
beta	beta	1.00E-04	
coef. Emiss. Esp.	BR	1.00E-10	cm-3/s
velocidade da luz	cc	1.00E+10	cm/s
comprimento	LL	3.00E-02	cm
perda espalhamento	aa	2.00E+00	1/cm
refletividade	RR	3.00E-01	
beta 1	beta1	1.00E-04	cm2
g. diferencial 1	gna	9.90E-16	cm-3
n. transpar. 1	ntra	1.00E+16	cm3

LxI

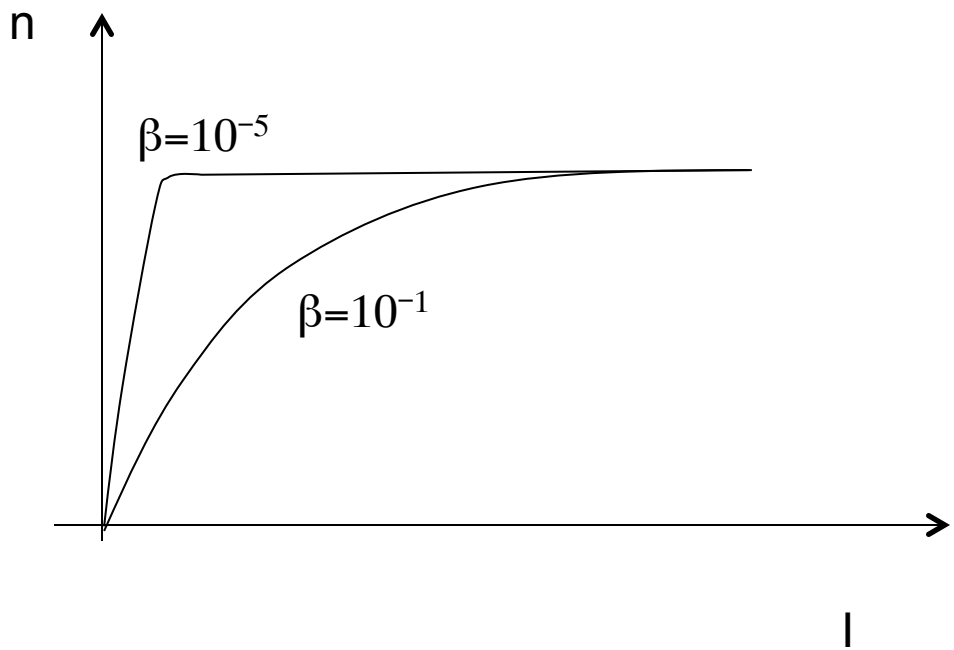
Considerando somente recombinação radiativa, obtemos a condição estacionária de L (potência óptica) vs. Corrente injetada:

$$p = \frac{\beta B_R n^2}{(v_G)\left[(1/L)\ell n(1/R) + a - g_n(n - n_{tr})\right]};$$

$$\frac{I}{qV} = B_R n^2 \left(1 + \frac{\beta g_n (n - n_{tr})}{(v_G)\left[(1/L)\ell n(1/R) + a - g_n(n - n_{tr})\right]}\right)$$

$$P_{ext} / \hbar\omega_m = \frac{\beta B_R n^2}{(v_G)\left[1 + \frac{a - g_n(n - n_{tr})}{(1/L)\ell n(1/R)}\right]}$$

Fixado I, encontramos n e calculamos p.



- O travamento de n (carrier clampling) é tão mais abrupto quando menor for β.

I_{lim} vs. L

- Corrente de limiar é dada por:

$$(1/L)\ell n(1/R) + a - g_n(n_{\lim} - n_{tr}) = 0 \Rightarrow$$

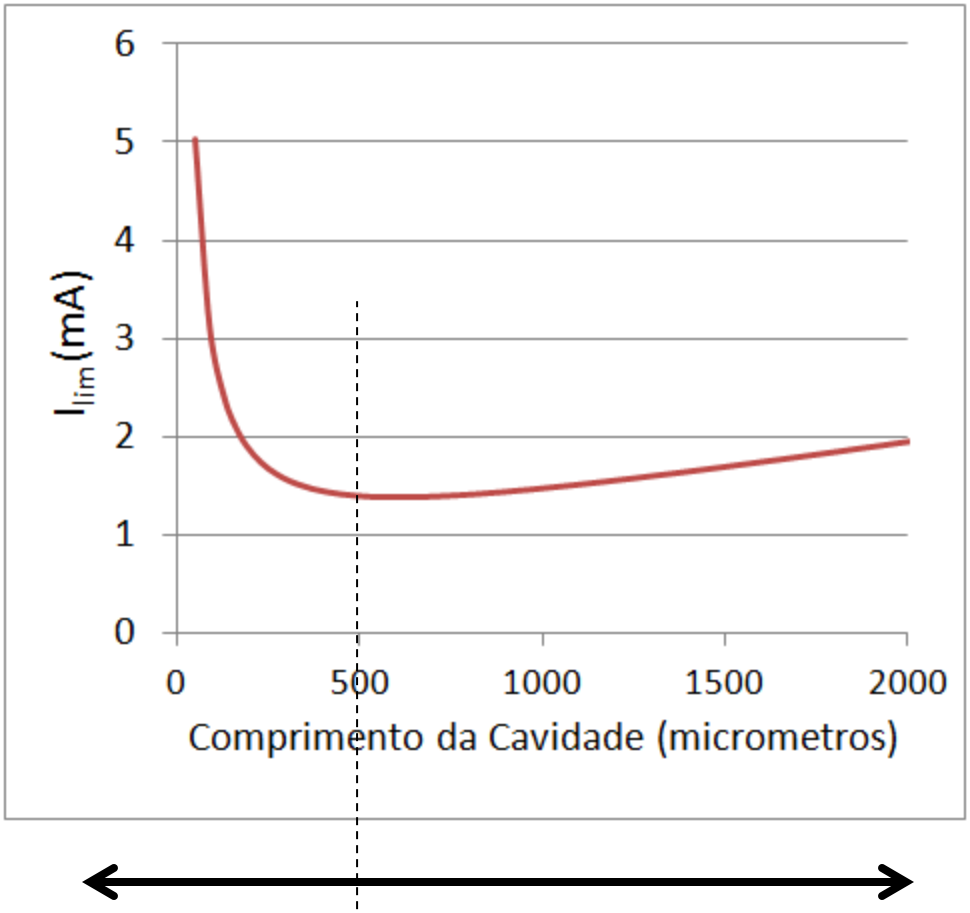
$$n_{\lim} = n_{tr} + \frac{1}{g_n}\left[a + (1/L)\ell n(1/R)\right]$$

$$I_{\lim} = qV(An_{\lim} + B_R n_{\lim}^2 + Cn_{\lim}^3)$$

- Obtemos a densidade de corrente de limiar. A seguir com a equação de n, obtemos a corrente de limiar.

Simulação

g. diferencial 1	gn	1.00E-16	cm2
n. transpar. 1	ntr	1.00E+17	cm-3
elétron	e	1.60E-19	C
beta	beta	1.00E-04	
coef. Emiss. Esp.	BR	1.00E-10	cm-3/s
velocidade da luz	cc	1.00E+10	cm/s
perda espalhamento	aa	1.00E+01	1/cm
refletividade	RR	3.00E-01	



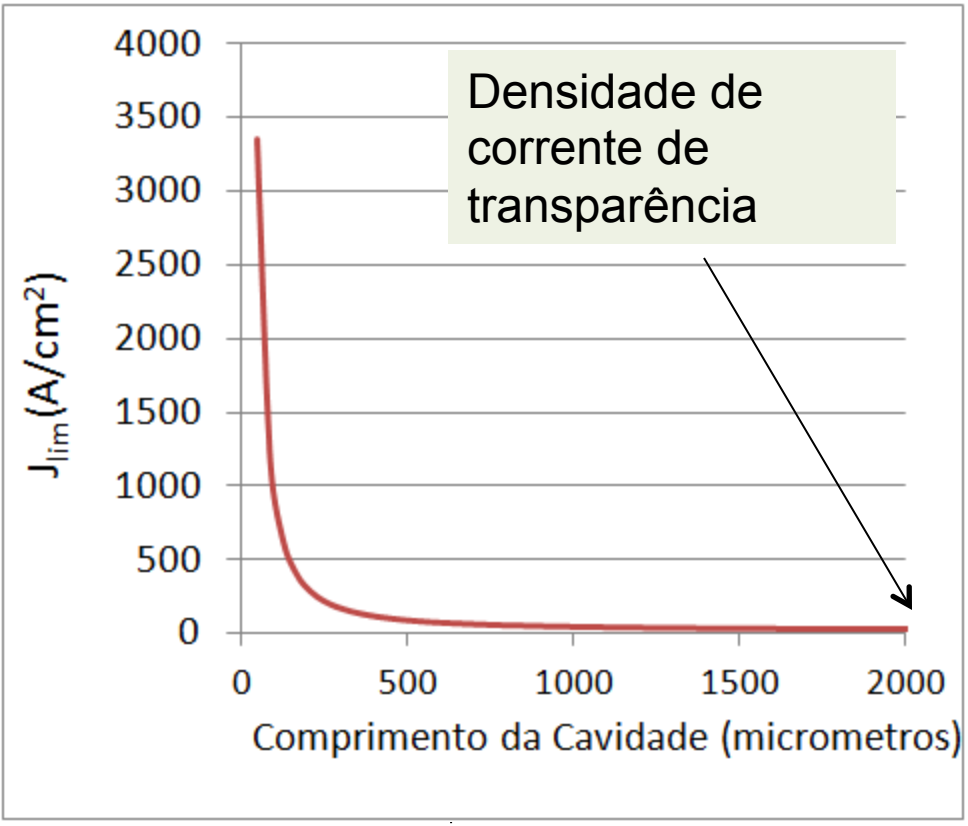
- Guia: 3 mmX 0.3 mm X L
- C=10-30cm^{-6}/2
- Notem o mínimo de corrente de limiar

A corrente aumenta devido à perda no espelho (1/L)

A corrente aumenta devido ao volume (L)

Simulação Jvs L

g. diferencial 1	gn	1.00E-16	cm2
n. transpar. 1	ntr	1.00E+17	cm-3
elétron	e	1.60E-19	C
beta	beta	1.00E-04	
coef. Emiss. Esp.	BR	1.00E-10	cm-3/s
velocidade da luz	cc	1.00E+10	cm/s
perda espalhamento	aa	1.00E+01	1/cm
refletividade	RR	3.00E-01	



A corrente aumenta devido à perda no espelho (1/L)

A densidade não aumente)

- Guia: 3 mmX 0.3 mm X L
- C=10-30cm^{-6}/2
- A densidade de corrente não aumenta com L, pois a perda tende a ser somente do espalhamento (1/L→0) e a área aumenta com L assim como o volume.

J vs. 1/L

- Dada uma curva de ganho g(n):
- A condição de limiar neste caso é:

$$g(n_{\lim}) = a + (1/L)\ell n(1/R) \Rightarrow$$

$$n_{\lim} = g^{-1}[a + (1/L)\ell n(1/R)] \equiv f[a + (1/L)\ell n(1/R)]$$

- g^{-1} = f é a função inversa de g(n);
- A densidade de corrente limiar fica: Para L grande, a corrente de limiar fica:

$$J_{\lim} = \frac{I_{\lim}}{Lw} = \frac{qV}{Lw}[R_{sp}(n_{\lim}) + R_{nrad}(n_{\lim})] = qd[R_{sp}(n_{\lim}) + R_{nrad}(n_{\lim})]$$

$$J_{\lim} = y(n_{\lim}) = y\{f[a + (1/L)\ell n(1/R)]\}$$

- Para L grande a perda no espelho é muito menor que *a*. Então: $J_{\lim} \approx y[f(a)] + \frac{dydf}{dfdn}\Big|_{n_{\lim}} (1/L)\ell n(1/R)$
- Portanto $J_{\lim}$ varia linearmente com 1/L. Na condição de L→∞,
- Temos o $J_{transparência}$

J vs. 1/L (ganho linear)

- Dada uma curva de ganho $g(n)=g_n(n-n_{tr})$:
- A condição de limiar neste caso é:

$$g(n_{\lim}) = g_n(n - n_{tr}) = a + (1/L)\ell n(1/R) \Rightarrow$$

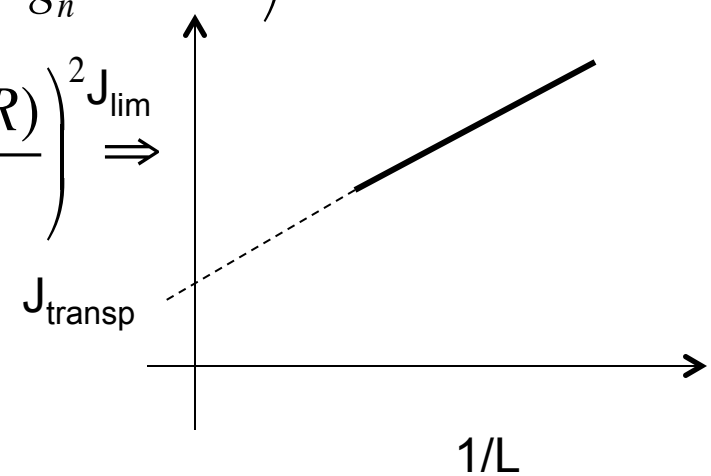
$$n_{\lim} = n_{tr} + \frac{a + (1/L)\ell n(1/R)}{g_n}$$

- A densidade de corrente limiar fica:

$$J_{\lim} = \frac{I_{\lim}}{Lw} \approx \frac{qV}{Lw}[R_{sp}(n_{\lim})] = qdB_R\left(n_{tr} + \frac{a + (1/L)\ell n(1/R)}{g_n}\right)^2$$

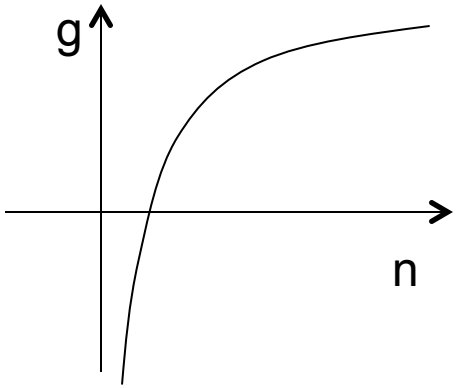
$$J_{\lim} \approx qdB_R n_{\lim}^2 = qdB_R\left(\frac{n_{tr}g_n + a + (1/L)\ell n(1/R)}{g_n}\right)^2 \Rightarrow$$

$$J_{\lim} \approx qdB_R \frac{(n_{tr}g_n + a)^2}{g_n^2}\left[1 + (1/L)\frac{2\ell n(1/R)}{(n_{tr}g_n + a)}\right]$$



J vs. 1/L (poços quânticos)

- Empiricamente, pode-se descrever o ganho em poços quântico como: $g(n) = g_n \ell n(n/n_{\lim})$
- A curvatura da curva vem da saturação da densidade de estados.



- A condição de limiar neste caso é:

$$g(n) = g_n \ell n(n_{\lim}/n_{tr}) = a + (1/L)\ell n(1/R) \Rightarrow$$

$$n_{\lim} = n_{tr} e^{\frac{a+(1/L)\ell n(1/R)}{g_n}}$$

- Para L grande, a corrente de limiar fica:

$$g(n) = g_n \ell n(n_{\lim}/n_{tr}) = a + (1/L)\ell n(1/R) \Rightarrow$$

$$J_{\lim} = qdB_R n_{\lim}^2 = qdB_R n_{tr}^2 e^{\frac{2[a+(1/L)\ell n(1/R)]}{g_n}} \approx qdB_R n_{tr}^2 e^{\frac{2}{ag_n}} \left[1 + (\frac{2\ell n(1/R)}{g_n})(\frac{1}{L})\right]$$

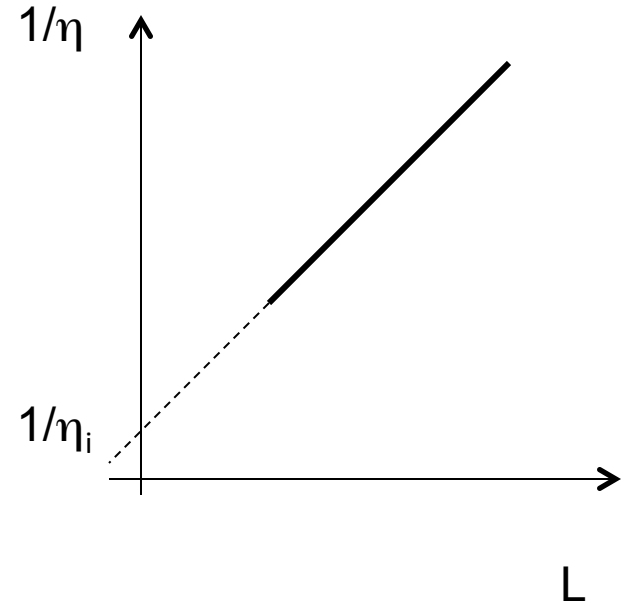
- É comum se fabricar laseres de diversos comprimentos e de guias bem largos de tal forma que a perda por espalhamento é só devido ao material.
- Ao se graficar J vs. 1/L pode-se obter a corrente de transparência que nos dá informação da qualidade do material.
- Juntamente à medida de eficiência quântica a ser mostrada a seguir, pode-se estimar as perdas também.
- Ao se fabricar laseres estreitos com o mesmo material pode-se inferir os efeitos do processamento nas perdas ópticas do dispositivo.

Eficiência quântica

- A eficiência quântica externa pode ser dada pela razão da perda fotônica de confinamento (ou espelhos) e a perda total:

$$\eta_{ext} = \frac{(1/L)\ell n(1/R)}{a + (1/L)\ell n(1/R)} = \frac{1}{\dfrac{a}{(1/L)\ell n(1/R)} + 1}$$

$$\eta = \frac{\eta^{i}_{\text{int}}}{\dfrac{a}{(1/L)\ell n(1/R)} + 1} \Rightarrow \frac{1}{\eta} = \frac{a}{\eta^{i}_{\text{int}}\ell n(1/R)} L + \frac{1}{\eta^{i}_{\text{int}}}$$

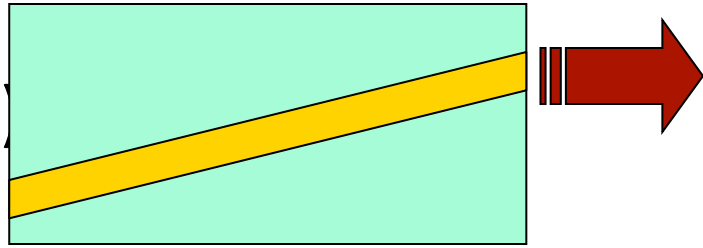


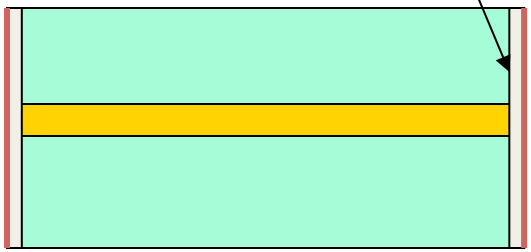
- Da extrapolação obtemos η_i. Com η_i, sabendo-se R, obtemos a.
- Esta é a maneira experimental de determinar estes parâmetros

- Mostramos a seguir dois dispositivos de importância em optoeletrônica:
- Amplificada ores e moduladores de luz.

Amplificador

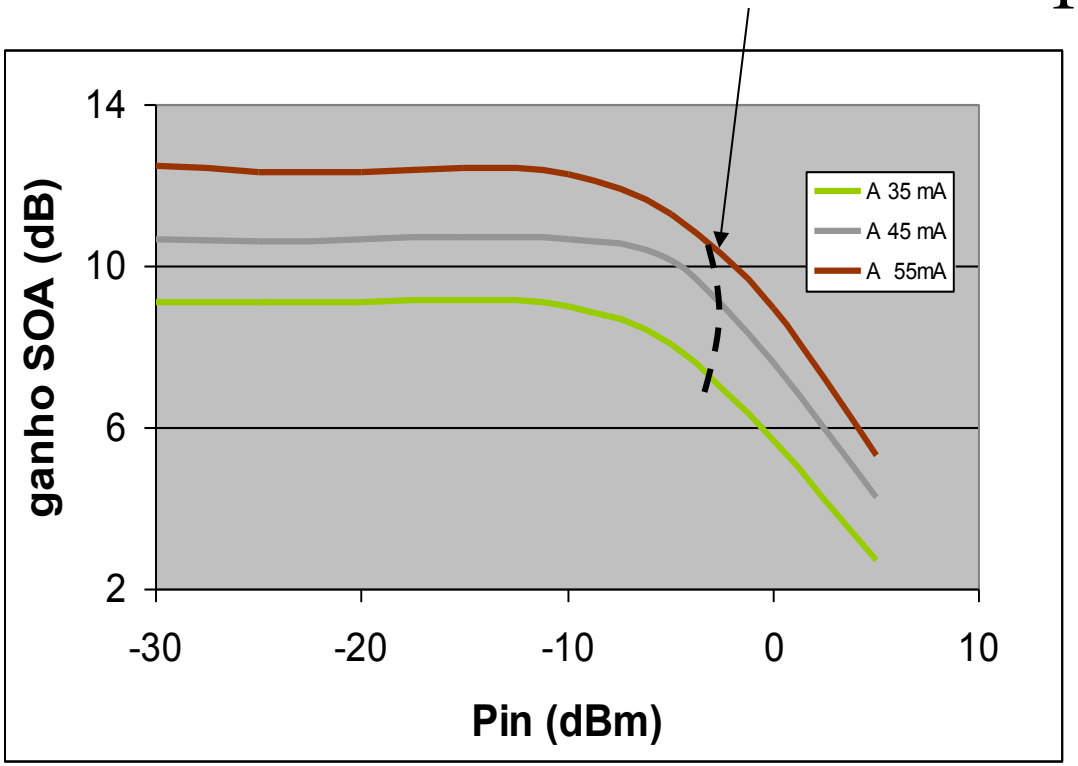
- Amplicadores por semicondutores: Semiconductor Optical Amplifiers : SOA
- Estrutura laser com realimentação óptica suprimida R< $1x10^{-4}$
  - Camadas antireflectoras ($n_{eff}.n_{ar}$
  - Guia de onda inclinado
  - Estrutura de Espelho enterrada (InP).





Amplificador: Performance

Saturação de ganho: $$dP/dz = \frac{g_0 P}{1 + P/P_s}$$



$P^o_{sat} \sim ln2\ P_s \sim 10\ dBm$

Saturação:

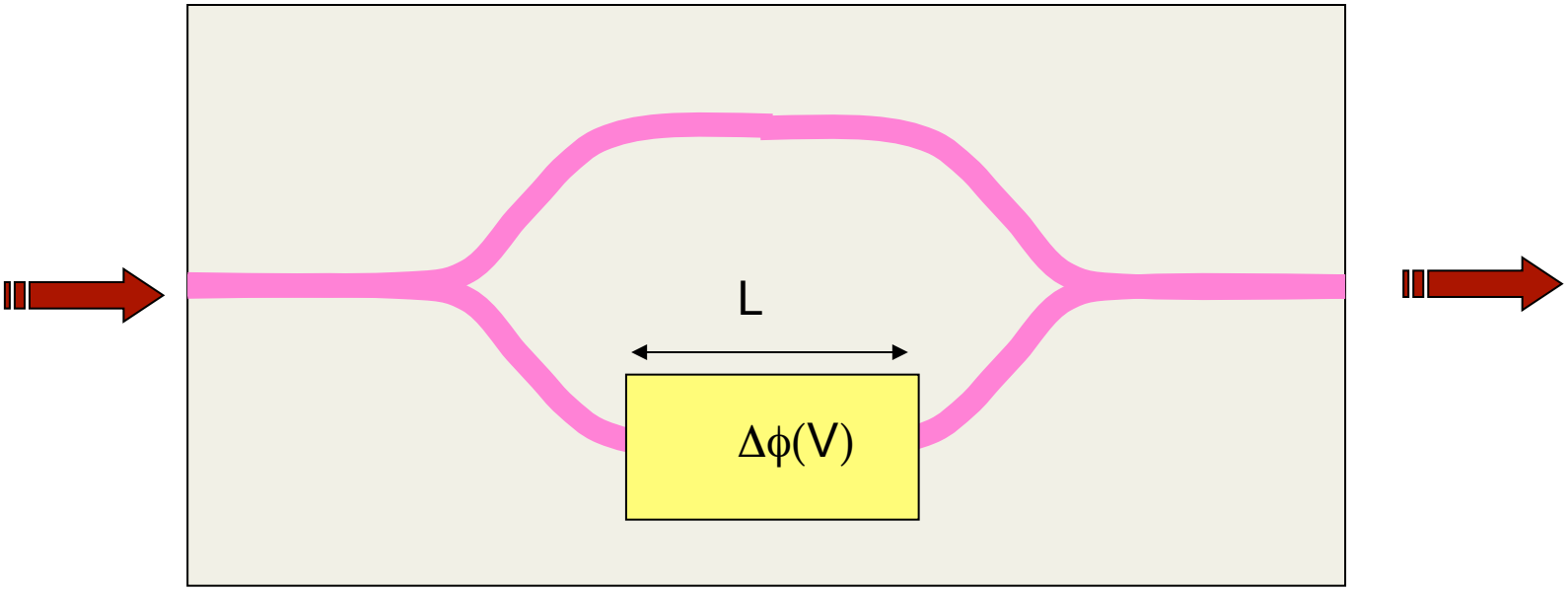
- Alto ganho
- "spatial hole burning"
- Seção do modo EM pequena.

Moduladores

- Eletro-óptico
  - Interferométrico
  - Mach Zender

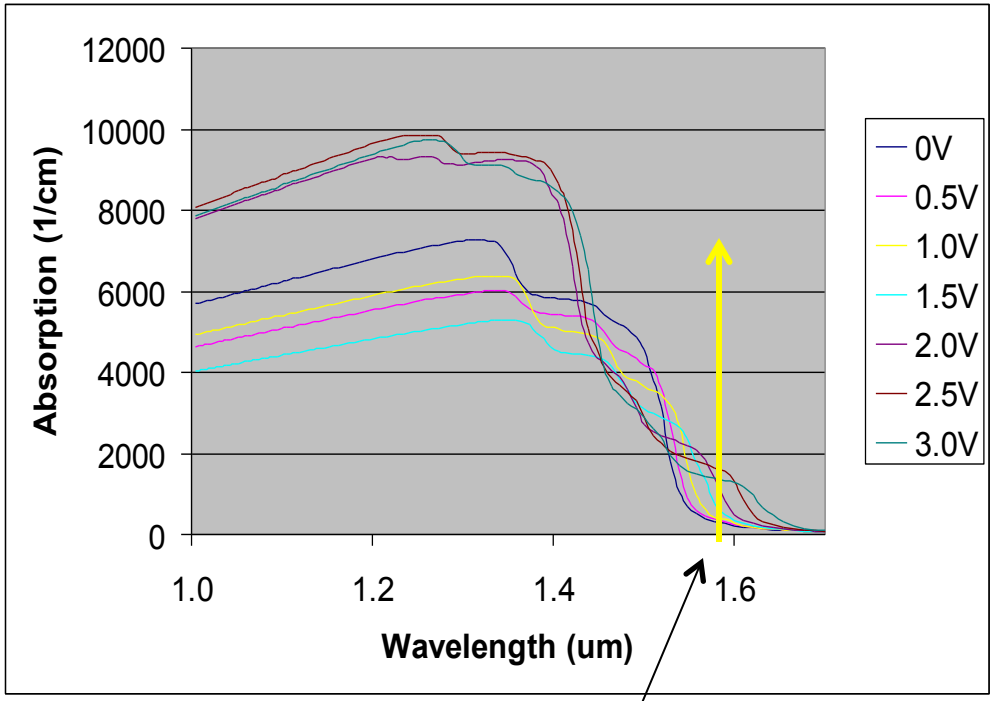
- Eletroabsorção
  - Absorção
  - chirp

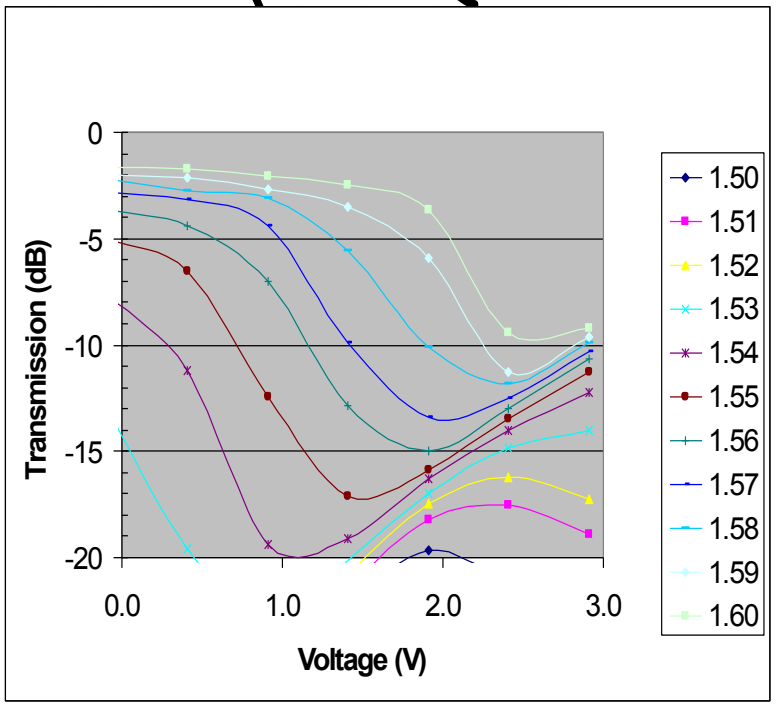
Moduladores :Mack-Zender



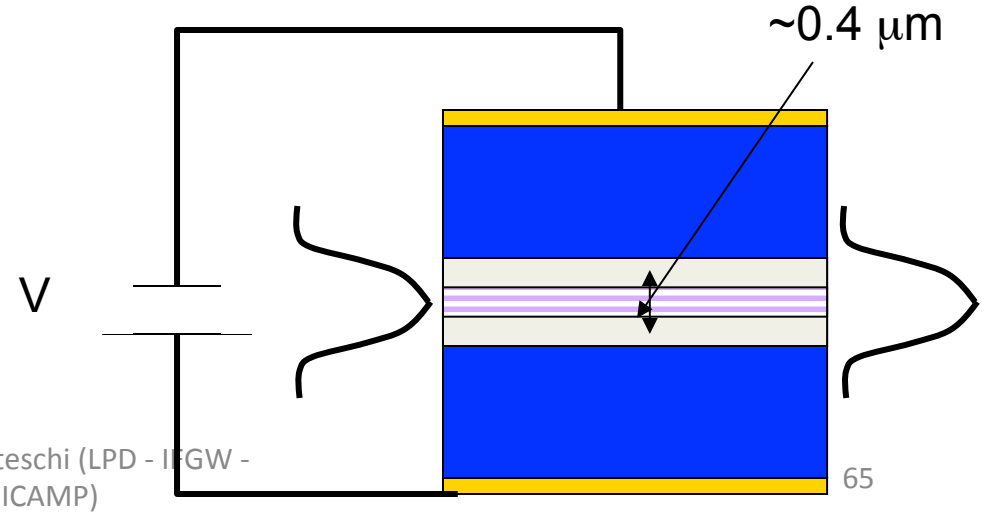
Entrada: I_0
Saída:$2\ I_0[1+\cos(\Delta\phi)] = 2\ I_0[1+\cos(L.\Delta n)]$
$\Delta\phi$ vem de Δn (voltagem)efeito eletro-óptico
LiNiO3; não integrável
InP, GaAs têm valores E-O baixos $\Delta n/\ \Delta E \sim 10^{-5}\ \mu m/V$
Grandes dimensões, alto consumo de potência

Moduladores :EletroabsorçãoQCSE





Laser sendo modulado



IV Moduladores: modelagem