

Ein mit einer elektromagnetischen Welle verbundenen Photonenstrom, der durch einen Halbleiter wandert kann durch folgende Gleichung beschrieben werden.

$$I_{ph} = I_{ph}^0 \cdot (1 - R) \cdot \exp(-\alpha \cdot z)$$

wobei

$\alpha$  ... der Absorptionskoeffizient (positive Größe)

$I_{ph}^0$  ... der Photonenstrom bei  $z=0$

$R$  ... der Reflexionskoeffizient der Intensität ( $R=r \cdot r^*$ )

Die optische Intensität ( $P_{opt} = I_{ph} \cdot \hbar \omega$ ) fällt exponentiell ab, wenn die Welle sich in z-Richtung ausbreitet und  $\alpha$  positiv ist.

Bem.:

$$\alpha \dots \sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-1} \text{ bei } E_{\text{gap}}$$

$$\frac{1}{\alpha} \dots \sim 1 \mu\text{m} - 0.1 \mu\text{m} \quad \dots \dots \dots \text{Eindringtiefe}$$

Werden jedoch Elektronen und Löcher in das Leitungsband- bzw. Valenzband gepumpt, dann kann der e-h Rekombinationsprozess (d.h. die Photonenemission) stärker sein als der Umkehrprozess der e-h Erzeugung (d.h. der Absorption).

Im allgemeinen wird ein Verstärkungskoeffizient  $g(\hbar\omega)$  definiert, durch

Gain = Emissionskoeffizient - Absorptionskoeffizient

Ist  $f^e(E^e)$  und  $f^h(E^h)$  die Elektron- und Löcherbesetzung, so hängt der Emissionskoeffizient von dem Produkt von  $f^e(E^e)$  und  $f^h(E^h)$  ab, während der Absorptionskoeffizient durch das Produkt  $(1-f^e(E^e))$  und  $(1-f^h(E^h))$  gegeben ist.

weitere gilt:

$$E^e = E_C + \frac{m_r^*}{m_e^*} (\hbar\omega - E_{gap})$$

$$E^h = E_V - \frac{m_r^*}{m_h^*} (\hbar\omega - E_{gap})$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeiten  $f^e(E^e)$  und  $f^h(E^h)$  werden durch die Quasi-Fermi-Niveaus für Elektronen  $E_{Fn}$  und  $E_{Fp}$  beschrieben. Die Verstärkung, die ja die Differenz zwischen Emissions- und Absorptionskoeffizient ist, wird damit

$$g(\hbar\omega) \sim f^e(E^e) \cdot f^h(E^h) - \{1 - f^e(E^e)\} \cdot \{1 - f^h(E^h)\}$$

$$= \{f^e(E^e) + f^h(E^h)\} - 1$$

Die optische Welle hat eine **allgemeine räumliche Intensitätsabhängigkeit**

$$I_{ph} = I_{ph}^0 \cdot \exp(-g(\hbar\omega) \cdot z)$$

Und wenn  $g$  positiv ist, dann wächst die Intensität, da zusätzlich Photonen durch Emission zur Intensität dazugegeben werden.

Die Bedingung für eine positive Verstärkung erfordert „Inversion“ des Halbleiters, d.h.

$$f^e(E^e) + f^h(E^h) > 1$$

Um diese Bedingung zu erfüllen müssen die Quasi-Fermi-Niveaus in das jeweilige Band (LB bzw. VB) eindringen (d.h. entartete HL).

Der exakte Ausdruck für die Verstärkung ist in Volumshalbleitern:

$$g(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{m_0^2 \cdot c \cdot n_r \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\hbar\omega} |a \cdot p_{cv}|^2 N_{cv} [f^e(E^e) + f^h(E^h) - 1]$$

Wird jetzt  $f^e(E^e) = 0 = f^h(E^h)$ , dann ist  $g(\hbar\omega) = -\alpha(\hbar\omega)$ , d.h. der negative Absorptionskoeffizient.

Für GaAs und unpolarisiertem Licht ( $a=3/2$ ) gilt

$$g(\hbar\omega) \approx 5.6 \cdot 10^{-4} \frac{(\hbar\omega - E_g)}{\hbar\omega} [f^e(E^e) + f^h(E^h) - 1] \quad [cm^{-1}]$$

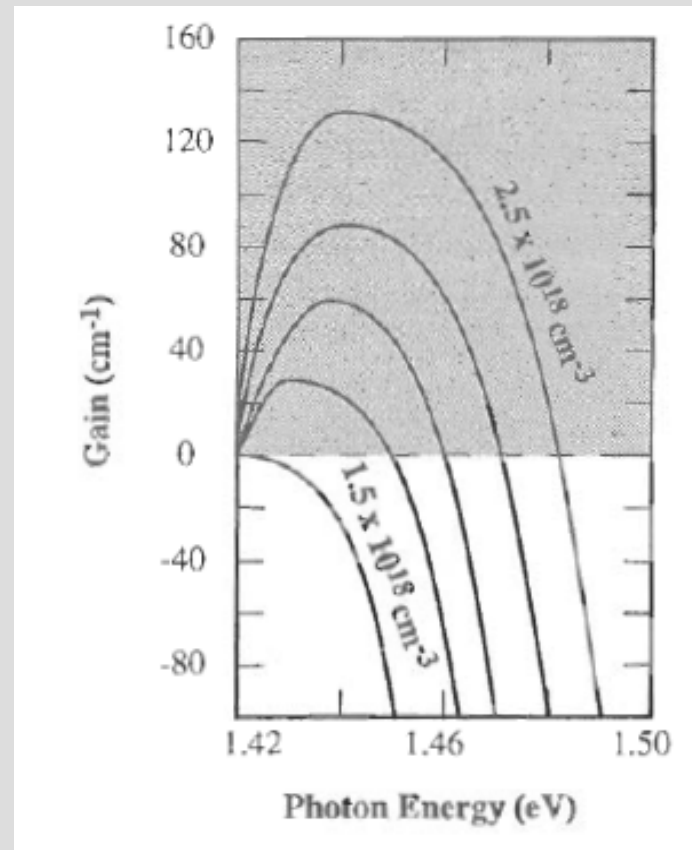
Für einen anderen Halbleiter A ändert sich der Vorfaktor nur durch

$$\left[ \frac{m_r^*(A)}{m_r^*(GaAs)} \right]^{3/2}$$

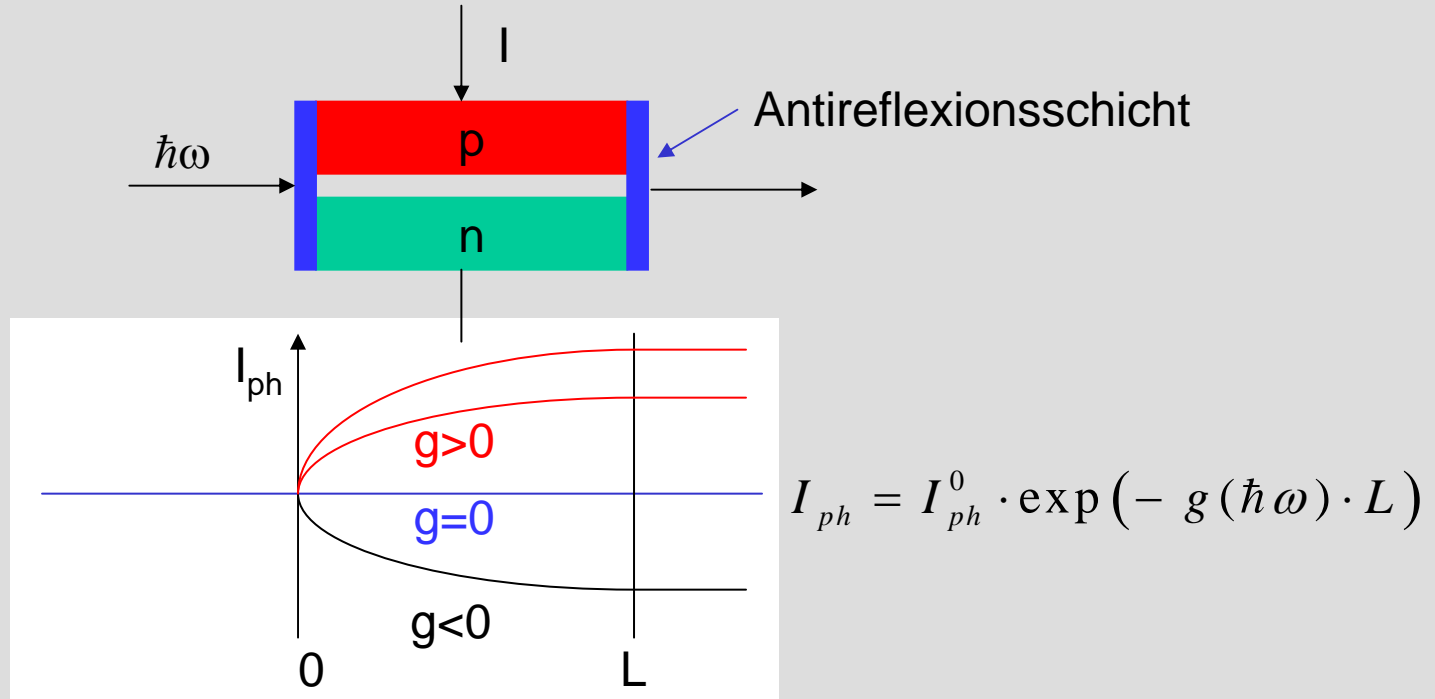
Für die Berechnung der Verstärkung als Funktion des injizierten Ladungsträger  $n(=p)$  muss die Elektronen- und Löcher-Quasi-Fermi-Niveaus und die Besetzungswahrscheinlichkeit  $f^e(E^e)$  und  $f^h(E^h)$  berechnet werden. Wegen der notwendigen Besetzungsinversion ist der Halbleiter entartet und die Boltzmann-Statistik ist nicht mehr ausreichend zur Beschreibung von  $f^e(E^e)$  und  $f^h(E^h)$  sondern es muß z.B. die **Joyce-Dixon-Näherung** zur Berechnung von  $f^e(E^e)$  und  $f^h(E^h)$  verwendet werden.

Die Lage der Quasi-Fermi-Niveaus ist nach Joyce-Dixon:

$$E_{Fn} = E_C + k_B T \cdot \left[ \ln \frac{n}{N_C} + \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{n}{N_C} \right]$$
$$E_{Fp} = E_V - k_B T \cdot \left[ \ln \frac{p}{N_V} + \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{p}{N_V} \right]$$



Gain vs. photon energy curves for a variety of carrier injections for GaAs at 300 K. The electron and hole injections are the same. The injected carrier densities are increased in steps of  $0.25 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  from the lowest value shown.

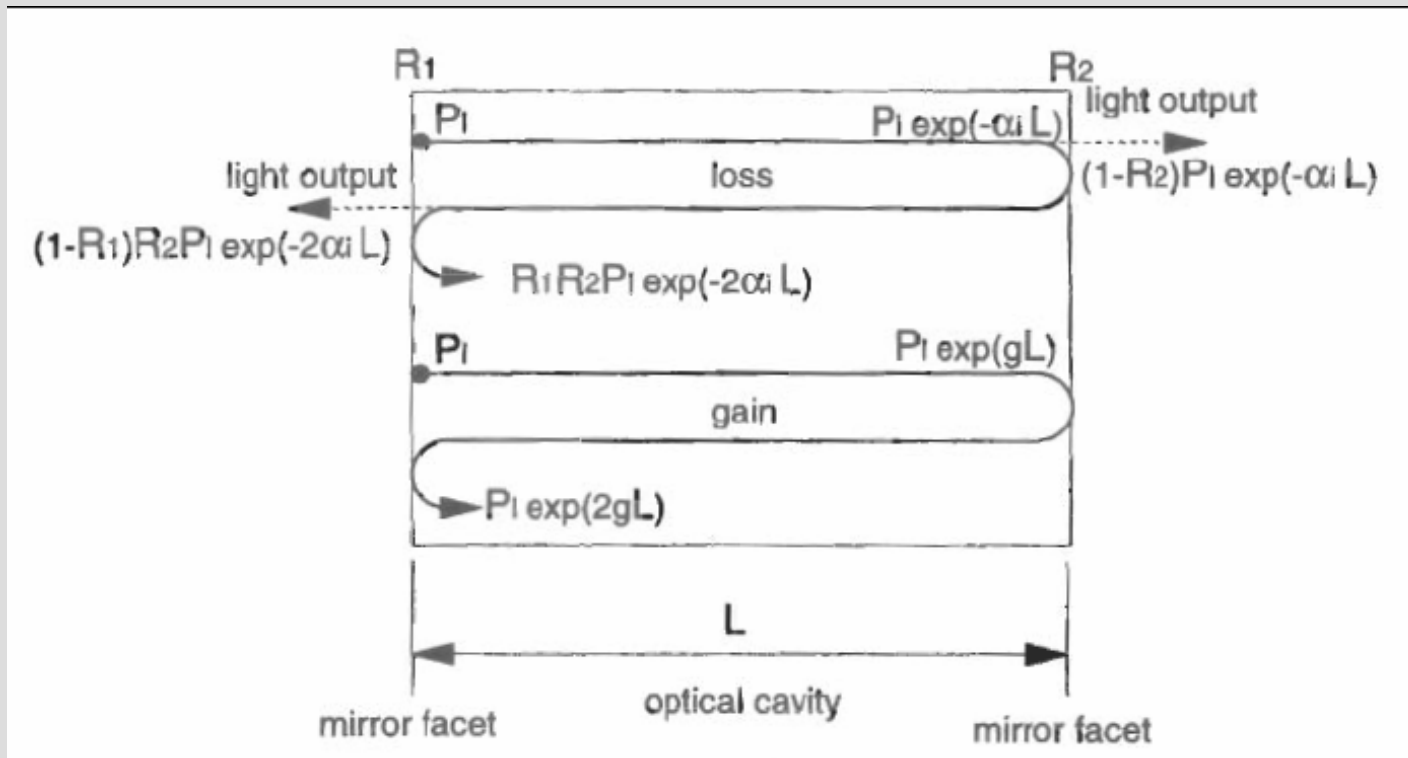


Für den Fall  $g(\hbar\omega) = 0$ : → **Transparenz**

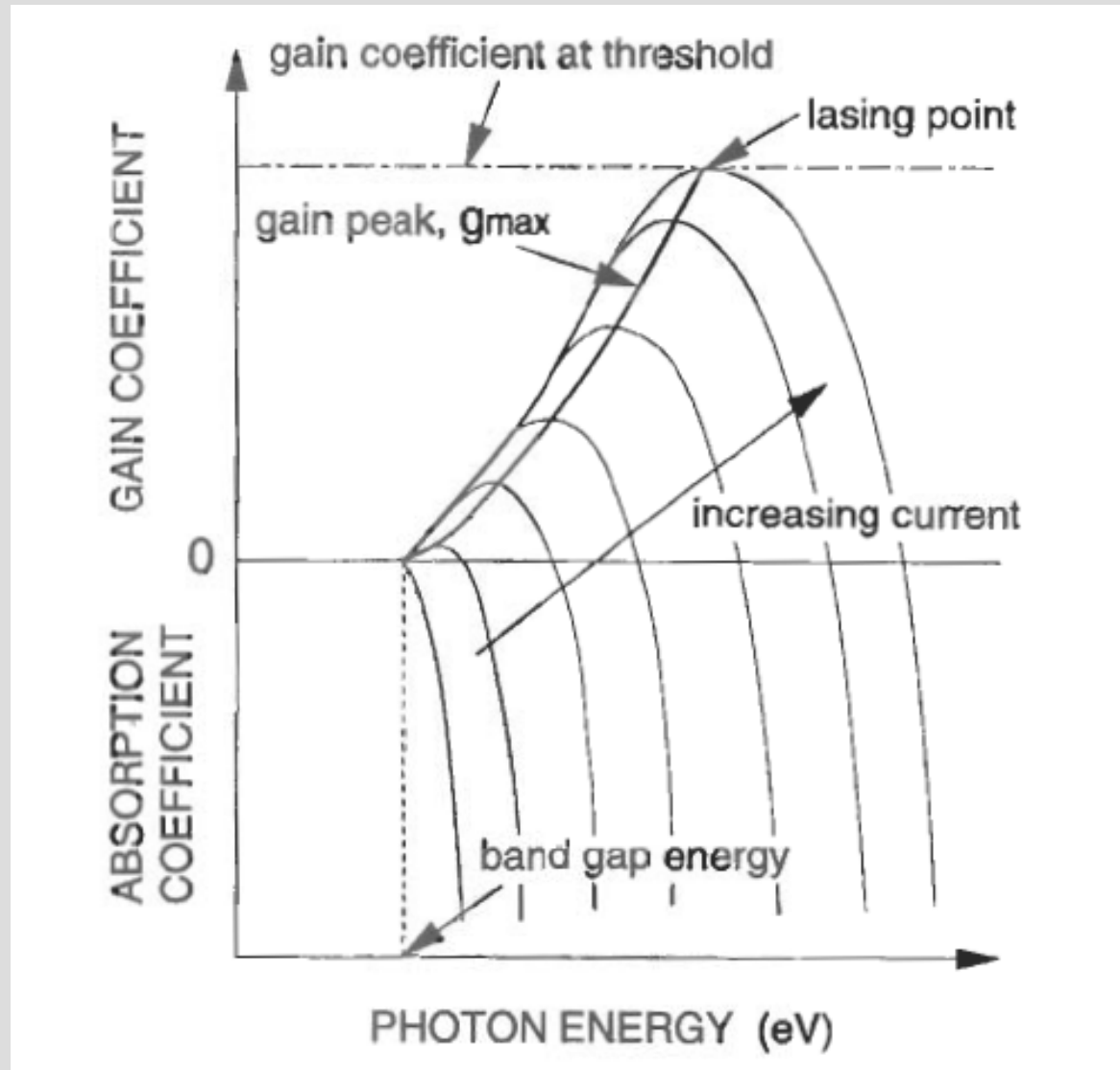
Bis jetzt haben wir nur den Materialgain diskutiert und dieser kommt aus dem aktiven Bereich wo Rekombination ereignet. Oftmals ist dieser aktive Bereich von sehr kleiner Dimension (z.B. QW-Laser).

In diesem Fall muß jetzt die neue Größe **Cavity Gain**  $g_{cav}$  definiert werden, da nur in diesem Bereich aktiv verstärkt wird.

$$g_{cav}(\hbar\omega) = g(\hbar\omega) \cdot \Gamma$$



Gain and loss in the optical cavity.





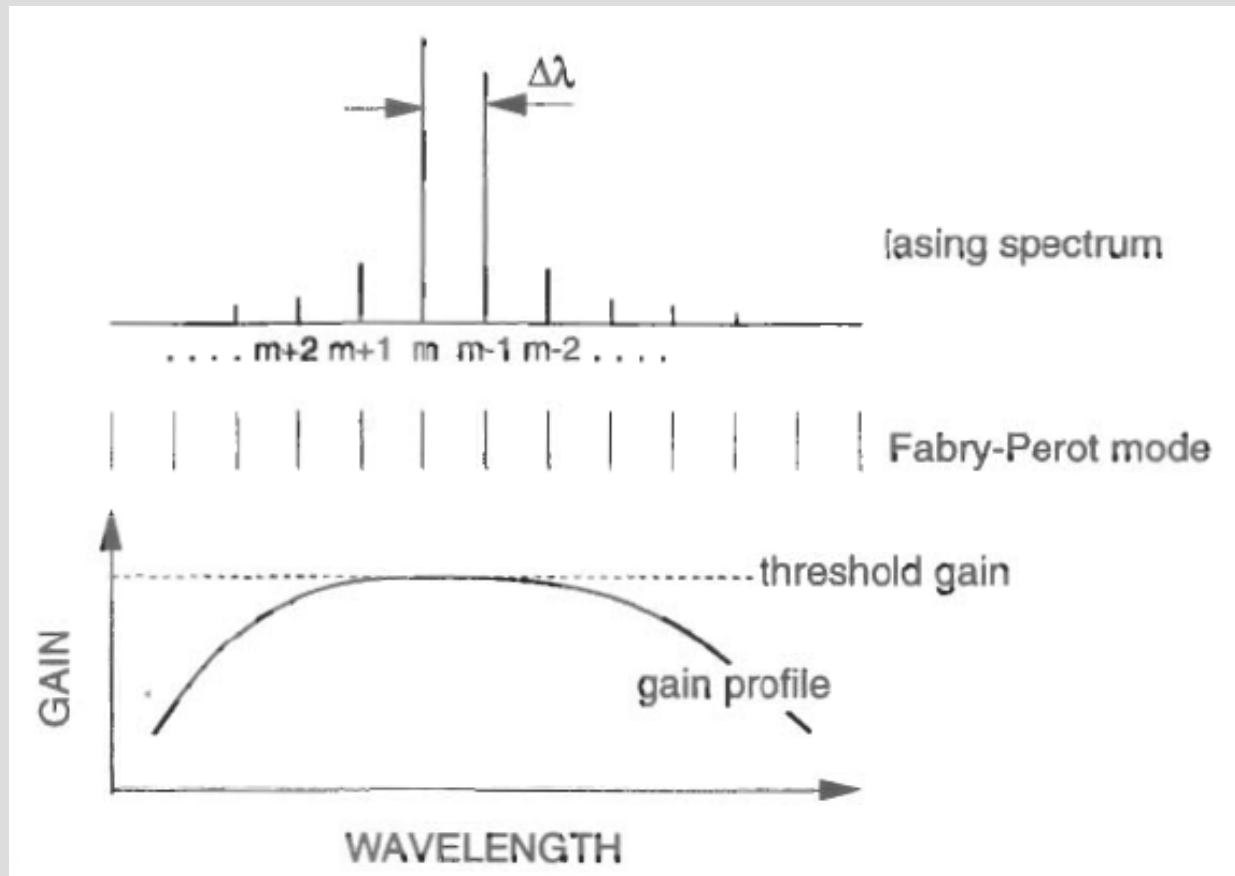
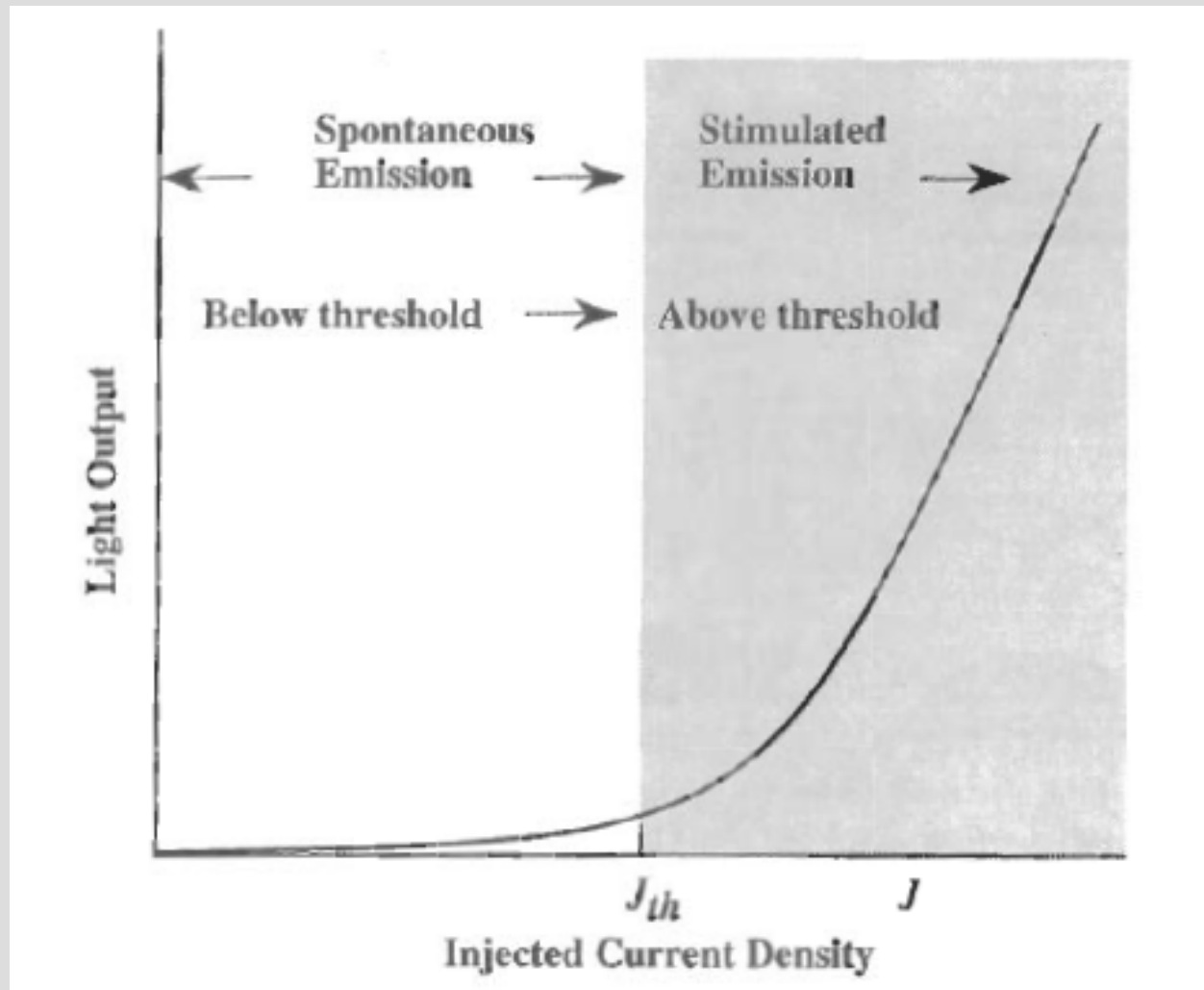
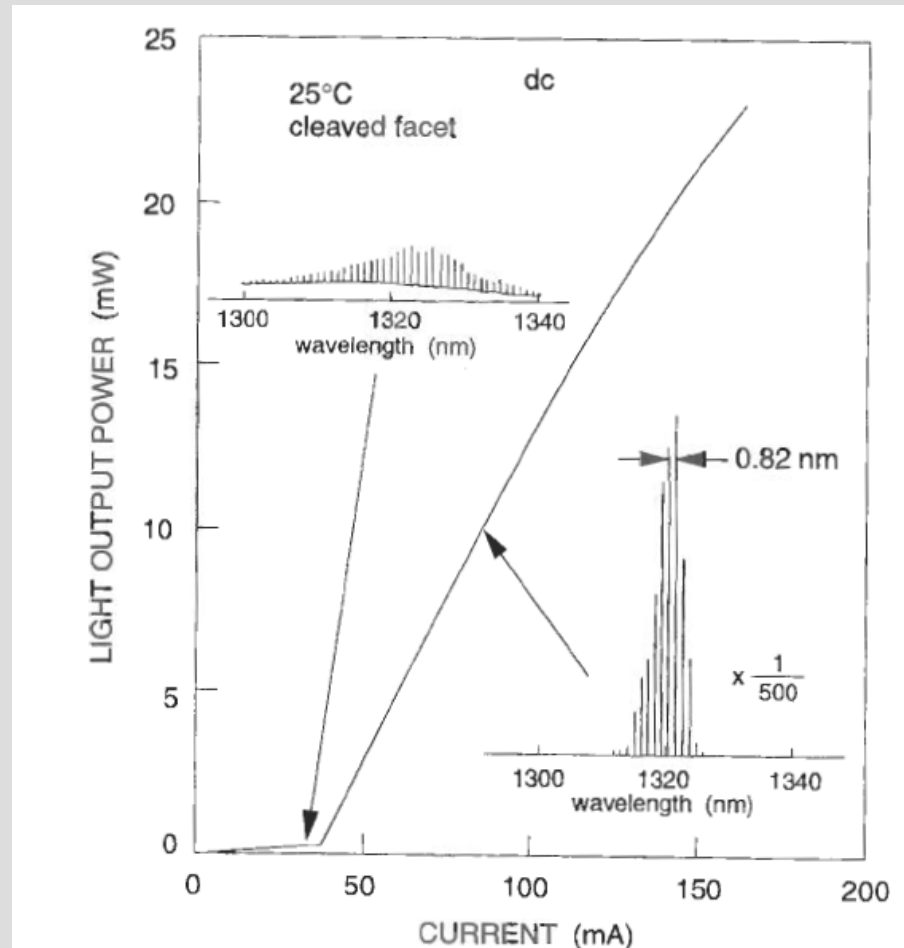


Illustration of gain profile and emission spectra (longitudinal modes).



The light output as a function of current injection in a semiconductor laser. Above threshold, the presence of a high photon density causes stimulated emission to dominate.

RCLEDs



**FIGURE 3.8** Emission spectra before and after lasing in a 1300 nm-band Fabry-Perot InGaAsP/InP laser diode with cleaved facets.<sup>5</sup> Reprinted with permission from *Reliability and Degradation of Semiconductor Lasers and LEDs* by Artech House, Inc., Norwood, MA, USA, <http://www.artech-house.com>.

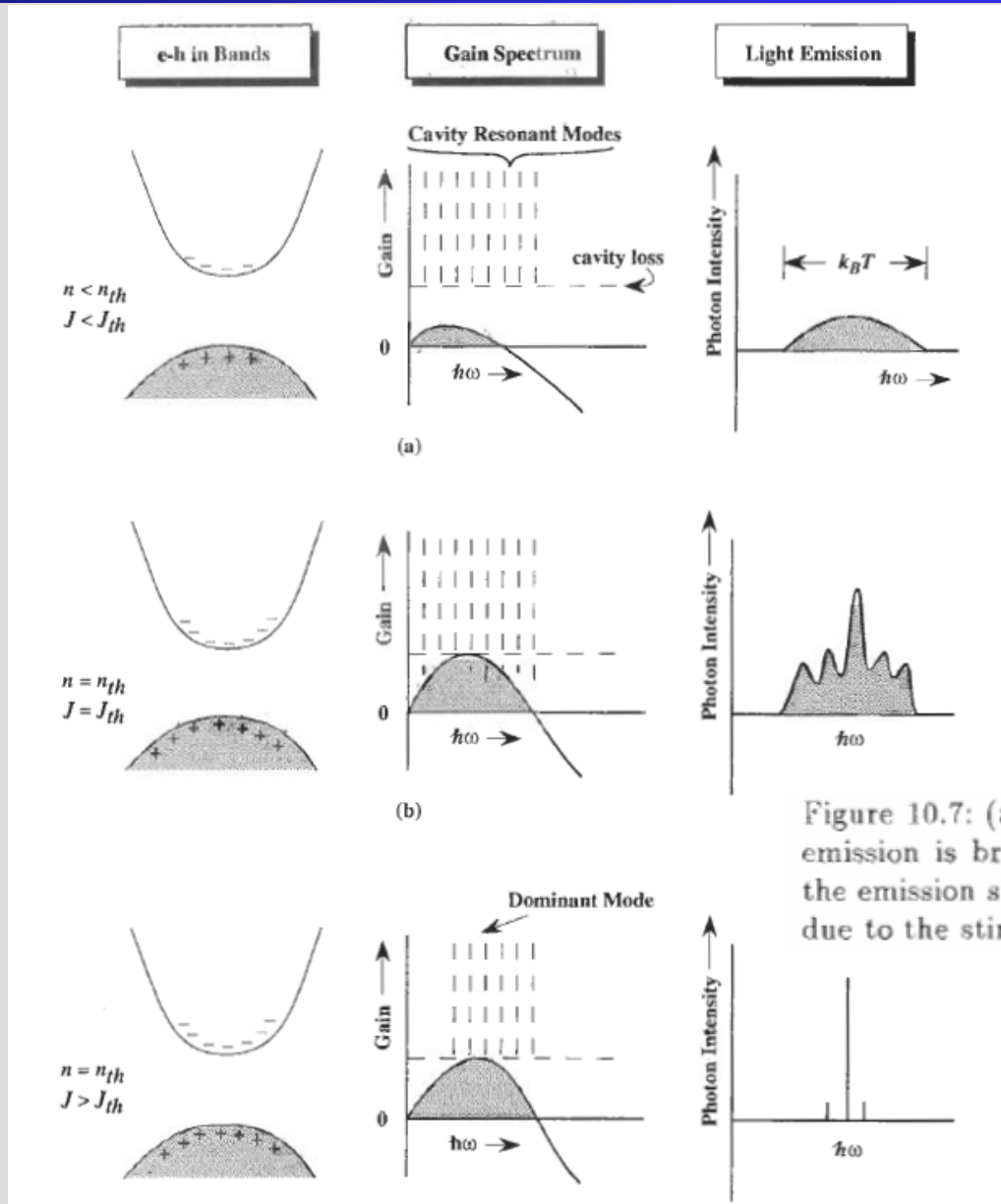
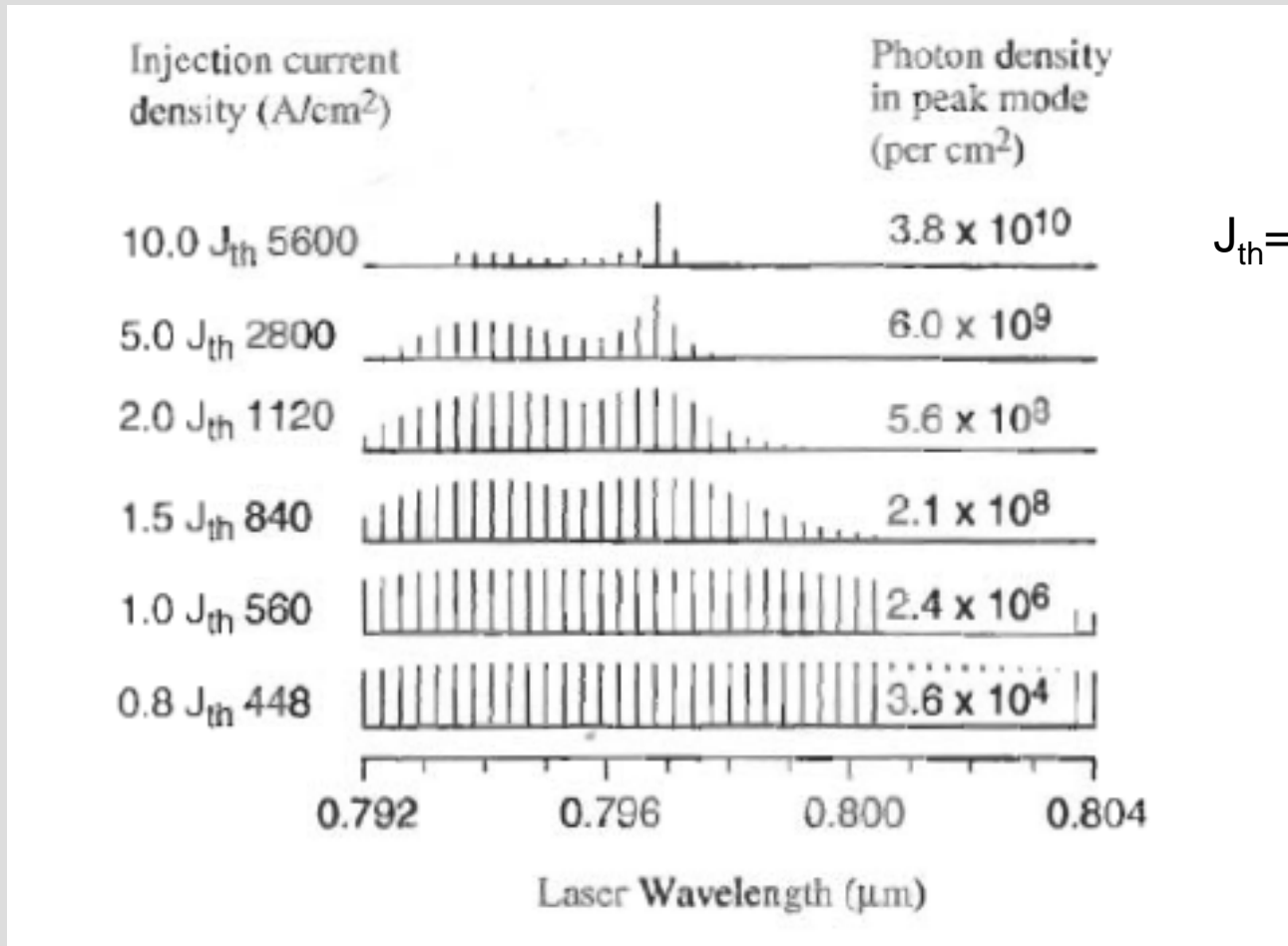
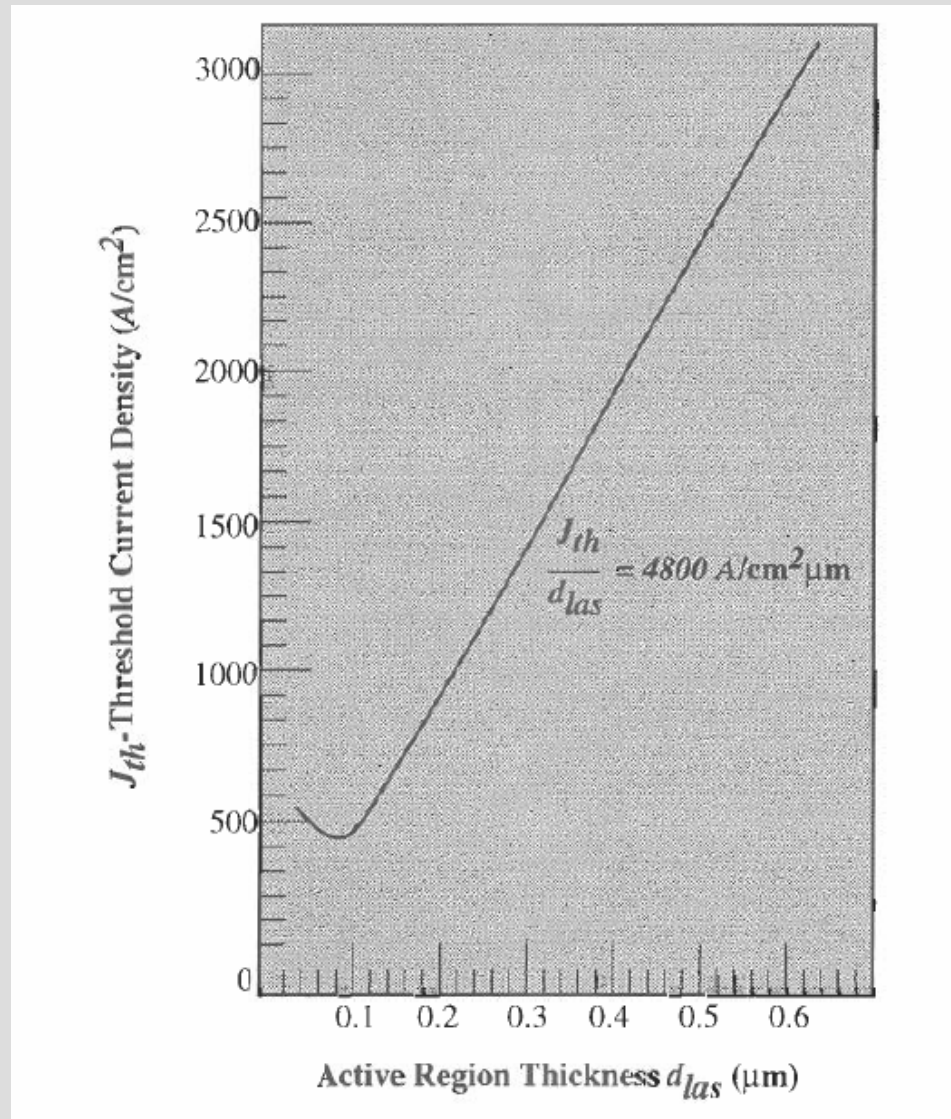


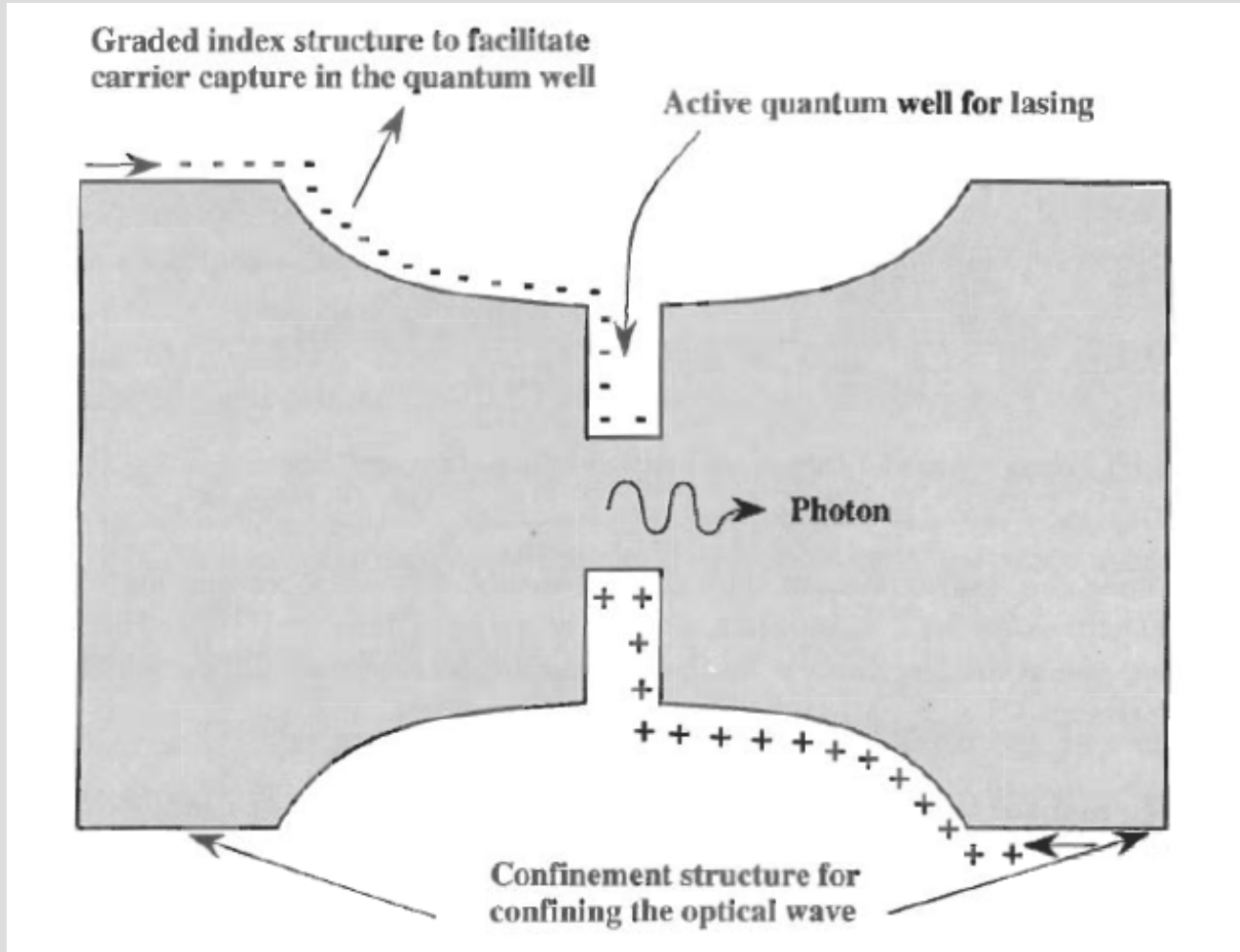
Figure 10.7: (a) The laser below threshold. The emission is broad as in an LED. (b) The laser at threshold. (c) The laser above threshold. The emission spectrum. (c) The laser above threshold. Due to the stimulated emission, a dominant mode appears.

5 nm GaAs / Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As



J<sub>th</sub> = 560 A/cm<sup>2</sup>









$$\frac{k_x d}{2} \tan\left(\frac{k_x d}{2}\right) = \left(\frac{\gamma d}{2}\right)$$
$$I_{ph} = I_{ph}^0 \cdot \exp(-\alpha \cdot z)$$

J.Singh, "Semiconductor Optoelectronics"

LEDs:

E.F. Schubert, „Light–Emitting Diodes“

Laserdioden:

S.L.Chuang, „Physics of Optoelectronic Devices“

J. Singh, „Optoelectronics – An Introduction to Materials and Devices“

G.P. Agrawal and N.K. Dutta, „Semiconductor Lasers“

H. Kessel, „Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs“

H.C. Casey, Jr. And M.B. Panish, „Heterostructure Lasers“

P.S. Zory, Jr. „Quantum Well Lasers“

K. Petermann, „Laser Diode Modulation and Noise“

Optische Nachrichtentechnik:

G.P. Agrawal: „Fiber-Optic Communication Systems“

K.J. Ebeling: „Integrierte Optoelektronik“

H.P. Zappe: „Introduction to Semiconductor Integrated Optics“

Allgemeine Halbleiterphysik:

S.M. Sze, „Physics of Semiconductor Devices“

J. Singh, „Physics of Semiconductors and their Heterostructures“

J. Singh, „Semiconductor Devices – An Introduction“

O. Manasreh „Semiconductor Heterojunctions and Nanostructures“