Verspannte Quantum Wells

STRAINED QUANTUM WELLS

Adjusting bandgap to reach a certain emission wavelength	Up to 150 meV variation in bandgap can be achieved
Reduction in hole masses to achieve lower threshold current lasing	Hole mass can be reduced by up to a factor of 3 by using strain
Strain can allow laser emission to have tailored polarization	By using appropriate strain, one can have TE, TM, or unpolarized light
Reduction in Auger rates	Reduced hole masses can result in lower Auger rates
Improved laser reliability	Built-in strain may suppress defect migration into the active region

Figure 10.15: Some of the important advantages that can be achieved by incorporating strain in quantum well lasers. The issues of lower Auger recombination and laser reliability are still being researched.

3.6

Verspannte QW-laser-strukturen

a) verspannte Schichten

Folie 113, 116, 117

Spannung: $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \dfrac{a_{substrat} - a_{schicht}}{a_{schicht}} =: \varepsilon$

kann > 0 ... tension
oder < 0 ... compression
sein!

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{2c_{12}}{c_{11}} \cdot \varepsilon_{xx}$$

Elastizitätstheorie

c_{ij} ... Kraftkomponenten (-Konstanten)

Die Verspannung kann die Bandstruktur modifizieren. Diese Verspannung wird bei der Herstellung der Epitaktischen Schichten durch Verwendung eines Halbleiters mit unterschiedlicher Gitterkonstante zum Substrat eingebaut. Der "strain" hat aber einen dramatischen Einfluss auf die optischen Eigenschaften des Systems.

1.) Durchstimmen der Bandlücke

Der eingebaute strain ermöglicht es die Bandlücke eines HL genau einzustellen. Verspannung verursacht eine Abspaltung der schweren und leichten Löcher und die Bandlücken ergeben sich zu

C-band → HH

$$E_g = E_{g0} + 2a\left(\frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}}\right) \cdot \varepsilon + b \cdot \left(\frac{c_{11} + 2 \cdot c_{12}}{c_{11}}\right) \cdot \varepsilon$$

C-band – LH

$$E_g = E_{g0} + 2 \cdot a \cdot \left(\frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}}\right) \varepsilon - b \cdot \left(\frac{c_{11} + 2 \cdot c_{12}}{c_{11}}\right) \cdot \varepsilon$$

hydrostatische | Schubkomponente

u. Pikus-Bir

z.B:
GaN

GaAs

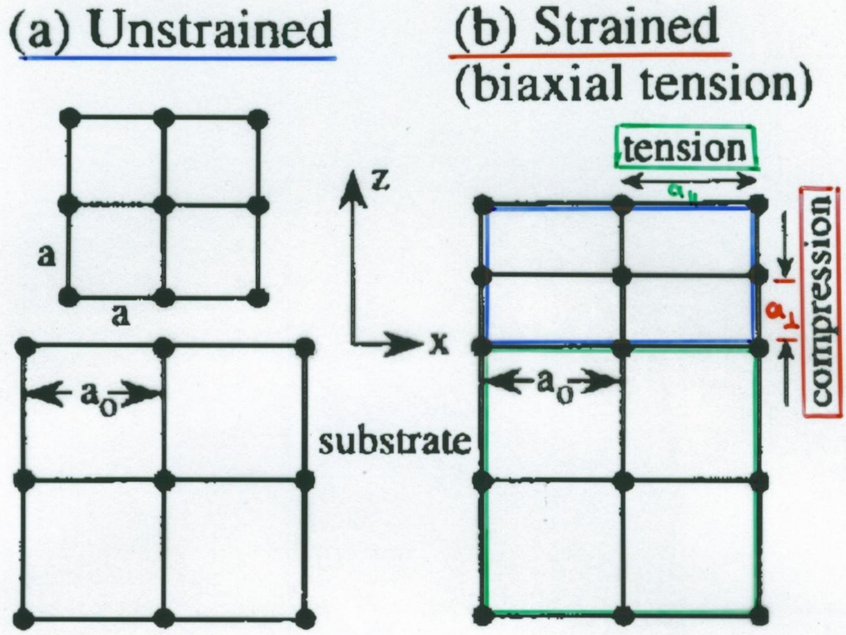


Figure 4.7. A layer material with a lattice constant a to be grown on a substrate with a lattice constant a_0: (a) unstrained; (b) strained.

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_0 - a}{a} = \frac{a_{substrat} - a_{layer}}{a_{layer}}$$

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}}\varepsilon_{xx}$$

ε ... strain

C_{ii} ... force constants

Table 4.1. Material Parameters

Parameters	GaAs	InAs	InP
a_0 (Å) ... lattice const.	5.6533	6.0584	5.8688
E_g (eV) energy gap	1.424	0.36	1.344
γ_1 } Kohn-Luttinger parameters	6.85	20.4	4.95
γ_2	2.1	8.3	1.65
γ_3	2.9	9.1	2.35
C_{11} (10^{11}dyn/cm^2)	11.879	8.329	10.11
C_{12} (10^{11}dyn/cm^2)	5.376	4.526	5.61
$a = a_c - a_v$ (eV)	−9.77	−6.0	−8.6
b (eV)	−1.7	−1.8	−2.0
m_e^*/m_0	0.067	0.025	0.077

a
b } - Deformation potentials < hydrostatic

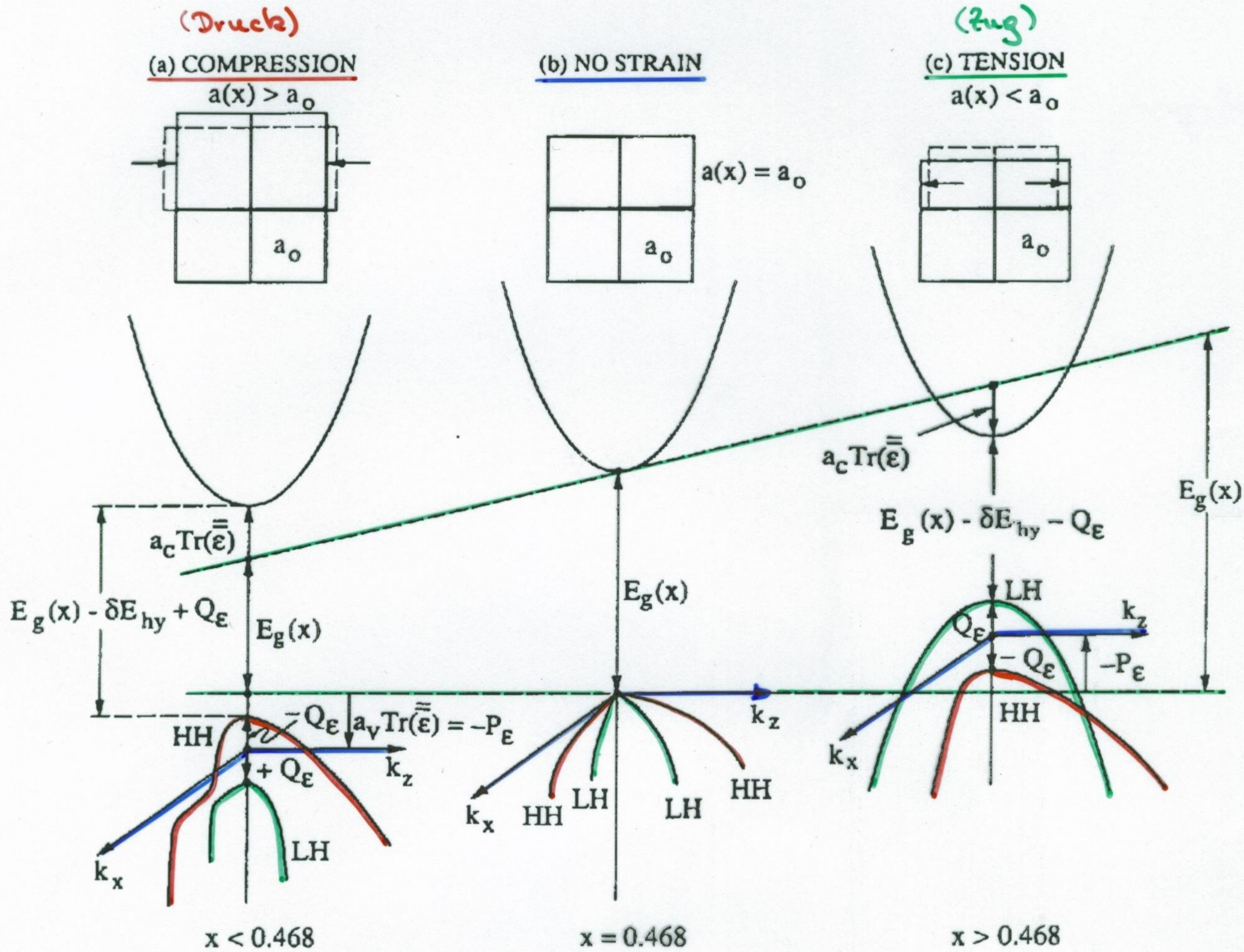


Figure 4.8. The energy-band structure in the momentum space for a bulk $Ga_xIn_{1-x}As$ material under (a) biaxial compression, (b) lattice-matched condition, and (c) biaxial tension for different Ga mole fractions x. The heavy-hole band is above the light-hole band and its effective mass in the transverse plane (the k_x or k_y direction) is lighter than that of the light-hole band in the compressive strain case in (a). The light-hole band shifts above the heavy-hole band in the case of tension in (c). (After Ref. 37.)

C-band → HH:

$$E_g = E_{g0} + \underbrace{2 \cdot a \cdot \left(\frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}}\right) \cdot \varepsilon}_{\text{hydrostatisch}} + \underbrace{b \cdot \left(\frac{c_{11} + 2 \cdot c_{12}}{c_{11}}\right) \cdot \varepsilon}_{\text{Scherenkomponente}}$$

C-band → LH:

$$E_g = E_{g0} + 2a \cdot \left(\frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}}\right) \cdot \varepsilon - b \cdot \left(\frac{c_{11} + 2 \cdot c_{12}}{c_{11}}\right) \cdot \varepsilon$$

wobei $\varepsilon = \dfrac{a_{substrate} - a_{layer}}{a_{layer}}$

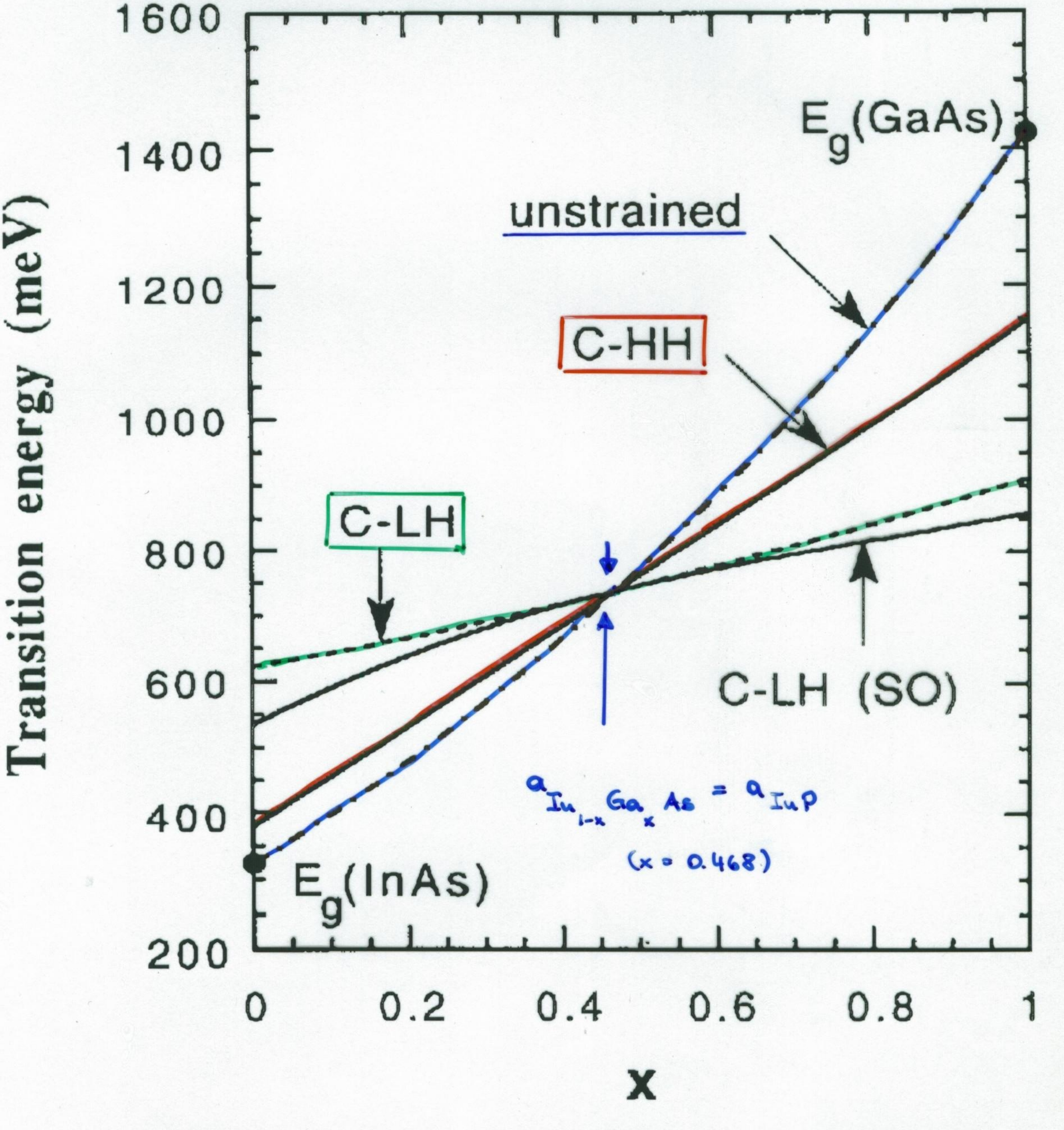


Figure 4.9. The energy band gap of a bulk $In_{1-x}Ga_xAs$ vs. the Ga mole fraction x: ‑‑‑, unstrained $In_{1-x}Ga_xAs$; —, transition energies from the conduction band (C) to the heavy-hole (HH) and light-hole (LH) bands for a bulk $In_{1-x}Ga_xAs$ pseudomorphically grown on InP; ‑‑‑, the conduction to light-hole transition energy calculated without the spin–orbit (SO) split-off band coupling. (After Ref. 38.)

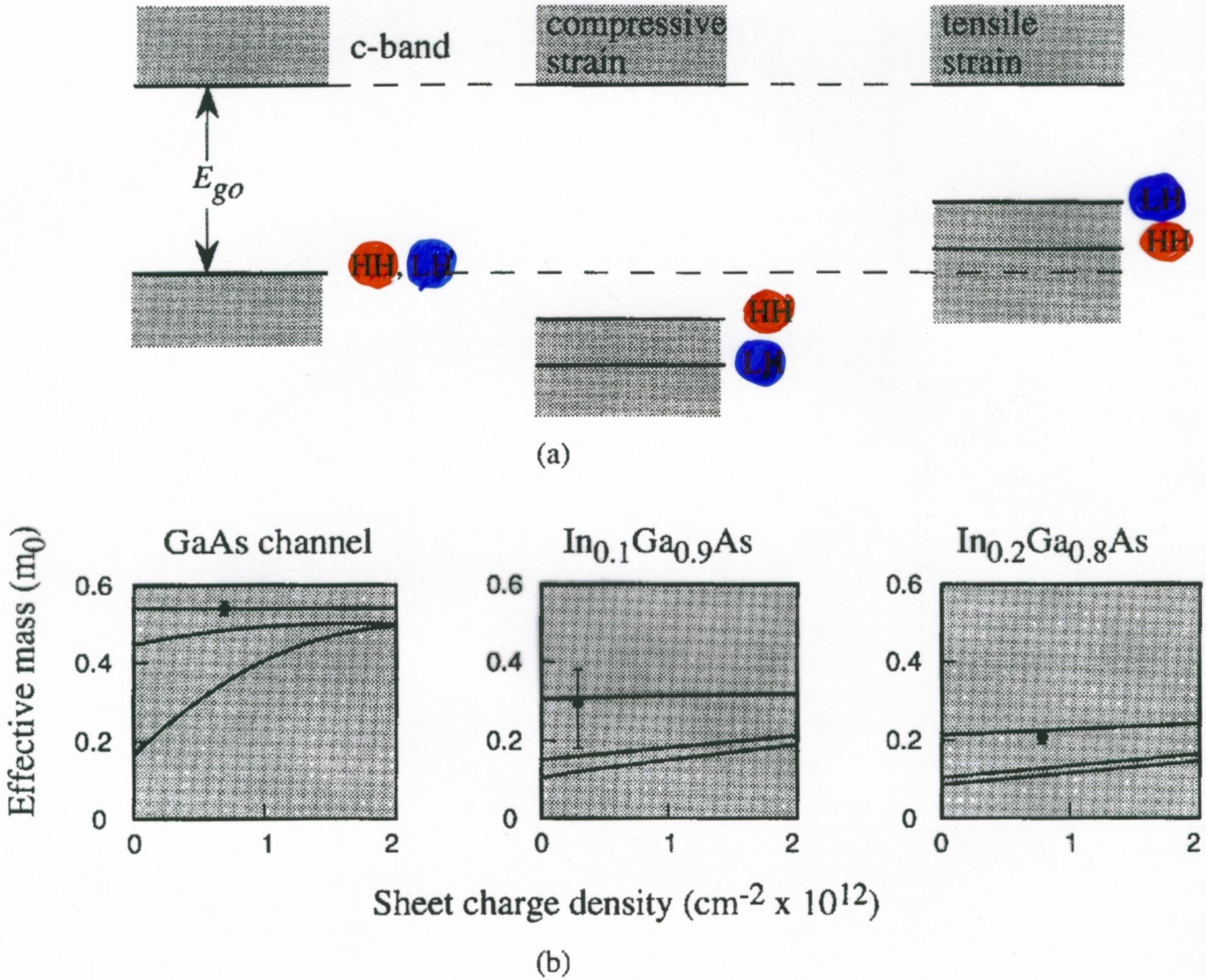


Figure 10.16: (a) The effect of strain on the bandedges (with reference to the conduction band). (b) The effect of strain on the near bandedge hole masses. Results are for layers grown on a GaAs substrate. The top curve is for 300 K, the middle curve for 77 K and the bottom curve for 4 K. (After M. Jaffe, J. E. Oh, J. Pamulapati, J. Singh and P. Bhattacharya, *Applied Physics Letters*, 54, 2345 (1989).)

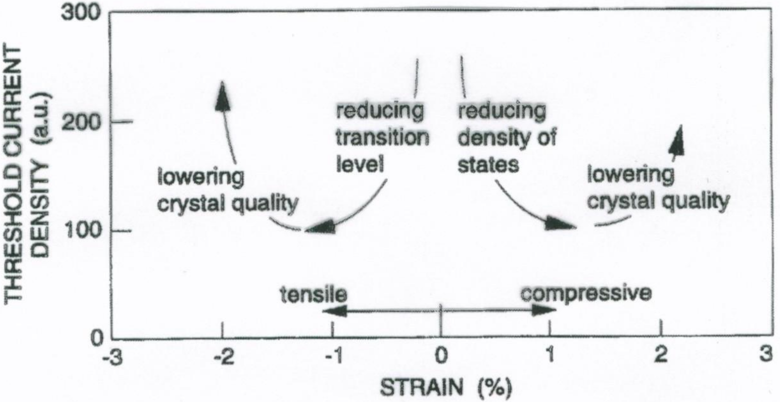
2.) Reduzierung des Schwellstroms

Einer der wichtigsten Beweggründe für die Verwendung von verspannten QW's ist die Möglichkeit der Verringerung des Schwellstroms. Durch die Verspannung wird die Entartung zw. HH und LH zuständen aufgehoben, welche eine Reduzierung der in-plane Löcher zustandsdichte bewirkt. Die hh - lh Aufspannung kann bei ~3% bis zu 100 meV betragen und die Löcherdichtezustandsfunktion kann bis zu einem Faktor 3 abnehmen.

Sowohl für zugverspannte als auch Druckverspannte Laser nimmt I_{th} ab da in beiden Fällen die Bandkanten massen kleiner werden. Wegen Quantisierungseffekt wird aber in zugverspannten Schichten anfänglich I_{th} erhöht. (Gegenlauf Strain - QW - Effekt)

3.) Polarisations kontrolle

Wir haben früher schon gesehen, daß die HH - Zustände nur an die TE - Moden koppeln während die LH zustand viermal stärker an die TM moden als an die TE - Mode koppelt. Da eine Verspannung die Aufspaltung zwischen HH und LH bewirkt und sich dadurch auch ihre Besetzung am Schwellwert ändert, ist es möglich die Polarisation des emittierten Lichtes einzustellen. Für viele Anwendungen ist es von Bedeutung unpolarisiertes Licht zu verwenden. In einem unverspannten QW ist jedoch das Licht stärker TE - polarisiert als TM (da HH über LH liegt.) Durch Einbau einer Zugverspannung kann man jetzt jedoch wieder unpolarisiertes Licht bekommen.



300
200
100
0
THRESHOLD CURRENT DENSITY (a.u.)
reducing transition level
reducing density of states
lowering crystal quality
lowering crystal quality
tensile
compressive
-3
-2
-1
0
1
2
3
STRAIN (%)

4.) Unterdrückung des Augerprozesses

Ein wichtiger Parameter bei der Auger-Rate ist die Minimale Schwellenergie die Ladungsträger zur Injizierung eines Augerprozesses haben müssen. Diese Minimalenergie ergibt sich aus der Energie und Impulserhaltung. Eine Verspannung bewirkt jetzt sowohl eine Änderung der Löchermasse als auch eine Änderung der Minimalenergie für einen Augerprozess. Strain verändert sowohl die Masse als auch die E_g und die spin orbit Aufspaltungsenergie Δ.

$\Rightarrow$ dies kann zu einem reduzierten Augerrate führen!

5.) Laserzuverlässigkeit

In den ersten Perioden mit verspannten Epitaxieschicht hatte man befürchtet, daß der eingebaute Strain die Lebensdauer der Bauelemente drastisch reduzieren könnte. Es hat sich jedoch herausgestellt, daß in beiden elektrischen als auch optoelektronischen Bauelementen die Zuverlässigkeit dieser Bauelemente eher verbessert wurde. Es stellte sich nämlich heraus, daß verspannte Schichten die Defektausbreitung unterdrücken und daß Defekte daran gehindert werden in die verspannten Schichten hineinzuwandern.

Quantum Wire und Quantum dot Laser

Aus den früheren Überlegungen kann man sich jetzt die ideale Bandstruktur oder Zustandsdichte für einen niedrigen Schwellstrom eines ~~Lasers~~ Lasers denken. Für einen geringen Schwellstrom sollte der Term $f_e + f_h - 1$ positiv für die niedrigst mögliche Injektion sein. Dies erlegt folgende Forderungen an die Zustandsdichte.

i) Die Zustandsdichte sollte bei der Laserenergie hoch und bei den anderen Energien niedrig sein, sodaß alle injizierten Ladungsträger zur Erhöhung von f_e und f_h bei der Laserenergie beitragen

ii) Die Elektronen- und Löcherzustandsdichten sollten symmetrisch sein, sodaß beide f_e und f_h hoch sind bei niedriger Injektion

⇒ Diese Überlegungen sind die treibenden Kräfte für QW- und verspannte QW-Schichten.

Im Quantendraht:

$$N(E) = \sqrt{2} \cdot \frac{m^{*1/2}}{\pi \hbar} \cdot (E - E_n)^{-1/2}$$

$$= \left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{1/2} \cdot (E - E_n)^{-1/2} \cdot (1{,}626 \times 10^7)\ eV^{-1} cm^{-1}$$

das Leitungsband kann ganz gut durch eine parabolische Näherung beschrieben werden. Für die Valenzbandzustandsdichte sind jedoch starke nicht parabolische Terme mit zu berücksichtigen.

Aufgrund der Singularität der Zustandsdichte bei der Bandkante ist der Gain dort viel größer als der eines QW- für vergleichbare 3-dim. Injektionsdichten ⇒ Reduktion der Schwellstromdichte

Quantenpunkte: noch deutlicher ausgeprägt

Zusammenfassung der Vor- und Nachteile Sub-2D Lasersysteme

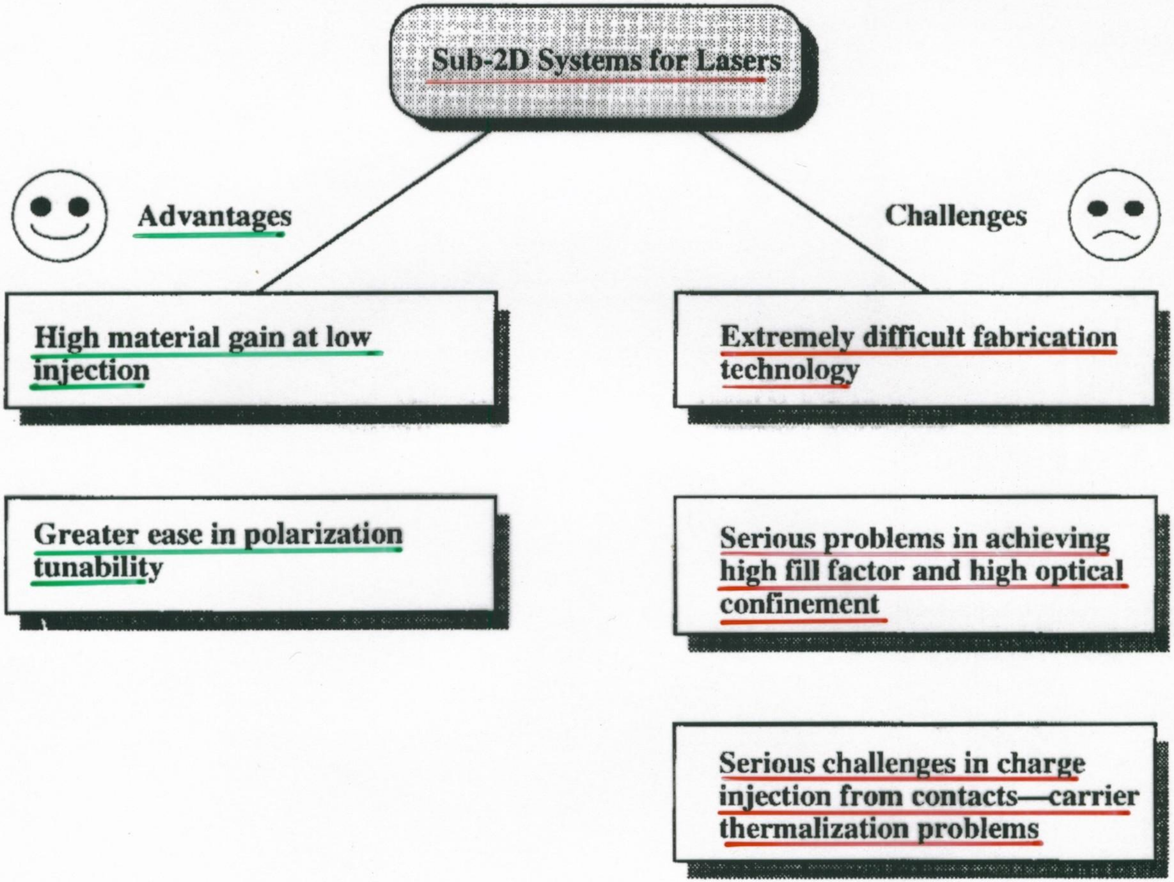


Figure 10.17: Some advantages and disadvantages of sub-2D systems (quantum wires and dots) for lasers.

Fortschrittliche Strukturen durch Beeinflussung des Resonators

(⇒ optische Eigenschaften werden verändert)

1.) Fabry-Perot-Resonator

Ein häufig verwendeter Laserresonatorstruktur ist der Fabry-Perot Resonator mit einer Wellenleiterstruktur der Länge L und Breite d_T.

Folie Fig. 10.3

Diese Struktur kann wie schon früher diskutiert eine Anzahl von Moden haben (Modenkamm). Sobald der Laser gepumpt wird, beginnen einzelne Moden stimulierend zu Emittieren. Obwohl beim Betrieb mit höheren Strömen nur benachbarte Moden am Peakmaximum der Gainkurve zum Lasen beginnen, werden trotzdem meistens mehrere Moden gleichzeitig oder hintereinander angeregt.

⇒ Modenreinheit des Fabry-Perot Lasers ist nicht sehr gut

Charakteristisches Seitenmodenunterdrückungsverhältnis

(Side-mode suppression or mode suppression ratio MSR)

$$\boxed{MSR = \frac{P_0}{P_1}}$$

(gut wenn das Verhältnis MSR = 20 ⇒ 13 dB

mit der Modenaufspaltung:

$$\Delta k = \frac{\pi}{L}$$

$$\Delta\nu = \frac{c}{2 \cdot n_r \cdot L}$$

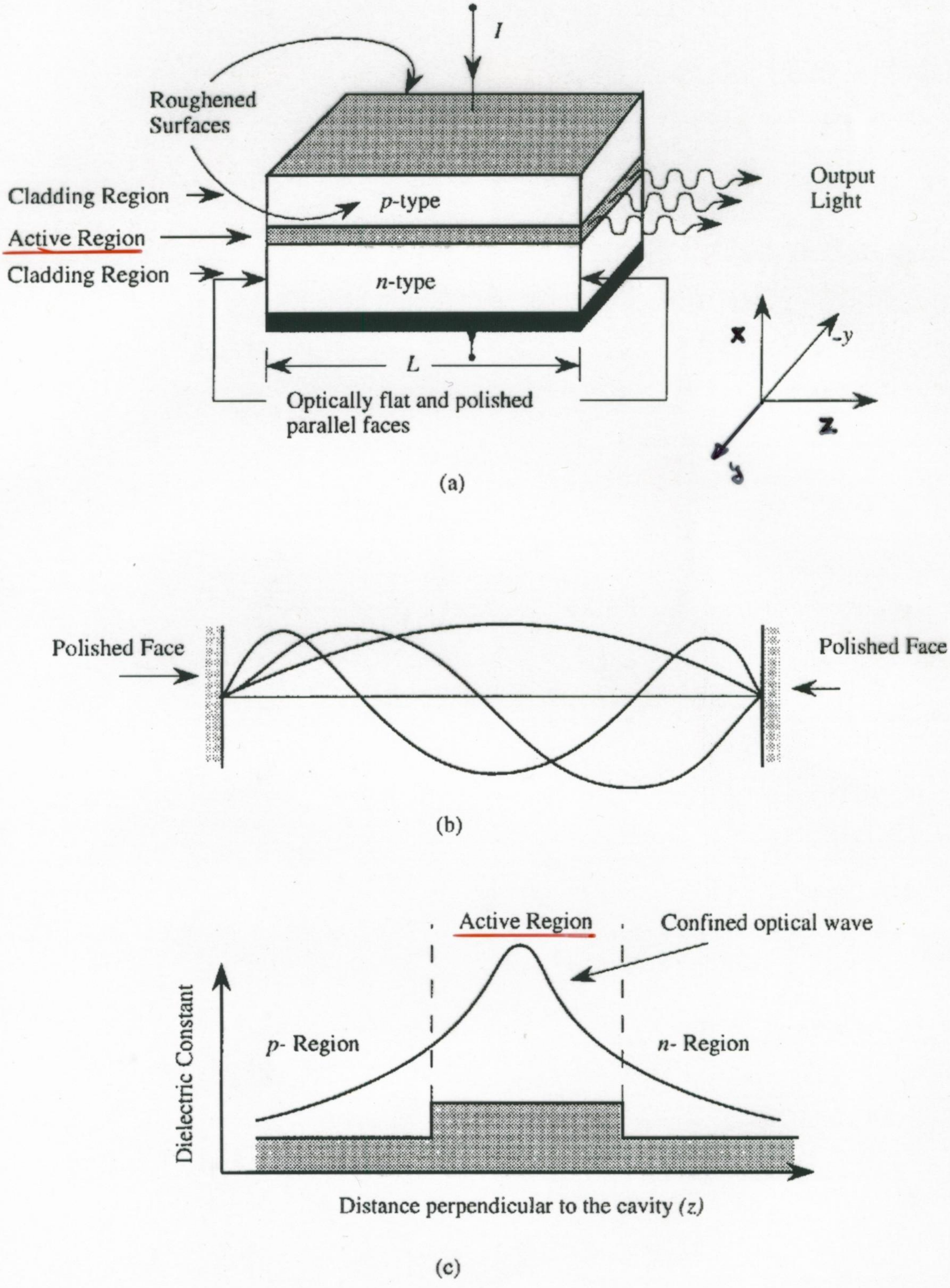
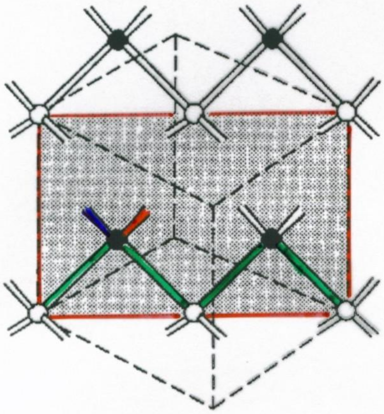


Figure 10.3: (a) A typical laser structure showing the cavity and the mirrors used to confine photons. The active region can be quite simple as in the case of double heterostructure lasers or quite complicated as in the case of quantum well lasers. (b) The stationary states of the cavity. The mirrors are responsible for these resonant states. (c) The variation in dielectric constant is responsible for the optical confinement. The structure for the optical cavity shown in this figure is called the Fabry-Perot cavity.

FP-laser

(Für Halbleiter mit Zinkblendenstruktur)

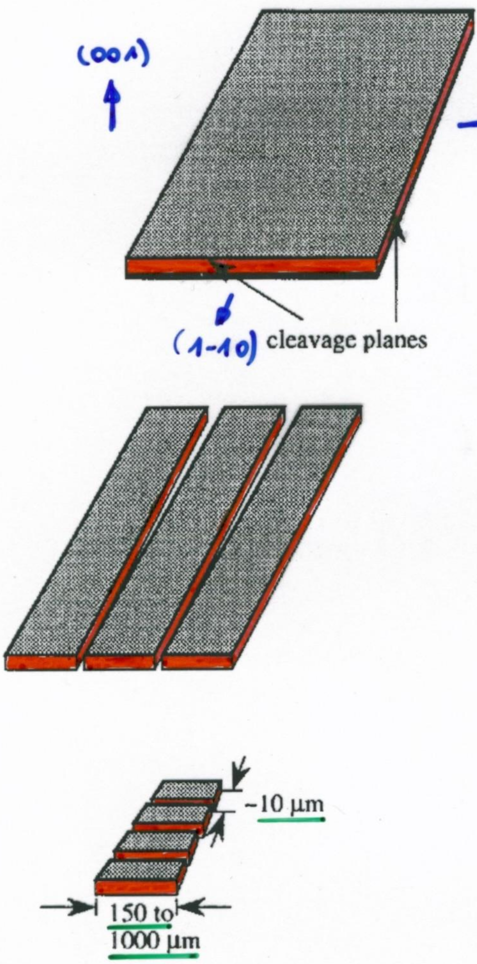


ATOMS ON THE (110) PLANE

Each atom has 4 bonds:
- 2 bonds in the (110) plane
- 1 bond connects each atom to adjacent (110) planes

→ Cleaving adjacent planes requires breaking 1 bond per atom

(a)



(i) Laser heterostructure grown along (001) with ohmic contacts on top and bottom faces.

(ii) Cut into bars along one (110) direction.

(iii) Bars cleaved into stripes along another (110) direction. Typical dimensions are indicated.

$$\Delta k = \frac{\pi}{L}$$

$$\Delta \nu = \frac{c}{2 n_g \cdot L}$$

(b)

Figure 10.18: (a) The cleaving plane of zinc-blende structures has adjacent planes connected by a single bond. (b) The approach used to produce a Fabry-Perot optical cavity involves cleaving a wafer containing the laser diode structure.

FP-laser struktur:

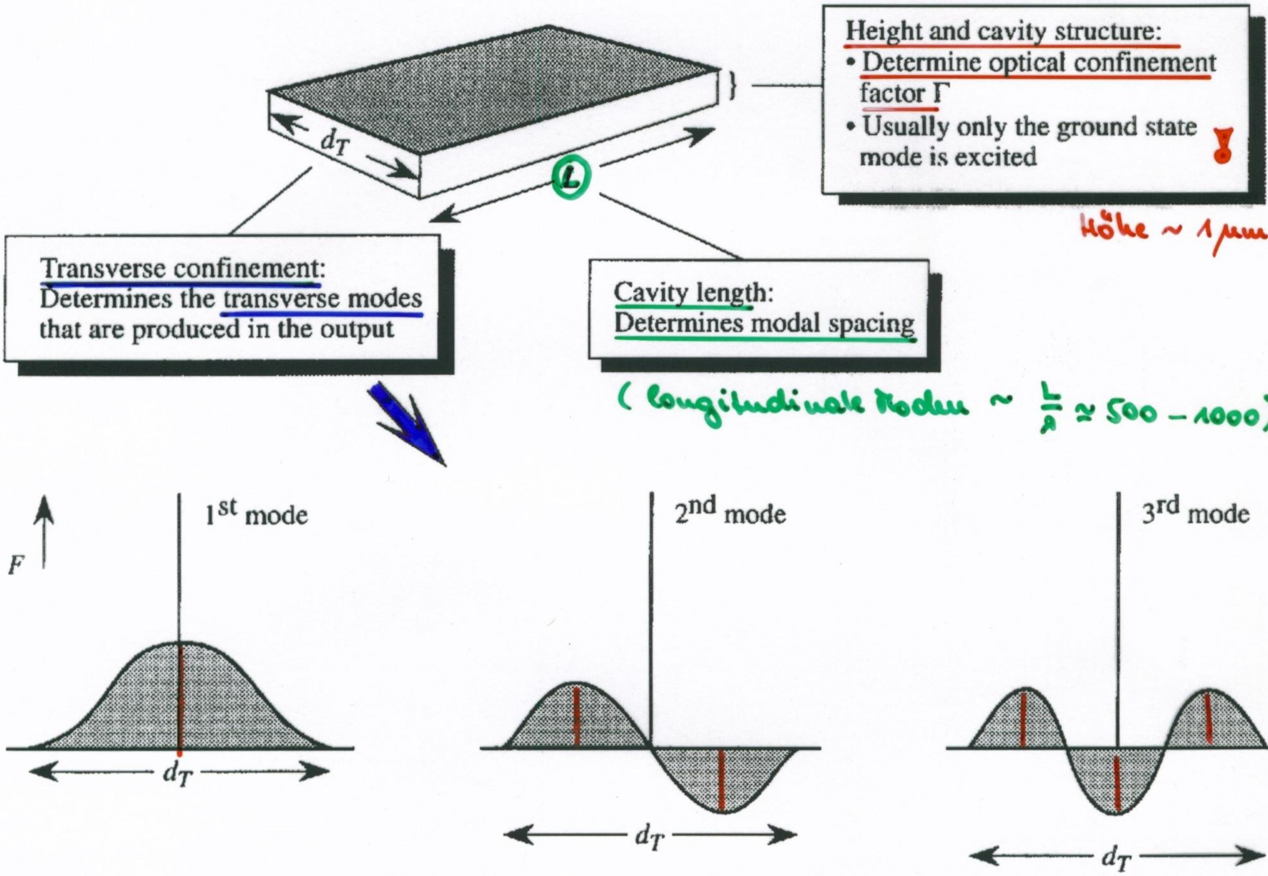
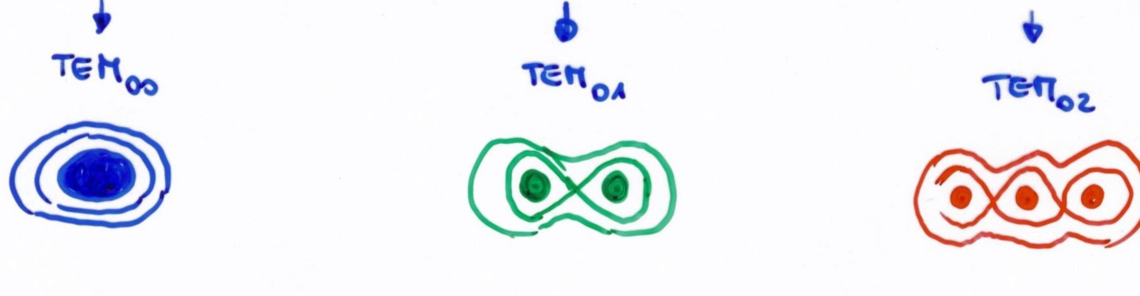
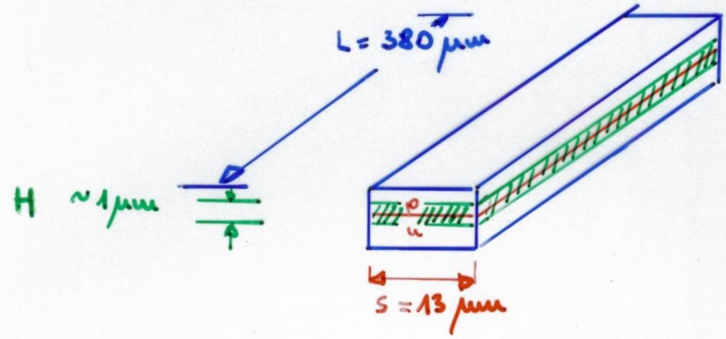


Figure 10.19: The various geometric parameters of a Fabry-Perot laser and their importance for the laser emission. A schematic of the various lateral modes are also shown.

Abstrahlcharakteristik (Nahfeld)



$\Delta\nu = \dfrac{c}{2n_r \cdot L}$ mit $L \gg d_T$ $\Rightarrow$ $\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_{d_T}$



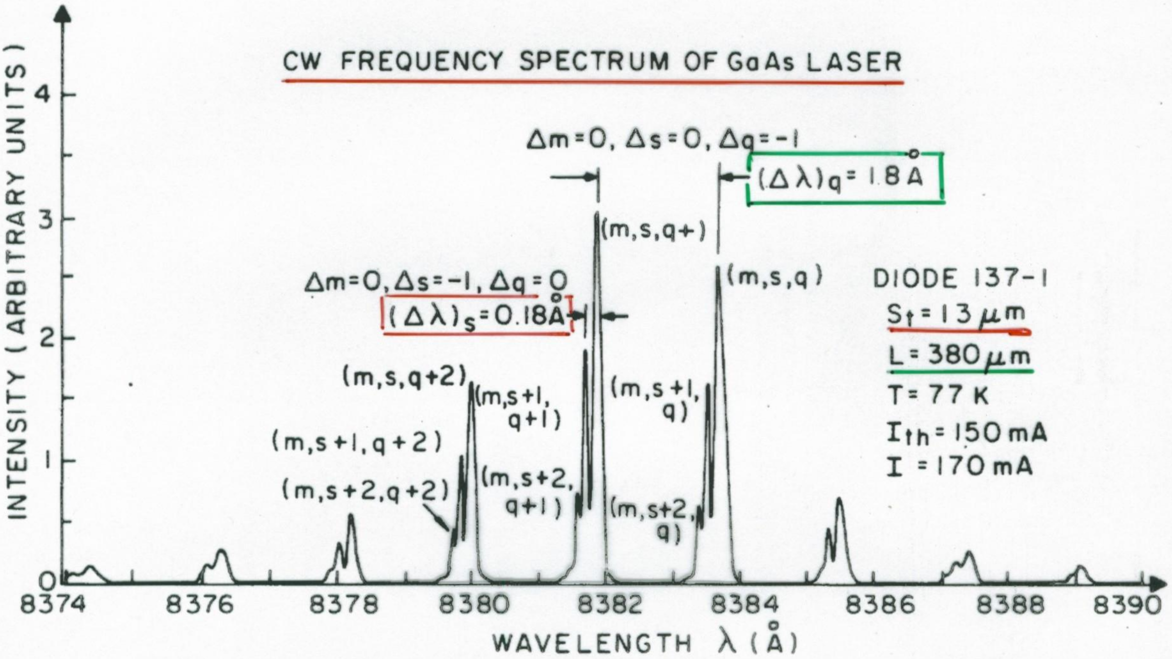


FIG. 5.7.2 Spectrum from homojunction CW stripe-geometry laser diode, formed with oxide isolation, operating at 77 K. The structure due to the longitudinal mode groups (q) is clearly seen with associated structure due to the lateral modes (s). The stripe width of the laser is 13 μm, and it is operating in the fundamental ($m = 1$) transverse mode [26].

L → Δq

S → Δs

H → Δm

Einfluß der Breite der Laserstruktur

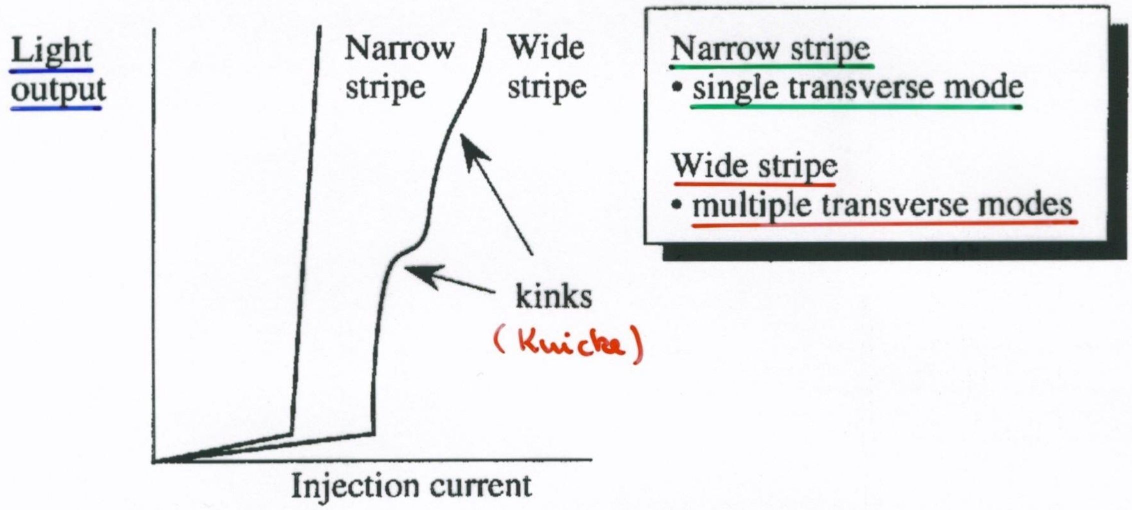


Figure 10.20: The shift in transverse modes participating in the optical output of a laser produce kinks in the light output-current curves.

⇒ Ist die Breite des Lasers zu groß, so treten in der Licht-Strom-Kennlinie Knicke auf. Dort wechselt das Laserlicht von einer transversalen Mode in eine andere.

Identifizierbar über Nahfeldaufnahmen und auch am Ausgangsspektrum

⇒ Um nur eine Mode f. die transv. Richtung zu haben benötigt man ⇒ starke transversale Einengung

zwei Möglichkeiten:
- ·) Gain geführte Bauelemente
- ·) Index geführte Bauelemente

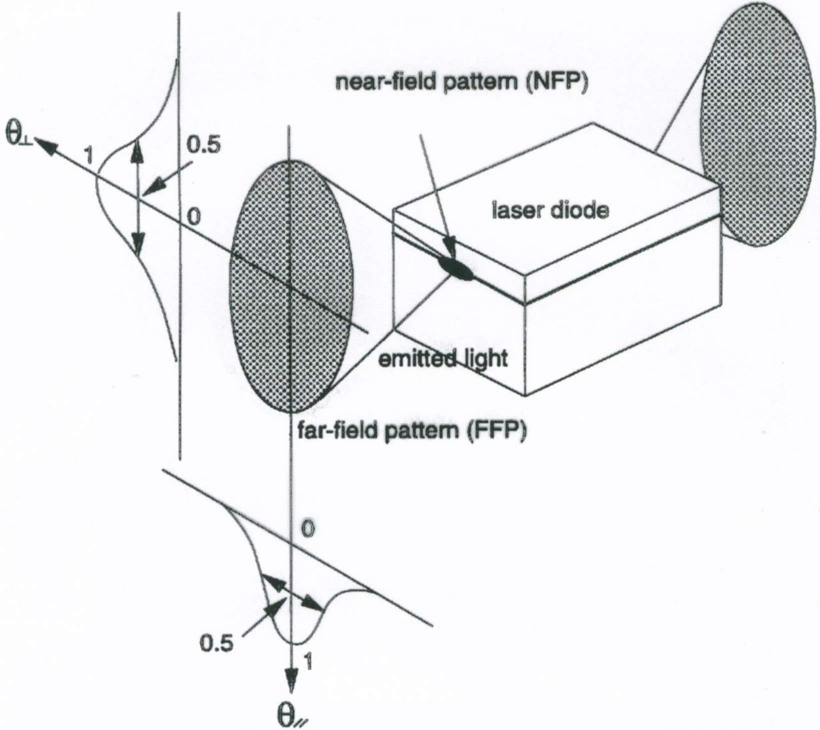
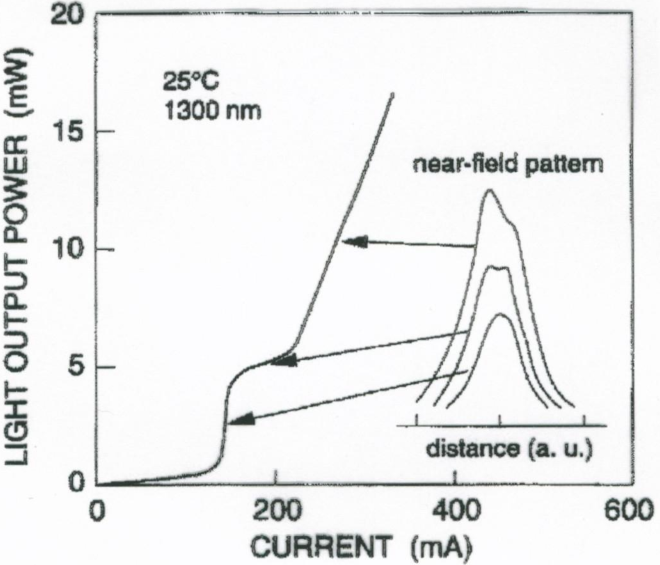


FIGURE 3.17 Light emission field: near-field pattern and far-field pattern.



25°C
1300 nm
near-field pattern
distance (a. u.)
LIGHT OUTPUT POWER (mW)
CURRENT (mA)
0
5
10
15
20
0
200
400
600

Verstärkungsgeführte Resonatoren

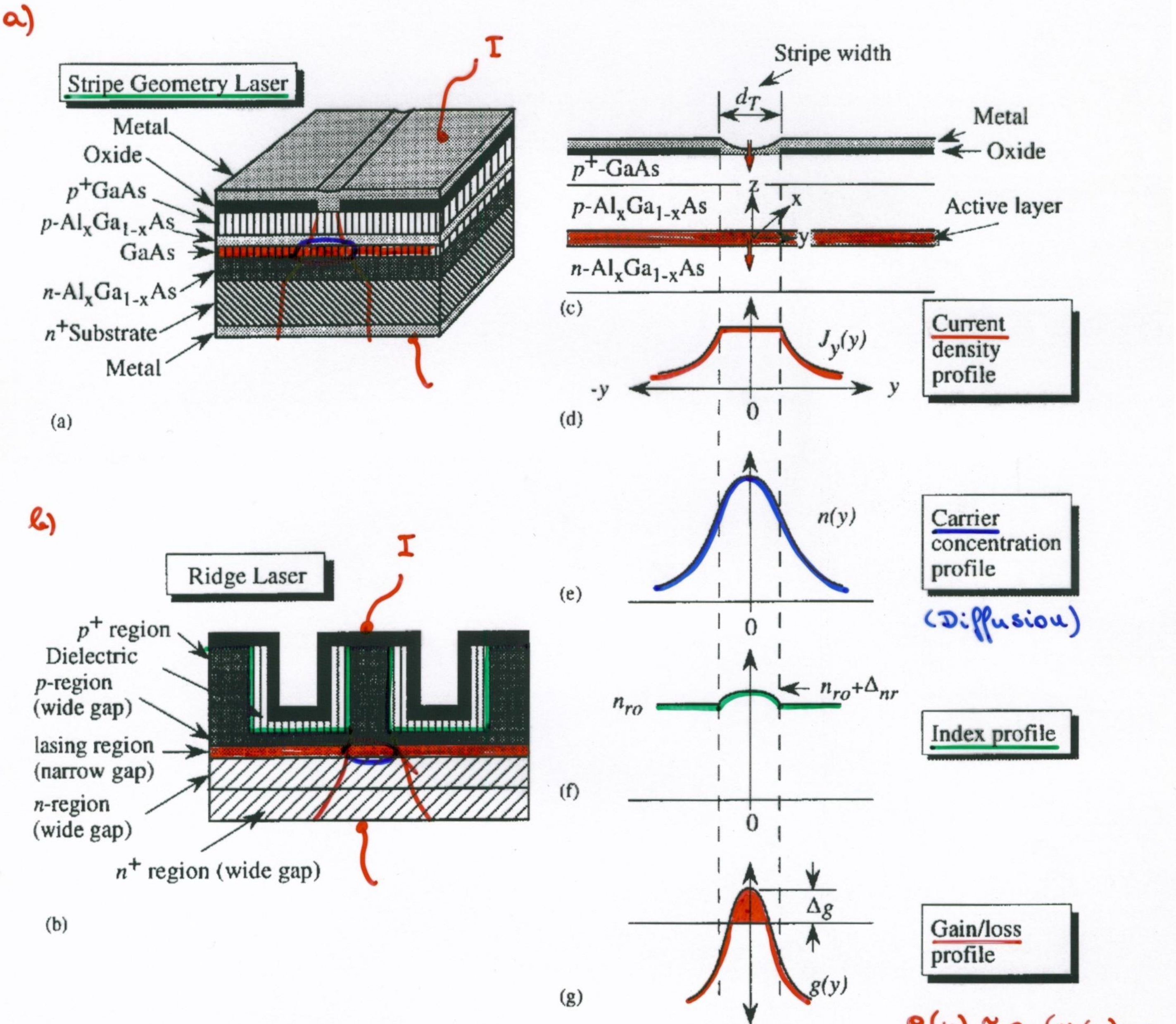
Die meist verwendetste und einfachste Methode um eine optische Welle zu führen und einzuengen ist die Herstellung einer Streifengeometrie wie sie in Folie (Fig. 10.21) gezeigt ist

Folie

Der Halbleiter wird dabei mit einer dünnen SiO_2 - Schicht bedeckt in die ein dünner Streifen der Breite $d_T = 2 - 10\,\mu m$ herausgeätzt wurde. Über die ganze Struktur wurde der Metallkontakt aufgebracht. Der Strom fließt somit nur durch den engen offenen Oxidstreifen und wird damit auf ein enges Gebiet eingeschränkt. Ein ähnlich Effekt wird bei den "Ridge laser" - (Streifenlaser) erreicht. Das Stromprofil unterhalb des Streifens ist rechts und d dargestellt und wie deutlich sichtbar ist breitet sich dieser auch unterhalb des Oxids aus, aufgrund der diffusen Natur des Stromflusses.
Das Ladungsträgerprofil ist in e) dargestellt. Da der Brechungsindex eines Materials von der Ladungsträgerdichte abhängt, entsteht auch ein nicht homogenes Indexprofil wie in f dargestellt. Zusätzlich hat ebenfalls der gain ein inhomogenes Profil wie in g) gezeigt. $[g(y) = a[n(y) - n_{transp}]]$
Ein wichtiger Punkt ist wie man aus dieser Folie sieht, daß nicht nur der Realteil des Brechungsindexes sondern auch der gain (d.h. der Imaginärteil) sehr inhomogen ist. Tatsächlich ist es so, daß die Änderung d. Realteils des Brechungsindexes unter dem Streifen zu einem Antiführungseffekt führt. Aufgrund des sehr starken nicht homogenen Gainprofils kommt es trotzdem zu einem Wellenleitereffekt.

) schwierig single transverse Mode (narrow stripe ~ 2 µm)
↳ große Stromverluste wegen Stromverbreiterung (Diffusionslänge ~ 1 µm)

Gain geführte Bauelemente



$g(y) \simeq a.(n(y) - n_{tr}$

Figure 10.21: (a) The stripe geometry laser, (b) the ridge laser, (c) the current injection into the laser, (d) the current density profile, (e) the electron (hole) density profile in the active region, (f) The refractive index profile, and (g) the gain and loss profile.

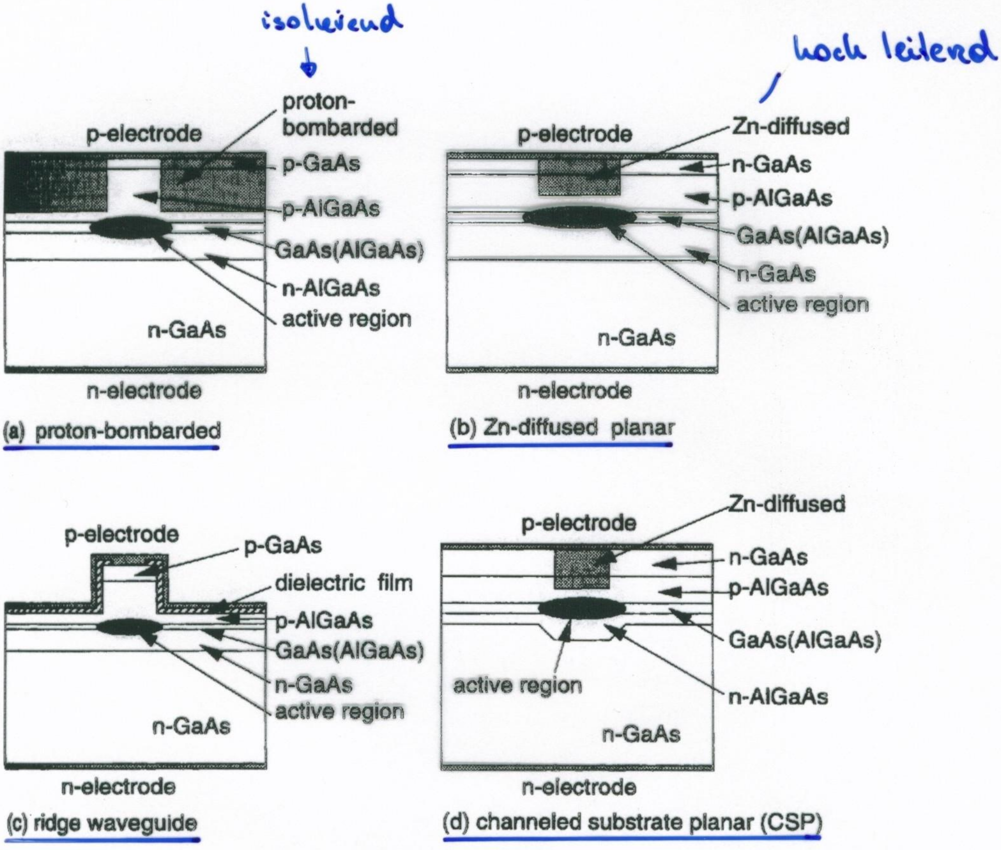
die Änderung des Brechungsindexes ist zu klein für eine gute Wellenleiterführung. (auch in falsche Richtung - antiguiding)

das starke nicht homogene Verstärkungsprofil führt aber zu einer Wellenleiterführung !

⇒ Gain geführte Laser

Verstärkungsgeführte Laser

(verschiedene Ausführungen)



(i) gain guiding

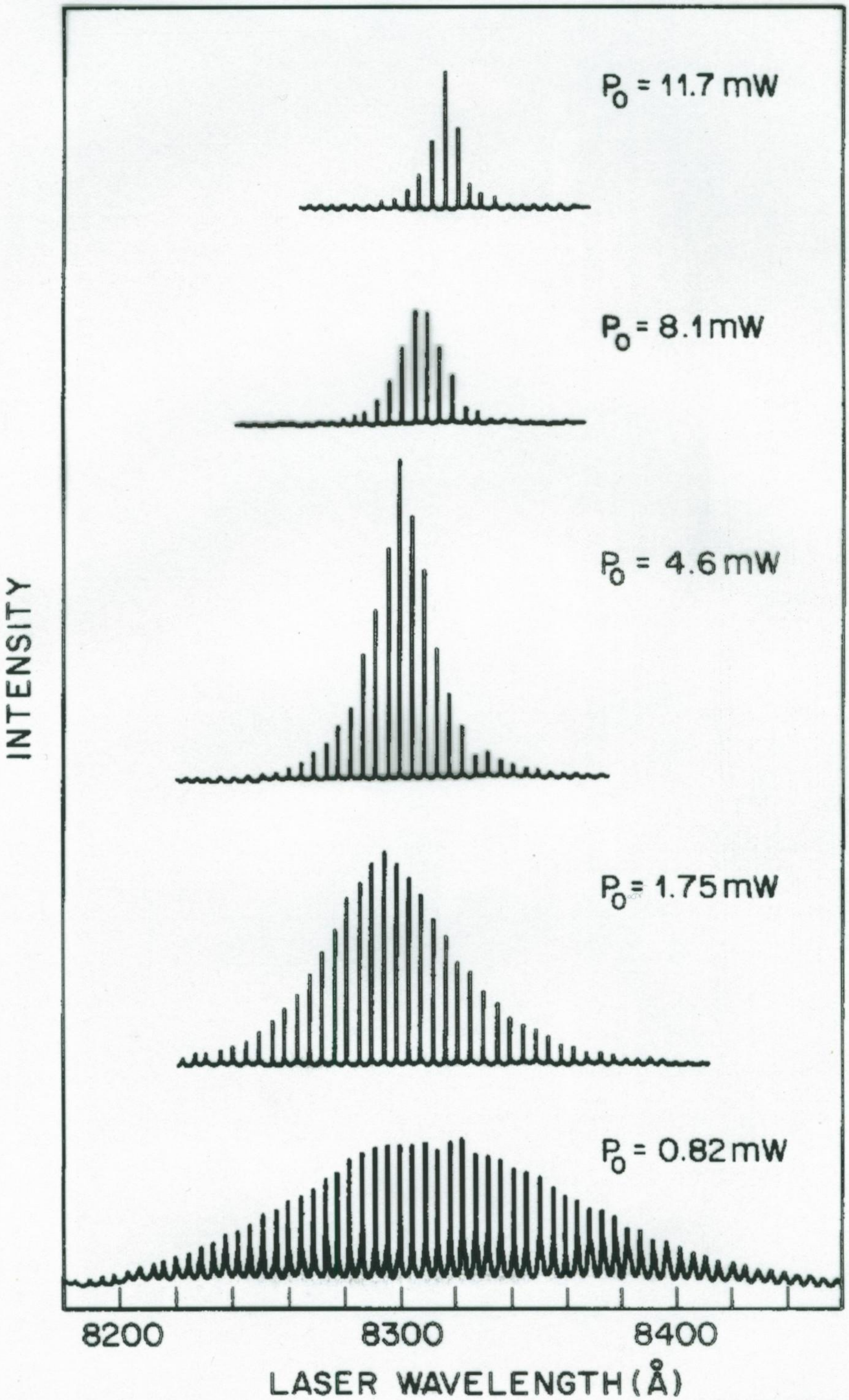


Fig. 6.6 Longitudinal-mode spectra of a gain-guided laser observed at several power levels. Experimental spectra for an index-guided laser are shown in Fig. 2.12. (After Ref. 35)

Index geführte Resonatoren

Bei Indexgeführten Resonatoren ist im Brechungsindexprofil ein Stufenprofil in der lateralen Richtung vorgegeben.

Fig. 10.22 (Folie)

=> sogenannte vergrabene Struktur (buried heterostructure)

- Vorteile: a) transversal monomodig (keine Kinks!)
  - b) niedrigere Schwellströme (keine Stromverbreiterung)
  - c) aktive Zone kann QW's enthalten

- Nachteil:

  Sehr komplexe Herstellung mit mehreren Ätzschritten und epitaktischen Überwachsen notwendig

  => teuer

Index-geführte Laser

(vergrabene Strukturen - buried Heterostruktur laser)

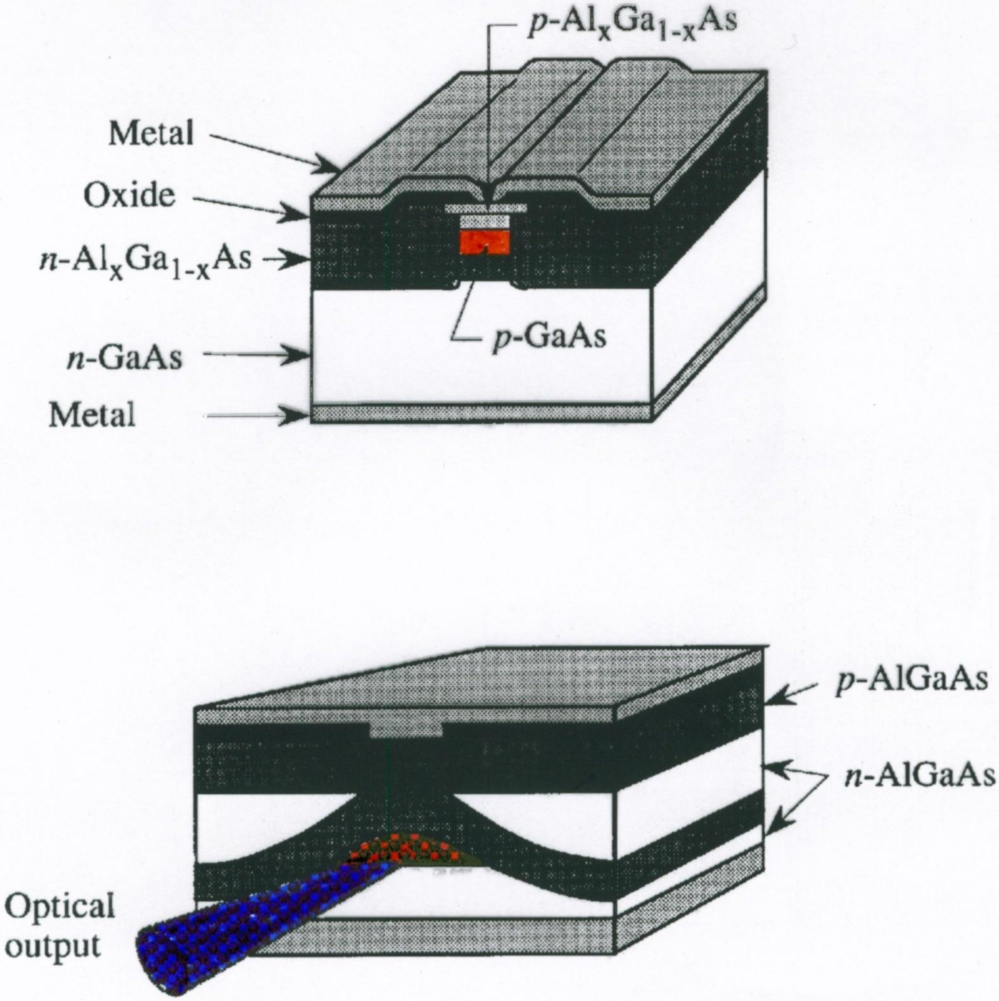
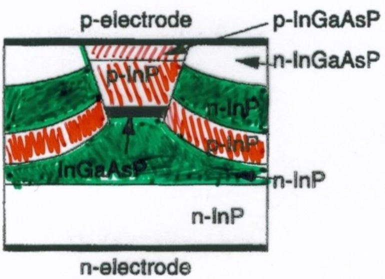


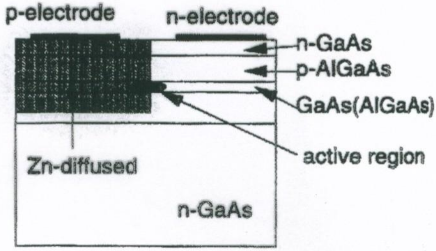
Figure 10.22: Index guided laser cavities. Etching and regrowth techniques are employed to produce buried active regions.

Diese Strukturen sind zwar rein in transversalen Moden, jedoch technologisch sehr aufwendig herzustellen

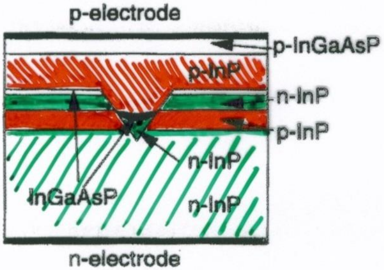
Brechungsindex geführt Laser



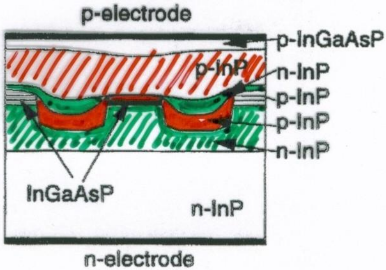
(e) buried heterostructure (BH)



(f) transverse junction stripe (TJS)



(g) v-grooved substrate BH (VSB)



(h) double-channel planar BH (DC-PBH)

(ii) refractive-index guiding

FIGURE 3.14 (*Continued*)

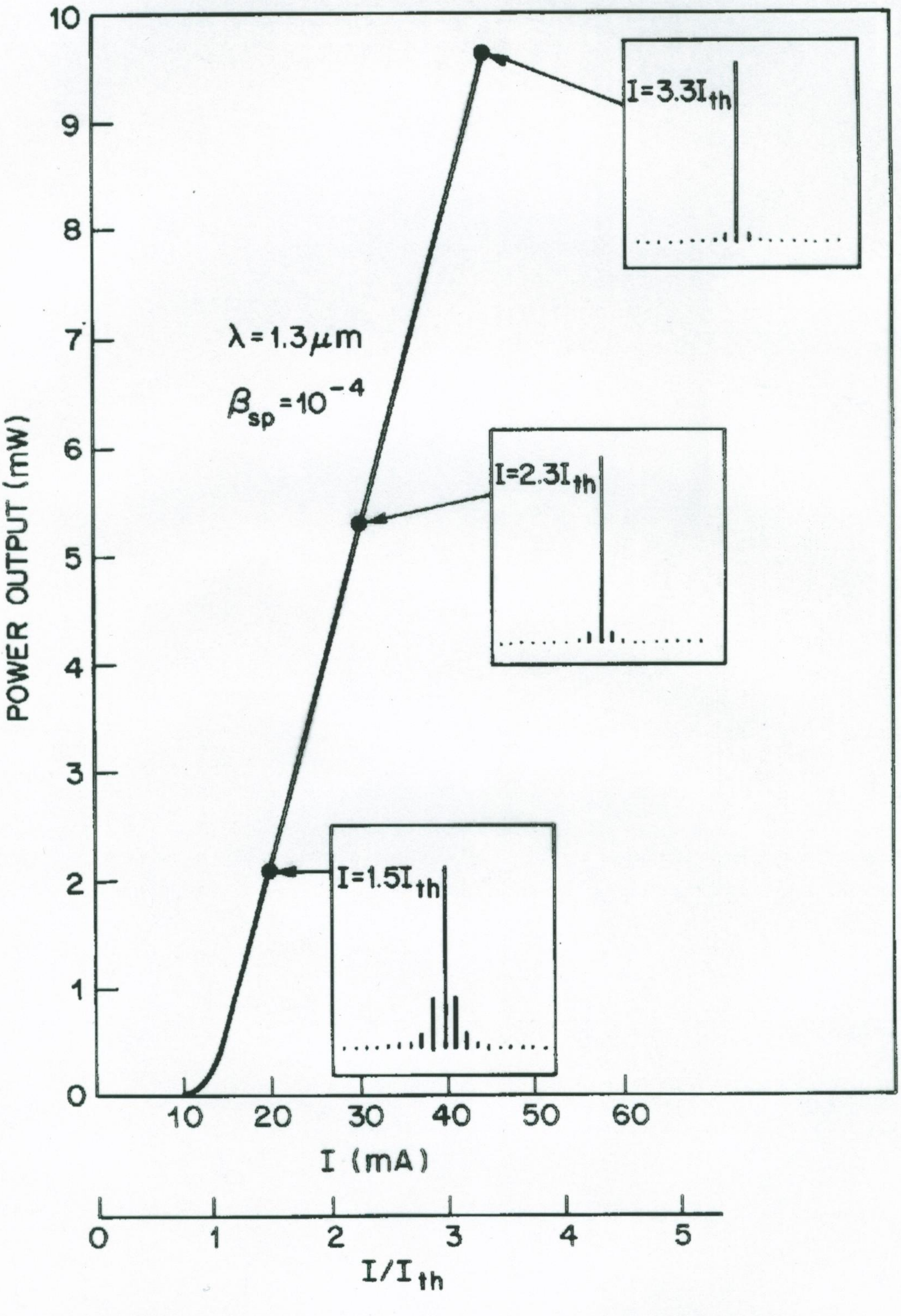
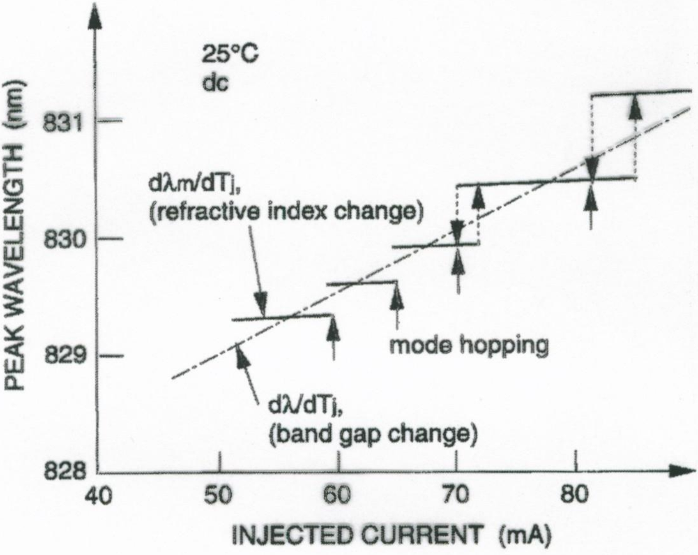


Fig. 6.5 Calculated L-I curve for the total output power of an index-guided laser. Insets show the longitudinal-mode spectra at three drive current levels. (After Ref. 34 © 1982 IEEE)



25°C
dc
PEAK WAVELENGTH (nm)
831
830
829
828
dλm/dTj,
(refractive index change)
mode hopping
dλ/dTj,
(band gap change)
40
50
60
70
80
INJECTED CURRENT (mA)

DFB - Distributed Feedback Laser

FB-Laser sind zwar leicht zu fabrizieren haben aber eine Anzahl von Nachteilen. Da nur einfache Spiegel für den stationären Betrieb verwendet werden, gibt es keine spezielle Auswahl einer ganz bestimmten optischen Mode und die Selektion der Moden ist einzig und allein dem Gain-spektrum überlassen. Da die Modenseparation etwa 4-5 Å ist im Vergleich zum ziemlich flachen Gain-spektrum (~kT ~ 25 meV) werden sehr viele Moden angeregt. Wie schon früher diskutiert, werden glücklicher Weise bei höheren Leistungen die Seitenmoden unterdrückt.

Trotzdem ist auch unter den günstigsten Bedingungen die Linienbreite eines FP-Lasers ca. 20 Å, auch wenn jede Mode selbst sehr eng ist.

⇒ Kann man jetzt einen Resonator herstellen der von sich aus Modenselektion liefert?

Ein wichtiger Schritt für das Design eines optisch modenselektiven Resonator ist die distributed feedback (DFB) struktur (verteilte Rückkoppelung)

Die starke Modenselektion beim DFB basiert auf das Ausbreitungsverhalten einer Welle in einer periodischen Struktur.

In der DFB-struktur wird ein periodisches Gitter in die Laserstruktur wie in Folie 10.23 gezeigt eingebaut.

Folie

Der Herstellungsprozess ist jedoch sehr kompliziert und erfordert

a) Herstellung der Basis laser-struktur
b) Ätzen einer periodischen Struktur (in der Nähe der aktiven Schicht, ohne Defekte)
c) Überwachsen der L-Struktur

⇒ 1000 x teurer als FP-laser

DFB -laser

(distributed feedback laser)

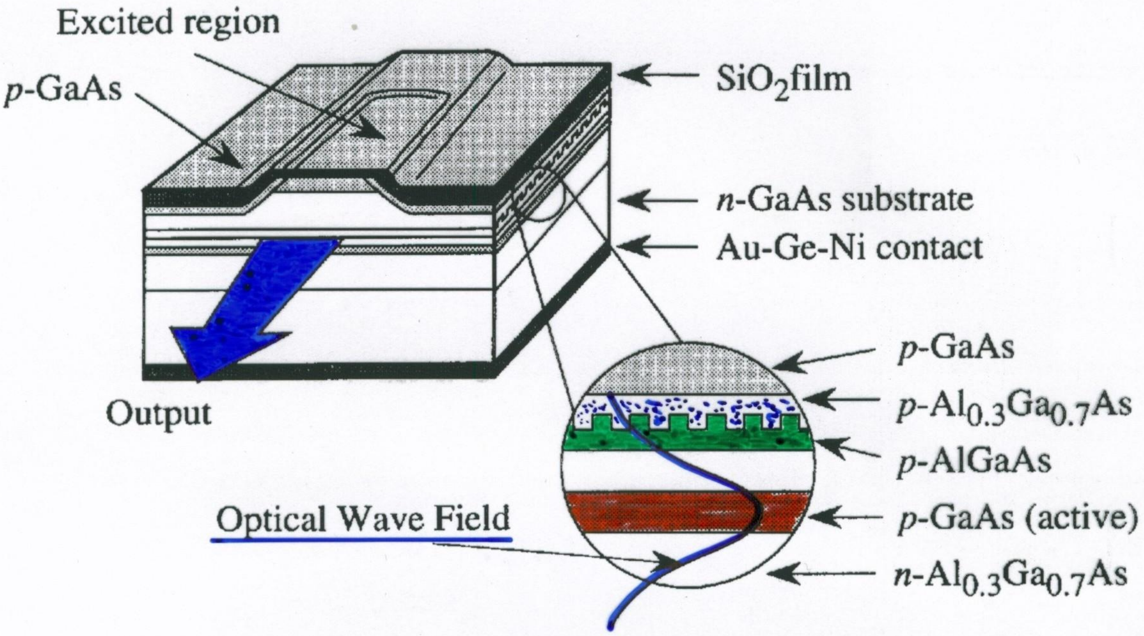
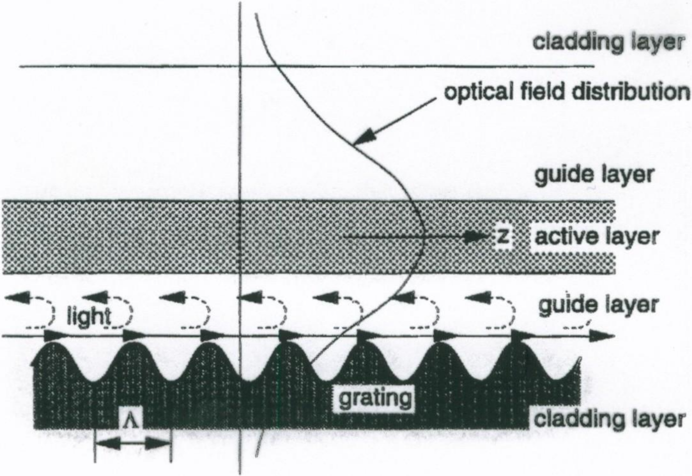


Figure 10.23: The distributed feedback structure incorporates a periodic grating in the laser structure. The confined optical wave senses the periodic grating as shown. (After K. Aiki, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE**-12, 601 (1976).)

Das periodische Gitter im Laser (d.h. in der optischen Führungsschicht (Cladding layer)) filtert nur mehr eine einzige longitudinale Mode heraus, die durch das Gitter bestimmt ist.

Um die mit dem Gitter konkurrierenden longitudinalen Moden zu unterdrücken wird dieser Laser an den Facetten entspiegelt.


cladding layer
optical field distribution
guide layer
z
active layer
light
guide layer
grating
cladding layer
Λ

Übung

Die Wellengleichung eines optischen Wellenfeldes ist:

(z - Ausbreitungsrichtung)

$$\boxed{\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + k^2 \cdot F = 0}$$

wobei über den komplexen Brechungsindex N und dem freien Wellenvektor $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ gegeben ist

$$k^2 = N^2 \cdot k_0^2$$

Der Realteil des Brechungsindexes hat jetzt einen konstanten Term und einen periodischen Teil

$$\boxed{n_{rr}(z) = n_{r_0} + \sum_G n_G \cdot e^{iG.z}}$$

wobei

$G = \frac{2\pi}{a} \cdot n$ ... reziproke Gittervektor

a ... Gitterperiode (oder auch Λ)

n ... Ordnung des Gitters (d.h. $G_1 = \frac{2\pi}{a}$; $G_2 = \frac{4\pi}{a}$; ...) $G_n = n \cdot \frac{2\pi}{a}$

Von all diesen Fourierkoeffizienten für die Entwicklung wird der Term erster Ordnung dominieren n_{G_1} der zu $G_1 = \frac{2\pi}{a}$ gehört.

Zusätzlich zum Realterm des Brechungsindexes gibt es aufgrund der Verstärkung in der Struktur einen imaginären Anteil des Brechungsindexes:

$$\boxed{n_{ri}(z) = -\frac{g}{2 \cdot k_0}}$$ gain !

$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} =$

Einsetzen des real und imaginaren Anteils in $N = n_r + i \cdot n_i$

und ausnutzen von folgender Näherung

$$\left(\frac{n_G}{n_{r0}}\right)^2 \sim 0 \qquad \ldots$$

$$\left(\frac{g}{2k_0}\right)^2 \sim 0$$

ergibt nach längerer Umformung für die Wellengleichung

$$\boxed{\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + (\beta^2 + i\beta g) \cdot F = -k_0 \cdot \beta \cdot \sum_G n_G e^{iGz} \cdot F}$$

wobei

$$\boxed{\beta := k_0 \cdot n_{r0}} = \boxed{\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n_{r0}}$$

Für den Fall, daß die rechte Seite 0 ist, d.h. daß keine periodische Änderung des Brechungsindexes existiert ergibt sich als Lösung der Wellengleichung eine ebene Welle mit dem Wellenvektor β, dessen Amplitude aufgrund des Gainterms anwächst.

Wegen dieser periodischen Änderung auf der rechten Seite ist jedoch die allgemeine Lösung eine Welle der Form:

$$F(z) = \sum_\alpha F_{\alpha 0} \cdot \exp(i \alpha z)$$

wobei $F_{\alpha 0}$ eine sich langsam ändernde Amplitude ist die die sich ausbreitende Welle beschreibt.

Betrachten wir jetzt den interessanten Fall, daß der Wellenvektor β in der Nähe der halben Braggwellenlänge ist, d.h. (Gitter 1. Ordn.)

$$\boxed{\beta_B = n \cdot \frac{2\pi \cdot n_{r0}}{\lambda_0} = \frac{\pi}{\Lambda}} \boxed{= \beta_0}$$

Das Feld in der Braggzone besteht jetzt aus zwei gegenläufig sich ausbreitenden Wellen mit $\alpha = \beta_B$ und $\alpha = -\beta_B$ sodaß

$$F(z) = F_+(z) \cdot \exp(i\beta_B \cdot z) + F_-(z) \cdot \exp(-i\beta_B z)$$

Einsetzen dieses Ansatzes in die Wellengleichung und Vergleichen der Terme mit gleicher Phase liefert zwei gekoppelte Gleichungen

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial F_+}{\partial z} + \left(\frac{g}{2} - i\delta\right) \cdot F_+ &= i \cdot K_c \cdot F_- \\ -\frac{\partial F_-}{\partial z} + \left(\frac{g}{2} - i\delta\right) \cdot F_- &= i \cdot K_c \cdot F_+ \end{aligned}}$$

wobei δ die Frequenzverschiebung zur Braggreflexfrequenz ist

$$\boxed{\Delta\beta =} \boxed{\delta = \frac{\beta^2 - \beta_B^2}{2\beta_B} \approx \beta - \beta_B = \frac{n_{r0}}{c} \cdot (\omega - \omega_B)}$$

und K_c einen Koppelfaktor für die 1. Ordnung Brechungsindex des periodischen Gitters $n_{G_1} = \Delta n_{r_1}$

$$\boxed{K_c = \frac{\pi \cdot \Delta n_{r_1}}{2 \cdot \lambda_0} = \varkappa}$$

Dieses System der zwei gekoppelten Gleichungen beschreibt nun die Ausbreitung von Wellen in einer DFB-Struktur.

Lösung der gekoppelten Moden (ohne Verstärkung)

Aus Einfachheit bezeichnen wir $F^{(-)} \equiv A$ und $F^{(+)} \equiv B$ dann ergibt sich:

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= \varkappa_{ab} \cdot B \cdot e^{-i\,2.(\Delta\beta)z} \\ \frac{dB}{dz} &= \varkappa_{ab}^{*} \cdot A \cdot e^{+i\,2.(\Delta\beta).z} \end{aligned}}$$

Für einen Wellenleiter mit einer Korrugationslänge L nehmen an, daß eine Welle der Amplitude $B(0)$ von links in die gestörte Sektion einfällt.

Mit der Randbedingung $A(L)=0$ erhält man als Lösung obigen Gleichungssystems zu:

$$A(z) \cdot e^{i\beta z} = B(0) \frac{i\,\varkappa_{ab} \cdot e^{i\beta_0 z}}{-\Delta\beta \cdot \sinh SL + i\,S \cdot \cosh SL} \cdot \sinh[S(z-L)]$$

$$B(z) \cdot e^{-i\beta z} = B(0) \frac{e^{-i\beta_0 z}}{-\Delta\beta \cdot \sinh SL + i.S.\cosh SL} \cdot$$

$$\cdot \{\Delta\beta \cdot \sinh[S(z-L)] + i S \cosh[S(z-L)]\}$$

mit

$$S = \sqrt{\varkappa^2 - (\Delta\beta)^2}$$

$$\varkappa = |\varkappa_{ab}|$$

$$\varkappa_{ab} = -\varkappa_{ab}^{*}$$

Unter der Phasenanpassungbedingung $\Delta\beta = 0$ ergibt sich

$$A(z) = B(0) \cdot \frac{\varkappa_{ab}}{\varkappa} \frac{\sinh[\varkappa(z-L)]}{\cosh \varkappa L}$$

$$B(z) = B(0) \cdot \frac{\cosh[\varkappa(z-L)]}{\cosh \varkappa L}$$

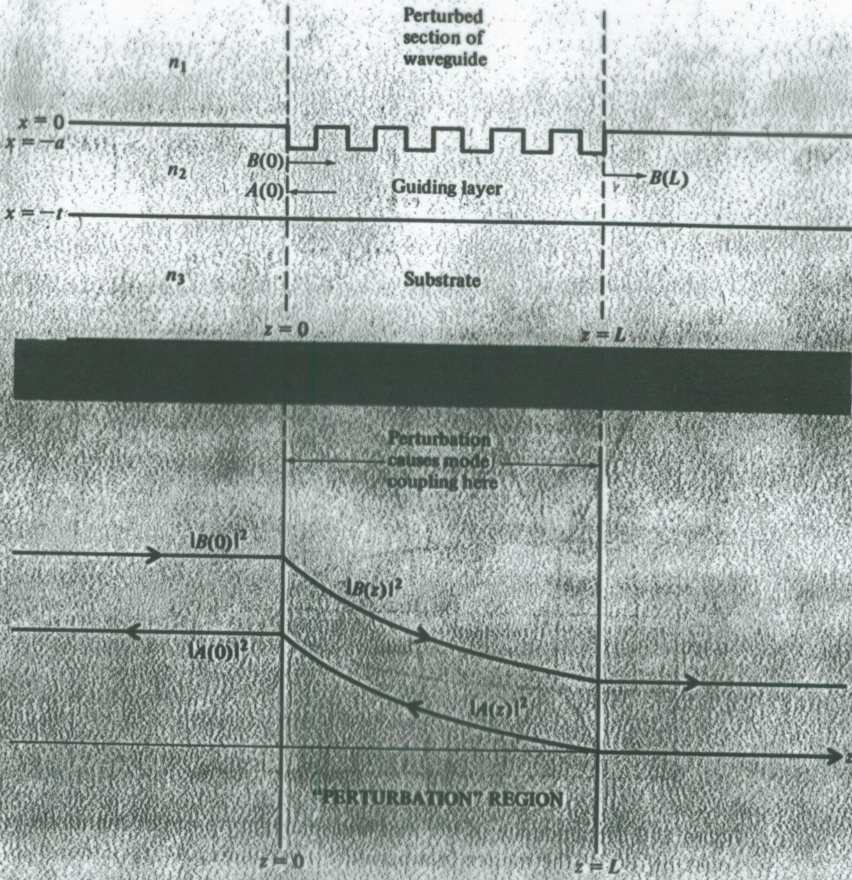


Figure 13-7 (*upper*) A corrugated section of a dielectric waveguide. (*lower*) The incident and reflected intensities inside the corrugated section.

Die Leistung der einfallenden Mode fällt entlang des gestörten Bereichs ab. Dies Verhalten erfolgt jedoch nicht durch Absorption sondern durch Reflexion der Leistung in die sich rückwärts wandernde Mode A.

Der z-abhängige Teil der Lösung der Welle in dem periodischen Wellenleiter ist exponentiell mit einer Ausbreitungskonstane

$$\beta' = \beta_0 \pm i S = \frac{l \cdot \pi}{\Lambda} \pm i \cdot \sqrt{\varkappa^2 - [\beta(\omega) - \beta_0]^2}$$

mit
$$\Delta\beta = \beta - \beta_0$$
$$\beta_0 = \frac{\pi \cdot l}{\Lambda}$$

l... Gitterordnung

Für den Bereich in der Nähe der Braggfrequenz ist $\Delta\beta(\omega) < \varkappa$, sodaß β' imaginär wird. Dies ist die sogenannte "verbotene" Zone, ähnlich wie bei der Bandlücke in Halbleitern.
Mit der Näherung $\beta(\omega) \simeq \frac{\omega}{c} \cdot n_{eff}$ und in der Nähe des Braggwertes $\frac{\pi l}{\Lambda}$ ergibt sich

$$\beta' \approx \frac{l \cdot \pi}{\Lambda} \pm i \left[\varkappa^2 - \left(\frac{n_{eff}}{c}\right)^2 (\omega - \omega_0)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

Eine kurze Sektion eines korrugierten Wellenleiters wirkt deshalb als hoch reflektierender Spiegel für Frequenzen in der Nähe der Braggfrequenz ω_0. Für die

Transmission $\quad T_{eff} = \left|\frac{B(L)}{B(0)}\right|^2 \quad$ und für die

Reflexion

$$R_{eff} = \left|\frac{A(0)}{B(0)}\right|^2$$

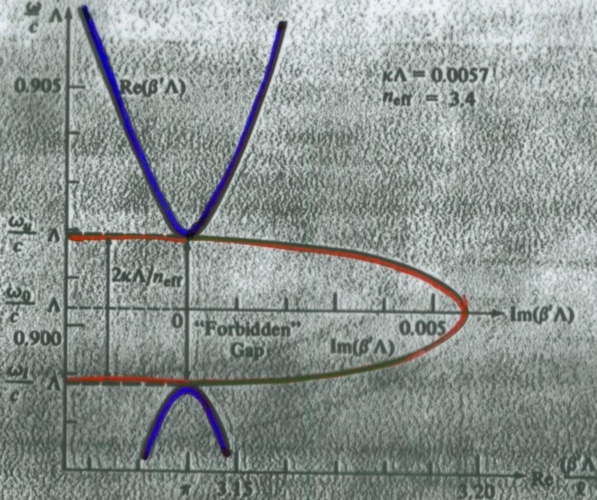


Figure 13-8 Dependence of the real and imaginary parts of the mode propagation constant, β', of the modes in a periodic waveguide. At frequencies $\omega_l < \omega < \omega_u$, $\mathrm{Im}(\beta') \neq 0$ and the modes are evanescent. At these frequencies, $\mathrm{Re}\,\beta' = l\pi/\Lambda$.

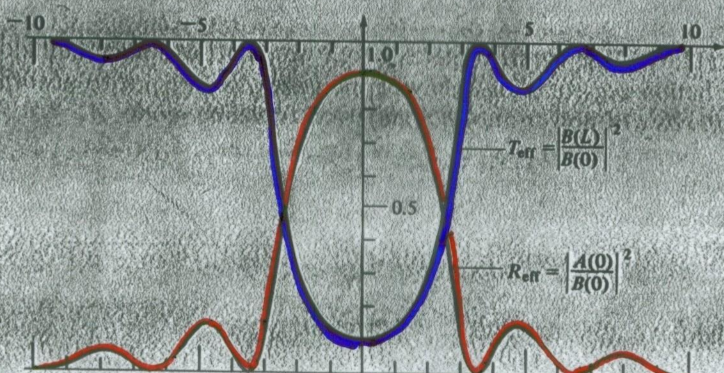


Figure 13-9 Transmission and reflection characteristics of a corrugated section of length L, as a function of the detuning $\Delta\beta L \approx [(\omega - \omega_0)L/c]n_{\mathrm{eff}}$ ($\kappa L = 1.84$).

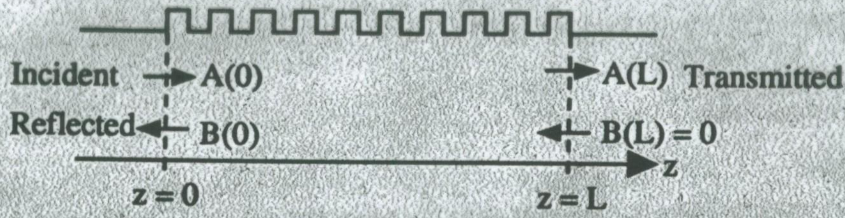


Figure 8.25. A periodic corrugated waveguide structure with an incident wave at $z = 0$. $A(0)$ is the field amplitude of the incident wave and $B(0)$ is the field amplitude of the reflected wave. $A(L)$ is the field amplitude of the transmitted wave and $B(L) = 0$ since we assume no wave is incident from the right-hand side.

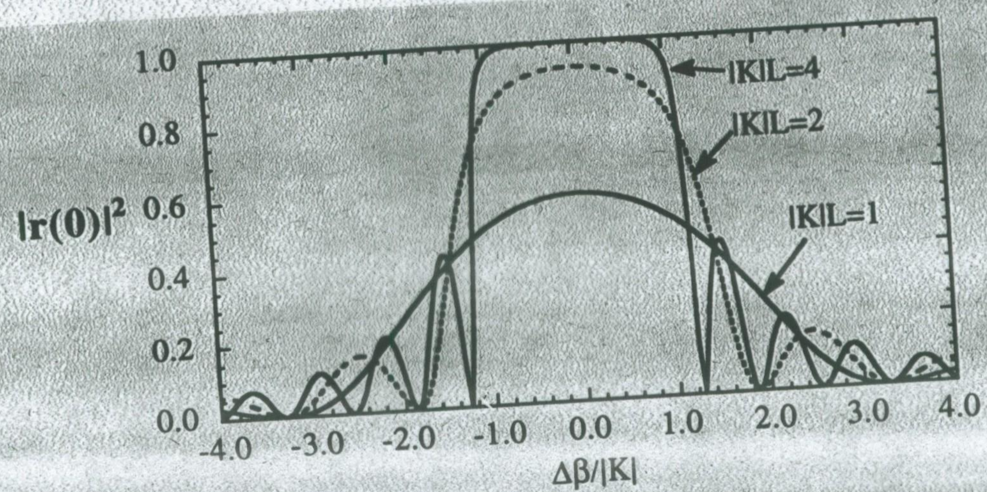


Figure 8.26. A plot of the reflectivity $|r(0)|^2$ vs. the ratio $\Delta\beta/|K|$ for three different values of $|KL|$. For a large value of $|KL|$, the bandwidth for $\Delta\beta$ is about $2|K|$.

$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2 \cdot n_r}$

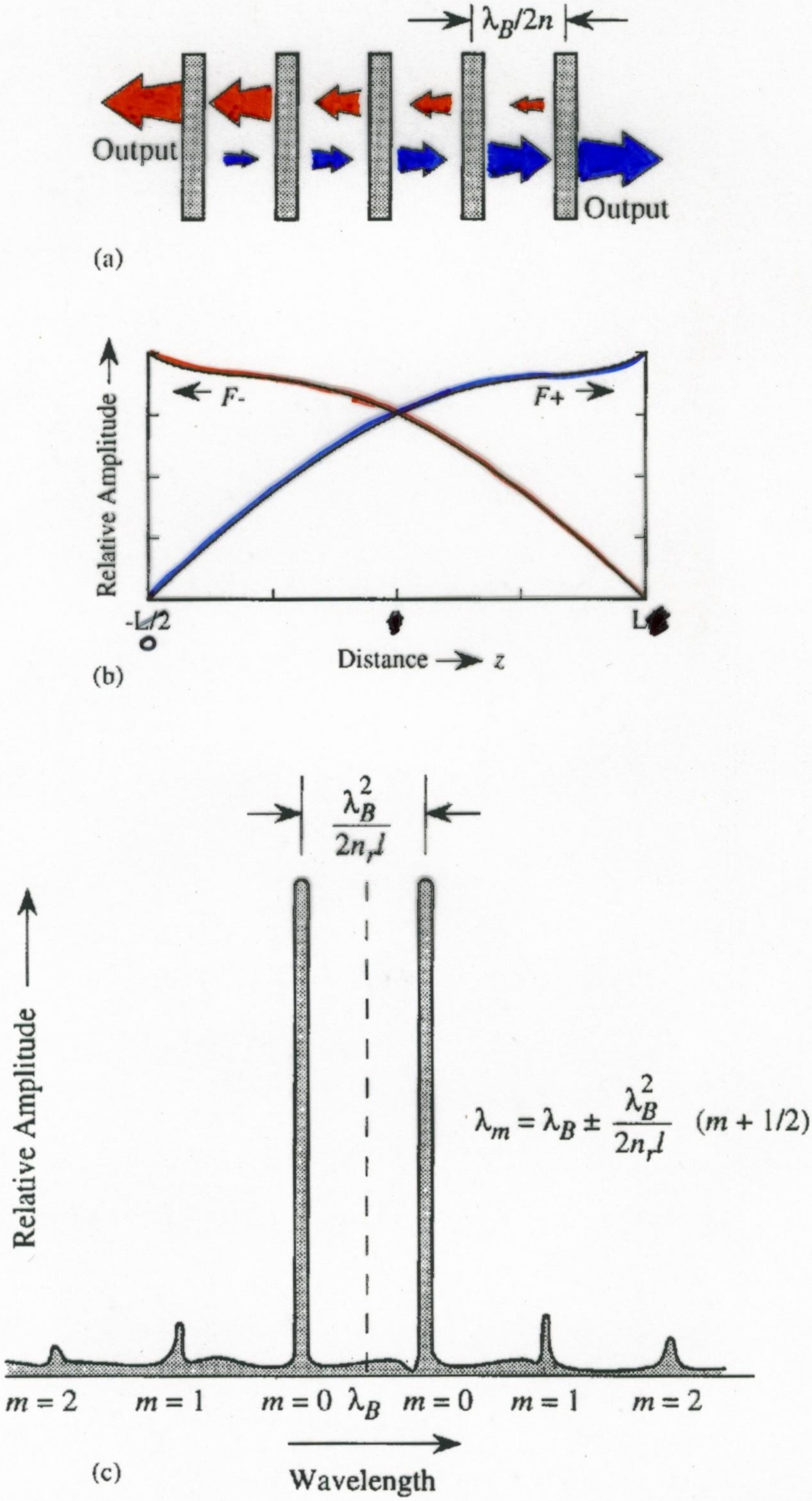


Figure 10.24: (a) Illustration of laser oscillation in a periodic structure; (b) field amplitudes of a left-traveling wave F_- and a right-traveling wave F_+ versus distance; and (c) optical output vesus wavelength for a DFB laser.

gekoppelte Wellenleiter Laser

Bis jetzt hatten wir nur eine passiven Wellenleiter betrachtet. Besitzt das führende Medium jedoch Verstärkung müssen die Gleichung durch zusätzliche Verstärkungsterme ergänzt werden. $A(z)$ und $B(z)$ entsprechen dabei exponentiell anwachsende Wellen entlang der $-z$ und $+z$ Richtung auch wenn $\kappa = 0$ ist. Das System wird damit

$$\frac{dA}{dz} = \kappa_{ab} \cdot B \cdot e^{-i2(\Delta\beta)z} - \gamma A$$

$$\frac{dB}{dz} = \kappa_{ab}^{*} \cdot A \cdot e^{i2(\Delta\beta)z} + \gamma B$$

wobei κ wiederum die Koppelkonstante und γ die exponentielle gain konstante für die Amplitude ist.

Mit

$$A(z) = A'(z) \cdot e^{-\gamma z}$$

$$B(z) = B'(z) \cdot e^{\gamma z}$$

wird obige Gleichung zu

$$\frac{dA'}{dz} = \kappa_{ab} \cdot B' \cdot e^{-i2(\Delta\beta + i\gamma)z}$$

$$\frac{dB'}{dz} = \kappa_{ab}^{*} \cdot A' \cdot e^{+i2(\Delta\beta + i\gamma)z}$$

die mit der früheren Gleichung identisch ist wenn

$$\Delta\beta \rightarrow \Delta\beta + i\gamma$$

Mit dieser Substitution erhält man sofort die Lösung für die Einfallende Welle

$$E_i = B'(z) \cdot \exp[(-i\beta + \gamma)z]$$

und die reflektierte Welle

$$E_r = A(z)\cdot e^{i\beta z} = A'(z)\cdot e^{(i\beta-\gamma)z}$$

innerhalb einer Sektion der Länge L für den Fall einer einzelnen Mode der Amplitude $B(0)$ die bei $z=0$ in die gesuchte Sektion einfällt.

$$\boxed{\begin{aligned} E_i(z) &= B(0)\,\frac{e^{-i\beta_0 z}\left\{(\gamma-i\Delta\beta)\sinh[S(L-z)] - S\cdot\cosh[S(L-z)]\right\}}{(\gamma-i\Delta\beta)\sinh SL - S\cdot\cosh SL} \\ E_r(0) &= B(0)\,\frac{\varkappa_{ab}\cdot e^{i\beta_0 z}\cdot\sinh[S(L-z)]}{(\gamma-i\Delta\beta)\sinh SL - S\cdot\cosh SL} \end{aligned}}$$

wobei

$$\boxed{S^2 = \varkappa^2 + (\gamma - i\Delta\beta)^2}$$

Die Tatsache, daß S jetzt komplex ist ergibt einen qualitativen Unterschied zwischen einer passiven periodischen Sektion und einer periodischen Wellenleiterstruktur mit gain. Betrachten wir einmal den Fall wenn die Bedingung

$$\boxed{(\gamma-i\Delta\beta)\sinh SL = S\cdot\cosh SL}$$

Schwellbedingung

erfüllt ist. In diesem Fall wird sowohl die Reflektion

$$r = \frac{E_r(0)}{E_i(0)} \quad \text{als auch die Transmission} \quad t = \frac{E_i(L)}{E_i(0)}$$

für die Amplitude unendlich. Das Bauelement wirkt damit wie ein Oszillator. $\Rightarrow$ Schwellbedingung für DFB

Für den Fall $\gamma = 0$ ergibt sich daß

$$|t| = \left|\frac{E_i(L)}{E_i(0)}\right| < 1 \quad \text{und} \quad |r| = \left|\frac{E_r(0)}{E_i(0)}\right| < 1$$

wie für ein passives Bauelement zu erwarten ist.

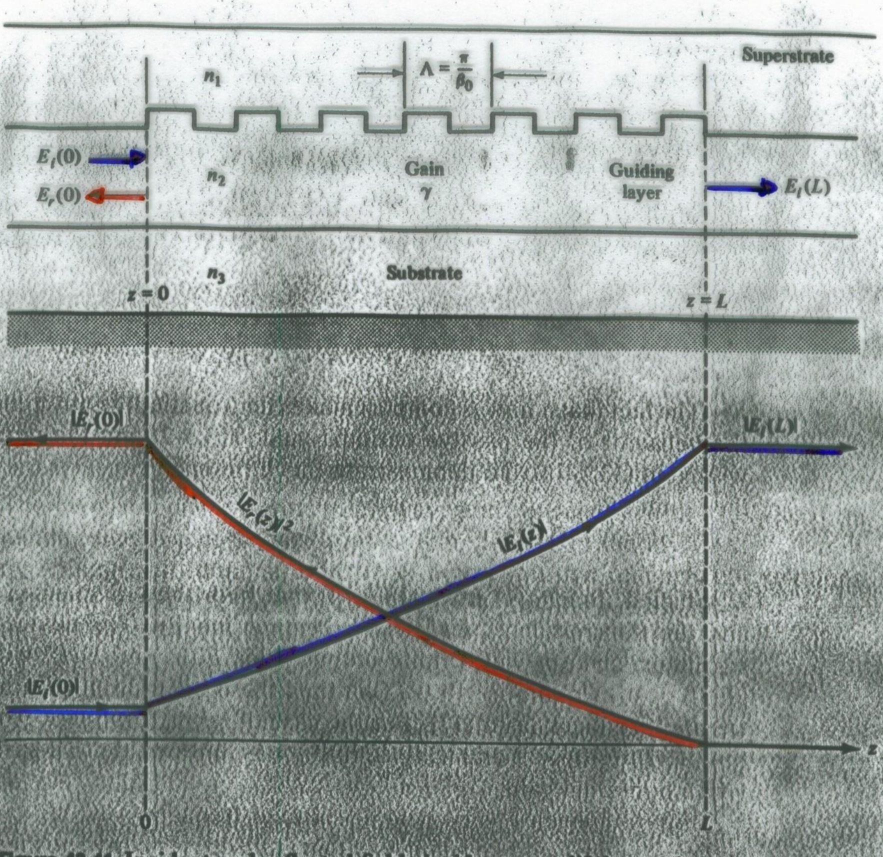


Figure 13-11 Incident and reflected fields inside an amplifying periodic waveguide.

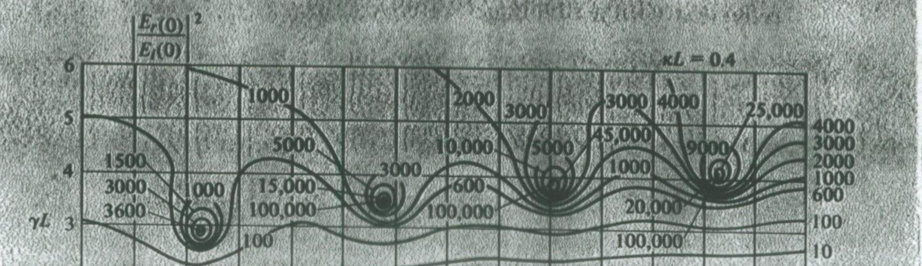


Figure 13-12 Reflection gain contours in the $\Delta\beta L$-γL plane. $\Delta\beta$ is defined following (13.6-9) and is proportional to the deviation of the frequency ω from the Bragg value $\omega_0 = \pi c/\Lambda n$.

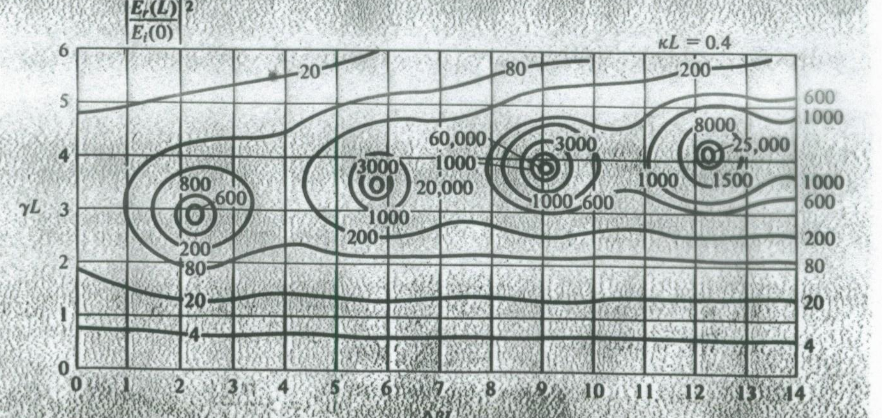


Figure 13-13 Transmission gain contours in the $\Delta\beta L$-γL plane.

Berechnung der Reflexions- und Transmissionskurve eines DFB-Lasers.

Dies erfolgt mit komplexen Zahlen nach der Coupled Wave Theory:

Im folgenden werden die Werte von

$\lambda_{Bragg} := 1533.00$ Braggwellenlänge in [nm] (1nm=10^-7cm)

$n_{gr} := 3.27$ Gruppenindex

$k := 0, 1 .. 200$ Laufindex für Wellenlänge

$\lambda_k := \lambda_{Bragg} + 0.1 \cdot (k - 100)$ Definition des Wellenlängenbereichs +/- 10nm

$$\Delta\beta_k := 2 \cdot \pi \cdot n_{gr} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_k} - \frac{1}{\lambda_{Bragg}} \right) \cdot 10^7$$ Verstimmung von der Braggbedingung

$L := 400 \cdot 10^{-4}$ DFB-länge in [µm]

$\kappa := 80$ Kopplungskoeffizient in [cm^-1]

$L \cdot \kappa = 3.2$

$$\beta_0 := 2 \cdot \pi \cdot \frac{n_{gr}}{\lambda_{Bragg}} \cdot 10^7$$ Braggwellenzahl

$\beta_0 \cdot L = 5.361 \cdot 10^3$

$$gain := \begin{bmatrix} 0 \\ 5 \\ 10 \\ 14 \\ 20 \end{bmatrix}$$ Gain des DFB-lasers in [cm^-1]

$j := 0, 1 .. 4$ Laufindex für Gainwerte

$$g_j := \frac{gain_j}{2} = \gamma$$ Gain für Feldstärke

$$\gamma_{k,j} := \sqrt{\kappa^2 + (g_j - i \cdot \Delta\beta_k)^2} = s$$

Berechnung des Reflexionskoeffizienten $R=|E_r(0)/E_i(0)|^2$:

$$R_{k,j} := \left[\left| \frac{\kappa \cdot \sinh\left[\gamma_{(k,j)} \cdot L\right]}{(g_j - i \cdot \Delta\beta_k) \cdot \sinh(\gamma_{k,j} \cdot L) - \gamma_{k,j} \cdot \cosh(\gamma_{k,j} \cdot L)} \right| \right]^2$$

Berechnung des Transmissionskoeffizienten $T=|E_i(L)/E_i(0)|^2$:

$$T_{k,j} := \left[\left| \frac{-\gamma_{k,j} \cdot e^{-i \cdot \beta_0 \cdot L}}{(g_j - i \cdot \Delta\beta_k) \cdot \sinh(\gamma_{k,j} \cdot L) - \gamma_{k,j} \cdot \cosh(\gamma_{k,j} \cdot L)} \right| \right]^2$$

Berechne die Feldstärke E

$$E_{k,j} := \sqrt{R_{k,j}}$$

Reflexionskoeffizient in linearer Skala (gain = 0):

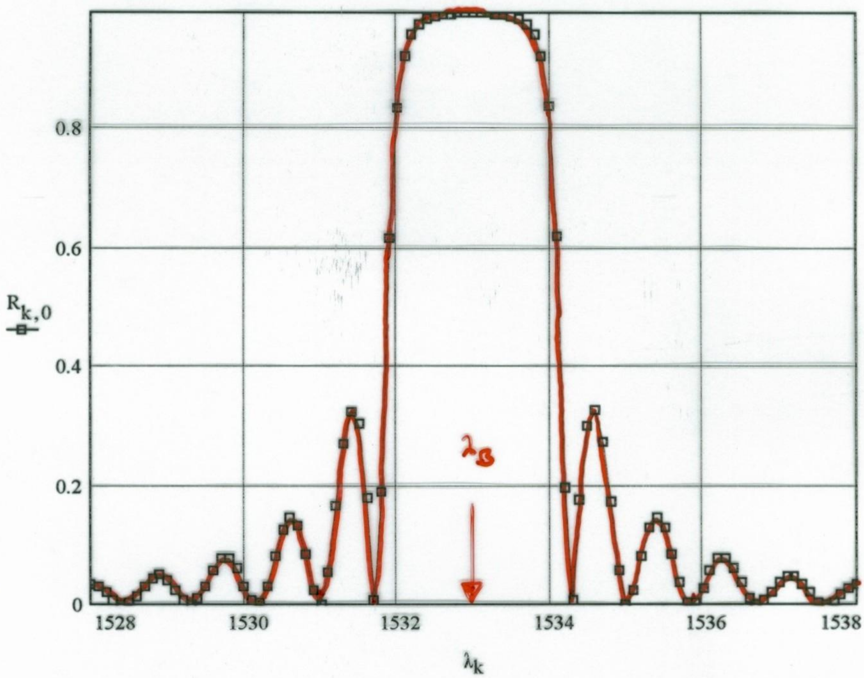
$\lambda_B = 1533$ nm

$n_{gr} = 3.27$

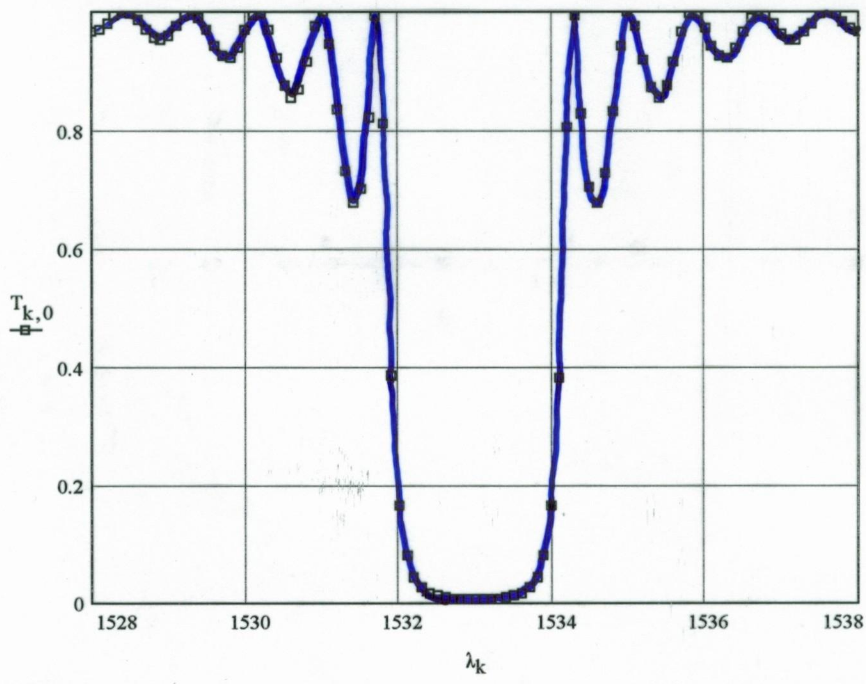
$L = 400\ \mu m$

$\kappa = 80\ cm^{-1}$

$\kappa L = 3.2$



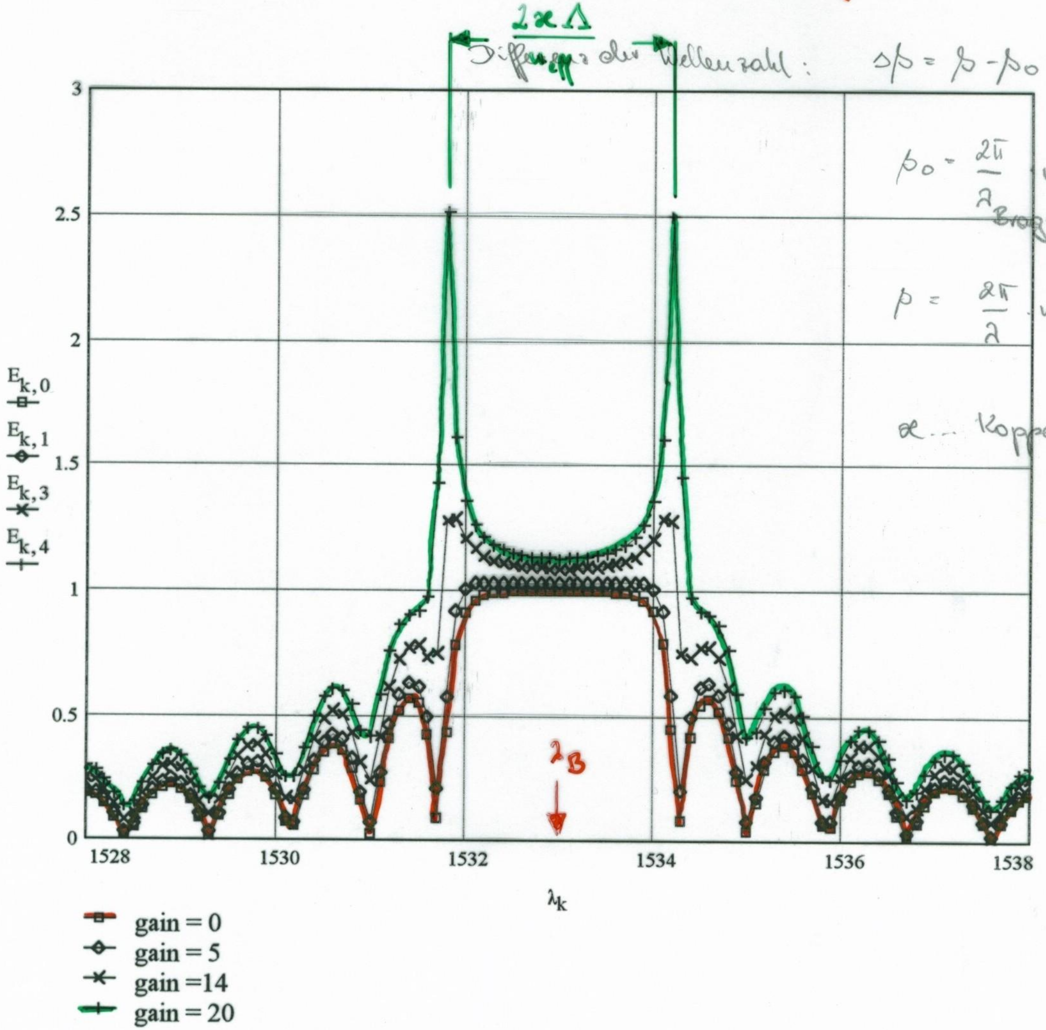
Transmissionskoeffizient in linearer Skala (gain = 0):



Darstellung der reflektierten Feldstärke als Funktion der Wellenlänge für die verschiedenen Gainwerte 0, 5, 14, 20

$\frac{g}{2}$ gain für Amplitude

verbotener Bereich ≙ stop band

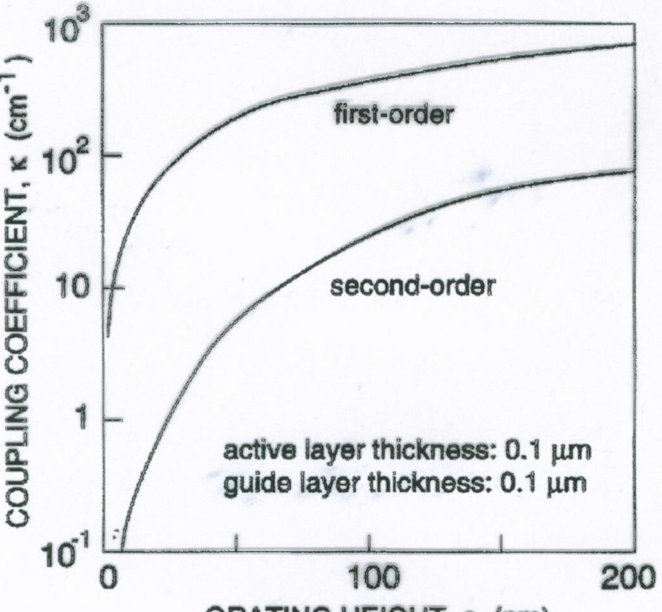


$\Delta\beta = \beta - \beta_0 =$

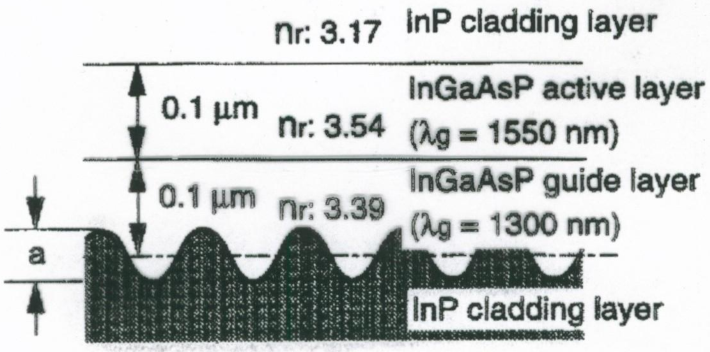
$\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_{Bragg}} \cdot n_{eff}$

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{eff}$

κ ... Koppelkonstante



COUPLING COEFFICIENT, κ (cm⁻¹)
10³
10²
10
1
10⁻¹
first-order
second-order
active layer thickness: 0.1 μm
guide layer thickness: 0.1 μm
0
100
200
GRATING HEIGHT, a (nm)



nr: 3.17
InP cladding layer
0.1 μm
nr: 3.54
InGaAsP active layer
(λg = 1550 nm)
0.1 μm
nr: 3.39
InGaAsP guide layer
(λg = 1300 nm)
a
InP cladding layer

Schwellwertsbedingung für DFB-laser

Wir haben gesehen, daß bei der Bedingung

$$(\gamma - i\Delta\beta)\,\sinh SL = S.\cosh SL$$

sowohl r als auch t unendlich werden. Diese Bedingung umgeformt werden zu

$$\boxed{\frac{S-(\gamma-i\Delta\beta)}{S+(\gamma-i\Delta\beta)}\cdot e^{2SL} = -1}$$

Im Allgemeinen muß jetzt numerisch nach einem Schwellwert für $\Delta\beta$ und γ gesucht werden.

Für den Fall, daß $\gamma \gg \varkappa$ kann für die Definition

$$S^2 = \varkappa^2 + (\gamma - i\Delta\beta)^2$$

$$\Rightarrow S \simeq -(\gamma - i\Delta\beta).\left(1 + \frac{\varkappa^2}{2.(\gamma - i\Delta\beta)^2}\right)$$

sodaß

$$S-(\gamma - i\Delta\beta) \simeq -2(\gamma - i\Delta\beta)$$

$$S+(\gamma - i\Delta\beta) \simeq \frac{-\varkappa^2}{2.(\gamma - i\Delta\beta)}$$

und obige Gleichung wird

$$\boxed{\frac{4(\gamma - i\Delta\beta)^2}{\varkappa^2}\cdot e^{2SL} = -1}$$

Gleichsetzen der Phasen ergibt

$$\boxed{2.\arctan\left(\frac{\Delta\beta_m}{\gamma_m}\right) - 2.(\Delta\beta)_m.L + \frac{(\Delta\beta)_m L.\varkappa^2}{\gamma_m^2 + \Delta\beta_m^2} = (2m+1).\pi}$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

Für den Grenzfall $\gamma_m \gg \Delta\beta_m, \varkappa$ ergeben sich die Schwingungsmoden zu

$$(\Delta\beta_m)\cdot L \simeq -(m+\tfrac{1}{2})\pi$$

und da

$$\Delta\beta = \beta - \beta_0 \simeq (\omega-\omega_0)\cdot\frac{n_{eff}}{c}$$

$$\boxed{\omega_m = \omega_0 - (m+\tfrac{1}{2})\cdot\frac{\pi c}{n_{eff}\cdot L}}$$

Wir erkennen, daß keine Oszillation exakt bei der Braggfrequenz stattfindet. Die Modenaufspaltung ergibt sich zu

$$\boxed{\omega_{m-1} - \omega_m \simeq \frac{\pi c}{n_{eff}\cdot L}}$$

Aus der Modenaufspaltung kann damit bei bekannter Länge L der effektive Brechungsindex bestimmt werden.

Der Schwellwertsgain der Mode m γ_m kann von der Amplitudenbedingung erhalten werden

$$\boxed{\frac{e^{2\gamma_m L}}{\gamma_m^2 + (\Delta\beta_m)^2} = \frac{4}{\varkappa^2}}$$

Dies bewirkt, daß mit zunehmender Modenzahl m der Schwellwert zunimmt, d.h. höhere Moden werden stärker unterdrückt.

Moden mit gleichem $|\omega-\omega_0|$ bzw $|\Delta\beta|$ haben denselben Schwellwert der Verstärkung

$\Rightarrow$ zwei Moden mit dem niedrigsten Schwellwert

$\Rightarrow$ Phasenschieberegion einbauen

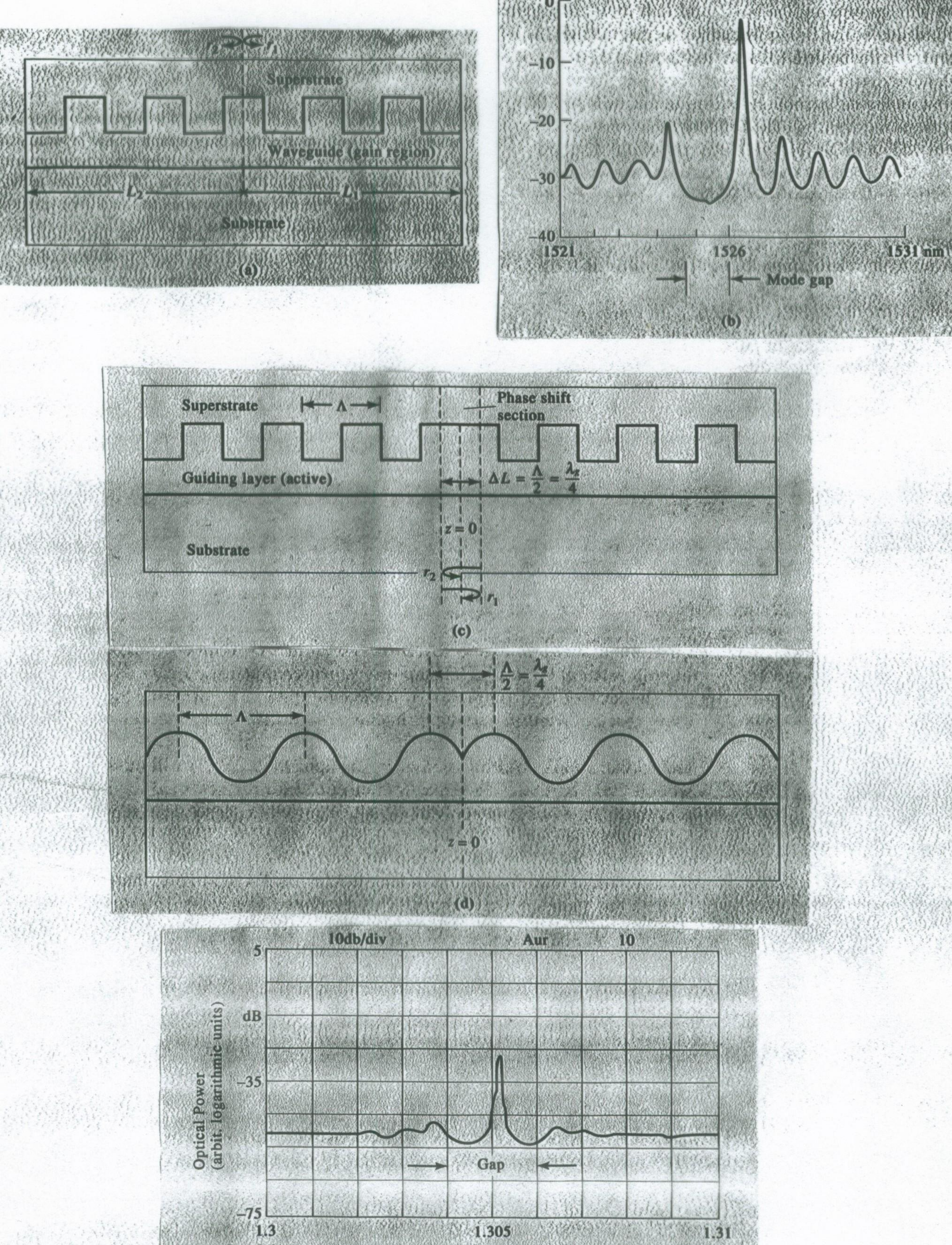
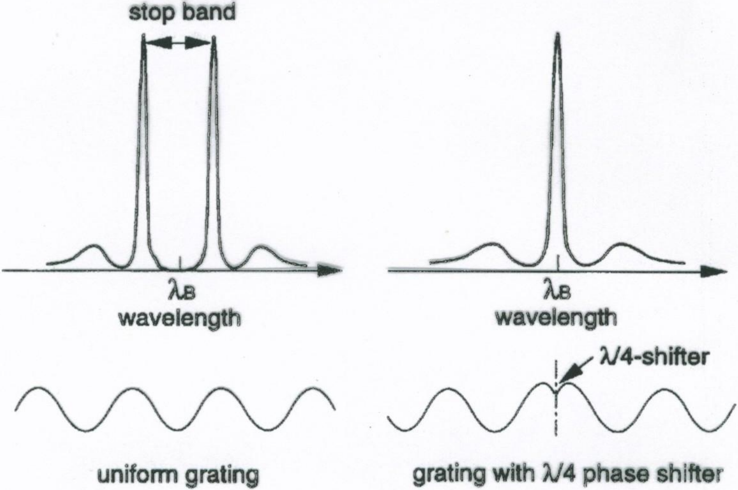


Figure 13-15 A periodic waveguide model used to derive Equation (13.6-26). (a) A periodic (DFB) waveguide laser. (b) The spontaneous emission spectrum below, but near, threshold of a DFB laser showing the mode gap. (c) A DFB laser with a phase shift section. (d) A "quarter wavelength shifted" DFB laser. (e) The spontaneous emission spectrum below threshold of a λ/4-shifted DFB laser. (Courtesy of P. C. Chen, ORTEL Corporation)



stop band
λB
wavelength
λB
wavelength
λ/4-shifter
uniform grating
grating with λ/4 phase shifter

Distributed Bragg Reflector (DBR)

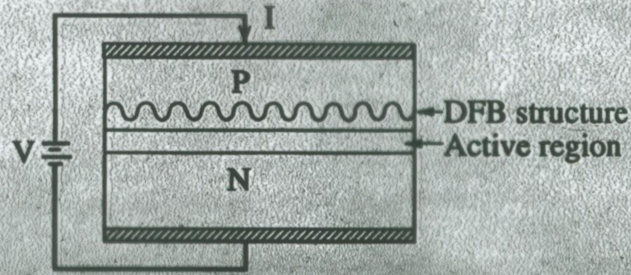
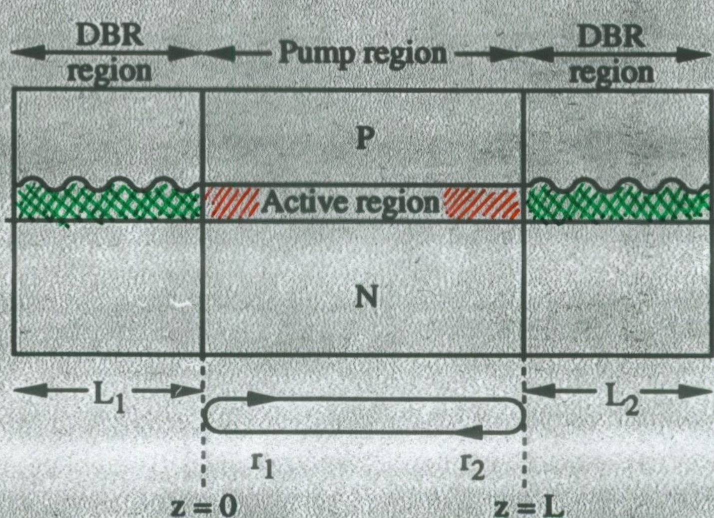


Figure 10.39. A schematic diagram for a distributed feedback (DFB) semiconductor laser, where a periodic grating structure above the active region provides the optical distributed feedback process.



nur Wellenleiter mit Gitter (gain = 0)

Figure 10.40. Schematic diagram of a distributed Bragg reflector (DBR) semiconductor laser.

$$r_{1,2} = |r_{1,2}| \cdot e^{i\phi_{1,2}} = \frac{-\varkappa \cdot \sinh SL_{1,2}}{\Delta\beta \cdot \sinh SL_{1,2} + i \cdot S \cdot \cosh SL_{1,2}}$$ .... für Amplitude (Feldstärke)

$$R_{1,2} = r_{1,2} r_{1,2}^{*} = |r_{1,2}|^2$$ ... für Intensität

$$S = \sqrt{\varkappa^2 - \Delta\beta^2}$$

$\varkappa \to c_0 \cdot \varkappa$ ... effektive Kopplungskoeffi[zient] $(c_0 \leq 1)$

Schwellwertsbedingung: (DBR)

$$\boxed{\Gamma \cdot g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \cdot \ln \frac{1}{R_1 R_2 \cdot c_0^2}}$$

analog wie FP

Oberflächenemittierende Laser

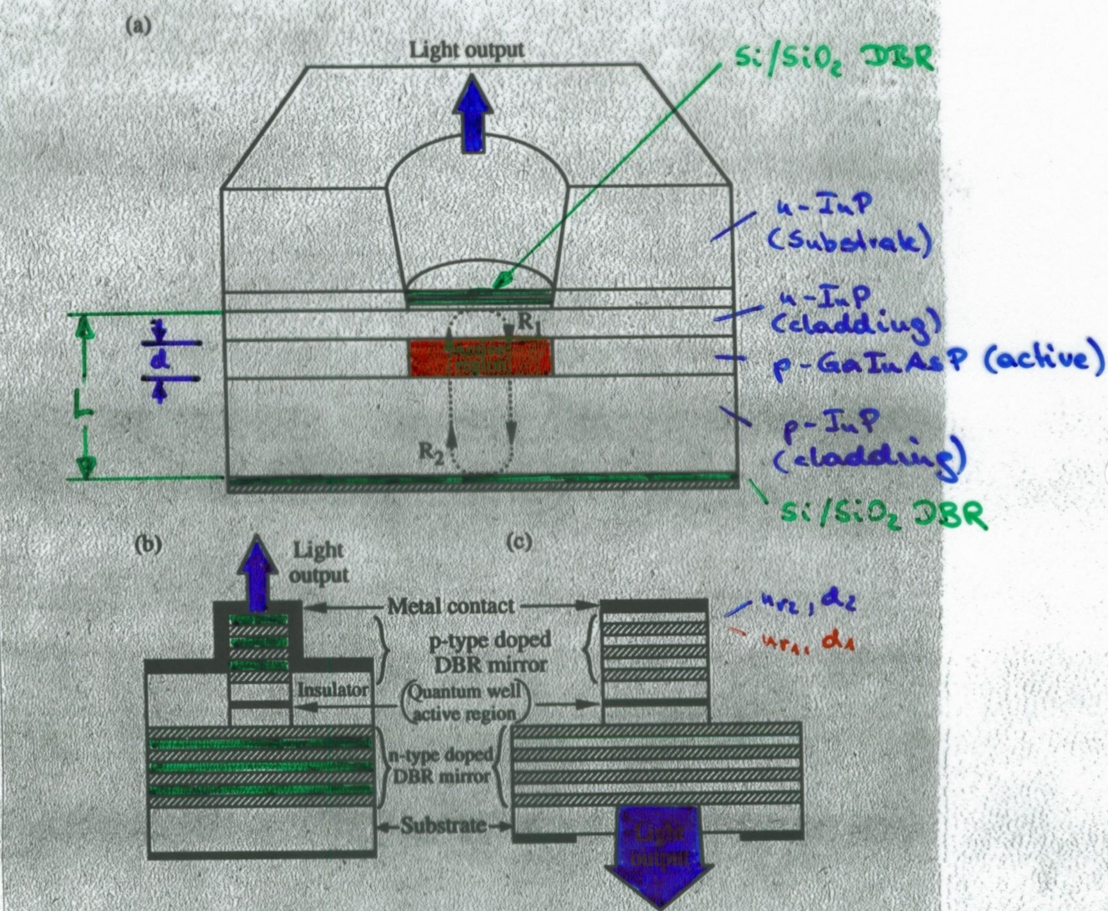
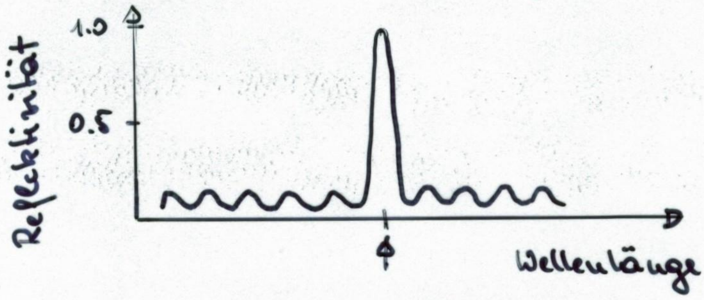


Figure 10.41. (a) Schematic diagram of a surface-emitting laser [147]. (b) Front and (c) back surface-emitting lasers using etching through the active region [142].

$$n_{r_2} \cdot d_2 = n_{r_1} \cdot d_1 = \frac{\lambda}{4}$$



λ = 2× opt. Periodizität

$$\lambda = 2 \cdot (n_{r_1} \cdot d_1 + n_{r_2} \cdot d_2)$$

Schwellwertsbedingung:

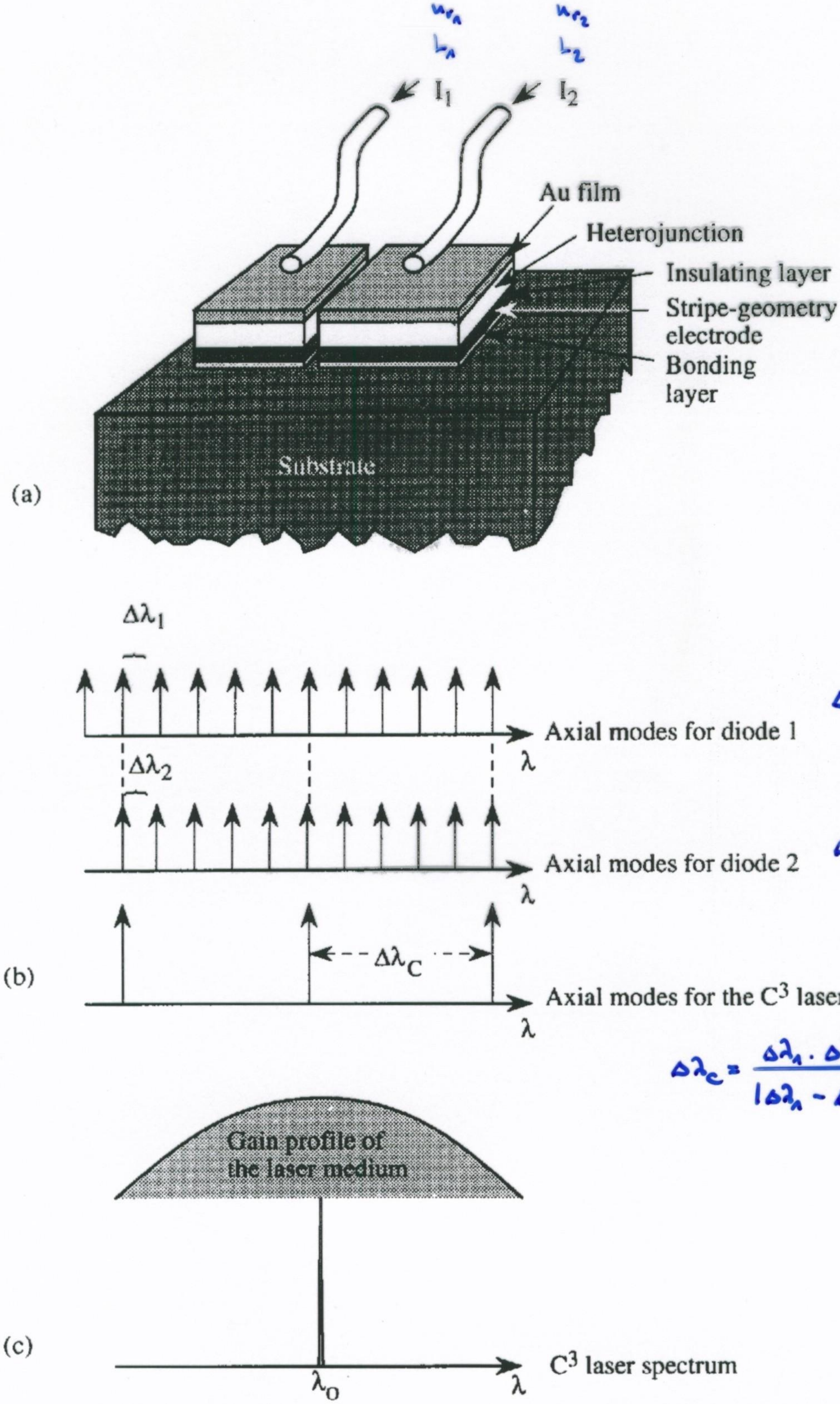
$$\boxed{\Gamma \cdot g = \alpha + \frac{1}{2L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right)}$$

Γ ist Confinementfaktor sowohl für long. als auch transversale Mod

$$\Gamma = \left(\chi \cdot \frac{d}{L}\right) \cdot \xi$$

long. opt. Conf.   transv. opt. Conf.

Cleaved Coupled Cavity (C^3) - Laser



$$\Delta\lambda_1 = \frac{\lambda_0^2}{2 n_{r1} \cdot L_1}$$

$$\Delta\lambda_2 = \frac{\lambda_0^2}{2 n_{r2} \cdot L_2}$$

$$\Delta\lambda_C = \frac{\Delta\lambda_1 \cdot \Delta\lambda_2}{|\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2|} = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot |n_{r1} \cdot L_1 - n_{r2} \cdot L_2|}$$

Figure 10.27: (a) A schematic of the C^3 laser. (b) The longitudinal modes of the two diodes and the output spectrum of the laser.

Durchstimmbarkeit ~ 15 nm

Temperaturabhängigkeit der Laserausgangsleistung

-) Wie bei LED's ist die Temperaturabhängigkeit der Laserdiode für die meisten Anwendungen von besonderer Bedeutung

a) Einfluß der Temperatur auf den Schwellstrom und die optische Intensität

b) Einfluß der Temperatur auf die Emissionswellenlänge

ad a) Mit Erhöhung der Temperatur erhöht sich der Schwellstrom bei einer vorgegebenen Injektionsdichte (und die Photonenausgangsleistung nimmt ab.

Dafür gibt es 3 Gründe:

a) f_e und f_h schmieren aus (verbreitern sich) -

⇒ $f_e + f_h > 1$ erfordert eine höhere Injektion Ladungsträgerdichte

⇒ Erhöht Schwellstrom

(Effekt ist bei allen Halbleiterlasers)

b) höhere Temperatur ⇒ ausbreiten der Elektronen und Löcher in höherenergetische Zustände ⇒ Ein größerer Anteil der injizierten Ladungsträger kann über den aktiven Bereich darüberströmen

⇒ Leakage

c) höhere Temperatur ⇒ höhere Energie der Ladungsträger

⇒ erhöhter Augerrekombination

⇒ I_{th} nimmt exponentiell mit T zu

als Resultat empirisch:

$$\boxed{J_{th}(T) = J_{th}^{0} \cdot \exp(T/T_0)}$$

große T_0 sind erwünscht: GaAs: $T_0 \sim 120\,K$

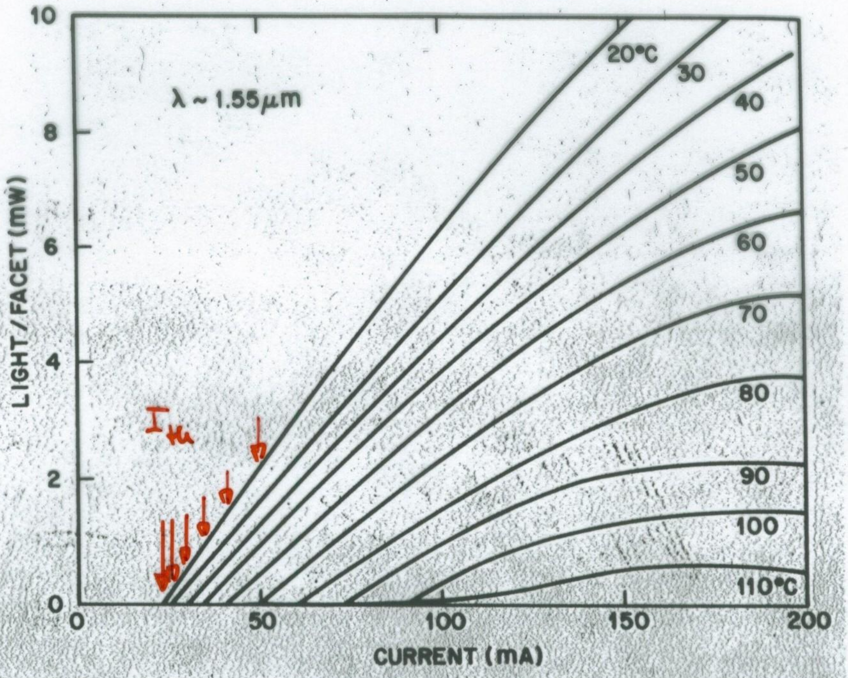


Fig. 5.26 L-I characteristics of a 1.55-μm InGaAsP DCPBH laser at different temperatures. (After Ref. 59)

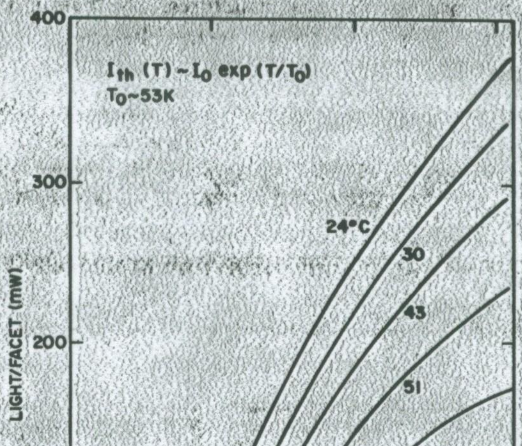
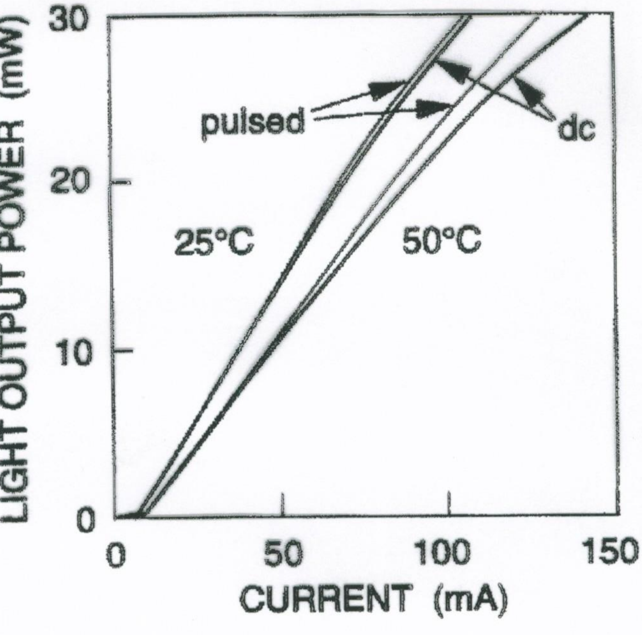


Fig. 5.37 L-I characteristics at several temperatures for a gain-guided 1.3-μm InGaAsP laser array.

$$I_{th}(T) \approx I_0 \cdot \exp\left(\frac{T}{T_0}\right)$$

großes T_0 erwünscht



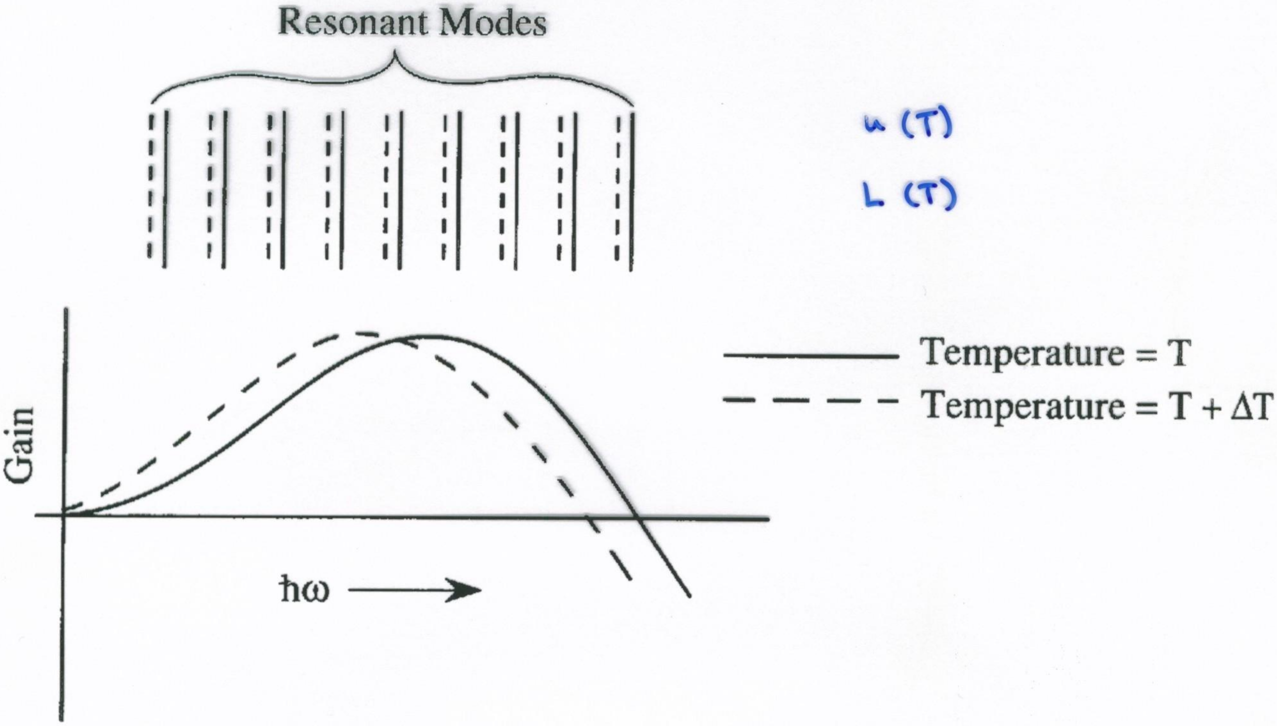
LIGHT OUTPUT POWER (mW)
30
20
10
0
0
50
100
150
CURRENT (mA)
pulsed
dc
25°C
50°C

Temperaturverhalten

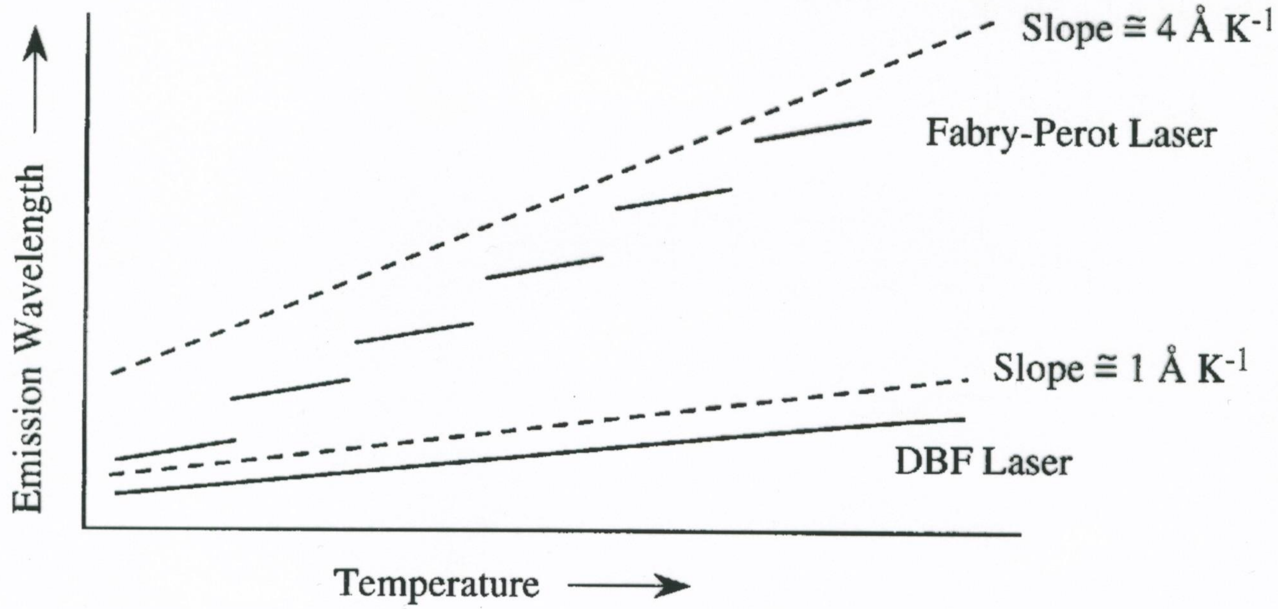
$$j_{th}(T) = j_{th}^{0} \cdot \exp\left(\frac{T}{T_0}\right)$$

$n(T)$

$L(T)$



(a)



(b)

Figure 10.29: (a) The shift of the gain spectra and the resonant modes of a cavity with temperature. (b) Shift in the emission wavelength of a laser with temperature.

Halbleiter-laserdioden : Dynamische Eigenschaften

Bis jetzt hatten wir nur die statischen Eigenschaften betrachtet. Für Signalübertragung ist jedoch wichtig wie schnell man ein Signal verändern kann (bzw. der zeitliche Responce eines Bauelements)

- Was begrenzt die laserresponcezeit für Groß- und Kleinsignalmodulation
- Was bestimmt die Linienbreite der Laseremission unter Modulation

1) Modulationsformen (siehe Folie)

a) Großsignalmodulation

Laser wird so beschaltet, daß er tatsächlich "aus" und "ein" geschaltet wird (extrem langsam ~10 μs, analog wie LED)

b) Kleinsignalmodulation

Der Laser wird oberhalb des Schwellstroms mit einem kleinen AC-signal moduliert. Damit sind die höchsten Frequenzresponce möglich (bis zu 50 GHz). Liefert Information über die fundamentalen Grenzen des lasers.

c) Puls Code Modulation (PCM)

Digitale Pulsfolge wobei der laser immer oberhalb des Schwellstroms betrieben wird. (d.h. auch im "low" Zustand sendet laser immer noch Licht. In PCM modulationsfrequenzen bis einigen 10 GHz möglich

⇒ Wichtigste Form für Optische Datenübertragung

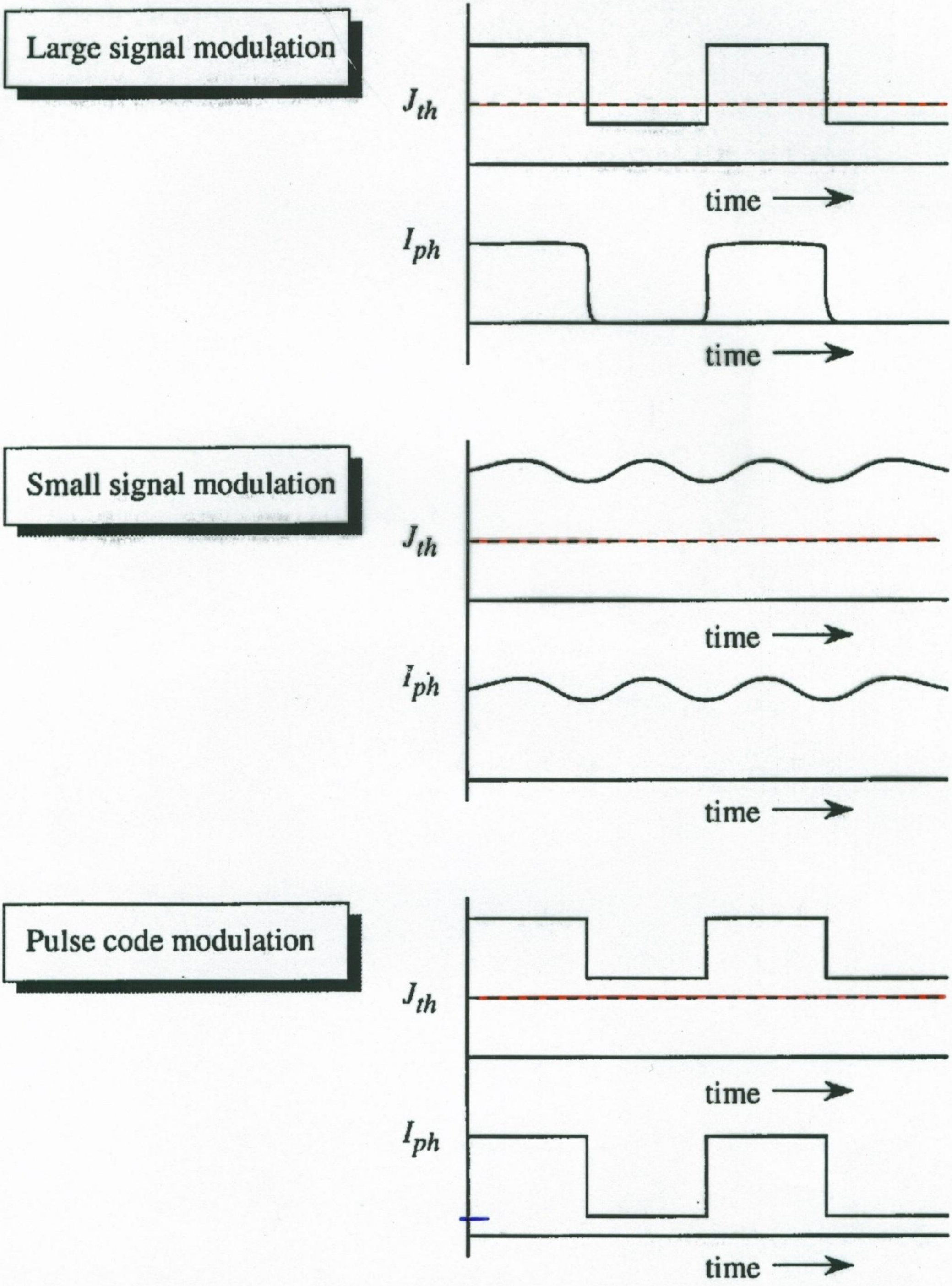
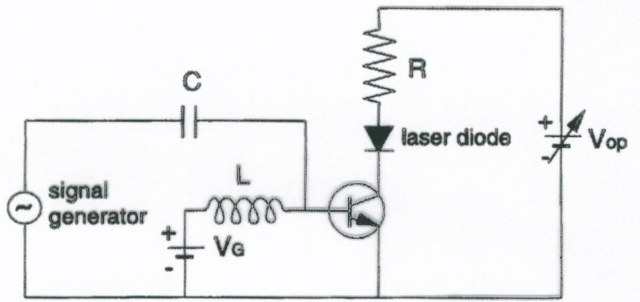
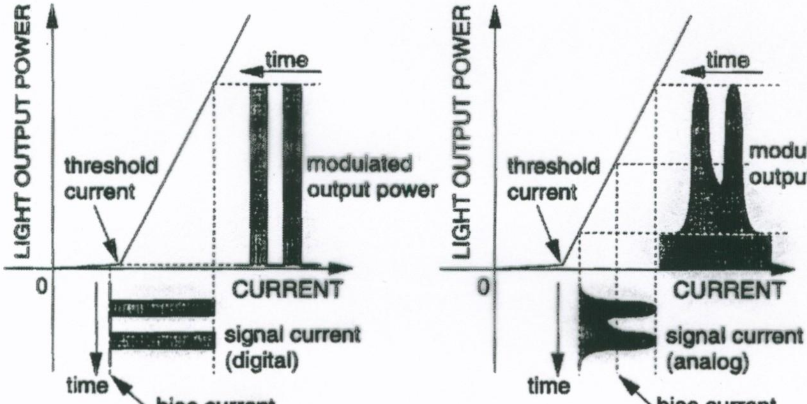


Figure 8.8: Three different modulation approaches used for direct modulation of lasers





(a) digital modulation

(b) analog modulation

2.) Grenzen für die Laserdynamik

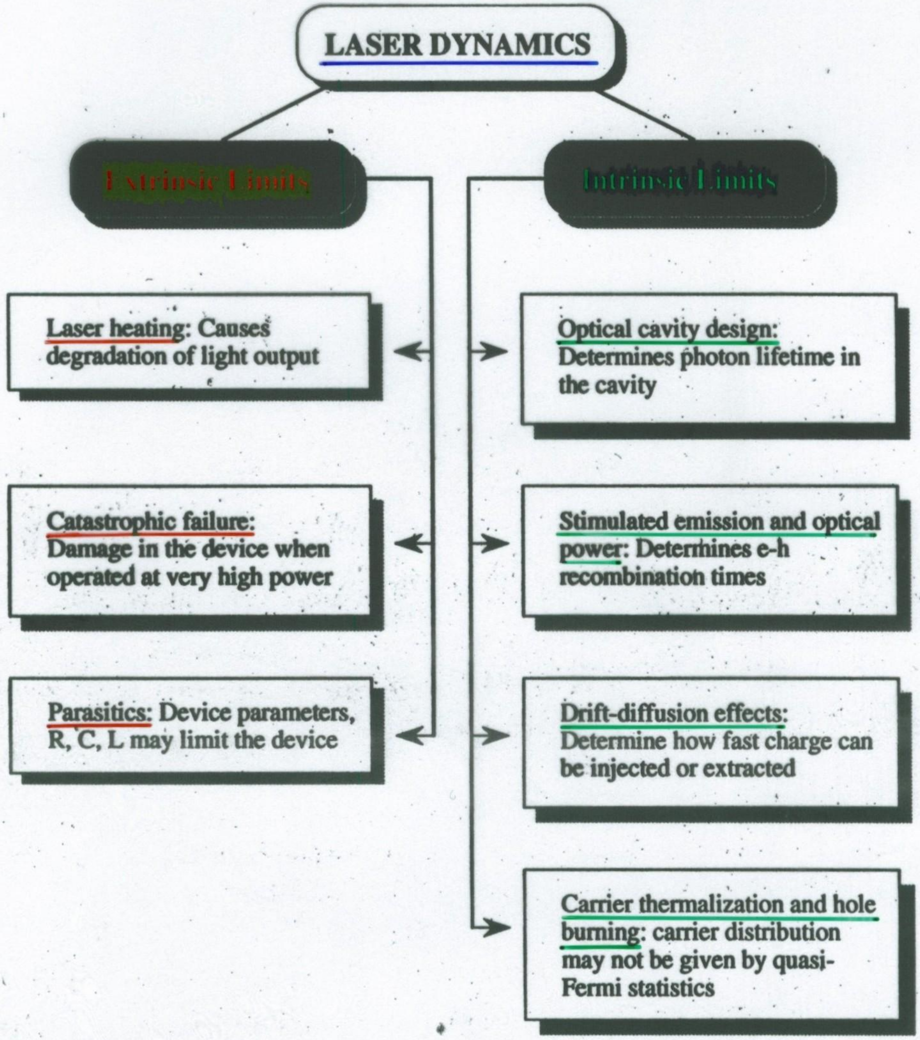


Figure 11.2: Extrinsic and intrinsic factors limiting the temporal response of semiconductor lasers.

3.) Großsignalschalten eines Lasers

Beim "Großsignal"-Einschalten eines Lasers wird der Strom durch den Laser von einem Wert unterhalb des Schwellstroms zu einem Wert oberhalb des Schwellstroms geschaltet.

Was passiert physikalisch:

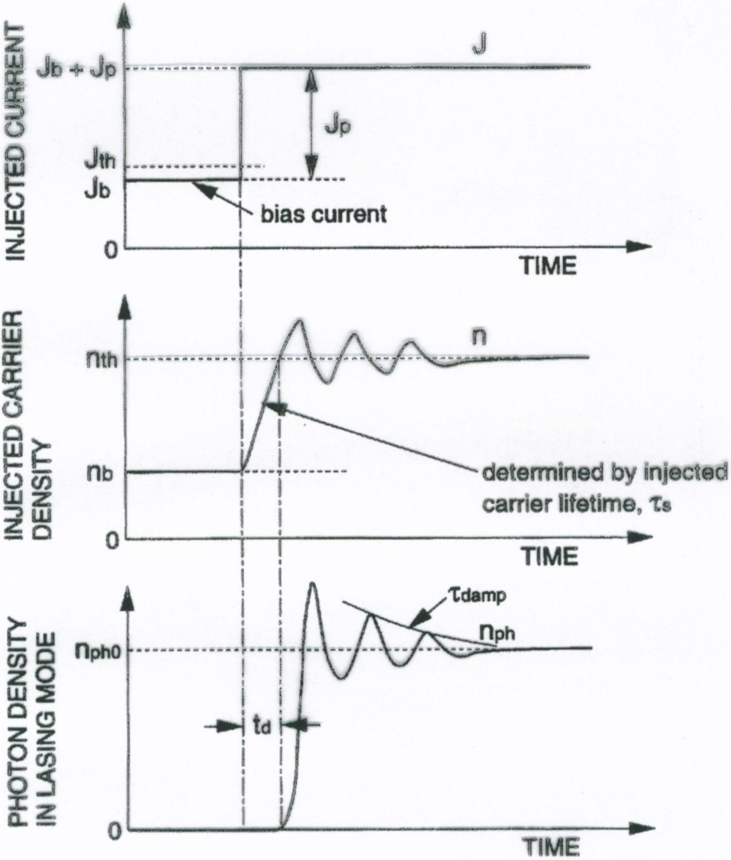
Vor dem Strompuls ist die Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone des Lasers so gut wie Null. Beim Einschalten des Pulses erhöht sich die Ladungsträgerdichte, womit sich der Gain im Bauelement beginnt zu erhöhen. Ist jedoch der Gain kleiner als die Resonatorverluste, emittieren nur sehr wenige Photonen aus dem Laser.

⇒ Für eine Zeit t_d (delay time) emittieren deshalb keine Photonen aus dem Bauelement. Erreicht die Ladungsträgerdichte n_{thr} beginnt die stimulierte Emission. Die Ladungsträgerkonzentration überschießt jedoch den Wert n_{thr} sodaß die Photonenintensität über dem Gleichgewichtswert ist. Die hohe Photonendichte reduziert jetzt aber die Ladungsträgerdichte durch e-h Rekombination

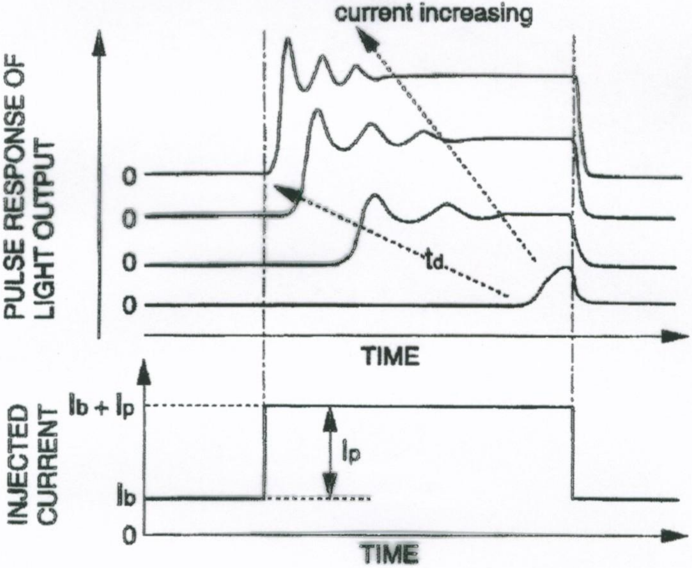
⇒ Oszillationen werden in der Ladungsträgerdichte und dem Photonenoutput produziert.

⇒ Fig. 10.21 (Ebeling Seite 336)

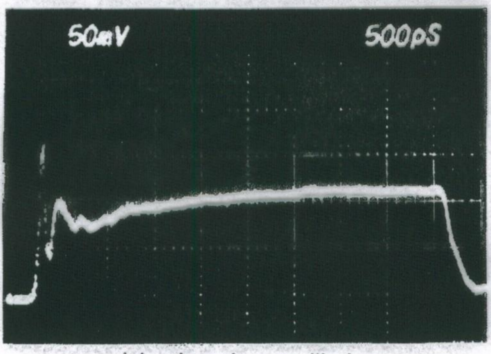
Das zeitliche Verhalten dieses Einschaltvorgangs kann jetzt durch eine einfache Ratengleichung beschrieben werden.



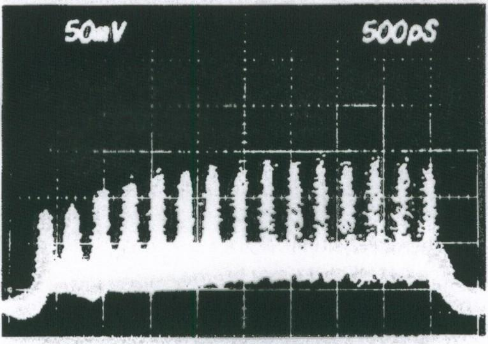
INJECTED CURRENT
J
Jb + Jp
Jp
Jth
Jb
bias current
0
TIME
INJECTED CARRIER DENSITY
n
nth
nb
determined by injected carrier lifetime, τs
0
TIME
PHOTON DENSITY IN LASING MODE
τdamp
nph
nph0
td
0
TIME



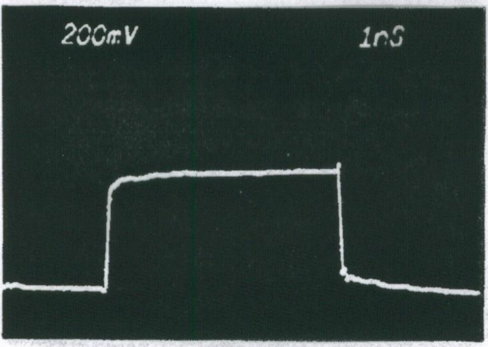
current increasing
PULSE RESPONSE OF
LIGHT OUTPUT
0
0
0
0
td
TIME
INJECTED
CURRENT
Ib + Ip
Ip
Ib
0
TIME



(a) relaxation oscillation

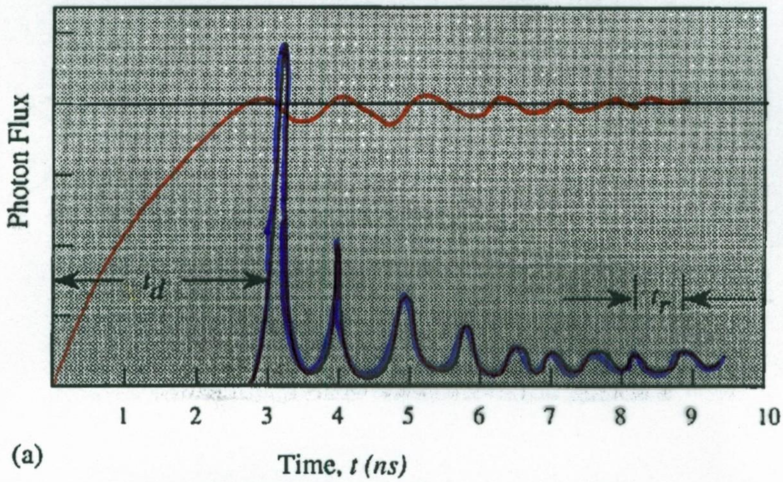


(b) pulsation



(c) input current

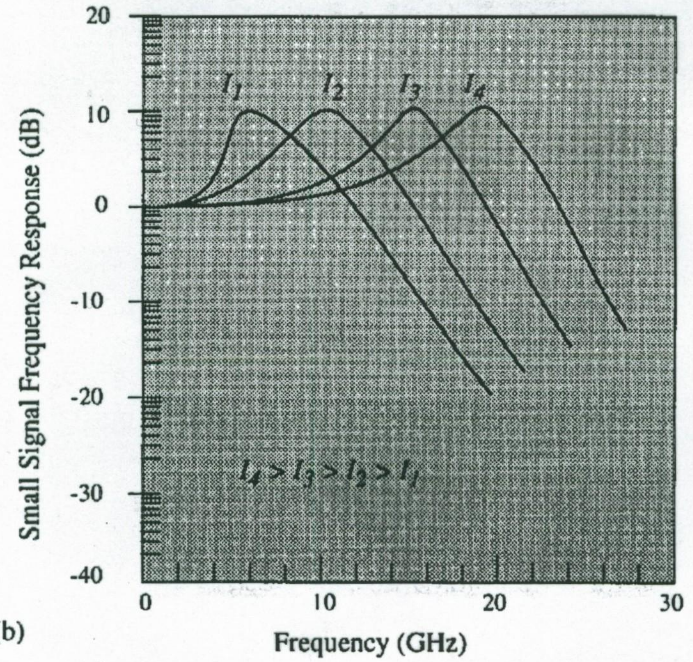
Einschaltvorgang:



$\frac{n}{n_{th}}$ Ladungs- träger- dichte

(a)

Kleinsignalmodulation



(b)

Figure 8.9: (a) The temporal response of light output from a laser for large signal switching from below threshold to above threshold. The response is characterized by a delay time t_d and relaxation oscillations. The large delay time causes serious limitations in many laser applications. (b) A typical frequency response for a semiconductor laser being operated at a current level well above the threshold current. Unlike the LED, the laser response is not limited by the spontaneous recombination time of electrons and holes. The small signal response improves as the laser is pumped at higher powers.

Ratengleichung (Großsignal - Einschaltvorgang)

$$\frac{dn_{2D}}{dt} = \frac{J}{e} - \frac{n_{2D}}{\tau} - R_{stim}$$

mit τ .... totale Rekombinationszeit

Wird die Stromdichte von 0 auf J geändert, so werden solange $n_{2D} < n_{2D}(th)$ ist keine Photonen in dem Resonator zur stim. Rekomb. beitragen $R_{stim} \sim 0$.

Integration dieser Gleichung von $t=0$ bis $t=t_f$, und $n_{2D} = n_{2D}(i)$ bis $n_{2D}(f)$ erhalten wir

$$t_f = \tau \cdot \ln\left(\frac{J - \frac{e \cdot n_{2D}(i)}{\tau}}{J - \frac{e \cdot n_{2D}(f)}{\tau}} \right)$$

Die Photonendichte verändert sich wenn $n_{2D}(f) = n_{2D}(th)$ ist.

Deshalb, ist die Verzögerungszeit t_d (delay time) (wobei $n_{2D}(i) = 0$)

$$\boxed{t_d = \tau \cdot \ln\left(\frac{J}{J - \frac{e \cdot n_{2D}(th)}{\tau}} \right) = \tau \cdot \ln\left(\frac{J}{J - J_{th}} \right)}$$

Die Zeit τ ist der Wert unterhalb der Schwell aufgrund der strahlenden und nichtstrahlenden Prozesse. Sind die n.r. Prozesse vernachlässigbar, dann ist $\tau = \tau_r$ ⇒ die Verzögerung ist einige ns !

Messung von t_d vs J liefert damit τ !

Oszillationsfrequenz ⇒ siehe Kleinsignalmodulation

4.) Kleinsignalmodulation

Die Kleinsignalmodulation eines Lasers ist zu einer Schlüsselkennzahl für die Laserperformance geworden. Obwohl diese Signalmodulation selten für tatsächliche Übertragungssysteme verwendet wird liefert sie wichtige Einsichten in die Physik des Lasers und wie das Laserdesign verbessert werden kann.

Bei der Kleinsignalmodulation wird der Laser bei hohen Injektionsströmen dem ein kleines zeitabhängiges Stromsignal überlagert ist, betrieben. Der wichtigste Punkt ist dabei die Transferfunktion (Übertragungsfunktion) zwischen dem Strom und dem Lichtoutput.

Für das Verständnis der Antwort eines Lasers auf ein kleines elektrisches Signal der Kreisfrequenz ω betrachten wir die Ratengleichung sowohl für die Photonen als auch die Ladungsträgerdichten für die Mode m.

$$\frac{dS_m}{dt} = \left[\Gamma \cdot g(n_{2D}, E_m) - \alpha_c\right] \cdot \frac{c}{n_r} \cdot S_m + \beta \cdot R_{sp}(n_{2D})$$

$$\frac{dn_{2D}}{dt} = \frac{J}{e} - \frac{J_{Aug}}{e} - R_{sp}(n_{2D}) - \frac{c}{n_r} \sum_m \Gamma g(n_{2D}, E_m) \cdot S_m$$

In dieser Gleichung wurde ~~explizit~~ der Augerstrom J_a (steht auch für jeden nichtstrahlenden Beitrag) inkludiert. Für erste wird $J_a = 0$ gesetzt.

In der Kleinsignaltheorie legen wir folgendes Stromsignal an

$$J = \bar{J} + \tilde{J} \cdot \exp(i\omega t) = \bar{J} + \Delta J \qquad \text{wobei} \quad \frac{\tilde{J}}{\bar{J}} \ll 1$$

dies verursacht eine Änderung der Ladungsträger- u. Photonendicht

$$n_{2D} = \bar{n}_{2D} + \tilde{n}_{2D} \cdot \exp(i\omega t) = \bar{n}_{2D} + \Delta n_{2D}$$

$$S_m = \bar{S}_m + \tilde{S}_m \cdot \exp(i\omega t) = \bar{S}_m + \Delta \tilde{S}_m$$

weiters nehmen wir an, daß die Verstärkung und die spontane Emissionsrate linearisiert betrachtet werden können (Taylor-Reihe 1. o.dh.)

$$g(\bar{u}_{2D} + \Delta u_{2D}, E_m) \simeq g(\bar{u}_{2D}, E_m) + \frac{\partial g(\bar{u}_{2D}, E_m)}{\partial u_{2D}} \cdot \Delta u_{2D}$$

$$R_{sp}(\bar{u}_{2D} + \Delta u_{2D}) \simeq R_{sp}(\bar{u}_{2D}) + \frac{\partial R_{sp}(\bar{u}_{2D})}{\partial u_{2D}} \cdot \Delta u_{2D}$$

In erster Näherung kann da der Laser meistens bei hohen Strömen betrieben wird angenommen werden, daß die Hauptmode dominiert und daß somit nur eine Mode m betrachtet werden muß.

Einsetzen der Kleinsignalvariation in die Ratengleichung und Beibehaltung von nur den 1. Ordertermen im Kleinsignal liefert

$$\tilde{S} \cdot \left[i\omega - \Gamma \cdot g \cdot \frac{c}{n_r} + \alpha_c \cdot \frac{c}{n_r}\right] = \tilde{u}_{2D} \cdot \left[\Gamma \cdot \frac{\partial g}{\partial u_{2D}} \cdot \frac{c}{n_r} \cdot \bar{S} + \beta \frac{\partial R_{sp}(\bar{u}_{2D})}{\partial u_{2D}}\right]$$

$$\tilde{u}_{2D} \cdot \left[i\omega + \frac{\partial R_{sp}(\bar{u}_{2D})}{\partial u_{2D}} + \frac{c}{n_r} \cdot \Gamma \cdot \frac{\partial g}{\partial u_{2D}} \cdot \bar{S}\right] = \frac{\tilde{J}}{e} - \frac{c}{n_r} \cdot \Gamma \bar{g} \cdot \tilde{S}$$

Eliminieren von $\tilde{u}_{2D}$ liefert den Zusammenhang zwischen dem Photonensignal $\tilde{S}$ und dem Stromsignal $\tilde{J}$

$$\tilde{S} \cdot \left[\Gamma \cdot \frac{c \cdot g(\bar{u}_{2D})}{n_r} + \frac{i \cdot \omega + \gamma}{\xi} \cdot \left\{i\omega - \Gamma \cdot g(\bar{u}_{2D}, E_p) - \alpha_c\right\} \cdot \frac{c}{n_r}\right] = \frac{\tilde{J}}{e}$$

wobei

$$\gamma = \frac{\partial R_{sp}(\bar{u}_{2D})}{\partial u_{2D}} + \frac{\Gamma c}{n_r} \cdot \frac{\partial g(\bar{u}_{2D}, E_p)}{\partial u_{2D}} \cdot \bar{S}$$

$$\xi = \beta \cdot \frac{\partial R_{sp}(\bar{u}_{2D})}{\partial u_{2D}} + \frac{\Gamma c}{n_r} \cdot \frac{\partial g(\bar{u}_{2D}, E_p)}{\partial u_{2D}} \cdot \bar{S}$$

Wir wissen auch, daß für die Photonenlebensdauer τ_{ph}

$$\tau_{ph} = \frac{1}{\Gamma \cdot \frac{c}{n_r} \cdot g(\bar{u}_{2D})} = \frac{n_r}{\alpha_c \cdot c}$$

gilt:

Der laser responce ist durch die Übertragungsfunktion welche $\tilde{S}$ zu $\tilde{J}$ in Beziehung setzt gegeben.

Wir erhalten damit

$$\boxed{\frac{\tilde{S}}{\tilde{J}} = R(\omega) = \frac{\omega_r^2}{(\omega_r^2 - \omega^2) + i\omega\gamma}}$$

wobei:

$$\omega_r^2 = \frac{\beta}{\tau_{ph}} \cdot \frac{\partial R_{sp}(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}} + \frac{c \cdot \Gamma \cdot \bar{S}}{n_r \cdot \tau_{ph}} \cdot \frac{\partial g(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}}$$

Bei hohen Strömen wo stimulierte Emission dominiert, wird die Resonanzfrequenz gegeben durch

$$\boxed{f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{c \cdot \Gamma \cdot \bar{S}}{n_r \cdot \tau_{ph}} \cdot \frac{\partial g(n_{2D})}{\partial n_{2D}}}}$$

Der Term γ ist eine Dämpfungsrate und kann durch f_r und τ_{ph} ausgedrückt werden

$$\gamma = \frac{\partial R_{sp}(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}} + \omega_r^2 \cdot \tau_{ph}$$

Der allgemeine Responce eines lasers ist in Folie (Fig. 15-19) zu sehen. Die Responcefunktion hat eine Signalspitze bei ω_r (oder f_r) und die Größe des Resonanzspitze ist

$$\frac{R(\omega_r)}{R(0)} = \frac{\omega_r}{\gamma}$$

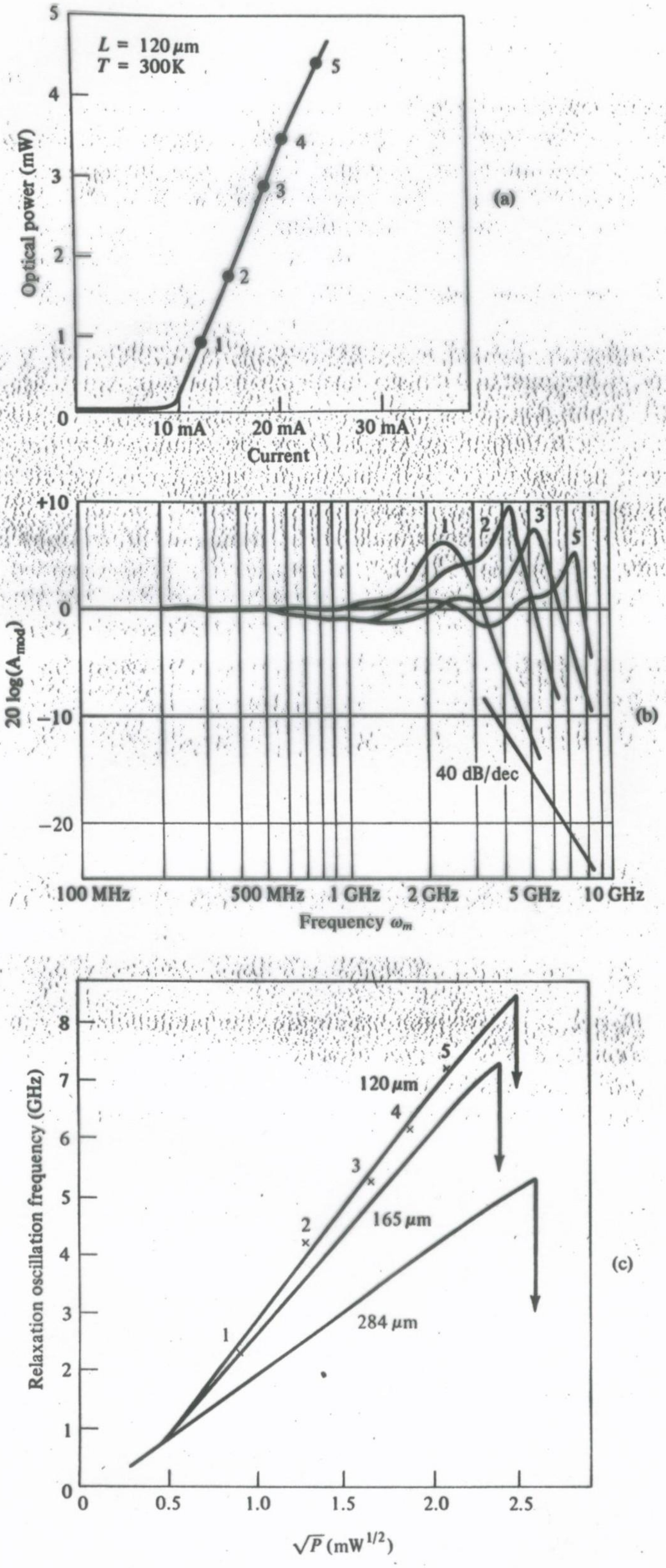


Figure 15-19 (a) *CW* light output power versus current characteristic of a laser of length = 120 μm. (b) Modulation characteristics of this laser at various bias points indicated in the plot. (c) Measured relaxation oscillation resonance frequency of lasers of various cavity lengths as a function of $\sqrt{P}$, where P is the cw output optical power. The points of catastrophic damage are indicated by downward pointing arrows. (After Reference [27].)