

# HL-Laser: Temperaturabhängigkeit

## Betriebstemperatur hat Einfluss auf die Laser-Emission:

### 1. Schwellstrom steigt mit steigender Temperatur

a)  $f_e$  und  $f_h$  verbreitern sich  $\Rightarrow f_e + f_h > 1$  erfordert höhere Ladungsträgerdichte  $\Rightarrow$  höherer Schwellstrom

b) höhere Energie der Ladungsträger und damit höherer Leckstrom

c) höhere Energie der Ladungsträger  $\Rightarrow$  erhöhte Augerrekombination

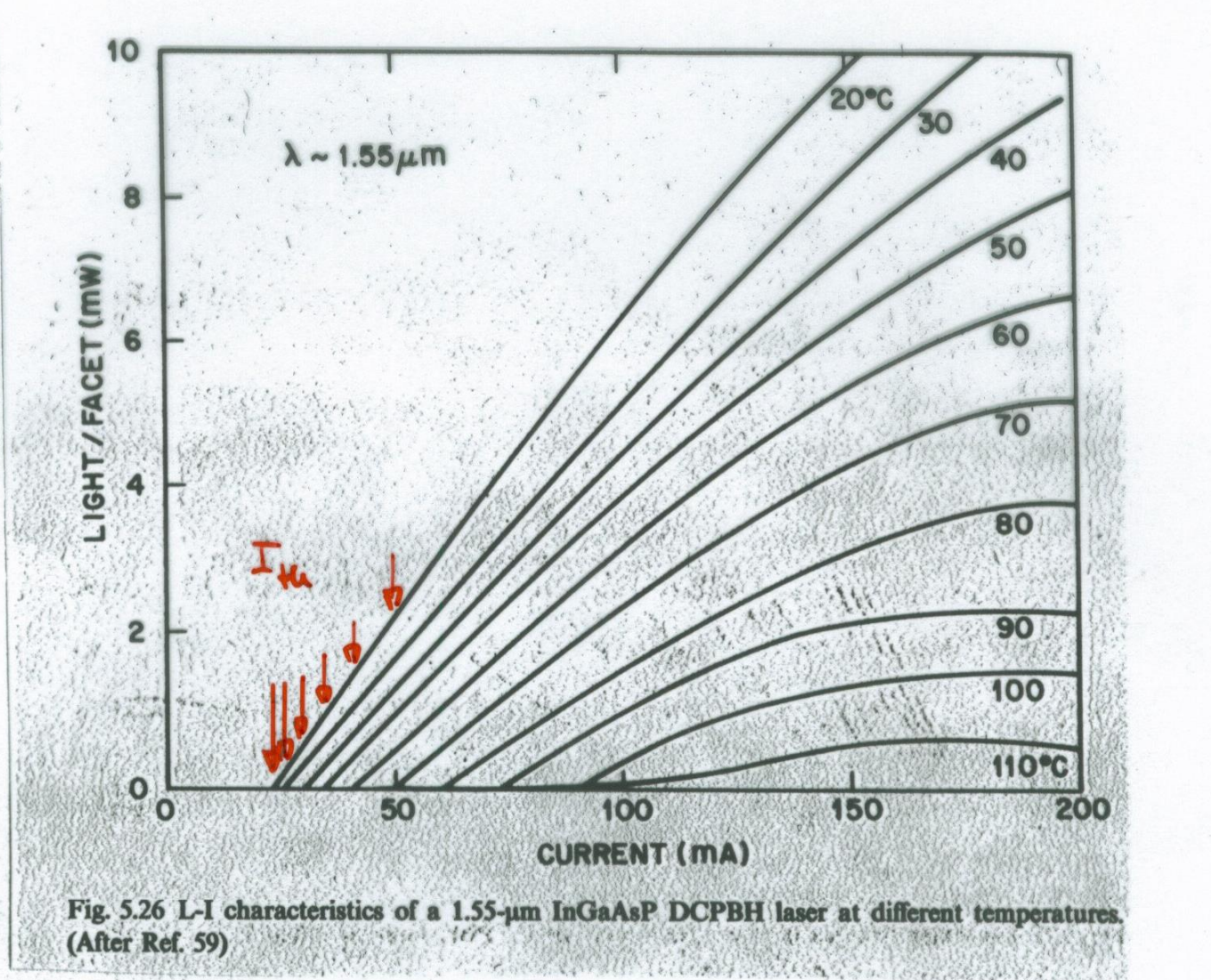
insgesamt ergibt sich empirisch ein exponentieller Anstieg  
 $T_0$  ist die charakteristische Temperatur

$$J_{th} = J_{th}^0 e^{\frac{T}{T_0}}$$

### 2. Intensität sinkt mit steigender Temperatur

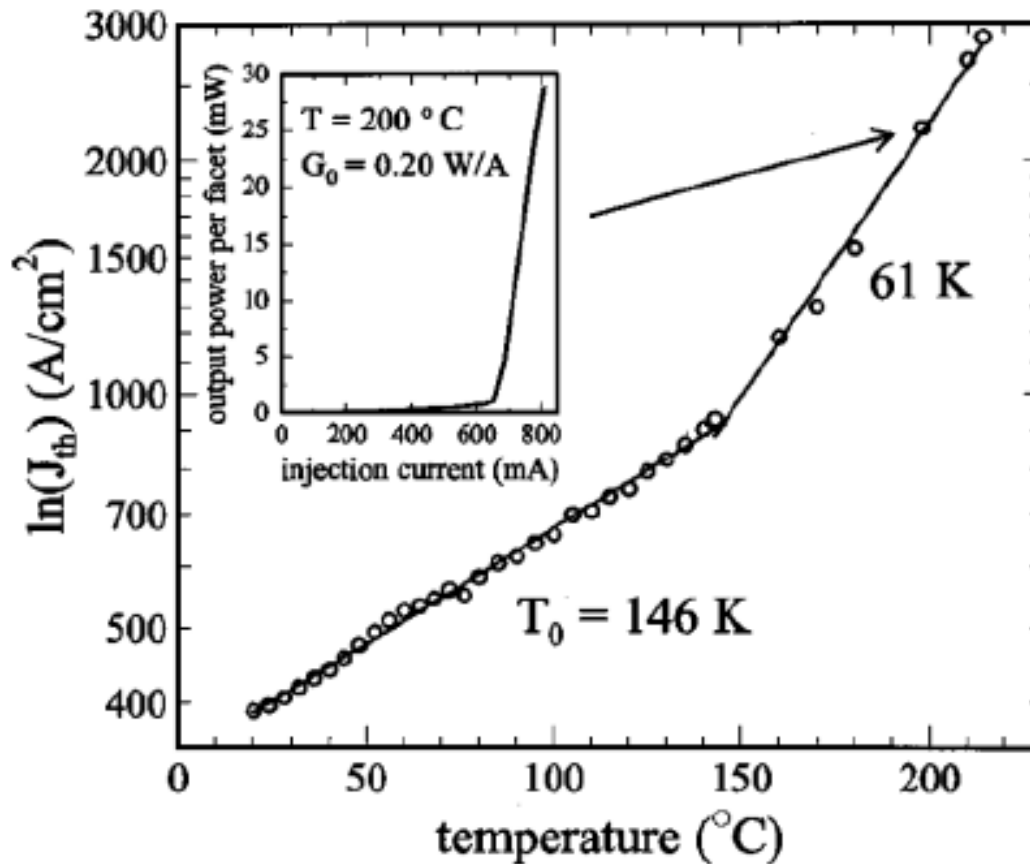
### 3. Emissionswellenlänge verschiebt

# Temperaturabhängigkeit Schwellstromdichte



**DCPBH =double channel planar buried heterostrutruure**

# Temperaturabhängigkeit Schwellstromdichte

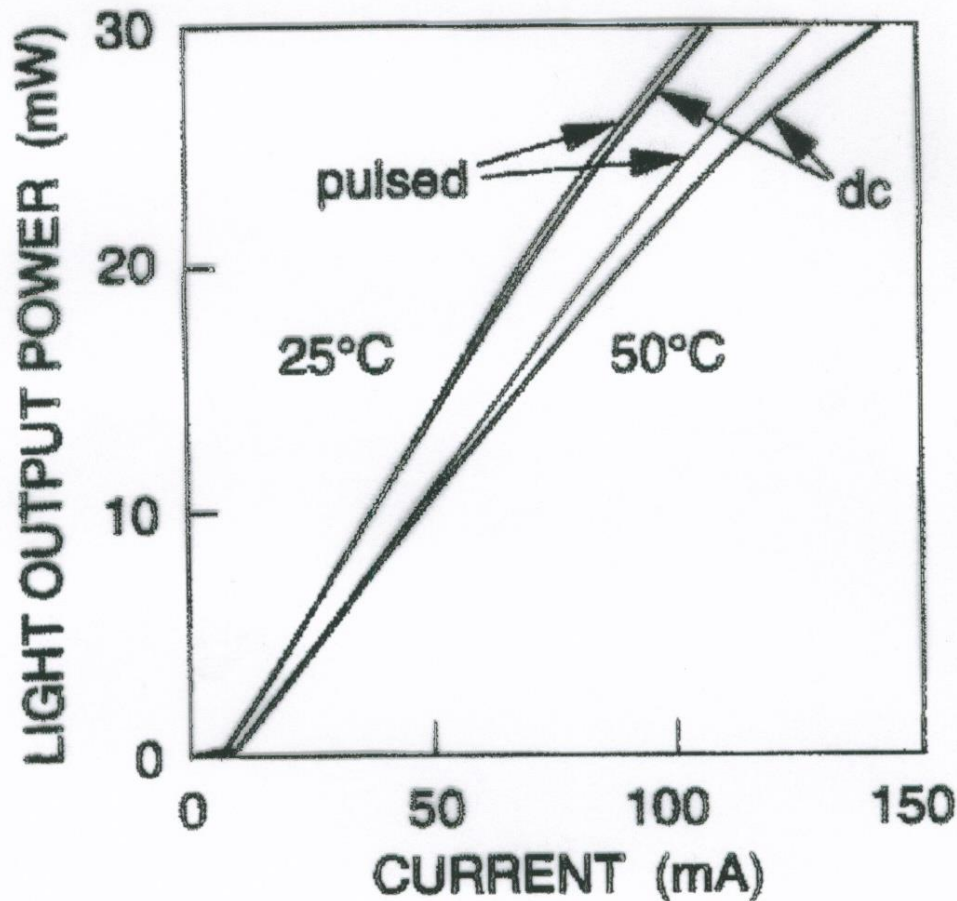


$$J_{th} = J_{th}^0 e^{\frac{T}{T_0}}$$

- Charakteristische Temperatur ist nicht unbedingt konstant
- Dominierender Mechanismus bestimmt  $T_0$  und kann je nach T-Bereich wechseln
- Kleines  $T_0$  gewünscht (geringe Temperaturabhängigkeit)

**Abbildung 1.11.1:** Schwellenstromdichte eines InGaAs/AlGaAs Lasers in Abhängigkeit von der Temperatur. Unterhalb von  $T=150$ °C kann der Verlauf durch ein  $T_0$  von 146 K beschrieben werden, für größere Temperaturen fällt  $T_0$  auf 61 K. Der Inset zeigt die Kennlinie des Lasers bei einer Temperatur von 200° C.

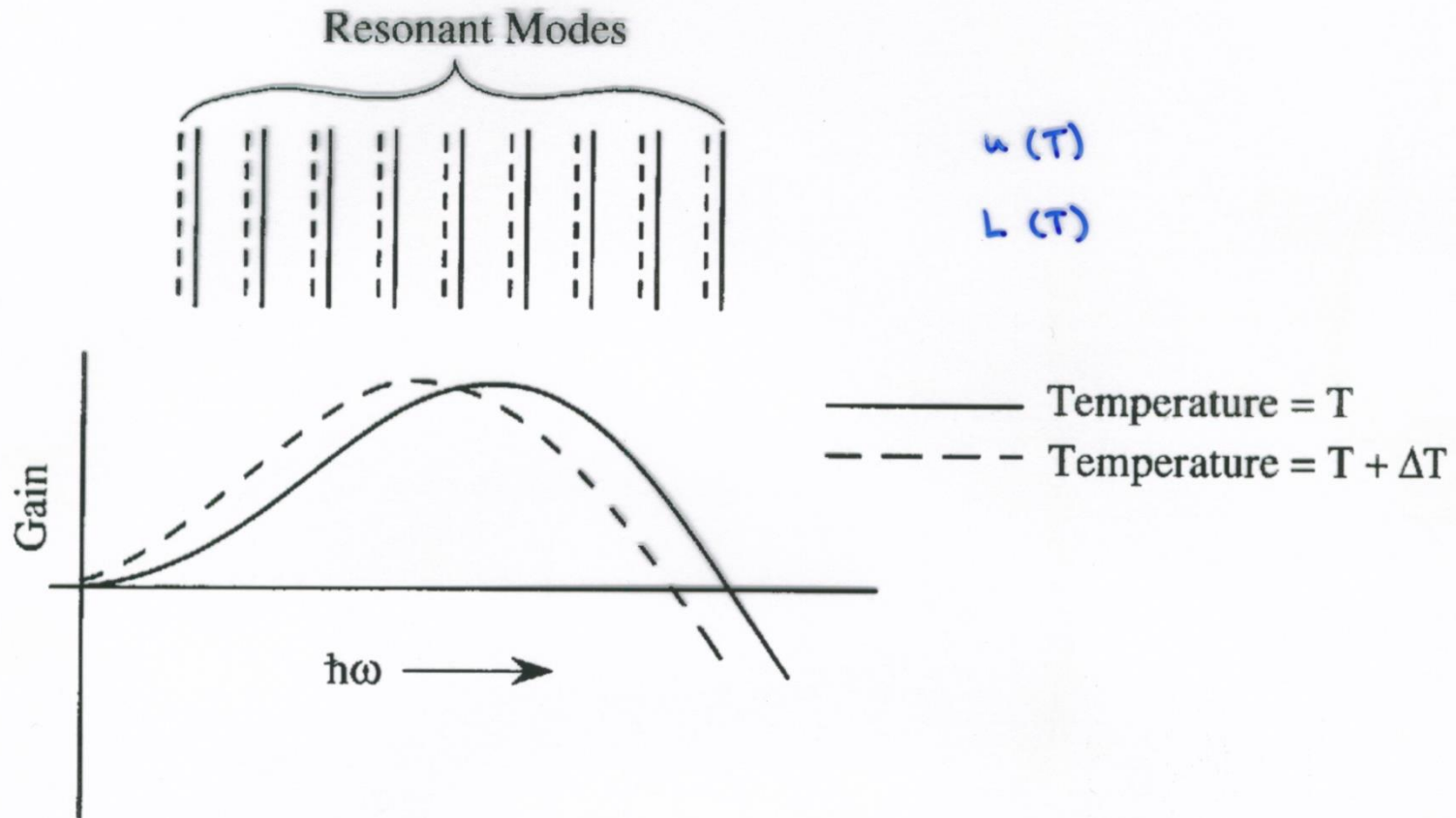
# Temperaturabhängigkeit Intensität



- Für einen gegebenen Strom sinkt die optische Ausgangsleistung
- Mit steigender Temperatur sinkt die interne Quanteneffizienz
- Kleines  $T_0$  bedeutet auch hier geringe Temperaturabhängigkeit

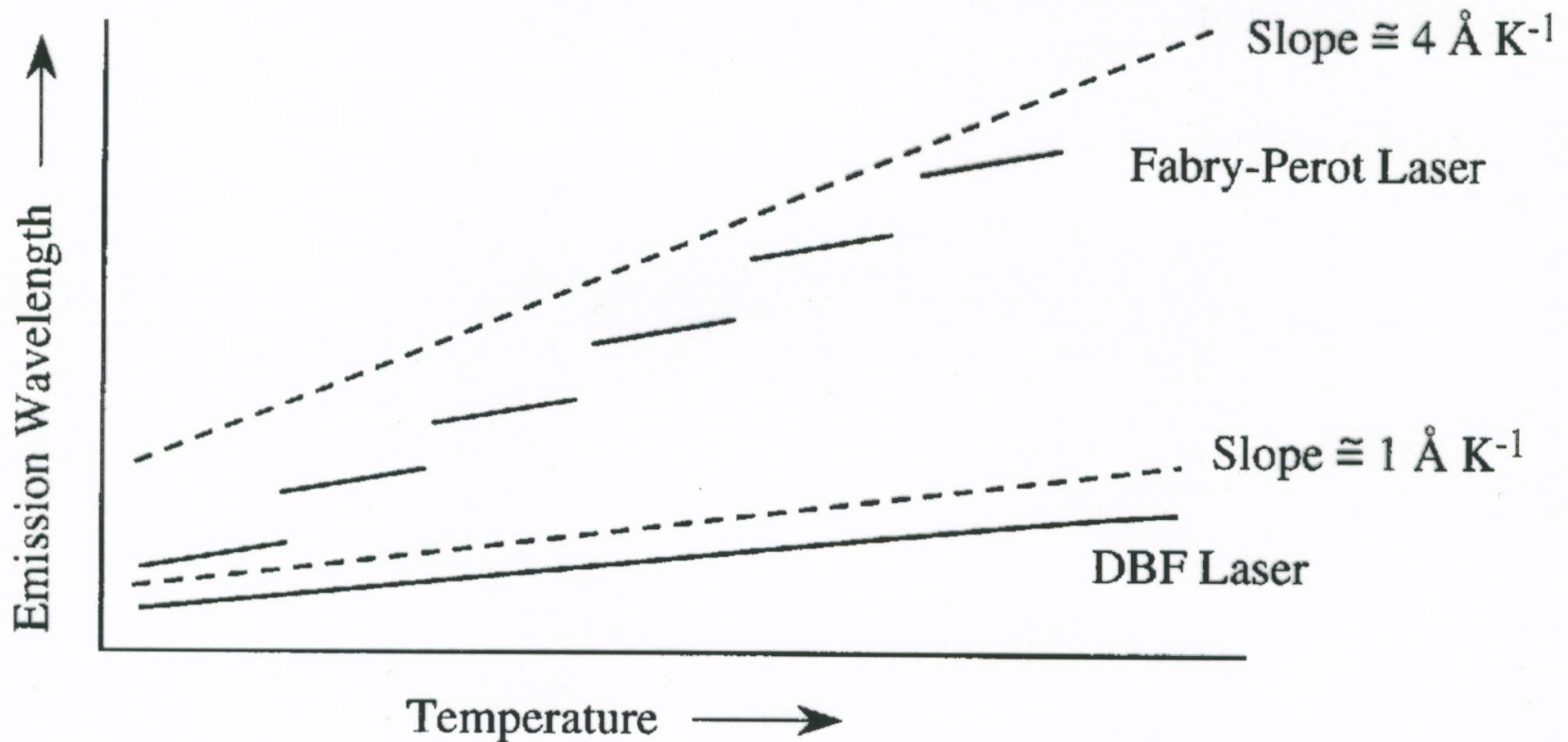


# Temperaturabhängigkeit Emissionswellenlänge



- Position der Moden verschiebt (Längenausdehnung des Resonators nicht relevant, aber Änderung des Brechungsindex)
- Position des Gain-Spektrums verschiebt Bandlücke wird kleiner

# Temperaturabhängigkeit Emissionswellenlänge



- Steigende Temperatur sorgt für eine Rotverschiebung
- Für DFB-Laser nur Verschiebung der Mode durch Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur
- Für FB springt der Laser mit steigendem T zu niederenergetischeren Moden

# Laserdiode: dynamische Eigenschaften

- Bisher nur statische Eigenschaften behandelt ( $I = \text{const.}$  oder langsam variiert)
- Für die Signalübertragung ist es aber wichtig, die Laserintensität zeitlich zu modulieren.
- Für hohe Datenraten ist natürlich eine schnelle Modulation notwendig. Damit ergeben sich zwei Fragen:
  - a) Wie schnell kann ich die Laserintensität bei Groß- und Kleinsignalmodulation ändern? Was begrenzt die Laserresponsezeit?
  - b) Was passiert mit der Linienbreite unter Modulation?

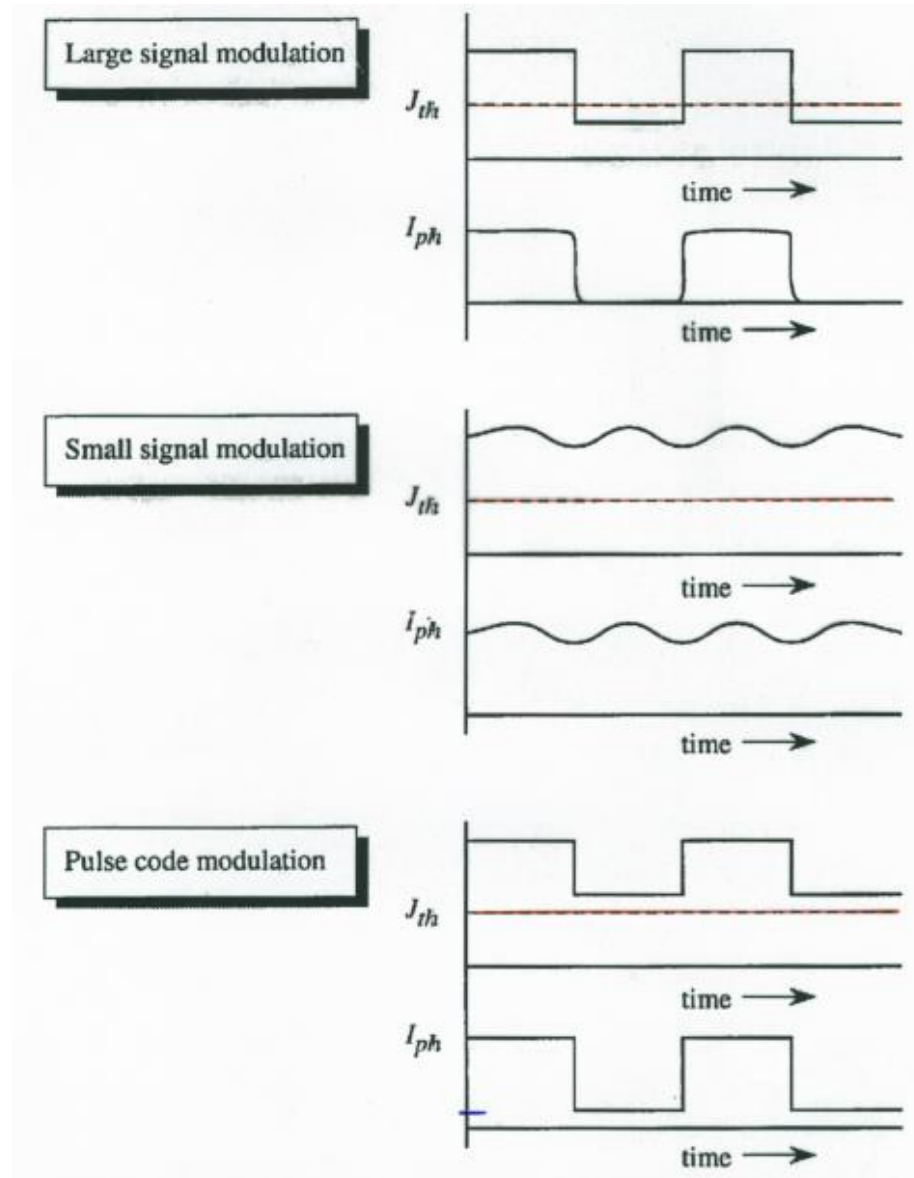
# Modulationsarten für Laserdioden

Es gibt drei grundsätzliche Arten, einen Laser zu modulieren:

- **Großsignalmodulation:**  
Laser wird so beschaltet, dass er tatsächlich aus und eingeschaltet wird (langsam,  $\sim 10$  ns, wie LED)
- **Kleinsignalmodulation:**  
Laser wird oberhalb der Schwelle mit einem kleinen AC-Signal moduliert. Damit sind die höchsten Modulationsfrequenzen realisierbar (bis 50 GHz). Liefert Informationen über die fundamentalen Grenzen des Lasers.
- **Pulse Code Modulation (PCM):**  
Digitale Pulsfolge, bei der der Laser immer oberhalb der Schwelle bleibt. D. h. auch im „Low“-Zustand wird Licht emittiert.

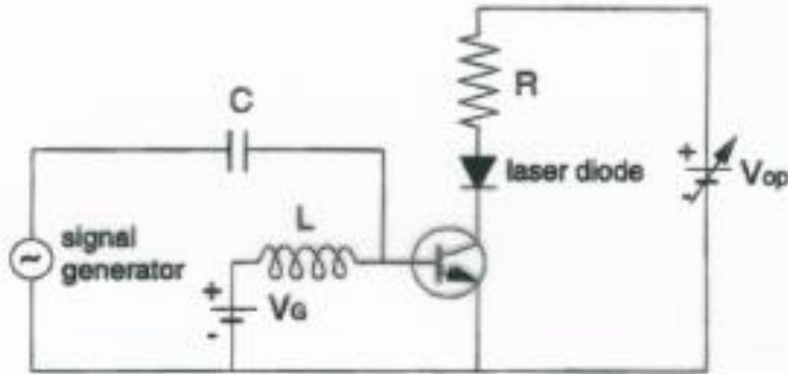


# Modulationsarten für Laserdioden

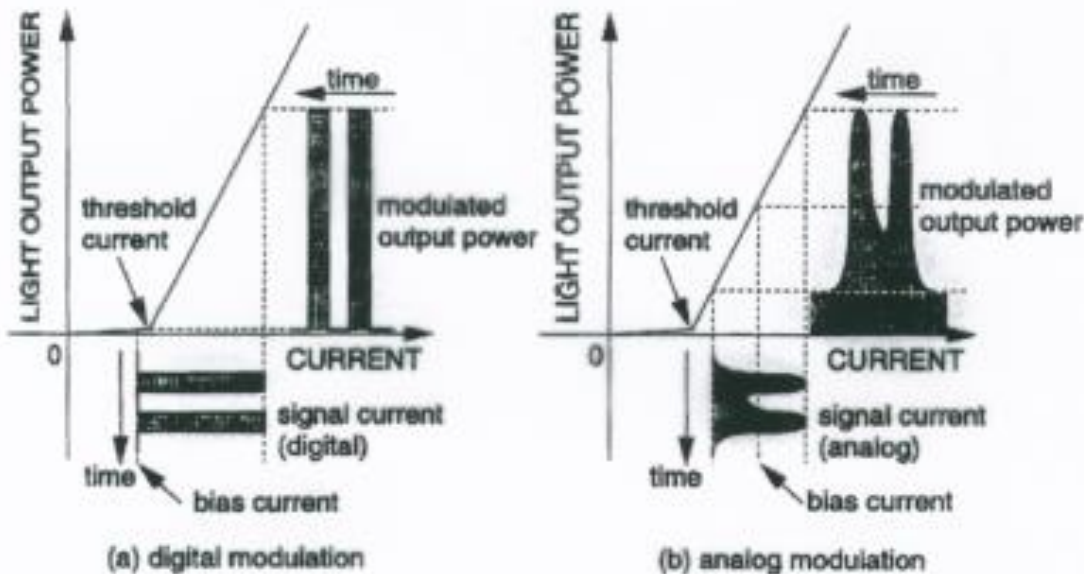


- Modulation des Stroms durch den Laser resultiert in einer Modulation des Photonenstroms
- Das geht nicht zu beliebig hohen Frequenzen!
- Signalform wird eventuell verzerrt

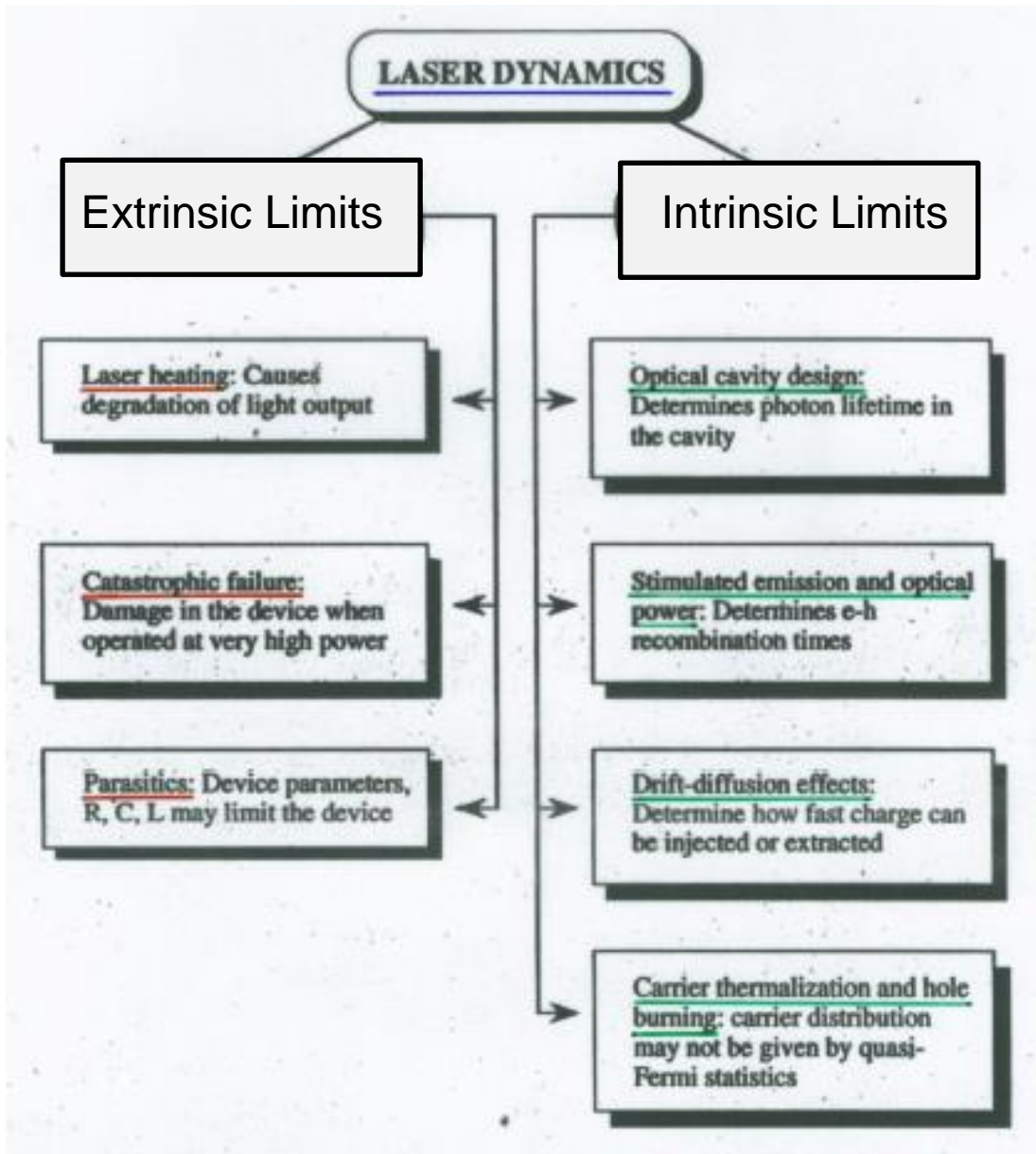
# Laserdioden: Modulation



- Modulation des Stroms durch geeignete Beschaltung
- Digitale oder analoge Modulation möglich
- Lineare Strom-Intensitätskennlinie ermöglicht im analogen Fall im Prinzip eine unverzerrte Signalwiedergabe



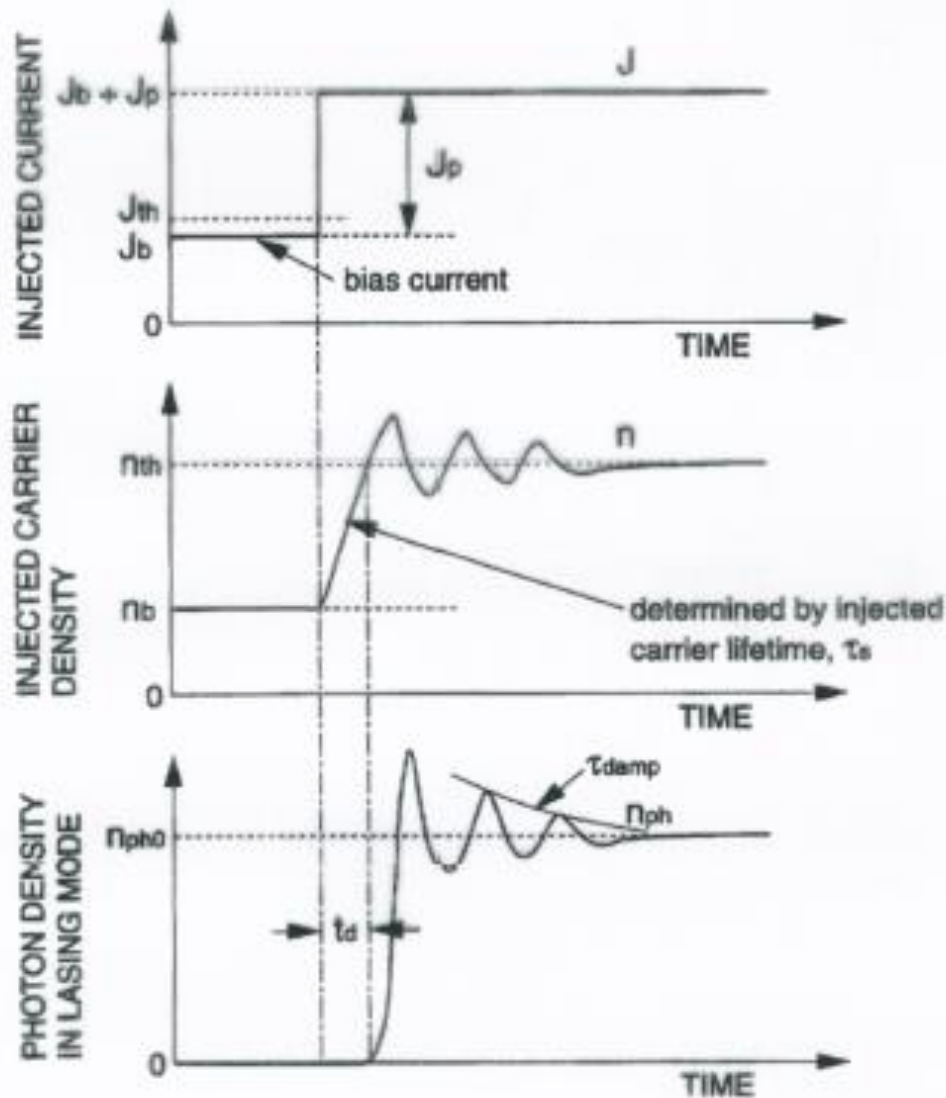
# Grenzen für die Laserdynamik



# Großsignalmodulation/Einschalten eines Lasers

- Anlegen eines rechteckigen Strompulses, vor dem Puls ist die Ladungsträgerdichte im aktiven Bereich so gut wie Null
- Einschalten des Stroms => Ladungsträgerdichte erhöht sich => Gain steigt
- Solange der Gain kleiner als die Resonatorverluste ist, werden nur sehr wenig Photonen aus dem Laser emittiert => für eine Zeit  $t_d$  (delay time) werden keine Photonen aus dem Bauelement emittiert
- Erreicht die Ladungsträgerdichte  $n_{th}$ , so beginnt die stimulierte Emission
- Die Ladungsträgerdichte steigt jedoch über  $n_{th}$  hinaus an. Die daraus resultierende hohe Photonendichte führt zu einer Reduktion von  $n$ .
- Nach dem Einschalten gibt es Oszillationen in der Ladungsträgerdichte und dem Photonenstrom

# Großsignal- modulation/ Einschalten eines Lasers



- Wovon hängt  $t_d$  und  $\tau_{damp}$  ab?
- Wie groß ist die Oszillationsfrequenz?

# Großsignalmodulation/Einschalten: Ratengleichung

Die Veränderung der Dichte in der aktiven Schicht wird durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

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

mit  $\tau$  = gesamte Rekombinationszeit durch alle Kanäle

- Wenn der Strom von  $J = 0$  auf  $J$  verändert wird, kann die stimulierte Emission vernachlässigt werden, solange  $n < n_{th}$ ; dann kann die Gleichung von der Startdichte  $n_{2D}(i)$  bis zur Enddichte  $n_{2D}(f)$  integriert werden:

$$t_f = \tau \ln \frac{J - \frac{en_{2D}(i)}{\tau}}{J - \frac{en_{2D}(f)}{\tau}}$$

mit  $t_f$  = Zeit bis zum Erreichen von  $n_{2D}(f)$



# Großsignalmodulation/Einschalten: Ratengleichung

$$t_f = \tau \ln \frac{J - \frac{en_{2D}(i)}{\tau}}{J - \frac{en_{2D}(f)}{\tau}}$$

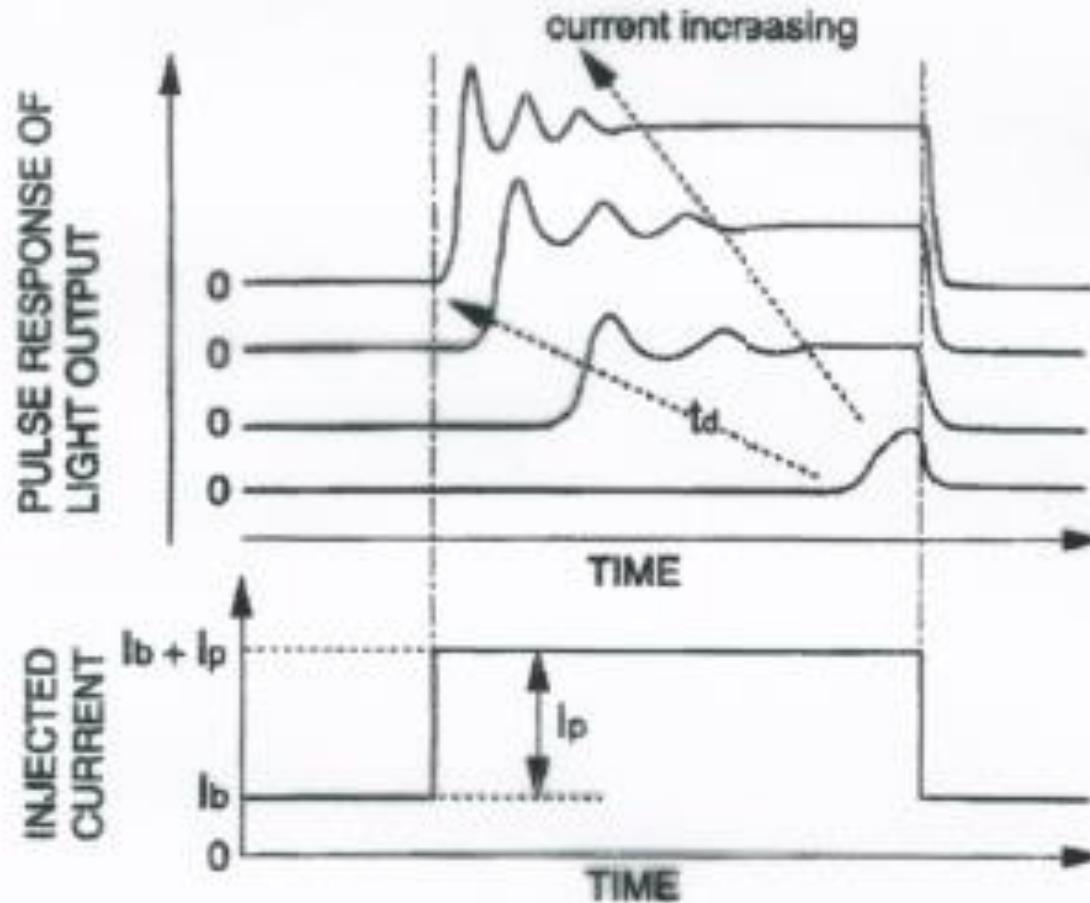
Die Photonenemission setzt ein, wenn gilt  $n_{2D}(f) = n_{th}$

Wenn man noch  $n_{2D}(i) = 0$  annimmt, ergibt sich für  $t_{f,th}$

$$t_d = \tau \ln \frac{J}{J - \frac{en_{th}}{\tau}} = \tau \ln \frac{J}{J - J_{th}}$$

- $t_d$  liegt in der etwa bei  $\tau$
- Wenn nichtstrahlende Prozesse zu vernachlässigen sind, ist  $\tau = \tau_r$
- $t_d$  sinkt mit steigendem  $J$  ( $0,1 \tau$  für  $J=10J_{th}$ )
- bis richtig Licht aus dem Laser kommt vergeht zusätzlich noch einmal Zeit ( $\sim \tau$ )

# Großsignalmodulation/Einschalten: Verzögerung



$$t_d = \tau \ln \frac{J}{J - J_{th}}$$

- nur knapp die Schwelle zu überschreiten sorgt für sehr langes  $t_d$

# Kleinsignalmodulation

- Schlüsselkennzahl für die Laserperformance (obwohl bei der Datenübertragung so nicht eingesetzt)
- Liefert wichtige Einsichten in die Physik des Lasers und wie das Design optimiert werden kann
- Es wird einem hohen Injektionsstrom ein kleines sinusförmiges zeitabhängiges Stromsignal überlagert

$$J = \bar{J} + \tilde{J}e^{i\omega t}$$

- Dies verursacht folgende Änderungen in der Ladungsträgerdichte und der Photonendichte

$$n_{2D} = \bar{n}_{2D} + \tilde{n}_{2D}e^{i\omega t} = \bar{n}_{2D} + \Delta n_{2D}$$

$$S_m = \bar{S}_m + \tilde{S}_m e^{i\omega t} = \bar{S}_m + \Delta S_m$$

# Kleinsignalmodulation

- Beschreibung durch die gekoppelten Differentialgleichungen für Photonenzahl und die Ladungsträgerdichte

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

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

- Der nichtstrahlende Anteil am Strom  $J$  soll zunächst vernachlässigt werden
- Weiter gehen wir davon aus, dass Gain und spontane Emissionsrate linearisiert betrachtet werden können (Taylor-Reihe, 1. Ordnung)

$$g(\bar{n}_{2D} + \Delta n_{2D}, E_m) \cong g(\bar{n}_{2D}, E_m) + \frac{\partial g(\bar{n}_{2D}, E_m)}{\partial n_{2D}} \Delta n_{2D}$$

$$R_{sp}(\bar{n}_{2D} + \Delta n_{2D}) \cong R_{sp}(\bar{n}_{2D}) + \frac{\partial R_{sp}(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}} \Delta n_{2D}$$

# Kleinsignalmodulation

- Einsetzen in die gekoppelten Differentialgleichungen und nur behalten von Termen in 1. Ordnung von  $\Delta n$  und  $\Delta S$  (nur eine Mode betrachtet, Laser wird bei hohen Strömen betrieben)

$$\tilde{S}(i\omega - \Gamma g \frac{c}{n_r} + \alpha_c \frac{c}{n_r}) = \tilde{n}_{2D} (\Gamma \frac{\partial g}{\partial n_{2D}} \frac{c}{n_r} \bar{S} + \beta \frac{\partial R_{sp}(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}})$$

$$\tilde{n}_{2D} (i\omega + \frac{\partial R_{sp}(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}}) + \Gamma \frac{\partial g}{\partial n_{2D}} \frac{c}{n_r} \bar{S} = \frac{\tilde{J}}{e} - \Gamma g \frac{c}{n_r} \tilde{S}$$

- Eliminieren von  $n$  führt auf

$$\tilde{S} (\Gamma \frac{g(\bar{n}_{2D})c}{n_r} + \frac{i\omega\gamma}{\xi} \{i\omega - \Gamma g(\bar{n}_{2D}) - \alpha_c\}) \frac{c}{n_r} = \frac{\tilde{J}}{e}$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{\partial R_{sp}(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}} + \Gamma \frac{c}{n_r} \frac{\partial g(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}} \bar{S}$$

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

# Kleinsignalmodulation

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

Unter Verwendung der Photonenlebensdauer im Resonator

$$\tau_{Ph} = \frac{1}{\Gamma \frac{c}{n_r} g(\bar{n}_{2D})} = \frac{n_r}{\alpha_c c}$$

lässt sich die **Übertragungsfunktion** wie folgt schreiben:

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

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



# Kleinsignalmodulation: Resonanzfrequenz

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

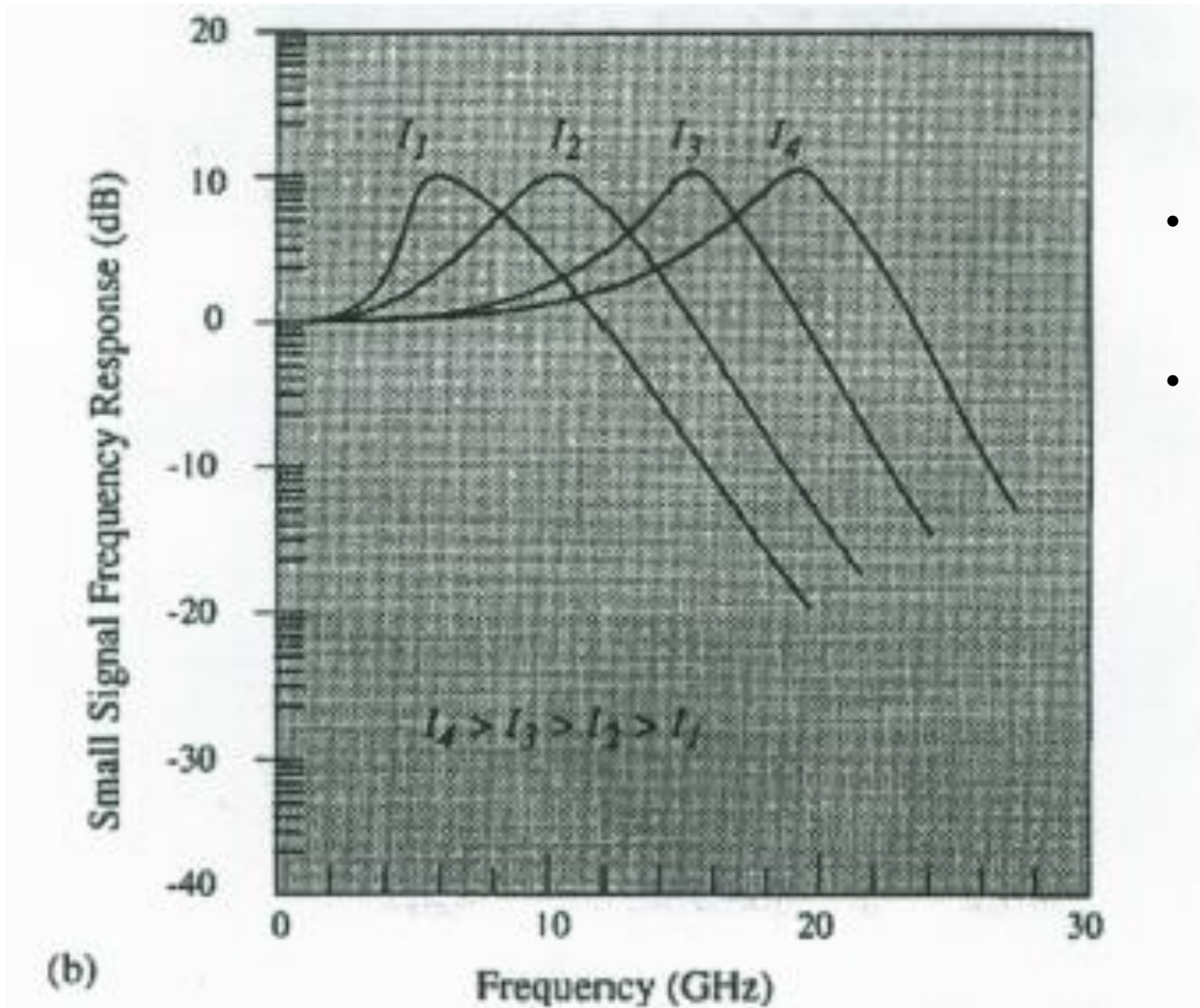
Wenn der Laser mit hohen Strömen betrieben wird, kann man  $R_{sp}$  vernachlässigen (stimulierte Emission dominiert). Dann ergibt sich für die Resonanzfrequenz

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

Die Dämpfungsrate  $\gamma$  in der Übertragungsfunktion kann wie folgt geschrieben werden:

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

# Kleinsignalmodulation: Übertragungsfunktion



- Je höher der Strom, desto höher die Resonanzfrequenz
- Auch der 3 dB Punkt verschiebt sich für höhere Ströme zu höheren Frequenzen

# Kleinsignalmodulation: Diskussion Resonanzfrequenz

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

- Hohe mittlere Photonenzahl gibt hohe Resonanzfrequenz
  - $S \sim J - J_{th}$
  - je höher der mittlere Strom desto größer die Resonanzfrequenz
  - hoher Strom kann Bauelement schädigen, also nicht beliebig erhöhbar
  - Absenken des Schwellstroms führt auch zu Erhöhung der Resonanzfrequenz
- Nichtstrahlender Strom reduziert die Bauelementleistung auf zwei Arten:
  - Bei gleichem Gesamtstrom ist die Photonendichte kleiner => Resonanzfrequenz sinkt
  - Dämpfung  $\gamma$  nimmt zu

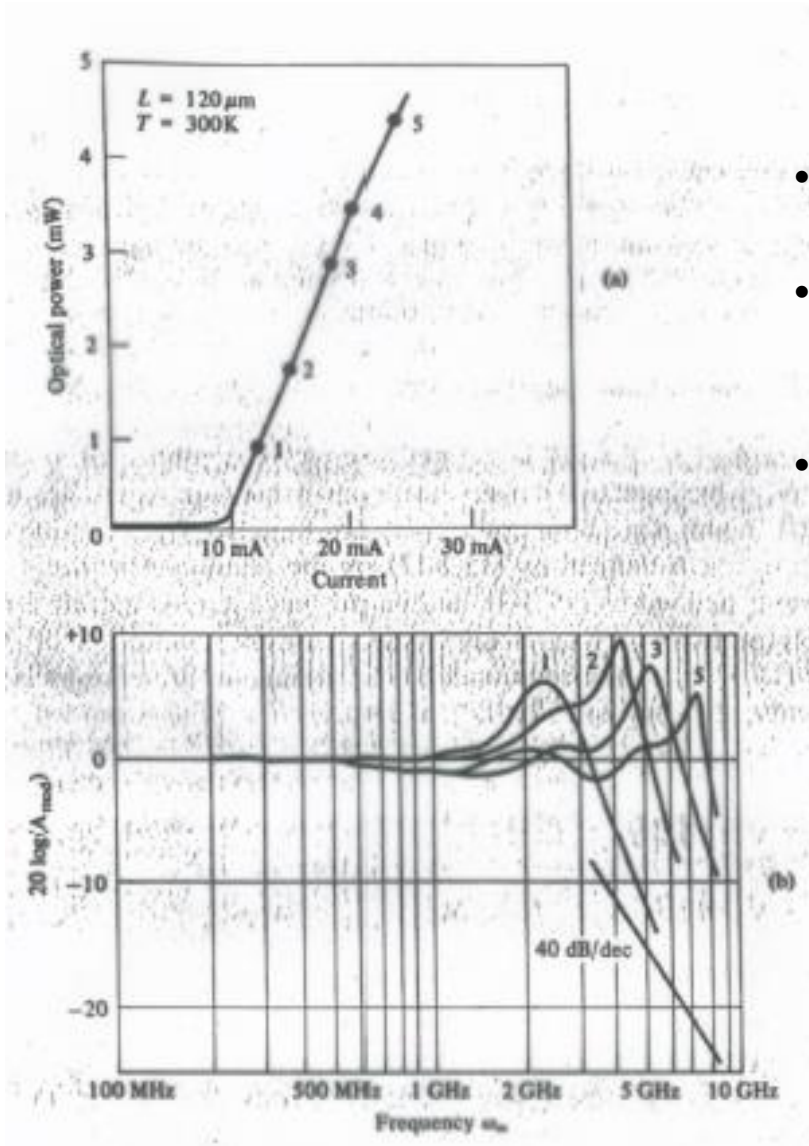
$$\gamma_{gesamt} = \gamma_{strahlend} + \frac{1}{e} \frac{\partial J(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}}$$

# Resonanzfrequenz: Stromabhängigkeit

- Je höher der Strom, desto höher die Resonanzfrequenz
- Theoretisch sollte gelten

$$f_r \sim \sqrt{S} \sim \sqrt{J - J_{th}}$$

- Passt auch bei Vergleich mit den Graphen ganz gut



# Kleinsignalmodulation: Resonanzfrequenz Diskussion

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

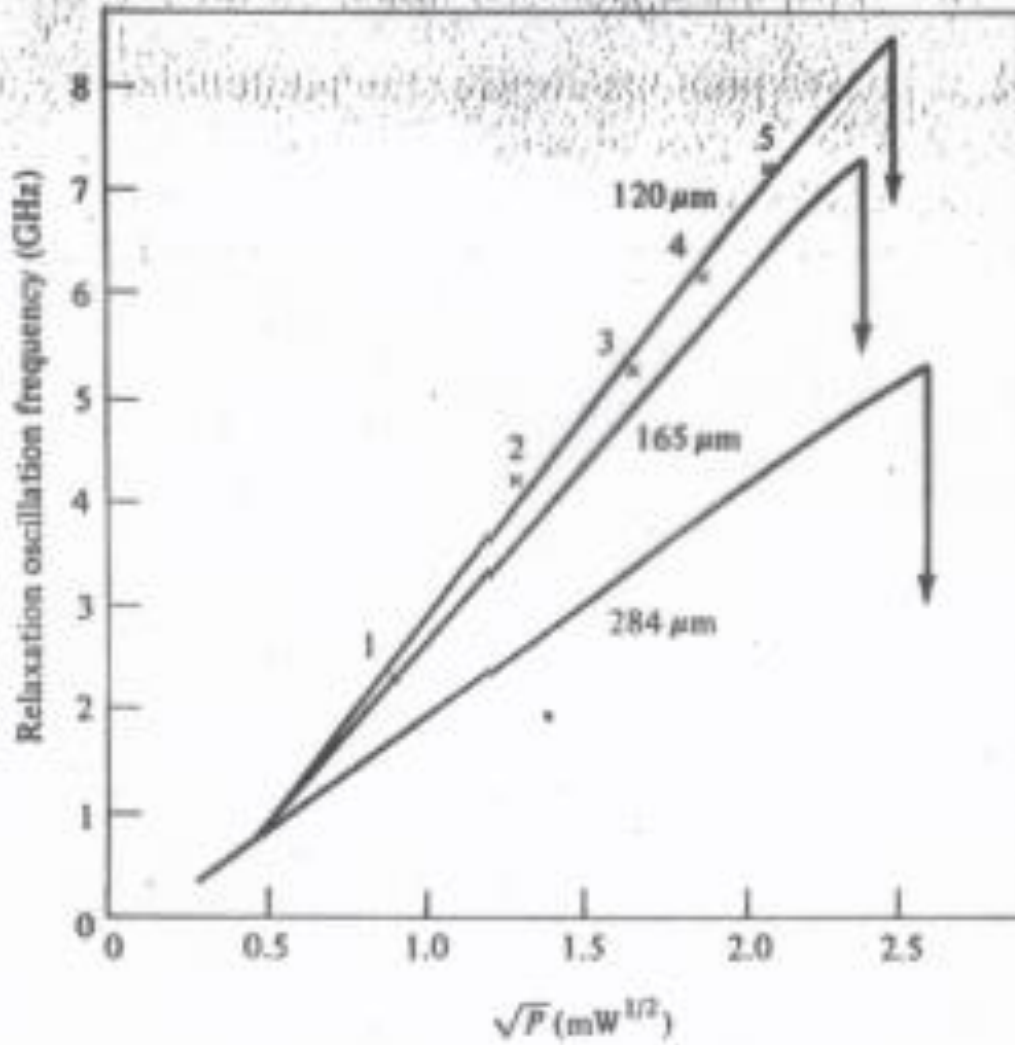
- Kleine Photonenlebensdauer im Resonator gibt hohe Resonanzfrequenz
  - kurze Laser!!
  - allerdings steigt dann  $g_{th}$ , da ja die Resonatorverluste ausgeglichen werden müssen
  - Damit steigt der Schwellstrom => kontraproduktiv
  - gibt optimale Resonatorlänge (für QW-Laser im Bereich von 100  $\mu\text{m}$ )

- Großer differentieller Gain erlaubt hohe Resonanzfrequenz

$$\frac{\partial g(\bar{n}_{2D})}{\partial n_{2D}} = \text{"differentieller Gain"}$$

- QW bzw. verspannte QW-Strukturen haben eine höheren diff. Gain (Zustandsdichte)
- Durch die schmalere Zustandsdichte ändert sich der Gain bei Erhöhung von  $n$  stärker, da nicht so viel Ladungsträger bei Energien landen die nicht zum Gain der Hauptmode beitragen

# Kleinsignalmodulation: Resonanzfrequenz Diskussion



- Gerechnete Resonanzfrequenz als Funktion der optischen Ausgangsleistung
  - Je kürzer der Laser je besser
  - Kurven brechen ab, wenn das Bauelement geschädigt wird
- (c)
- QW-Laser arbeiten heute standardmäßig bei etwa 40 GHz
  - Resonanzfrequenz ist auch die Frequenz mit der die Oszillationen nach dem Einschalten schwingen



# Linienbreite Laseroutput

- Datenübertragung eine ganz wichtige Anwendung, insbesondere für modulierte Signale
- Fenster für Übertragung durch eine Glasfaser bei  $1,55 \mu\text{m}$   $\sim 30 \text{ nm}$  => kleine Wellenlängen für Multiplexing
- Kohärente Detektionsschemata erfordern noch deutlich schmalere Linienbreiten
- Verschiedene Faktoren beeinflussen die Linienbreite
  - statisch oder moduliert ist sicherlich ein Unterschied

# Linienbreite Laseroutput

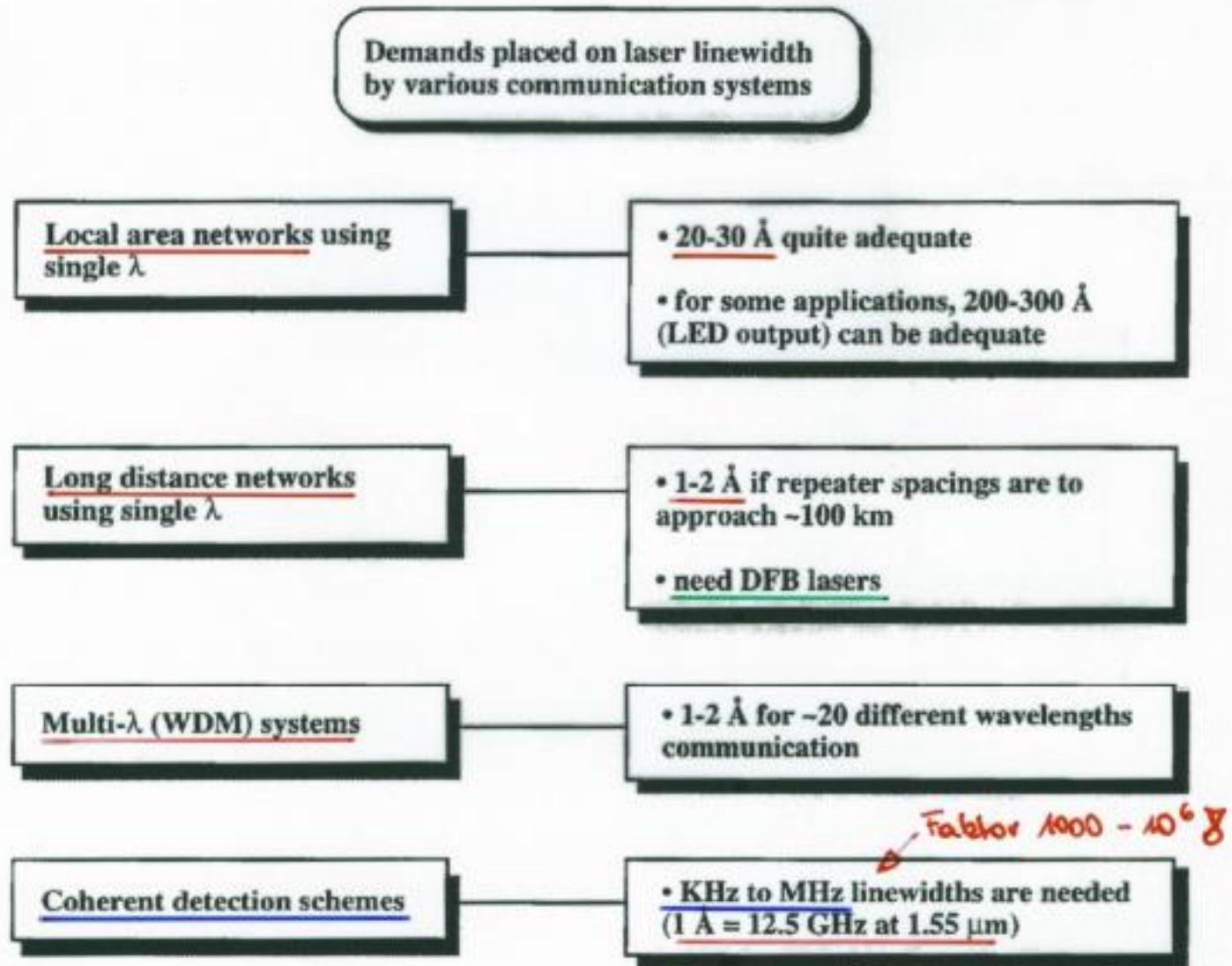


Figure 11.15: Important linewidth requirements for various optical communication schemes.

# Linienbreite Laseroutput

## Factors controlling the spectral output of a laser

Quality of the cavity  
—Fabry-Perot, DFB, SEL...

- How many modes are present in the output
- Envelope of the output

Electronic properties of the active region—quantum well, quantum wire...

- How does the refractive index (real and imaginary) change with  $e$ - $h$  number—effect of spontaneous recombination

Modulation scheme employed—large signal switching, small signal switching, pulse switching

- Envelope function of the output may broaden because of the participation of multiple modes

Figure 11.16: A list of important factors controlling the linewidth of semiconductor laser output.

# Linienbreite: Einfluss Resonator

- Welche Breite hat ein einzelner Mode (DFB-Laser oder FB-Laser)? D. h. wenn man einen Monomode Laser hat
- Die Breite der Absorption einer Mode, also den Frequenzfenster in dem die Mode laufen kann, wird durch die Heisenbergsche Unschärferelation bestimmt:

$$\Delta\omega \approx \frac{1}{\tau_{ph}} \approx \frac{c |\ln R|}{Ln_r}$$

- Für typische Laserresonatoren liegt die Resonanz im THz-Bereich
- Bei 1,55  $\mu\text{m}$  entspricht 1 THz  $\sim$  8 nm
- Die Absorptionsbreite sorgt nicht für eine kleine Linienbreite
- Es müssen zusätzliche Prozesse eine Rolle spielen

# Linienbreite: spontane Emission und $\alpha_{\text{enh}}$

- Die spontane Emission hat keine Phasenbeziehung zu den Photonen die über stimulierte Emission abgegeben werden
- Durch die fehlende Kopplung an die Energie der „Leitphotonen“ scheint intuitiv klar zu sein, dass die spontane Emission eine wichtige Ursache für die Linienbreite sein kann
  
- Die Ladungsträgerinjektion in die aktive Zone beeinflusst sowohl den Real- wie auch den Imaginärteil des Brechungsindex
- Der Imaginärteil ist mit dem Gain verknüpft
- Der Realteil mit der Position der Mode => wenn sich dieser verändert, ändert sich die Position der Mode
- Zufällige Schwankungen in der Ladungsträgerdichte führen zu einer Verbreiterung der Emission

# Linienbreite: $\alpha_{enh}$

- Die Änderung des Realteils des Brechungsindex ist mit der Änderung im Gain wie folgt verknüpft

$$\Delta g = -\frac{2\omega}{c} \Delta n_r''$$

- Der Imaginärteil ergibt sich über die Kramers-Kronig-Beziehung
- Man definiert den Linienbreitevergrößerungsfaktor (linewidth enhancement factor)

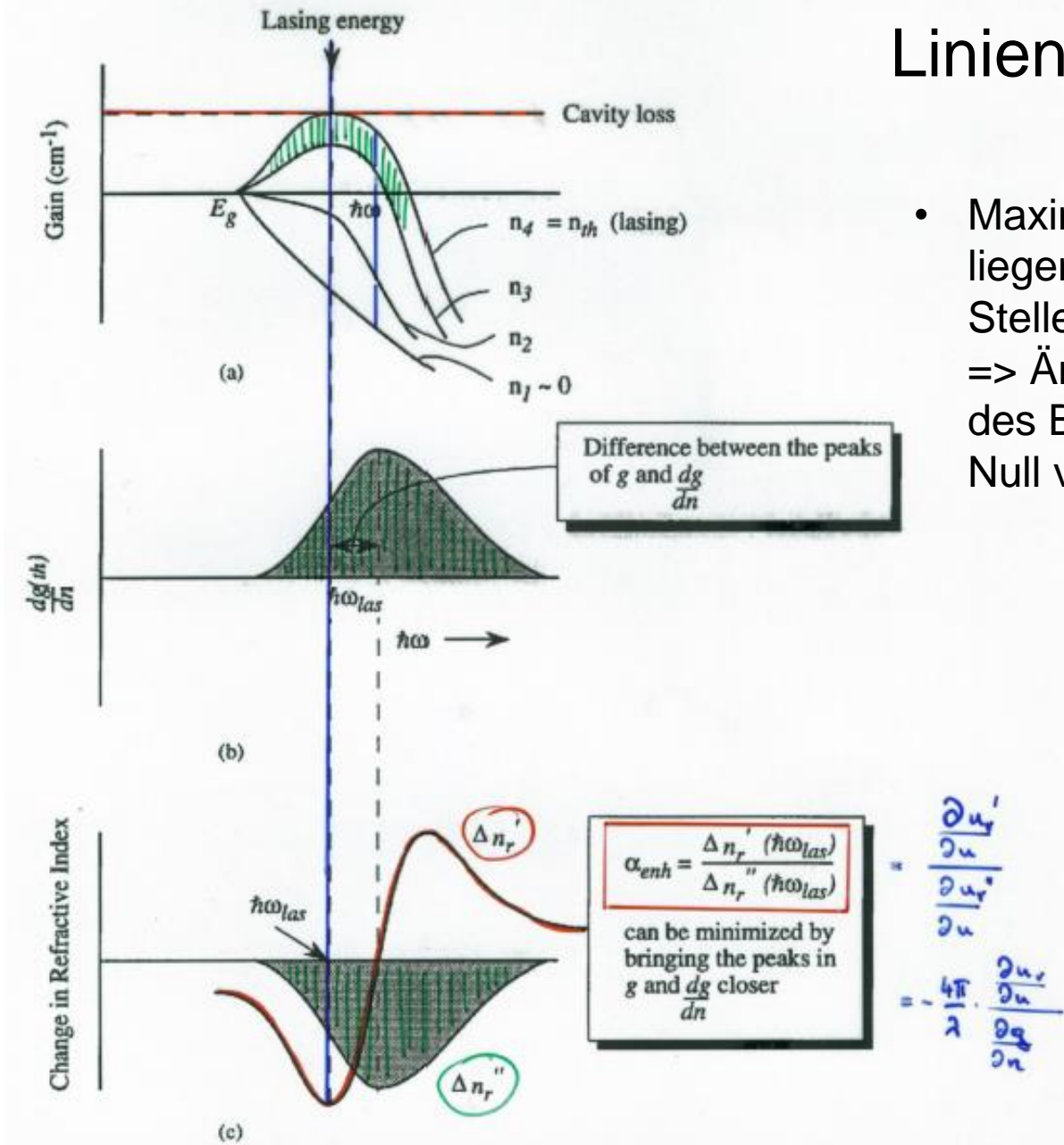
$$\alpha_{enh} = \frac{\Delta n_r'(\hbar\omega_{Las})}{\Delta n_r''(\hbar\omega_{Las})} = \frac{dn_r'/dn}{dn_r''/dn} = -\frac{4\pi}{\lambda_{Las}} \frac{dn_r'/dn}{dg/dn}$$

mit  $n =$  Ladungsträgerdichte

für kleines  $\alpha_{enh}$  braucht man maximales  $dg/dn$



# Linienbreite: $\alpha_{enh}$



- Maximum von  $g$  und  $dg/dn$  liegen nicht an der gleichen Stelle  
 $\Rightarrow$  Änderung im Imaginärteil des Brechungsindex ist von Null verschieden

# Linienbreite: Spontane Emission

- Die spontane Emission addiert willkürlich ein Photon zur stimulierten Emission und ändert damit die Phase. Berücksichtigung dieser Tatsache in den Bilanzgleichungen führt auf folgenden Ausdruck für die Linienbreite:

$$\Delta f = \frac{(1 + \alpha_{enh}^2)}{4\pi S} \beta R_{spon}$$

- Für die Ausgangsleistung des Lasers gilt:  $P_0 = \frac{1}{2} S \hbar \omega c_r \alpha_m$

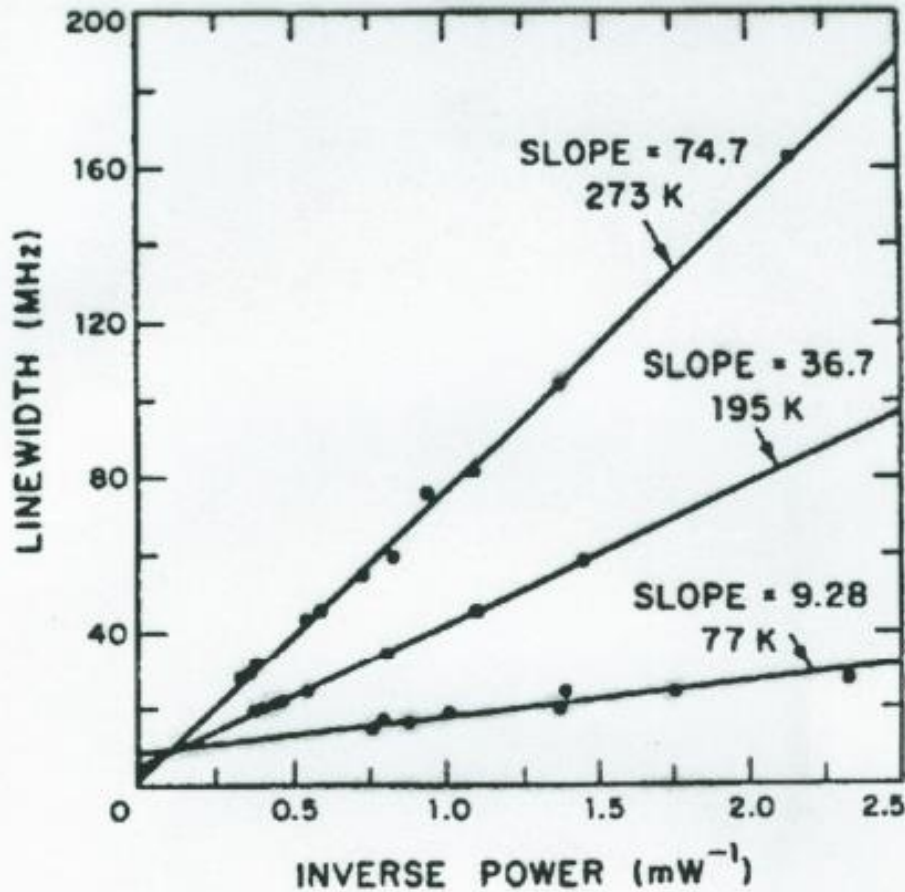
mit  $c_r = \frac{c}{n_r}$  (Ausbreitungsgeschwindigkeit im Resonator)

und  $\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$  (Spiegelverluste)

- Damit lässt sich die Linienbreite wie folgt schreiben:

$$\Delta f = \hbar \omega \frac{c}{n_r} \frac{\ln R}{L} \frac{1}{8\pi} \frac{\beta R_{spon}}{P_0} (1 + \alpha_{enh}^2) \sim \frac{1}{P_0}$$

# Linienbreite: Single Mode Laser

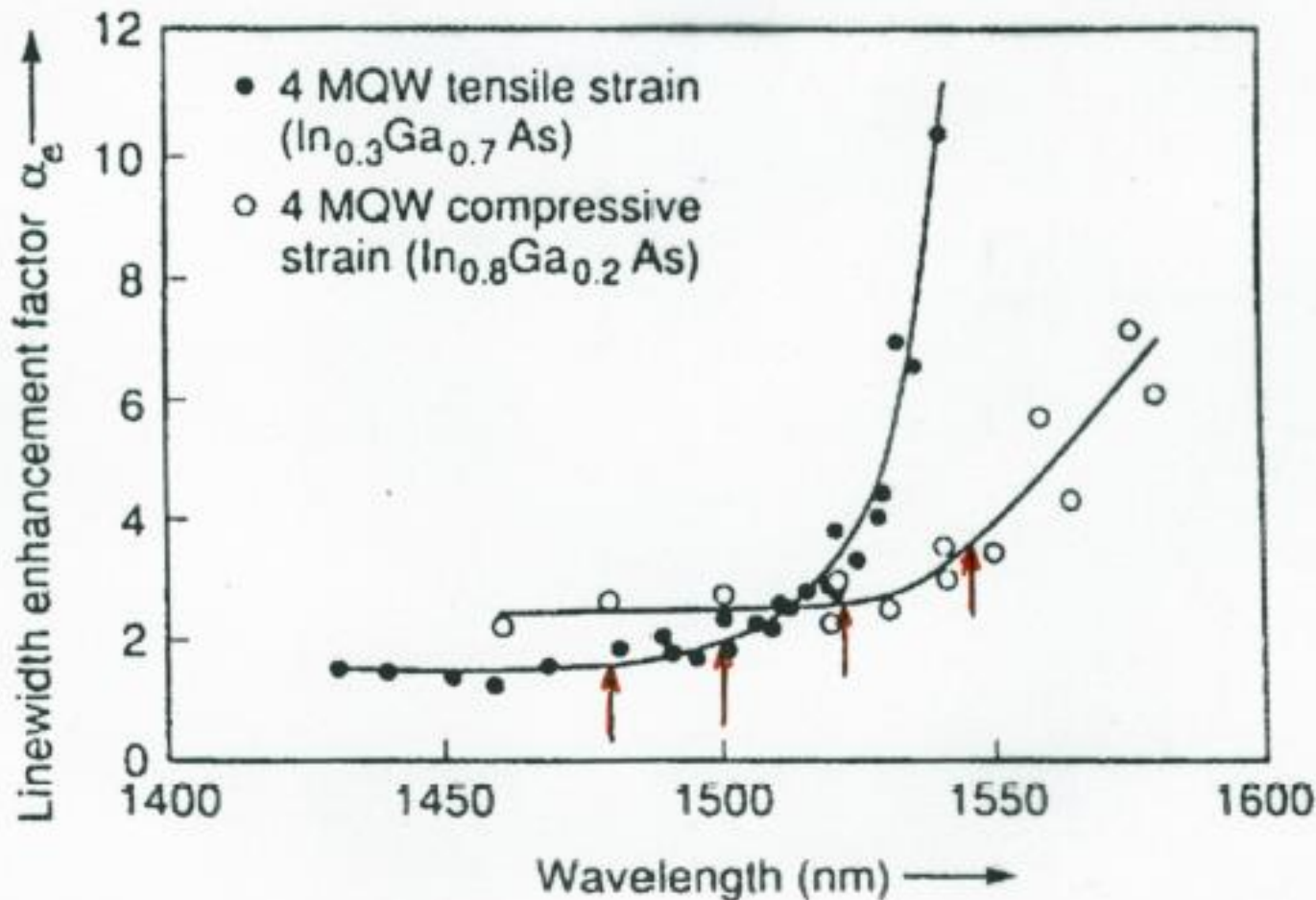


**Figure 11.6.** Semiconductor laser linewidth versus inverse power at three temperatures exhibiting the linear behavior. (After Ref. 33.) The magnitude of the large linewidth was explained [29] using the correction factor  $1 + \alpha_c^2$  with  $\alpha_c \approx 5$  at room temperature.

$$\Delta f \sim \frac{1}{P_0}$$

- Temperaturabhängigkeit steckt in  $\alpha_{\text{enh}}$
- Für unendliche Leistung sollte die Linienbreite verschwinden
- 50 MHz entspricht 0,16 pm (bei  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ )

# Linienbreite: Single Mode Laser



- $\alpha_{\text{enh}}$  ist keine kleine Größe!!
- Geht quadratisch in  $\Delta f$  ein!
- Kann stark mit der Struktur variieren

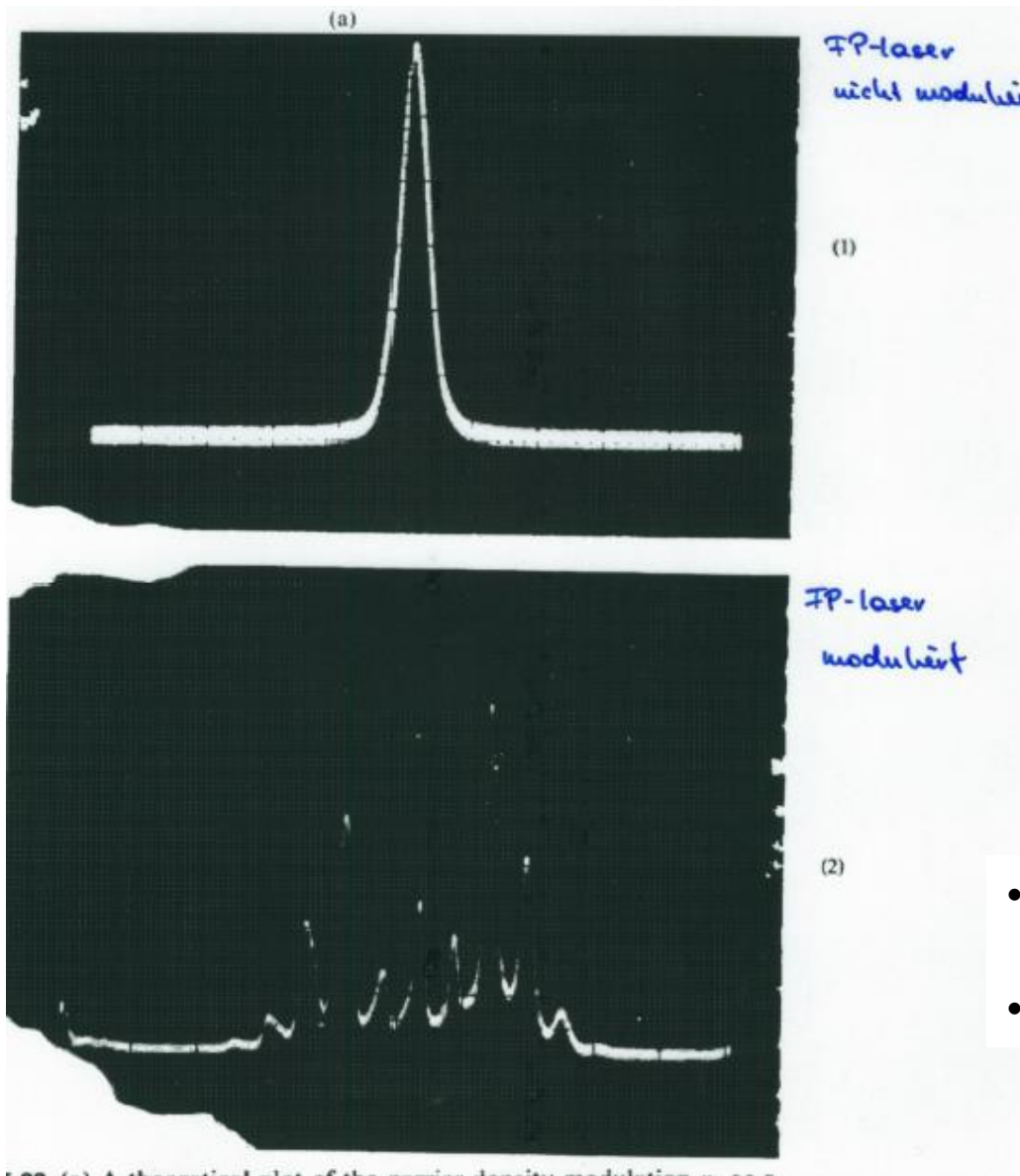
**Figure 11.7.** The linewidth enhancement factor  $\alpha_e$ , vs. wavelength of two types of strained MQW lasers. The lasing wavelength is indicated by the arrows. (After Ref. 14.)

# Linienbreite unter Modulation

- Wird ein Laser moduliert, so tendiert das Ausgangsspektrum zur Verbreiterung
- Stärke der Verbreiterung hängt von der Art der Modulation und dem Resonatortyp ab
- Für einen FB-Resonator kann es durch die Modulation dazu kommen, dass mehrere Moden zum Spektrum beitragen
- Bei Monomode-Lasern führt die Modulation zu einer Verbreiterung je nach Modulationsart

$$\Delta f_{chirp} \sim \alpha_{enh} \quad (\text{Pulse Mode Modulation})$$

$$\Delta f_{chirp} \sim \frac{I_{mod}}{P_0} \sqrt{\omega_m^2 + \Gamma_p^2} \quad (\text{Kleinsignalmodulation})$$



## FB-Laser moduliert

- 550 MHz  
Modulationsfrequenz
- 1 GHz/Div.



# Single-Mode Laser (DFB): Kleinsignalmodulation

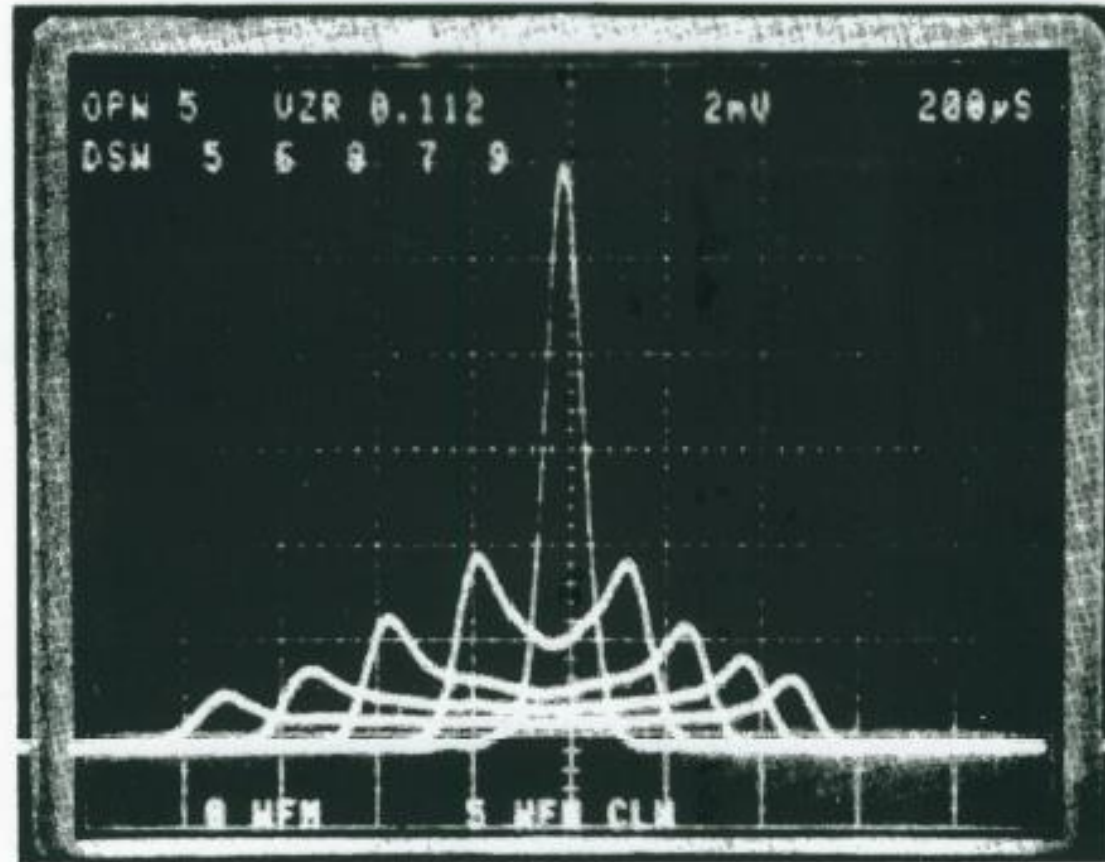


Fig. 6.19 Time-averaged power spectra of a 1.3- $\mu\text{m}$  InGaAsP laser under sinusoidal modulation at 100 MHz. Spectrum broadens with an increase in the modulation current due to frequency chirping. The horizontal scale is 0.5  $\text{\AA}$  per division. (After Ref. 116)



# Zusammenfassung I

## Large signal switching of a laser

When a laser is switched from below threshold to above threshold, there is a time delay in the photon output followed by relaxation oscillations. Up to 10 ns elapse before the photon output stabilizes.

## Small signal modulation of a laser

Small signal modulation can have cutoff frequencies as high as 40 GHz. The response is improved by biasing the device at high power, using a low threshold device and using a material with high differential gain.

## Gain compression effects

At very large biasing, the fast  $e-h$  recombination at the lasing mode causes a hole to burn in the distribution function. This reduces the gain of the device and affects the small signal modulation response.

## Pulse code modulation of lasers

The laser output is not very faithful to the input signal. The output spectra can be broadened and the output frequency limits are lower than the small signal limits.

# Zusammenfassung II

## Extrinsic effects on laser modulation

- For high speed modulation, a laser has to be biased at a very high photon density. Heating and damage limit how high this bias point can be.
- Parasitics have to be carefully reduced for high speed lasers.

## Linewidth of lasers

- In multimode lasers (Fabry-Perot), the laser linewidth is controlled by the envelope function of the output. The linewidth is  $\sim 10\text{\AA}$  in such lasers.
- In single mode lasers (DFB), the linewidth is controlled by phase and intensity fluctuations due to spontaneous emission. Linewidth of a few MHz can be achieved without any external cavities.