Optische Nachrichtenübertragung

Vorlesung für ET- und WI-Studierende

Herbsttrimester 2008

H. Harde

Inhaltsübersicht

1. Allgemeine Übersicht

2. Laser als Sender der Optischen Nachrichtenübertragung
   1. Allgemeines Funktionsprinzip von Lasern
   2. Lasertypen

3. Modulation von Lasern
   1. Direkte Modulation
   2. Elektrooptischer Effekt
   3. Modenkopplung

4. Optische Detektoren
   1. Äußerer Photoeffekt
   2. Innerer Photoeffekt
   3. Güte und Rauschen von Detektoren

5. Laserrichtfunk
   1. Allgemeiner Aufbau
   2. Freiraumdämpfung
   3. Atmosphärische Dämpfung
   4. Empfangsarten
   5. Auslegung von Richtfunkstrecken

Inhaltsübersicht

6. Lichtwellenleiter
1. Einführung
2. Physikalisches Prinzip
3. Stufenfaser
4. Gradientenfaser
5. Monomodefaser
6. Herstellung von Fasern
7. Dämpfung in Fasern
8. Dispersion in Fasern
9. Grundlagen zur Pulsausbreitung in Fasern
10. Gesamtbetrachtung von Faserübertragungsstrecken

1. Allgemeine Übersicht

Optische Zeichen seit Menschengedenken besonders wichtige Kommunikationsform:

- Wahrnehmen der Umwelt, Orientierung mithilfe des Auges
- Handzeichen, Rauchzeichen Flaggen – Verständigung über mittlere Entfernungen
- schon im Altertum optische Telegraphen (Semaphoren) bekannt
- heute noch Einsatz in der Schifffahrt als Flügeltelegraphen oder Blinkzeichen

Elektrische Nachrichtentechnik überflügelte bald ONÜ:

- Einsatz nur für niedrige Übertragungsraten oder
- abhörsichere Richtfunkstrecken.

1. Allgemeine Übersicht

Mit Entdeckung des Lasers (1960) erhielt ONÜ grundlegend neue Impulse und entwickelte sich zu eigenständigem Zweig der NT:

– Mit Lasern intensive Lichtquelle mit zeitlicher und räumlicher Kohärenz zur Verfügung.

– Damit Erweiterung des el.-magn. Spektrums bis in Höchstfrequenzbereich.

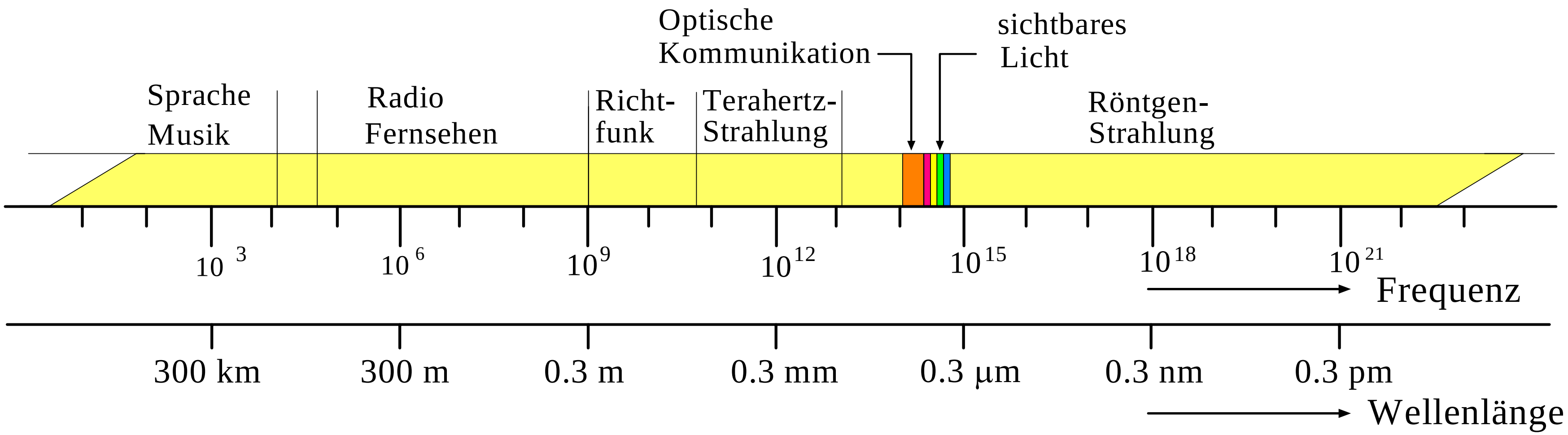
Besondere Vorteile gegenüber el. NT:

– Hohe Bandbreite des Übertragungskanals,

– erhöhte Antennenverstärkung bei atmosphärischer Übertragung,

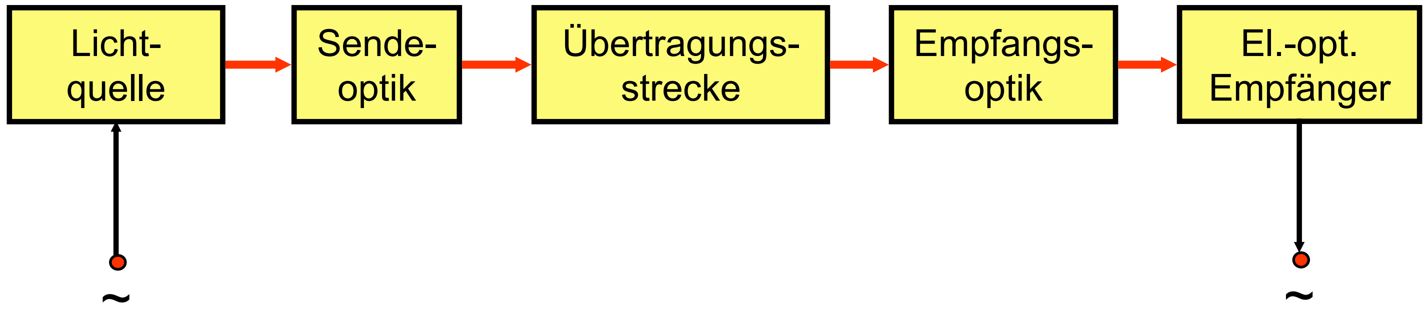
– erhöhte Stör- und Abhörsicherheit bei Richt- und Glasfaserverbindungen.

Frequenzbereich des Trägers: um $3{\cdot}10^{14}$ Hz – Wellenlänge $\sim$ 1 µm



Elektromagnetisches Spektrum

Optisches Übertragungssystem

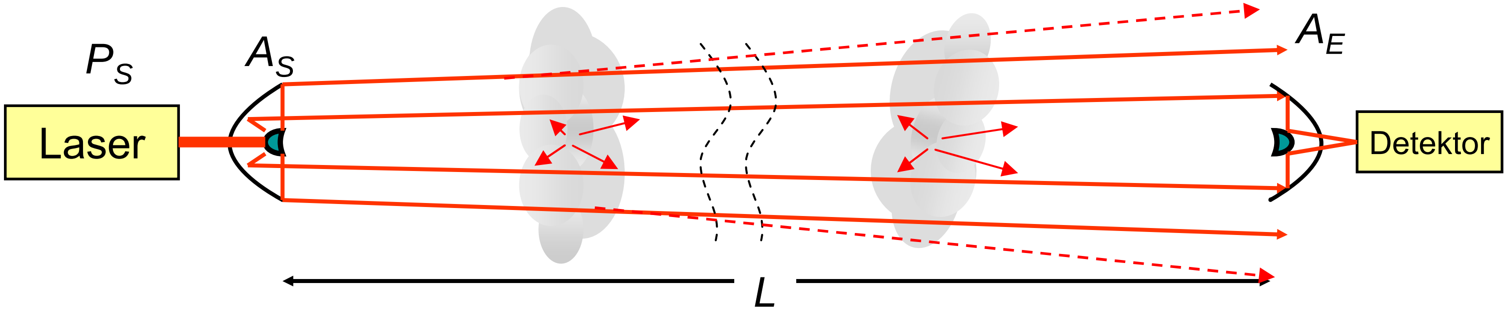


Zwei Übertragungskanäle:

- Ausbreitung durch freien Raum oder Atmosphäre
- Übertragung durch Wellenleiter.

Atmosphärische Übertragung:

- Wird durch Nebel, Wolken, Regen Schnee beeinträchtigt,
- lassen sich z.T. kompensieren durch hohe Leistung und gute Bündelung.



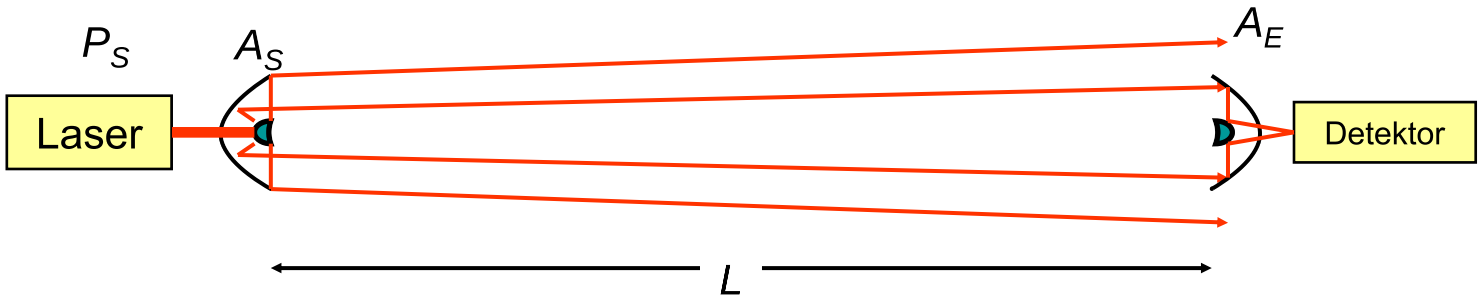
Freiraumdämpfung ist bis zu 80 dB niedriger als Mikrowellensystem ($10 \cdot \lg(\lambda_M^2 / \lambda_L^2)$)

- Übertragungsraten: einige 100 MBit/s – 10 GBit/s
- Übertragung über mittlere Entfernungen am Boden und
- vom Boden oder Aufklärungs-Drohnen zu geostationärem Satelliten

Freiraumübertragung:

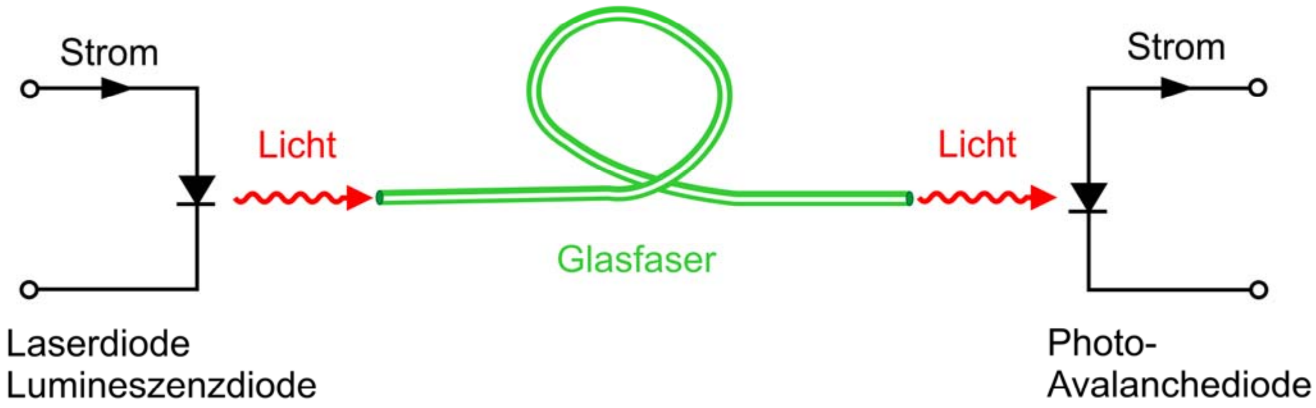
- Alle Vorteile eines optischen Systems kommen zum Tragen
- Freiraumdämpfung als Verhältnis von Empfangs- zu Sendeleistung P_E / P_S:

$$\Gamma_F = 10 \cdot \lg(P_E / P_S) = 10 \cdot \lg\left(\frac{2 \cdot A_S \cdot A_E}{\lambda^2 L^2}\right)$$



A_S – Sendefläche; A_E – Empfangsfläche; λ – Wellenlänge; L – Ausbreitungsweg

Wellenleiterübertragung:



- Niedrige Dämpfung: ~ 0,2 dB/km
- niedrige Dispersion: < 10 ps/km

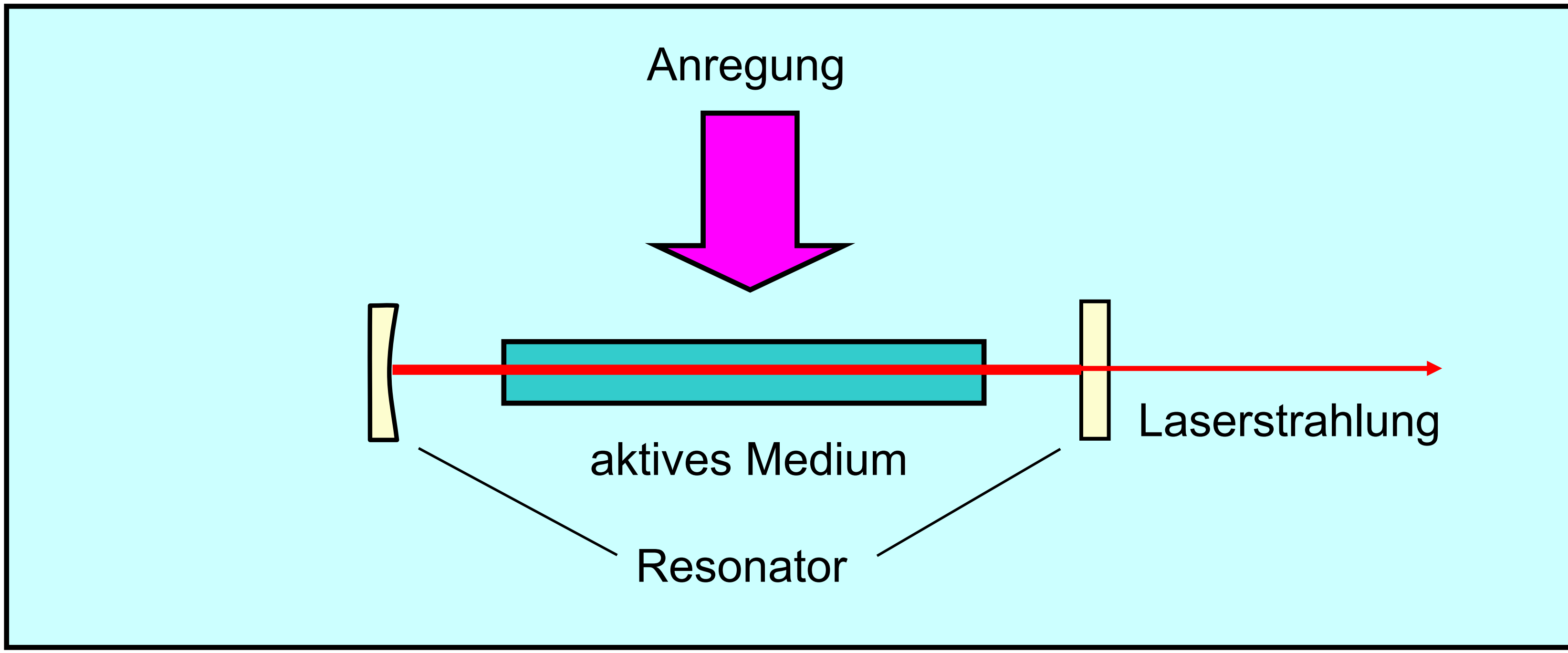
Glasfaserübertragung

- Hohe Flexibilität (Krümmungsradius einige cm)
- Geringes Volumen und Gewicht (1 g $\Rightarrow$ 10 kg Cu)
- Geringe Dämpfung ϑ < 0,5 dB/km
- Kein Nebensprechen
- Störungssicher gegen el.-magn. Felder (Blitz u. EMP)
- Hohes Bandbreiten-Längen-Produkt: > 100 Gbit/s·km
- Mit Wellenlängenmultiplexing: > 1000 Gbit/s·km
- Zusätzliche räumliche Bündelung

2. Laser als Sender der Optischen Nachrichtenübertragung

2.1 Allgemeines Funktionsprinzip

Drei Funktionsbereiche: aktives Medium – Anregung – Resonator



Der Laser ist eine Lichtquelle, die im Unterschied zur Sonne stark gebündelte monochromatische Strahlung oder ultrakurze Lichtimpulse emittiert.

Light

Amplification by

Stimulated

Emission of

Radiation

L A S E R

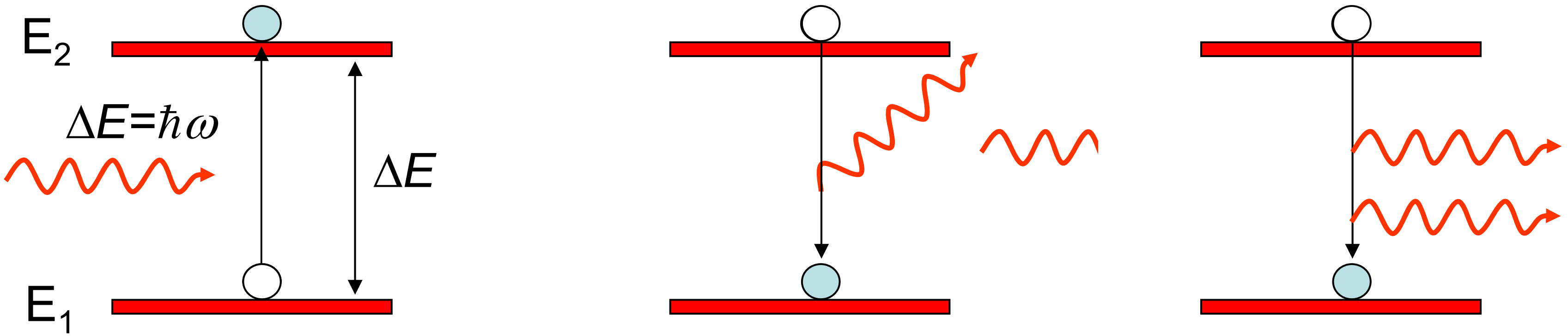
2.1.1 Aktives Medium

Ausschlaggebend für das Funktionsprinzip ist

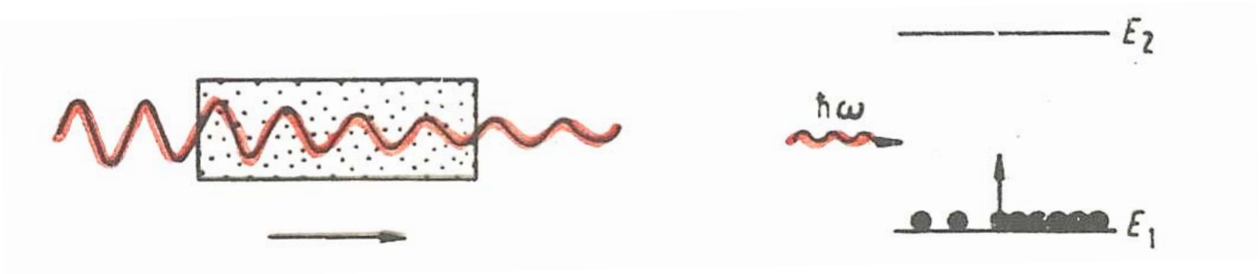
- die Wechselwirkung von Strahlung mit Atomen.
- Die Atome werden durch ein 2-Niveau-System dargestellt.

Drei Wechselwirkungsprozesse sind zu unterscheiden:

Induzierte Absorption | Spontane Emission | Induzierte Emission



Induzierte Absorption



ρ - Energiedichte der Strahlung in J/cm^3

– Abnahme pro Weg:

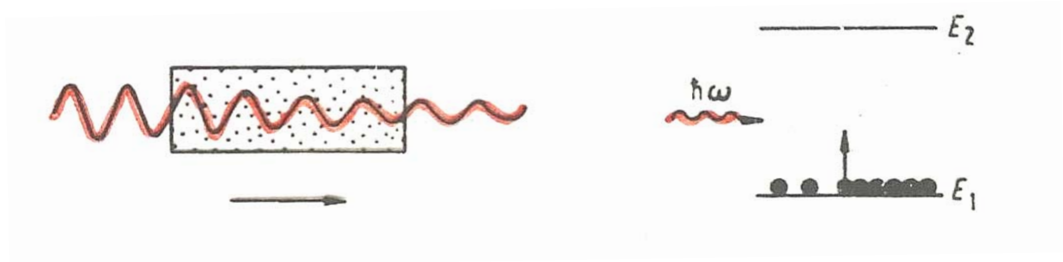
$$\frac{d\rho}{dz} = -\sigma_{12} N_1 \rho$$

σ_{12} – Absorptionsquerschnitt, N_1 – Besetzungsdichte von E_1

– Lambert-Beer′sches Absorptionsgesetz:

$$\rho(z) = \rho_0 \, e^{-\alpha z}$$

$\alpha = \sigma_{12} \cdot N_1$ – Absorptionskoeffizient



– Abnahme pro Zeit:

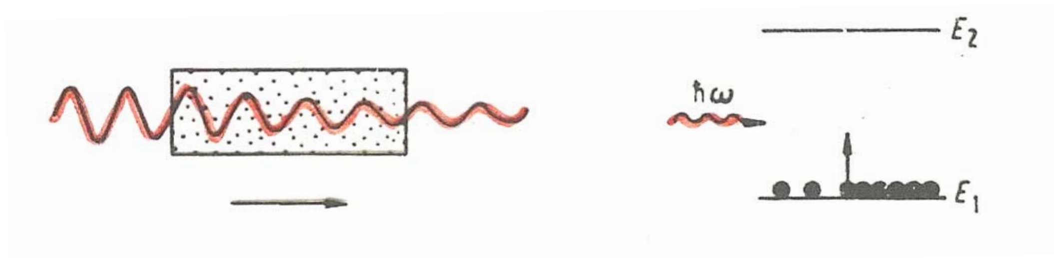
$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{c}{n}\sigma_{12} N_1 \rho$$

c – Lichtgeschwindigkeit, n – Brechungsindex

– Abnahme der Photonendichte *q*:

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{c}{n}\frac{1}{h\nu_{21}}\sigma_{12} N_1 \rho = -\frac{c}{n}\sigma_{12} N_1 q$$

mit Photonendichte $q = \rho / h\nu_{21}$



– Bilanz für atomares System

Abnahme Grundzustand = Zunahme angeregter Zustand:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = -\frac{c}{n}\frac{1}{h\nu_{21}}\sigma_{12}N_1\rho = -B_{12}g(\nu)N_1\,\rho$$

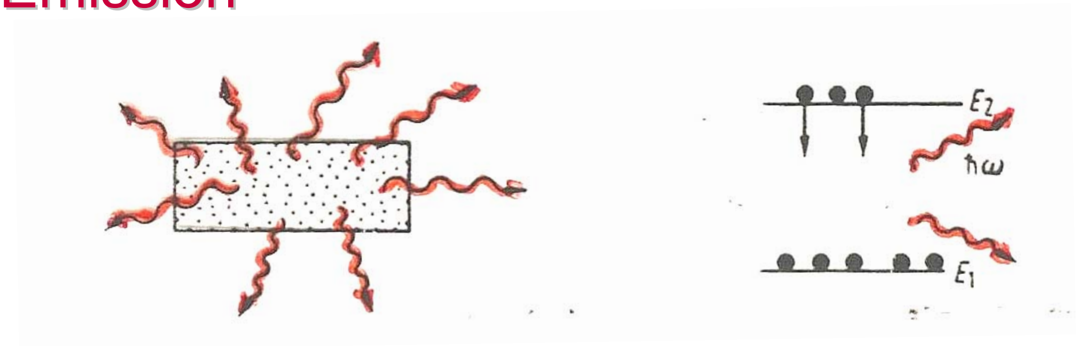
B_{12} – Einsteinkoeffizient für induzierte Absorption;

$g(\nu)$ – Linienformfunktion

mit

$$\int_0^\infty g(\nu)d\nu = 1$$

Spontane Emission



– Emittierte Photonendichte pro Zeit:

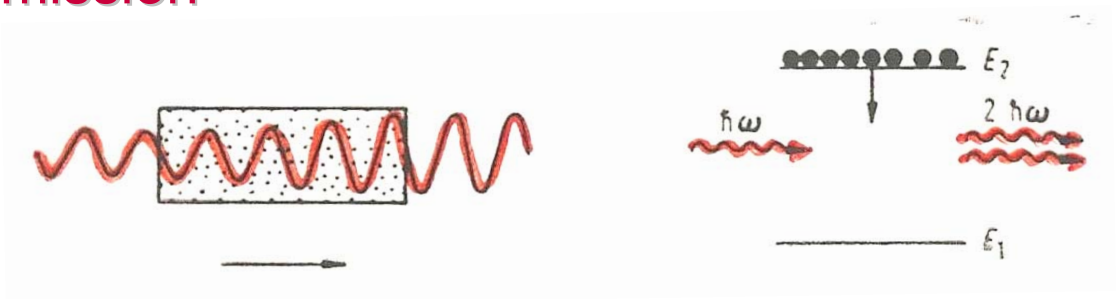
$$\frac{dq_S}{dt} = -A_{21}N_2 = -\frac{1}{\tau_2}N_2$$

A_{21} – Einsteinkoeffizient für spontane Emission;
τ – Lebensdauer des Niveaus 2

– Besetzungsänderung von N_2:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 = -\frac{1}{\tau_2}N_2$$

Induzierte Emission



– Energiedichtezuwachs pro Weg:

$$\frac{d\rho}{dz} = \sigma_{21} N_2 \rho \qquad \rho(z) = \rho_0 \, e^{\gamma z}$$

$\gamma = \sigma_{21} N_2$ – Verstärkungskoeffizient

– Zuwachs pro Zeit:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{c}{n} \sigma_{21} N_2 \rho \qquad \frac{dq}{dt} = B_{21} \, g(\nu) N_2 \rho$$

– Änderung für N_2:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21} \, g(\nu) N_2 \rho$$

Gesamtbilanz z.B. für N_2

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}\, g(\nu)\, \rho\, N_1 - B_{21}\, g(\nu)\, \rho\, N_2 - A_{21} N_2$$

ind. Absorpt. ind. Emission spont. Emission

– Im thermischen Gleichgewicht gilt $\frac{dN_2}{dt} = 0$

und nach Boltzmann:

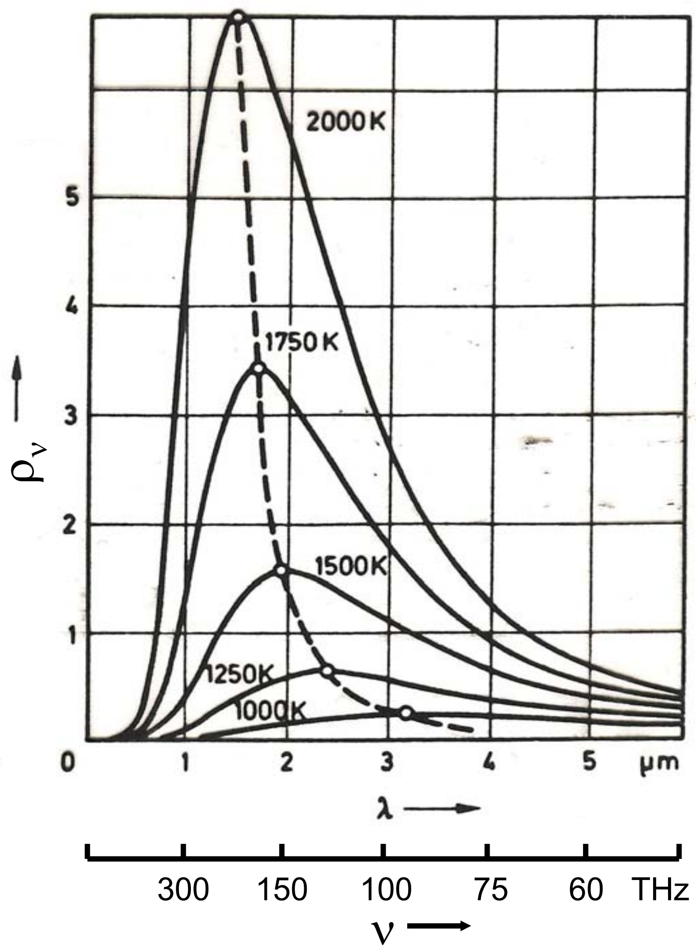
$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

Das Gleichgewicht wird eingenommen, wenn auf die Atome Schwarzkörperstrahlung (Planck‘scher Strahler) einwirkt.

Planck'scher Strahler

– Spektrale Energiedichte:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\, n^3 h\, \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$



In vorigen Gleichungen ist ρ durch $\rho_\nu\, d\nu$ zu ersetzen.

Da ρ_ν sehr breit gegen $g(\nu)$ ist, wirkt über die Linienbreite praktisch eine konstante Energiedichte:

$$\rho_{\nu_{21}} = \int_0^\infty g(\nu_{21} - \nu)\, \rho_\nu\, d\nu$$

Gesamtbilanz im Gleichgewicht:

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}\int g(\nu_{21}-\nu)\,\rho_\nu d\nu\, N_1 - B_{21}\int g(\nu_{21}-\nu)\,\rho_\nu d\nu\, N_2 - A_{21}N_2 = 0$$

Nach Einsetzen für ρ_ν:

$$B_{12}\,\rho_{\nu_{21}}\,N_1 - B_{21}\,\rho_{\nu_{21}}\,N_2 - A_{21}N_2 = 0$$

$$B_{12}\,\rho_{\nu_{21}}N_1 = (B_{21}\,\rho_{\nu_{21}} + A_{21})N_2$$

$$B_{12}\,\rho_{\nu_{21}}e^{h\nu_{21}/kT} = B_{21}\,\rho_{\nu_{21}} + A_{21}$$

$$\rho_{\nu_{21}}\left(B_{12}\,e^{h\nu_{21}/kT} - B_{21}\right) = A_{21}$$

$$\rho_{\nu_{21}} = \frac{A_{21}}{B_{12}\,e^{h\nu_{21}/kT} - B_{21}} = \frac{8\pi\, n^3 h\,\nu_{21}^3}{c^3}\,\frac{1}{e^{h\nu_{21}/kT} - 1}$$

Folgerungen:

Aus

$$\rho_{\nu_{21}} = \frac{A_{21}}{B_{12}\, e^{h\nu_{21}/kT} - B_{21}} = \frac{8\pi\, n^3 h\, \nu_{21}^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu_{21}/kT} - 1}$$

folgt

$$B_{12} = B_{21} = \frac{c\lambda_{21}^2}{8\pi\, n^3 h\, \nu_{21}} A_{21}$$

und damit

$$\sigma_{12}(\nu) = \sigma_{21}(\nu) = \frac{\lambda_{21}^2}{8\pi\, n^2} A_{21}\, g(\nu)$$

Verstärkung

– Energiezuwachs für gerichtete Welle:

$$\frac{d\rho}{dz} = \sigma(N_2 - N_1)\rho$$

und damit

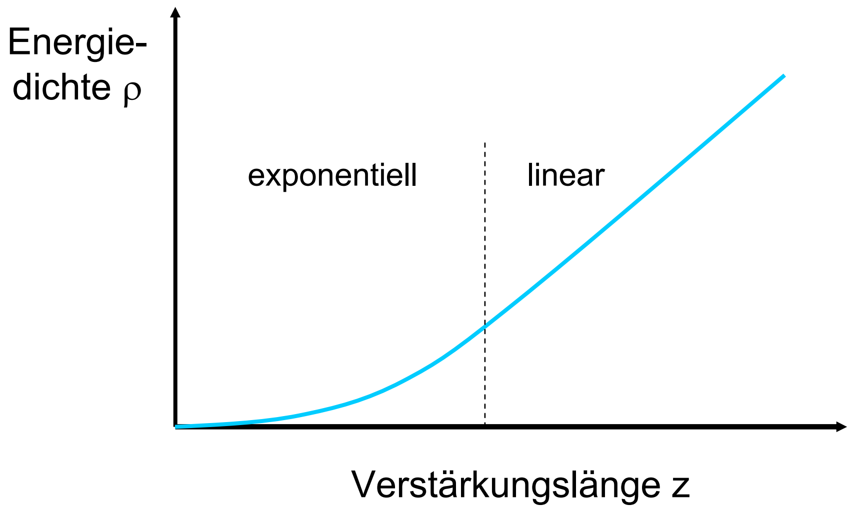
$$\rho(z) = \rho_0 \, e^{\gamma z}$$

mit dem Verstärkungskoeffizienten

$$\gamma(\nu) = \frac{\lambda_{21}^2}{8\pi n^2} A_{21} \, g(\nu)(N_2 - N_1)$$

Zunahme der Energiedichte über den Weg

$$\rho(z) = \rho_0 e^{\gamma(\omega) z}$$



Linienbreiten:

Die spektrale Breite $\Delta\nu$, über die eine Wechselwirkung mit Atomen erfolgt, wird durch verschiedene Prozesse bestimmt:

- **Homogene Linienbreite:**

  Können alle Atome in gleicher Weise mit einem äußeren Feld in Wechselwirkung treten und sind nicht unterscheidbar, handelt es sich um eine homogene Linienbreite.

- **Inhomogene Linienbreite:**

  Unterscheiden sich Atome in ihrer Übergangsfrequenz bzw. treten bei unterschiedlichen Frequenzen mit dem Feld in Wechselwirkung, handelt es sich um eine inhomogene Linienbreite.

– Natürliche Linienbreite:

Ein besonderes Beispiel für eine homogene Verbreiterung ist die natürliche Linienbreite.

Atome befinden sich auch ohne induzierte Prozesse im Mittel nur über die Zeit τ im Zustand 2, ehe sie spontan zerfallen.

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{1}{\tau_2} N_2 \quad \Rightarrow \quad N_2 = N_{02} e^{-\frac{t}{\tau_2}}$$

Für eine exponentiell abklingende Zeitfunktion resultiert daraus nach Fourier-Transformation eine Lorentz-Funktion:

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu_{21}/2\pi}{(\Delta\nu_{21}/2)^2 + (\nu - \nu_{21})^2}$$

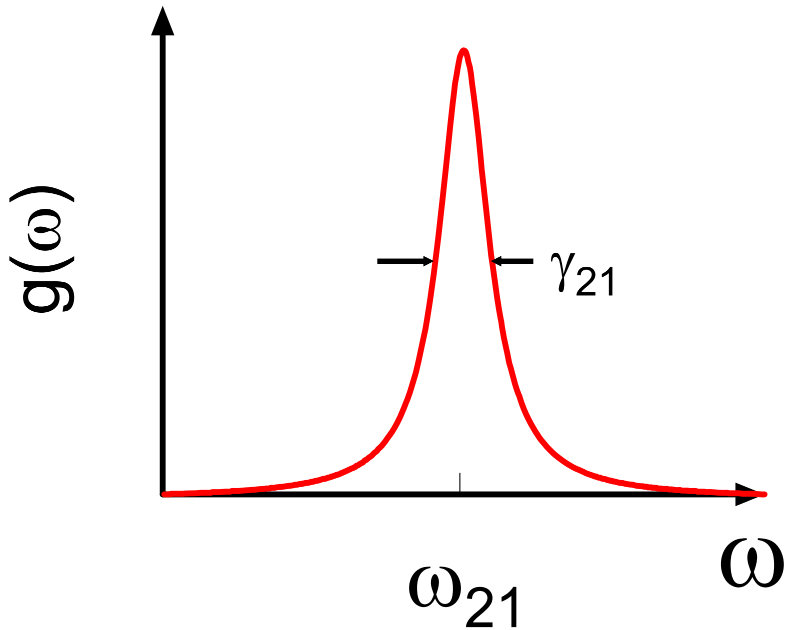
mit der spektralen Breite (Frequenz-Zeit-Unschärferelation):

$$\Delta\nu_{21} = \frac{\gamma_{21}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\,\tau_2}$$

Lorentz-Funktion:

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu_{21}/2\pi}{(\Delta\nu_{21}/2)^2 + (\nu - \nu_{21})^2} \quad \text{bzw.} \quad g(\omega) = \frac{\gamma_{21}}{(\gamma_{21}/2)^2 + (\omega - \omega_{21})^2}$$

mit $\Delta\nu_{21} = \frac{\gamma_{21}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\,\tau_2}$ und $\frac{1}{2\pi}\int_0^\infty g(\omega)\,d\omega = 1$



Inhomogene Linienbreite

Ursachen für Abweichungen der Resonanzfrequenz von Mikrosystem zu Mikrosystem können sein:

- Thermische Bewegung der Atome (bei Gasen)
- Schwankungen der lokalen Kristallfelder (bei Festkörpern)

Die Zahl von Atomen, die innerhalb der natürlichen Verbreiterung mit Strahlung wechselwirken, ist durch eine weitere Verteilung, die inhomogene Linienverbreiterung $f(\nu)$ zu beschreiben.

Inhomogene Linienbreite

Die Verteilung f(ν) gilt damit auch für die Besetzungsdifferenz pro Frequenzintervall ΔN_ν:

$$\Delta N_\nu = (N_m - N_n)\, f(\nu)$$

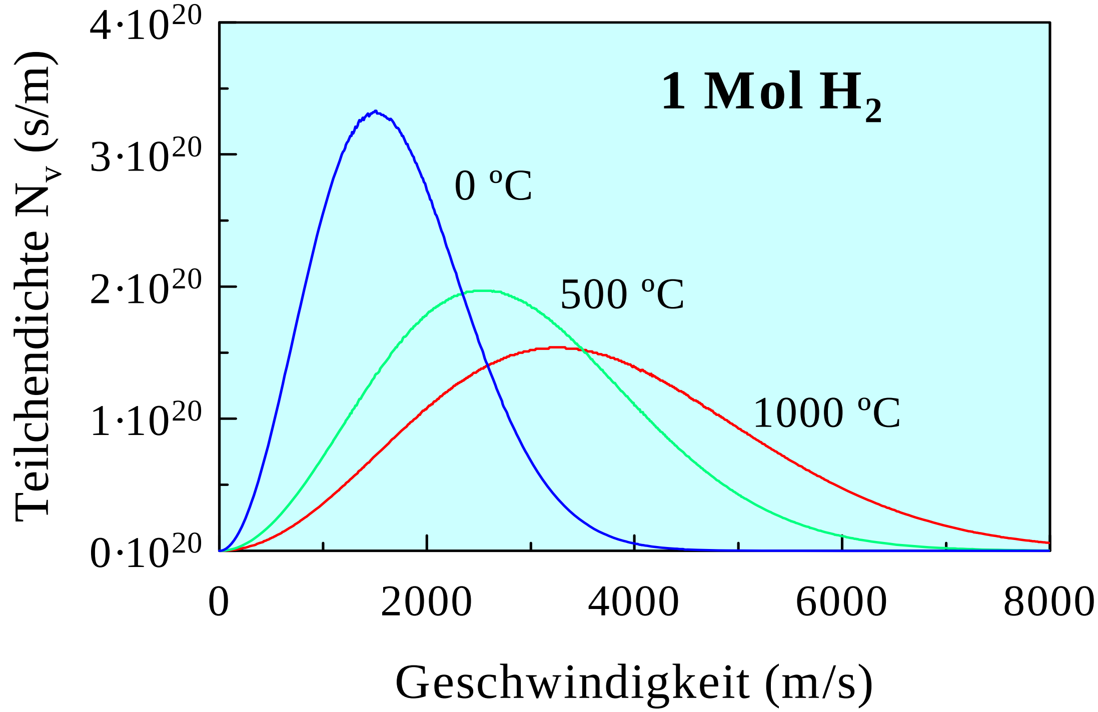
und damit wird der Verstärkungskoeffizient zu:

$$\gamma(\nu) = \frac{A_{mn}\lambda_{mn}^2}{8\pi n^2}(N_m - N_n)\int_0^\infty g(\nu)\, f(\nu - \nu_{mn})\, d\nu$$

Dopplerverbreiterung:

Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung N_V:

$$N_v = 4\pi v^2 N \left(\frac{m}{2\pi k T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m v^2}{2 k T}}$$



- Dopplerverschiebung

$$\nu = \nu_{21} \pm \nu_{21} \frac{\mathrm{v}_z}{c} \cos\Theta \quad \Rightarrow \quad \Delta\omega_D = \omega - \omega_{21} = \vec{k} \cdot \vec{\mathrm{v}}$$

- Dopplerverteilung

$$f_{\mathrm{D}}(\nu) = \frac{c}{\nu_{21}} \left(\frac{m}{2\pi k T} \right)^{1/2} e^{-\frac{mc^2}{2kT\nu_{21}^2}(\nu-\nu_{21})^2}$$

- Dopplerbreite

$$\Delta\nu_D = 2\nu_{21} \left(\frac{2kT}{mc^2} \ln 2 \right)^{1/2} = 7{,}16 \times 10^{-7} \times \nu_{21} \sqrt{T/m}$$

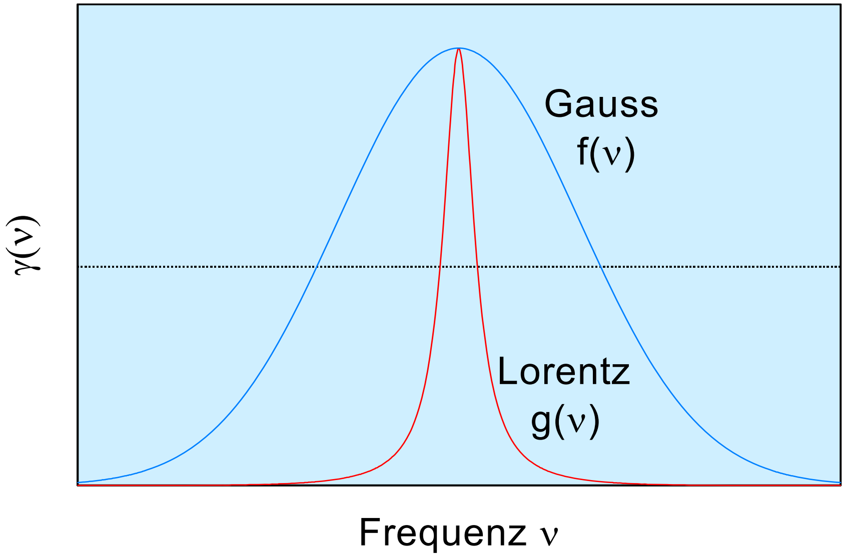
Für Ne (m=20) und T=293 K $\Rightarrow$ $\Delta\nu_D$= 1.4 GHz

Inhomogene Linienverbreiterung:

Bei einer Linienverbreiterung $f_D(\nu)$ >> $g(\nu)$ folgt:

$$\gamma(\nu) = \frac{A_{mn}\lambda_{mn}^2}{8\pi n^2}(N_m - N_n)\int_0^\infty g(\nu) f(\nu - \nu_{mn}) d\nu$$

$$\approx \frac{A_{mn}\lambda_{mn}^2}{8\pi n^2}(N_m - N_n)\, f_D(\nu)$$

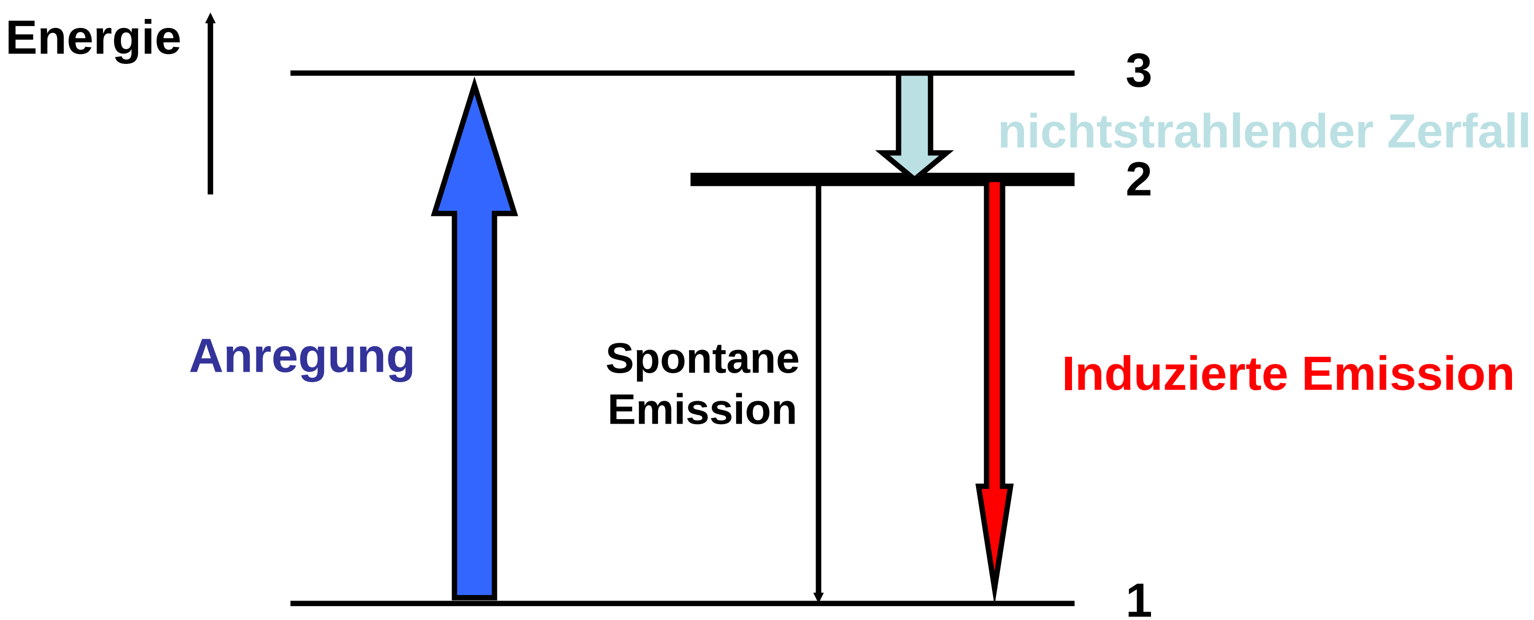


2.1.2 Anregungsmechanismus

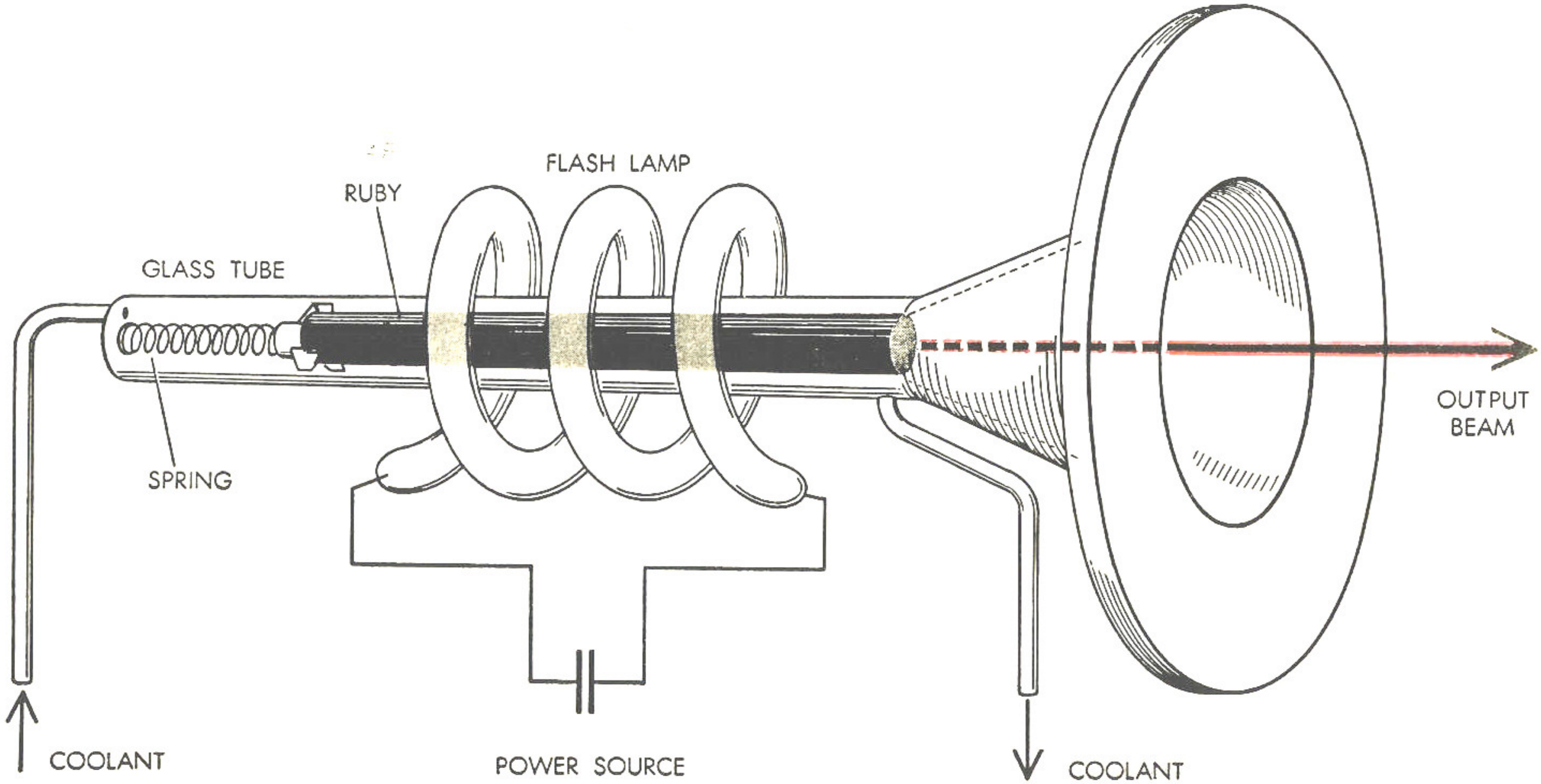
Zur Verstärkung ist Energie im aktiven Medium zu speichern.

Eine Anregung wird auch als Pumpprozess bezeichnet und hat das Ziel, eine Besetzungsinversion aufzubauen.

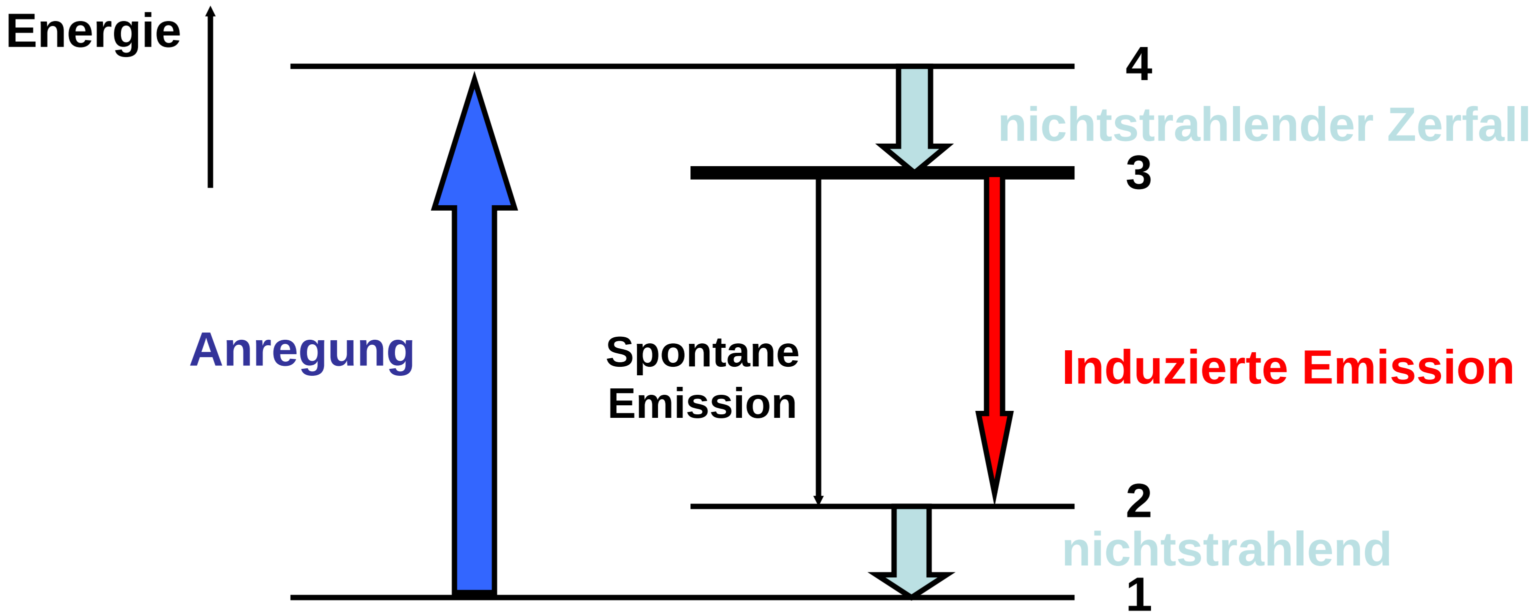
– 3-Niveau-Schema:



Rubinlaser ($Cr^{3+}:Al_2O_3$)



– 4-Niveau-Schema:



Die meisten Laser basieren auf einem 4-Niveau-Pumpschema. Beispiele sind: HeNe-Laser, Nd^{3+}:YAG Laser

2.1.3 Laser-Resonatoren

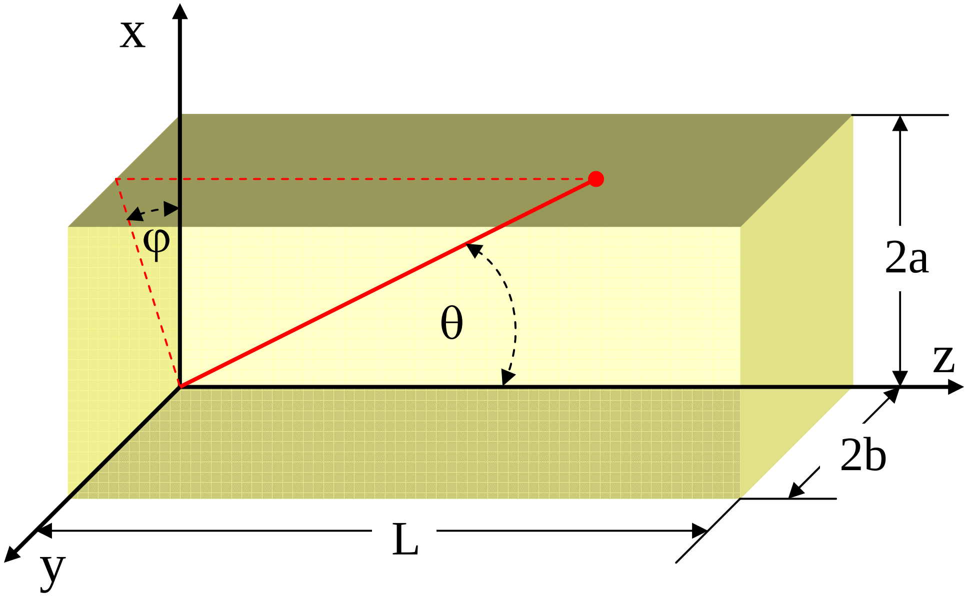
Aufgabe des Resonators ist:

1. Hohe Intensitäten bei mittleren oder kleinen Eingangsleistungen aufzubauen,
2. den induzierten Prozess effizient ablaufen zu lassen durch Verlängerung des effektiven Weges (exponentielle Verstärkung),
3. eine Frequenzfilterung des Feldes und
4. eine räumliche Filterung der Strahlung vorzunehmen.

– Hohlraumresonator

Die Speicherung des elektromagnetischen Feldes ist bekannt aus der Mikrowellentechnik durch Hohlraumresonatoren.

Sie bestehen aus allseitig geschlossenen, hochreflektierenden Wänden.

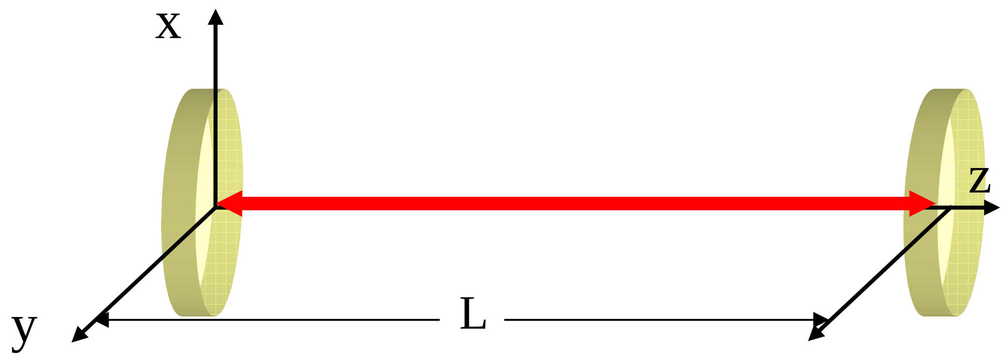


Es können sich solche Frequenzen ausbilden, für die die tangentiale elektrische Feldstärke an der Oberfläche verschwindet.

– Laser-Resonatoren

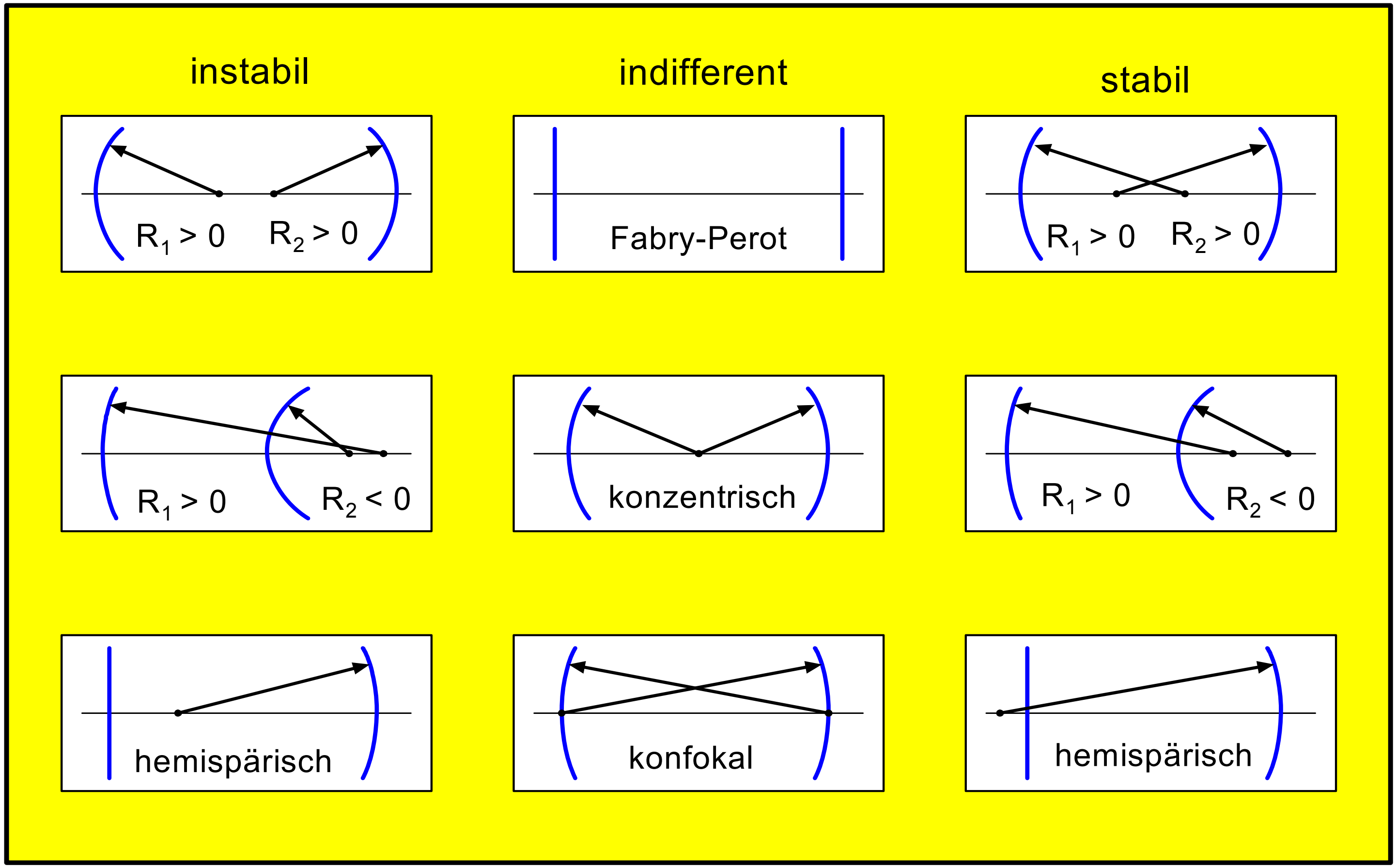
Optische Resonatoren unterscheiden sich gegenüber dem Mikrowellenbereich dadurch, dass sie

- sehr groß gegen die Wellenlänge der Strahlung sind
- und i.a. nicht allseitig geschlossen sind.



- Der Resonator besteht oft nur aus zwei Spiegeln, die durch Mehrfachreflexion den effektiven Weg im aktiven Medium verlängern
- abhängig von der Justage und Anordnung wird aber ein Feld mehr oder weniger gut gespeichert.

Resonatorkonfigurationen



Ein Resonator ist stabil, wenn zwischen einem Spiegel und dessen Krümmungsmittelpunkt der andere Spiegel oder dessen Krümmungsmittelpunkt liegt. Anderenfalls ist er instabil.

Optischer Resonator

Ein Resonator ist ein Energiespeicher für Licht.

Energieverlust pro Zeit:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{\rho}{t_S}$$

mit t_s als Photonenspeicherzeit.

Beginn der Oszillation:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{c}{n}\gamma\,\rho \geq \frac{\rho}{t_S}$$

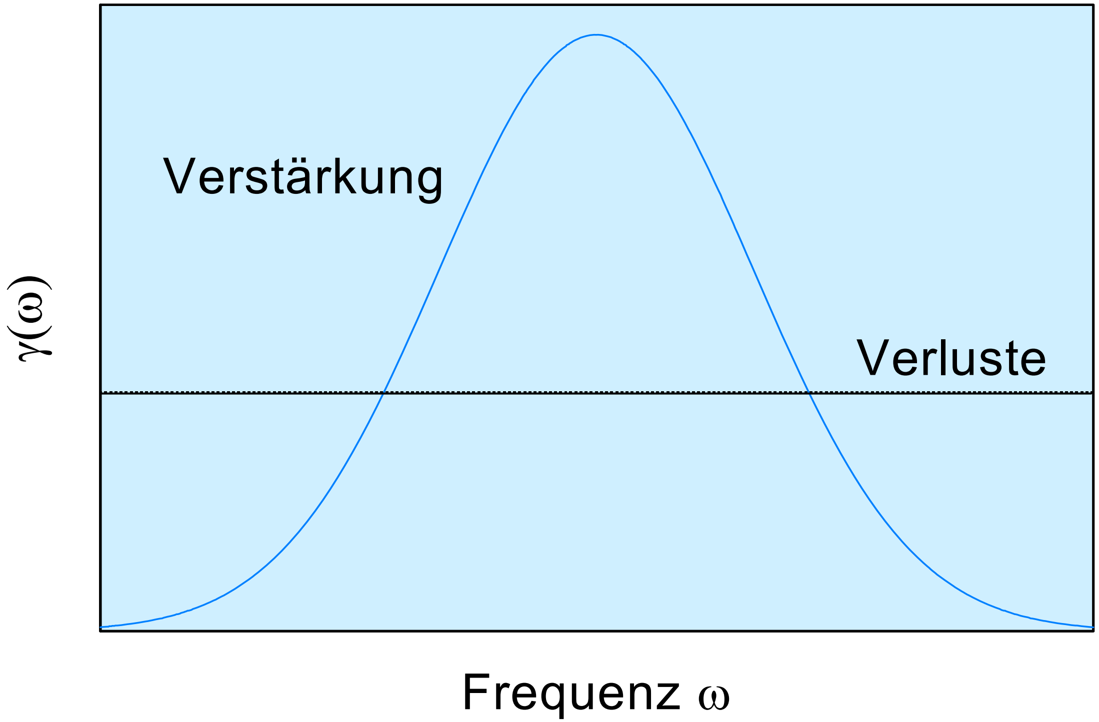
- Schawlow-Townes‘sche Anschwingbedingung:

$$\gamma \geq \frac{n}{c\, t_S}$$

Benötigte Besetzungsinversion:

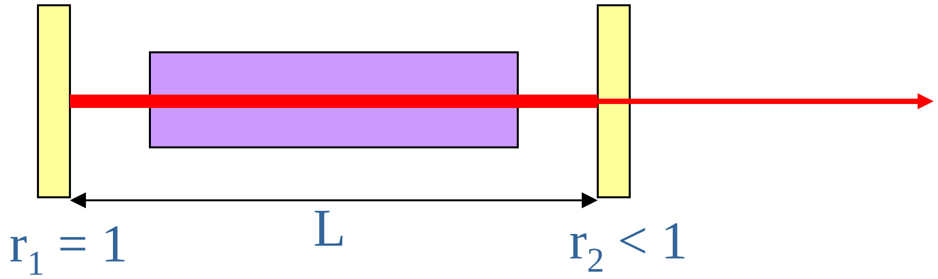
$$N_2 - N_1 \geq \frac{8\pi\, n^3}{A_{21}\lambda_{21}^2 c\; f(\omega)}\frac{1}{t_S}$$

Verstärkungsprofil und Verluste



Verluste bestehen aus Anteilen, die unabhängig von der Frequenz sind, sowie aus Anteilen, die sehr starke Frequenzabhängigkeit zeigen.

Resonatorverluste:



Die Photonen-Speicherzeit t_S wird bestimmt durch:

- Beugungsverluste,
- Reflexionen am aktiven Medium oder an Fenstern,
- Absorption auf der Laserwellenlänge,
- Auskoppelverluste und die
- Resonanzbedingung für Moden in einem Resonator

Die meisten Verluste können klein gehalten werden. Aber Auskoppelverluste sind erforderlich, um die Strahlung extern nutzen zu können.

Photonen-Speicherzeit t_s:

t_S sei nur durch Auskoppelverluste bestimmt.

Photonendichte pro Umlauf:

$$\rho_u = \rho_0 r_1 r_2 \approx \rho_0 e^{-t_u/t_S} \quad \text{mit} \quad t_u = 2nL/c$$

Auflösen nach t_S:

$$t_S = -\frac{2nL}{c\ln(r_1 r_2)}$$

Für $r_1 = 1$, $r_2 = r \approx 1 \Rightarrow \ln r \approx r - 1$:

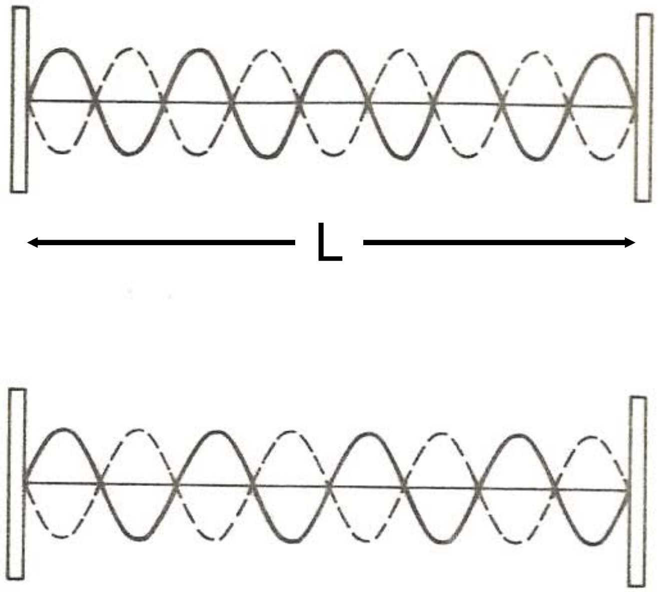
$$t_S = \frac{2nL}{c(1-r)}$$

und mit

$$\delta\omega_R = 1/t_S \quad \Rightarrow \quad \delta\nu_R = \frac{1}{2\pi t_S} = \frac{c}{4nL}\frac{1-r}{\pi}$$

Für L = 1 m, n = 1, r = 0.98: $\delta\nu_R = 500\ kHz$

Stehende Wellen – Axiale Moden:



Aus Stetigkeitsbedingung für elektrisches Feld an Spiegeloberflächen folgt:

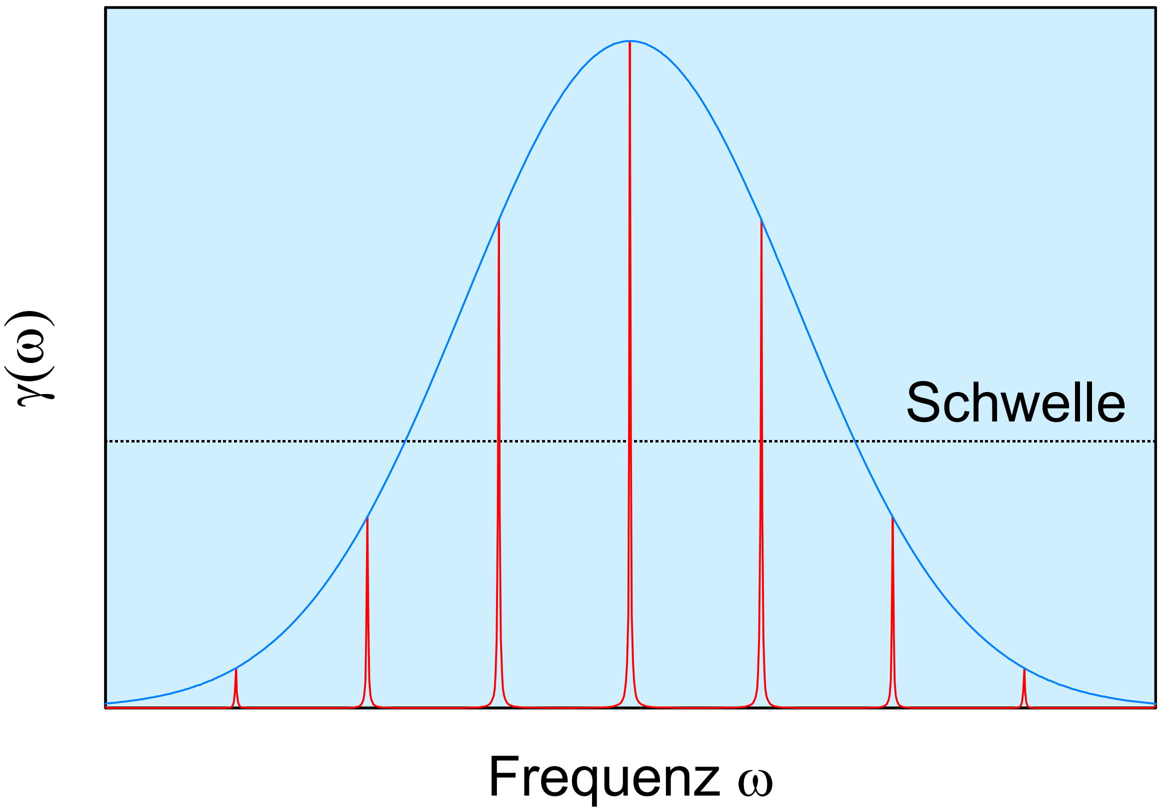
$$q\frac{\lambda}{2} = nL \quad \mathrm{q - ganze\ \ Zahl}$$

bzw.

$$\nu_q = q\frac{c}{2nL} \quad \mathrm{oder} \quad \omega_q = q\frac{\pi c}{nL}$$

Verstärkungsprofil mit axialen Moden

$$\omega_q = q \frac{\pi c}{nL} \quad und \quad \Delta\omega = \frac{\pi c}{nL}$$



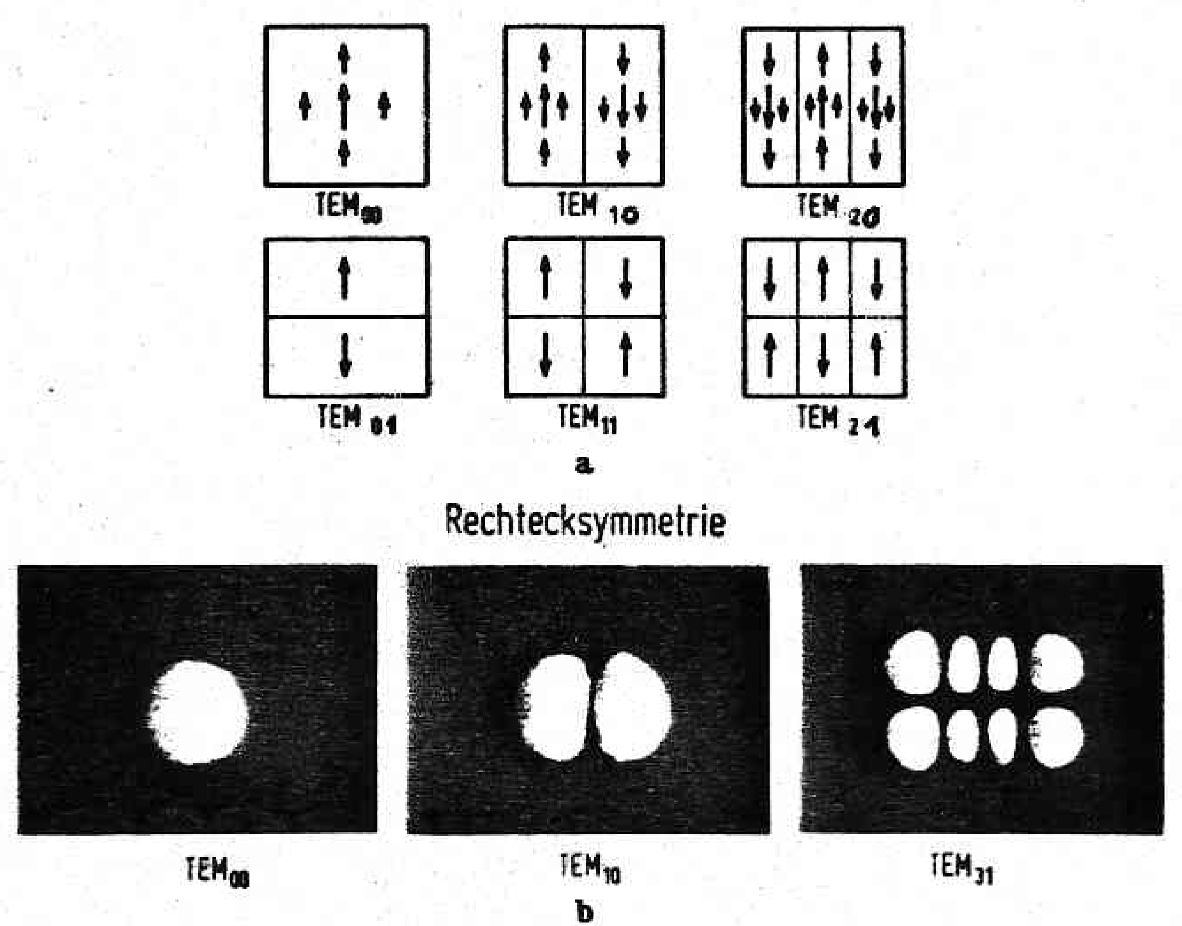
Einschnürung der Frequenz durch Verstärkung

Theoretische Linienbreite nach Schawlow-Townes:

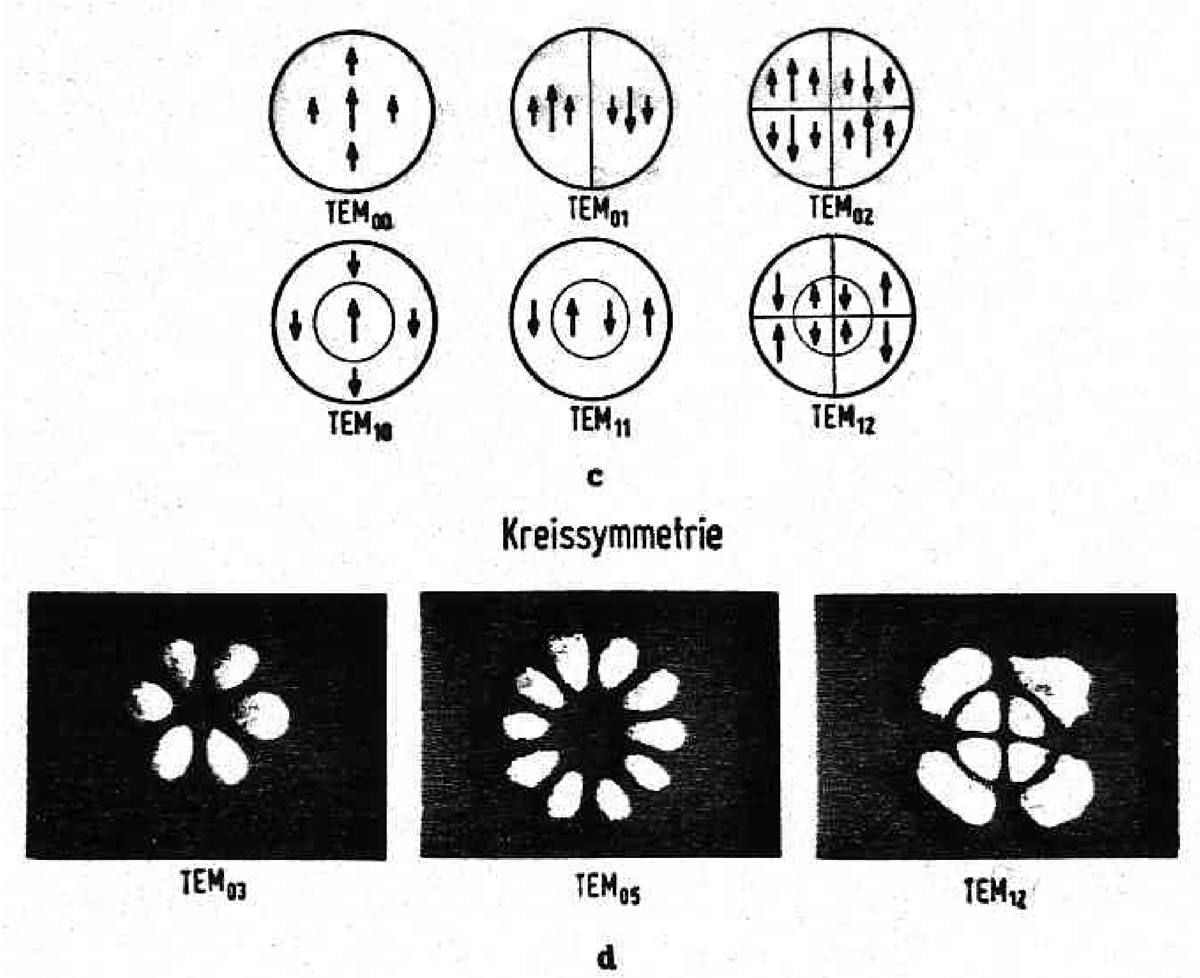
$$\delta\nu_L = \pi\,\delta\nu_R^2 \frac{h\nu}{P}$$

- Für einen HeNe-Laser mit $\delta\nu_R$ = 500 kHz, $h\nu = 3{,}3\times10^{-19}$J und $P \approx 1$ mW ergibt sich eine Linienbreite $\delta\nu_L < 1$ mHz.
- Praktisch wird dieser Wert allerdings nicht erreicht (Verbreiterung durch technisches Rauschen).
- Frequenzstabilisierte Laser erreichen Werte von einigen Hz.

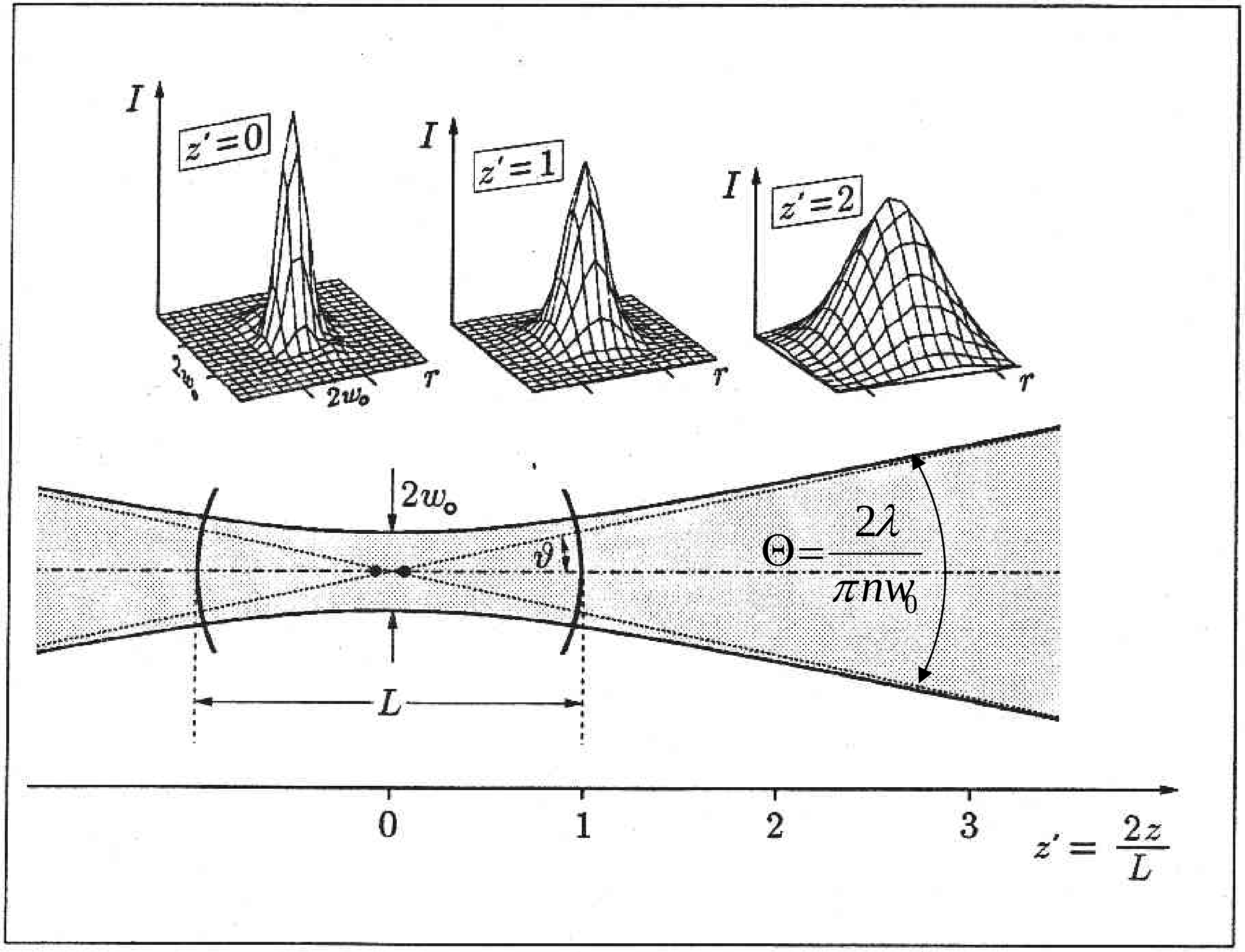
Feldverteilung und Moden - Rechtecksymmetrie



Feldverteilung und Moden - Rotationssymmetrie



TEM$_{00}$-Mode



Grundmode

Strahltaille:
$$w_0 = \left(\frac{L\lambda}{2\pi\, n}\right)^{1/2}$$

Aufweitung:
$$w(z) = w_0\left[1+\left(\frac{\lambda\, z}{n\,\pi w_0^2}\right)^2\right]^{1/2} \approx \frac{\lambda\, z}{n\pi\, w_0}$$

Divergenzwinkel:
$$\Theta \approx \tan\Theta = \frac{2w(z)}{z} = \frac{2\lambda}{n\pi\, w_0}$$

Intensität:
$$I(r,z) = \frac{2P_S}{\pi\, w^2(z)}\, e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \approx \frac{P_S}{\pi\, w^2(z)} = \frac{n^2 P_S A_S}{\lambda^2 z^2}$$

Für λ = 600 nm, L= 1 m: $\Rightarrow$ w_0 = 0,3 mm, θ = 1 mrad

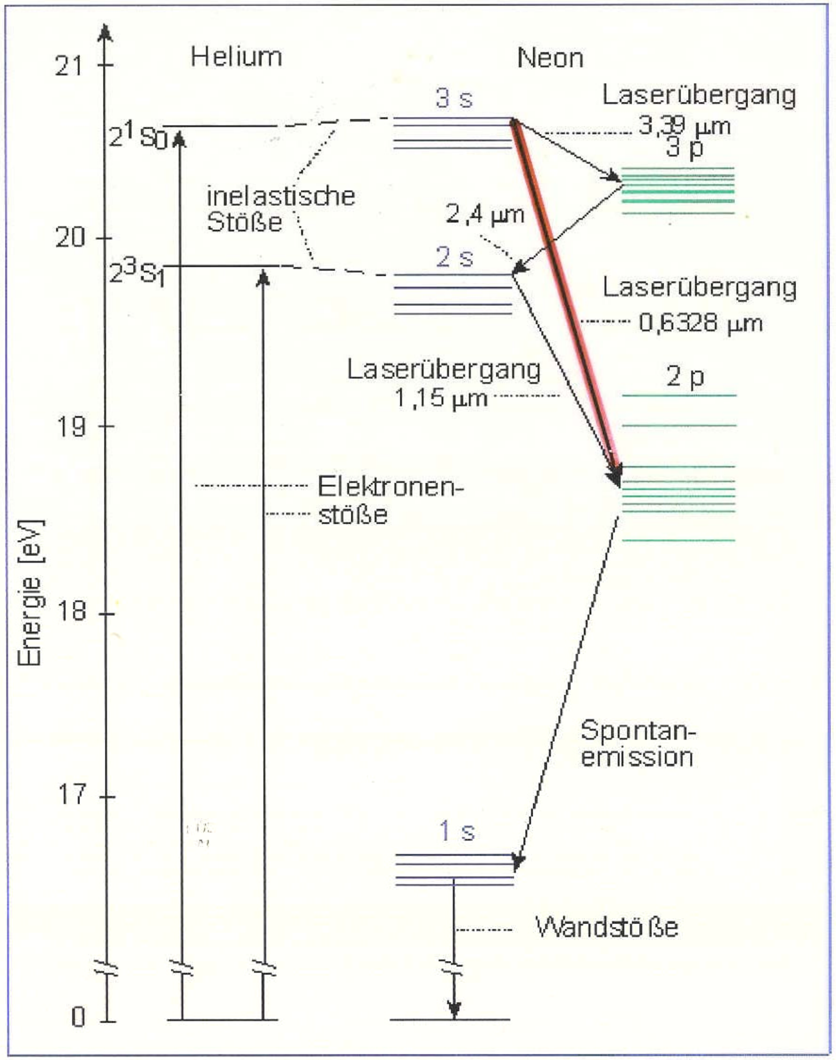
2.2 Lasertypen

1. Gaslaser

Für die optische Nachrichtenübertragung kommen nur Laser mit einer Niederdruck-Gasentladung infrage.

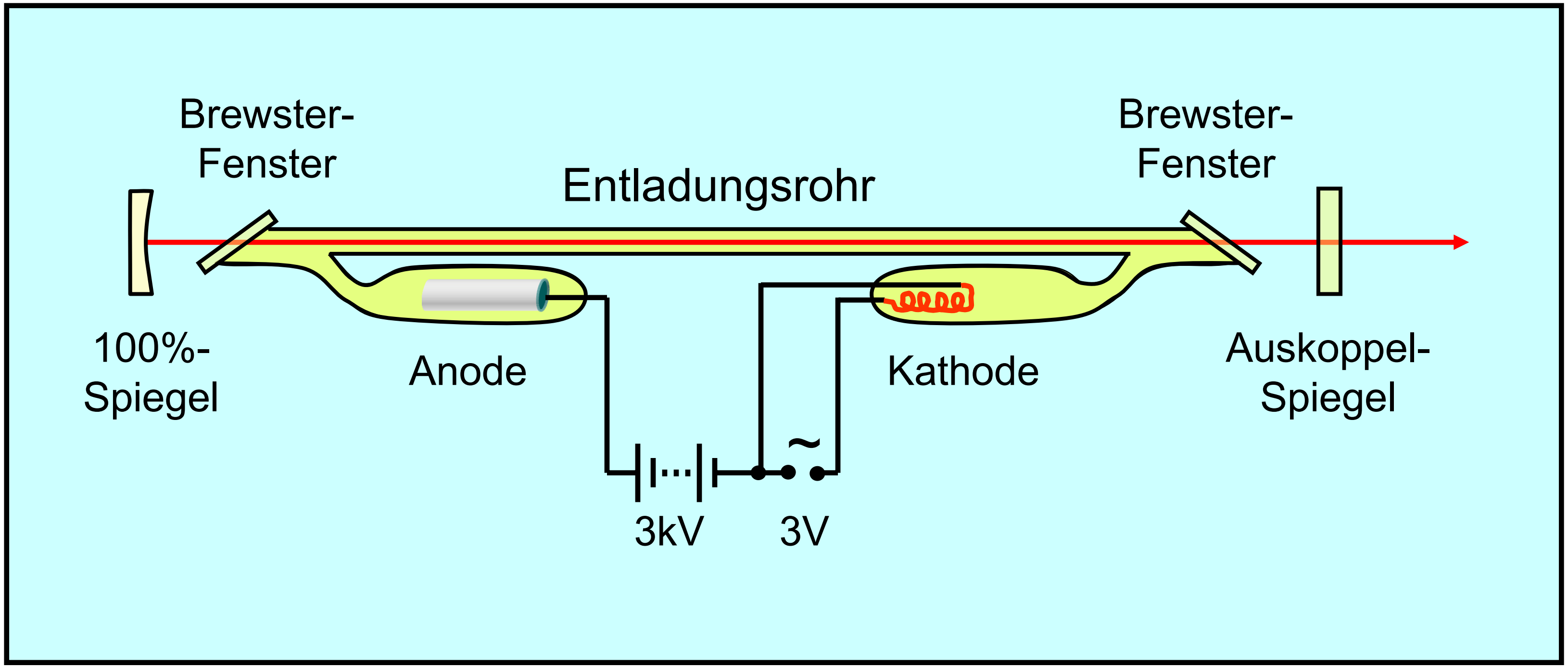
- Unter diesen Bedingungen wird besonders stabiler und rauschfreier Anregungsprozess garantiert.
- Laser besitzen hohe zeitliche und räumliche Kohärenz.
- Ausgangsleistung ist dagegen allgemein eher niedrig.

HeNe-Laser - Pumpschema

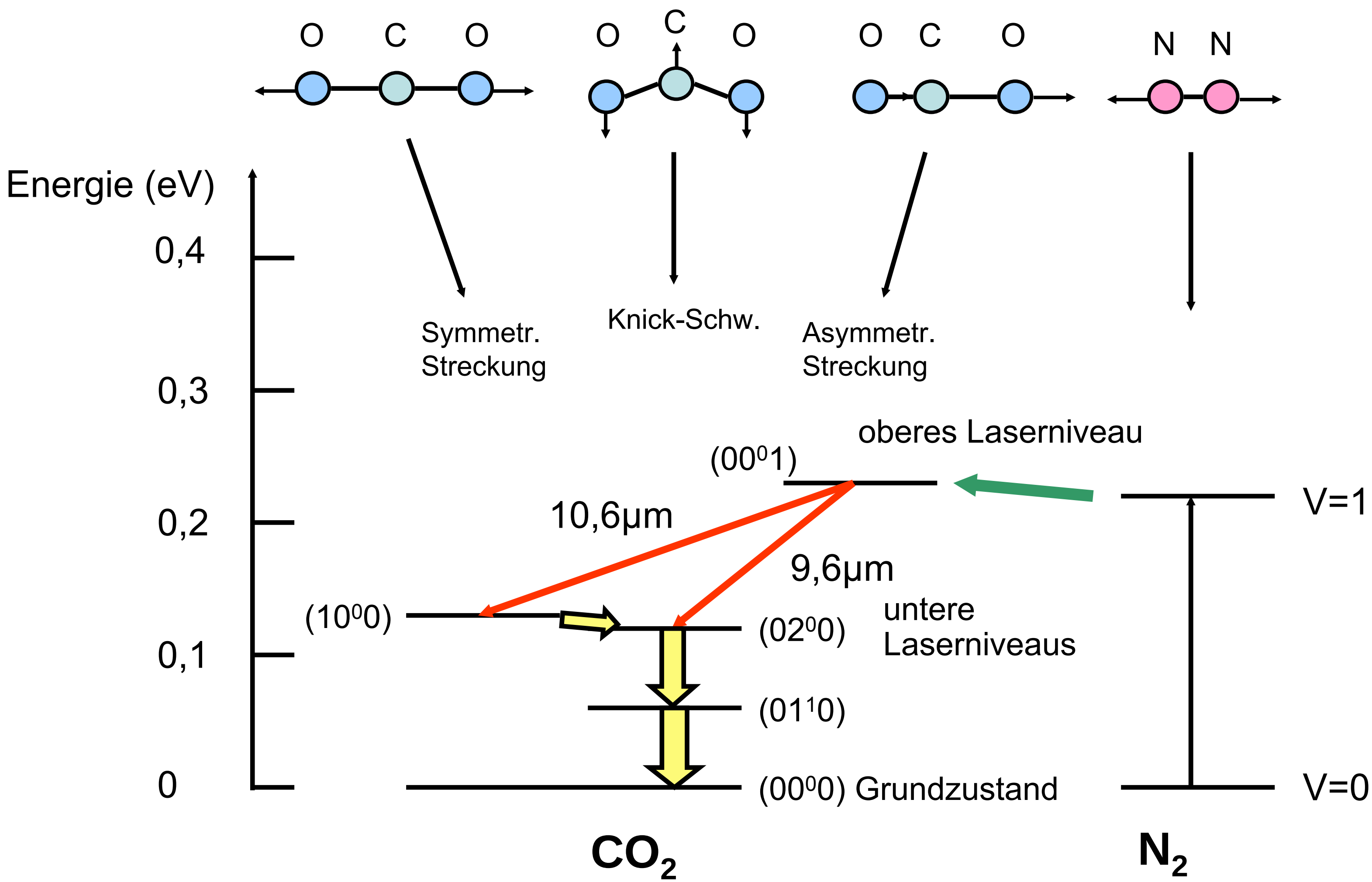


- Gasdruck: bis 10 hPa
- Gaszusammensetzung: 80% He, 20% Ne
- Ne ist das laseraktive Gas
- He dient über Stöße 2. Art zum Aufbau der Inversion
- Nach Elektronenstoßanregung sammeln sich He-Atome in metastabilen Niveaus und geben ihre Energie über quasi resonante Stöße an Ne-Atome ab.

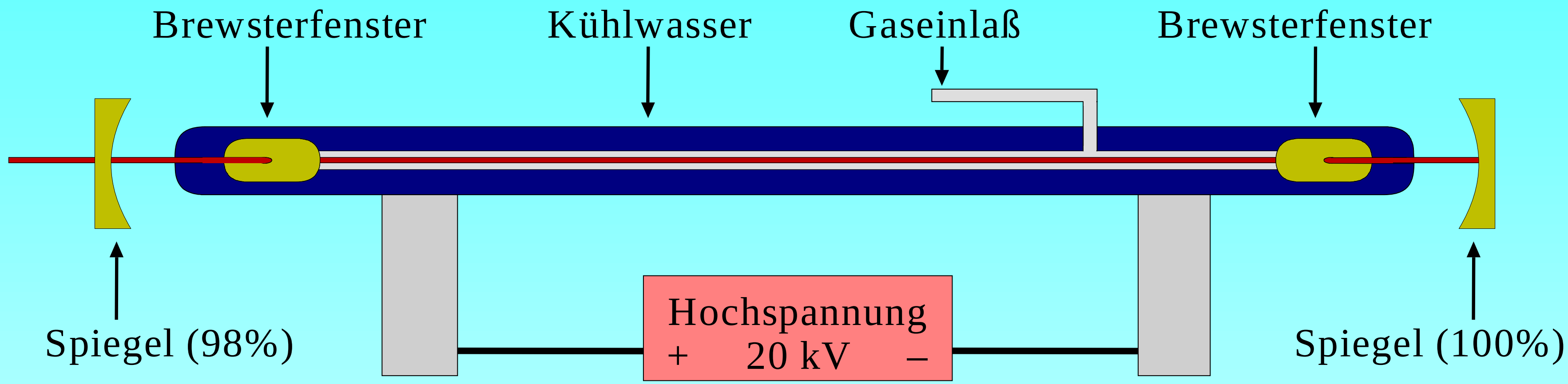
- HeNe-Laser - Aufbau



• CO_2-Laser - Termschema



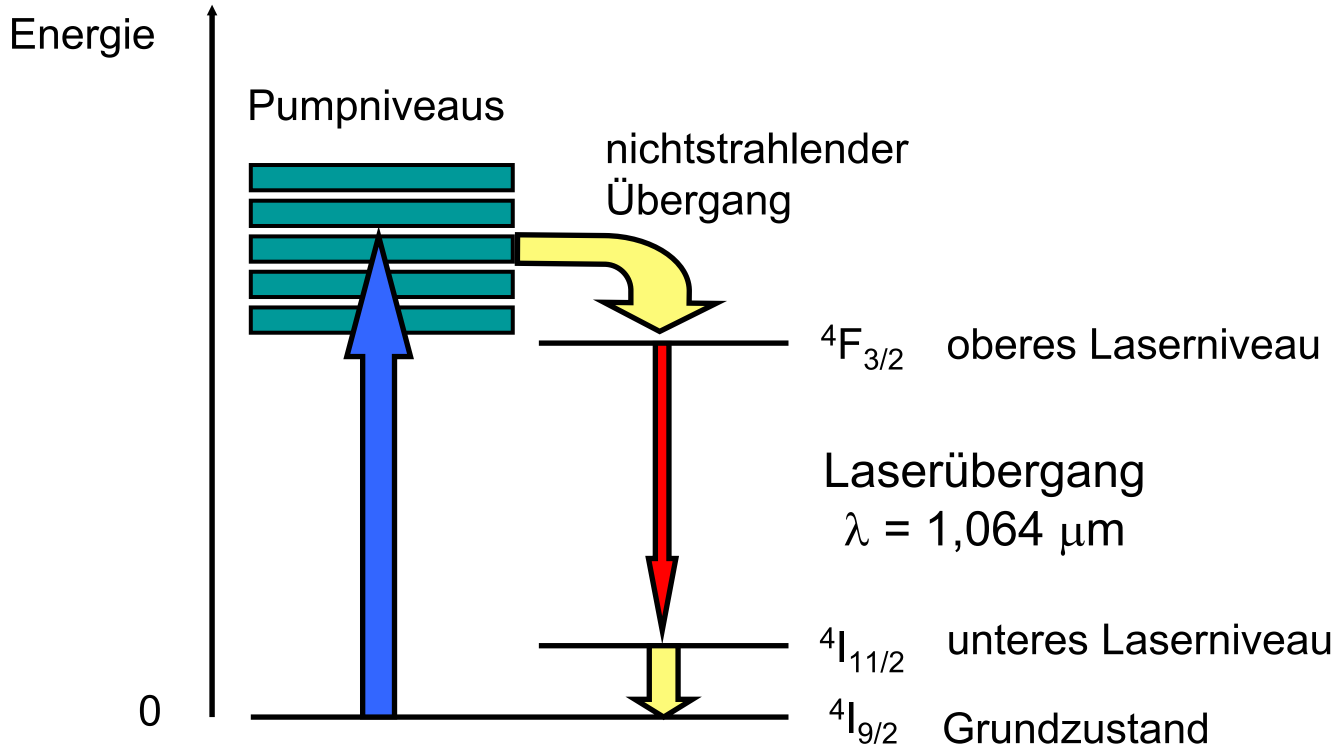
Kohlendioxid-Laser



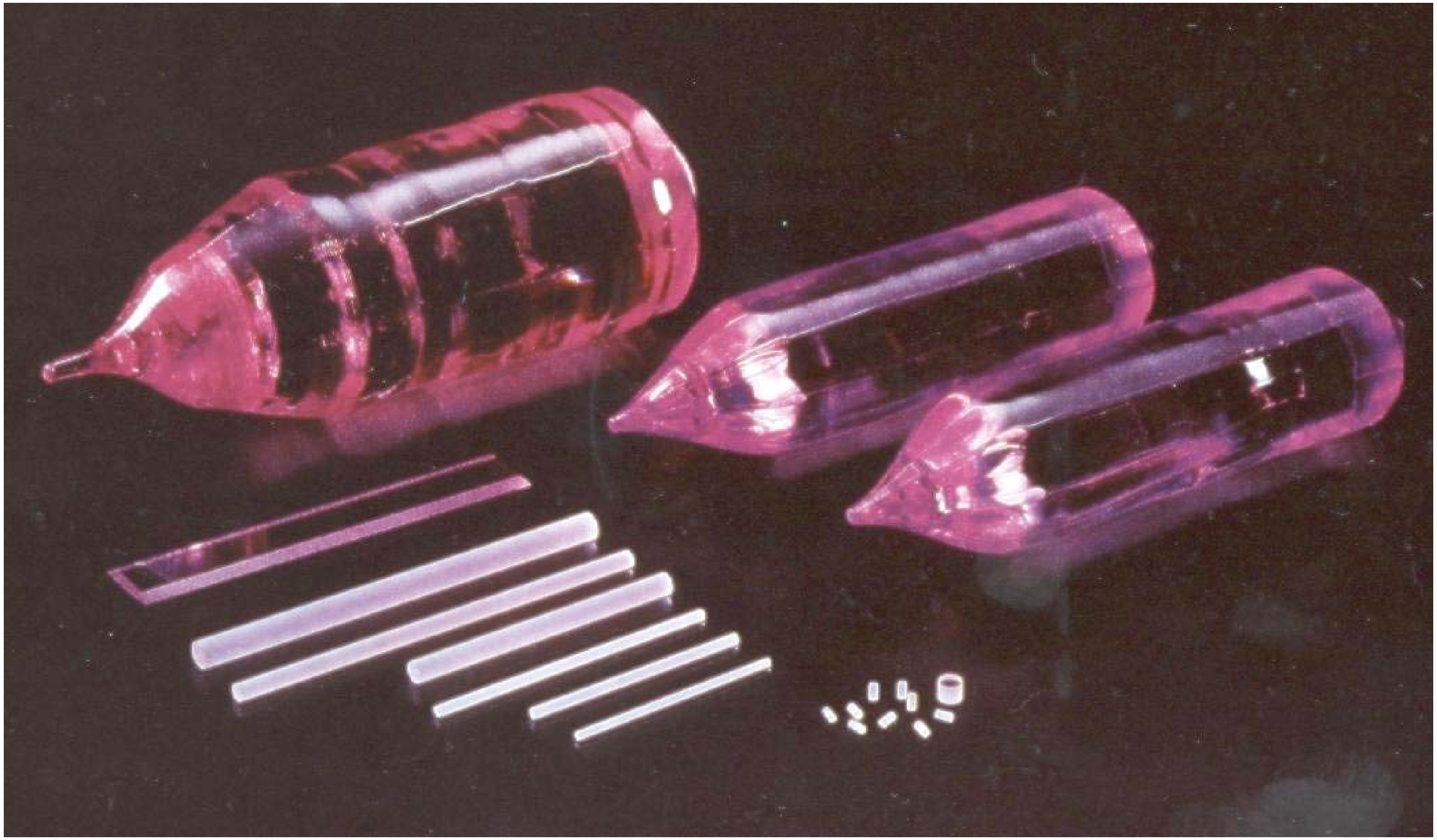
- ## Nd^{3+}:YAG-Laser – Pumpschema

Dotierung von Yttrium-Aluminium-Granat ($Y_3Al_5O_{12}$) mit ca. 1% Neodym.

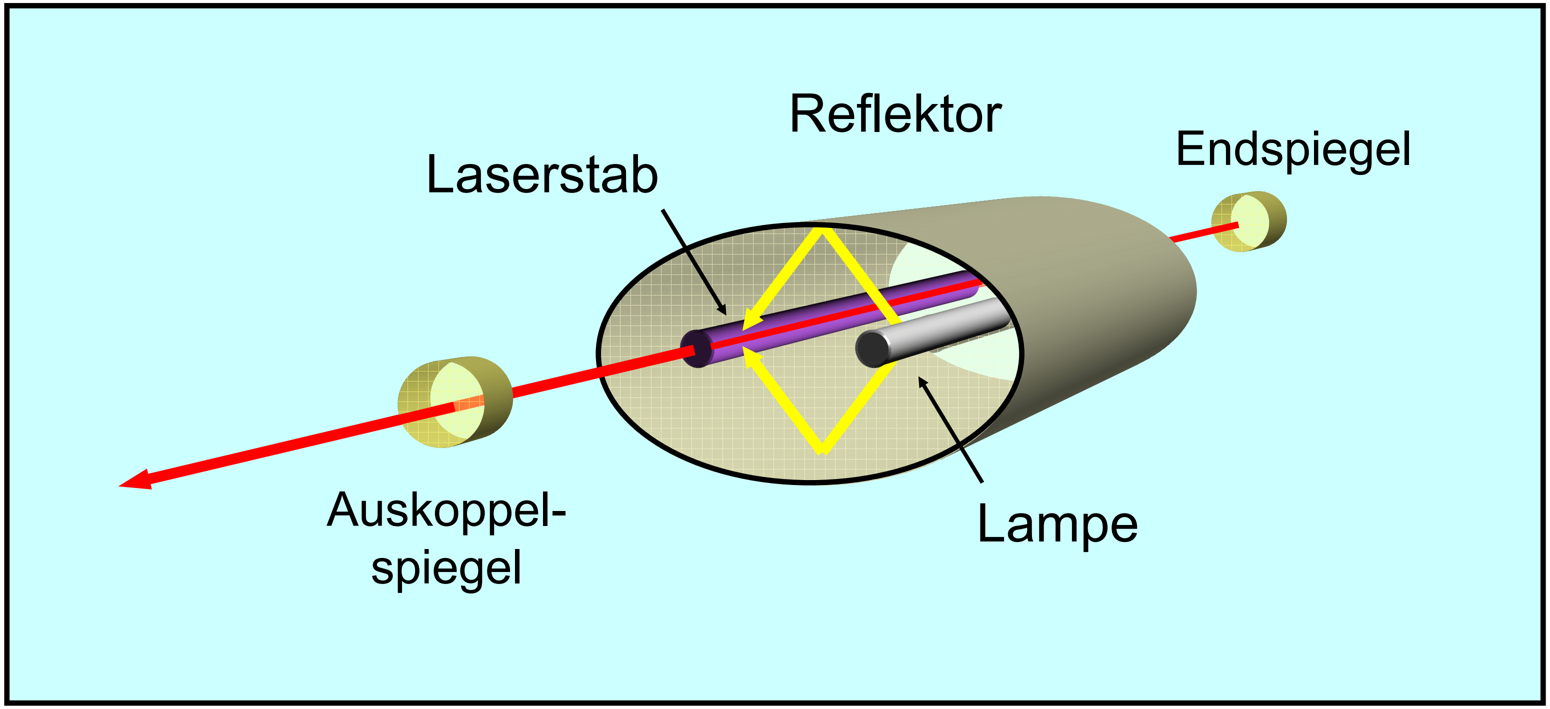
In YAG liegt Nd 3-fach ionisiert vor u. bildet laseraktive Ionen.



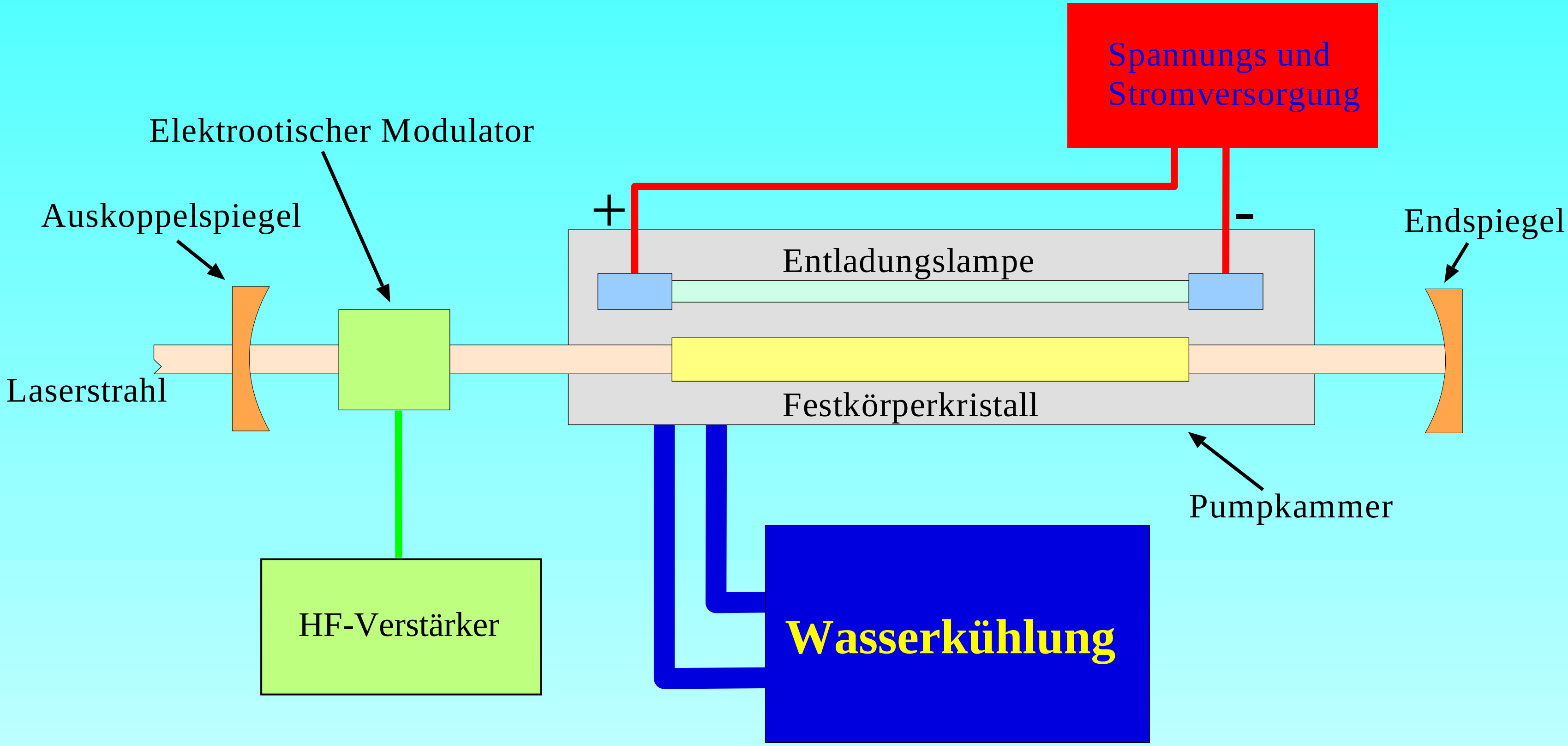
- Nd^{3+}:YAG Laserkristalle



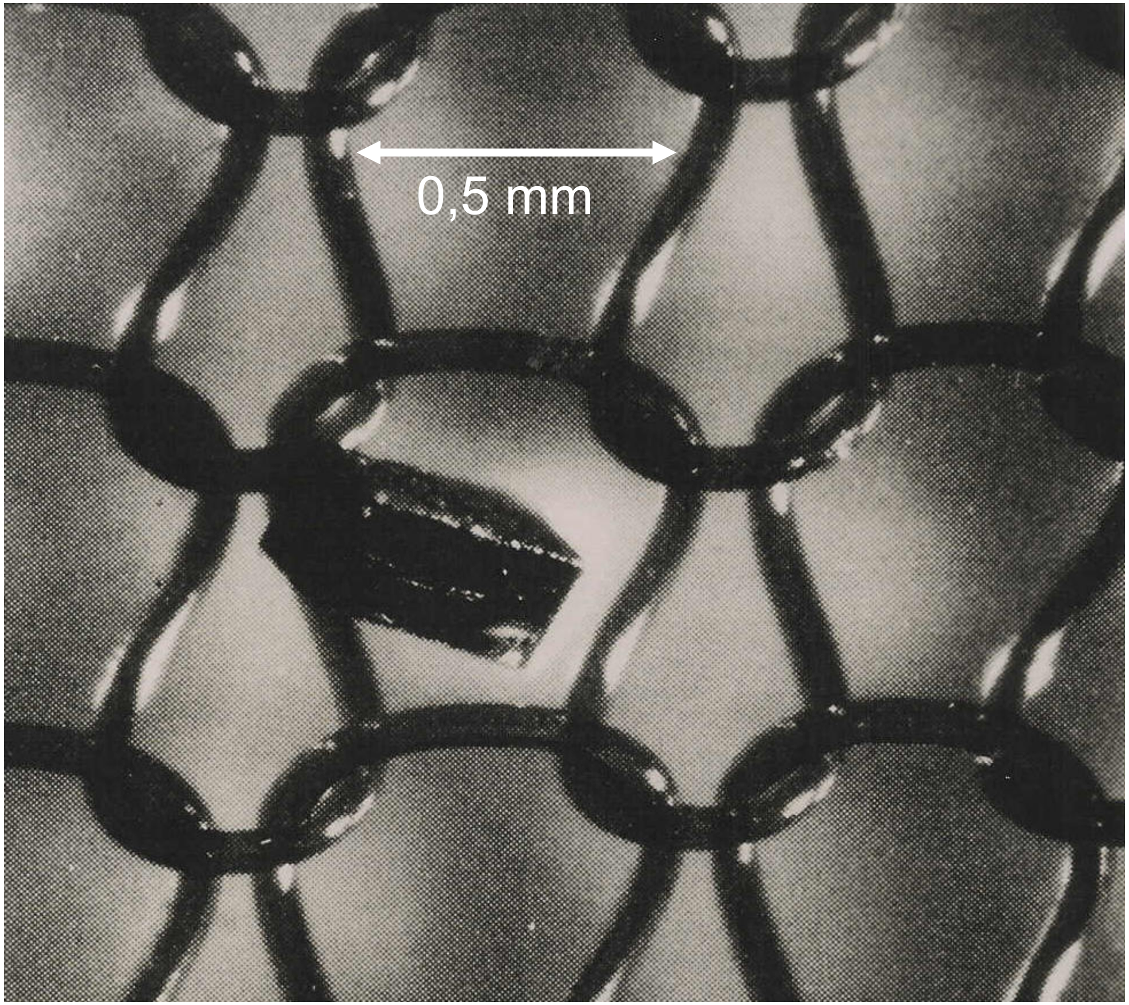
- Nd:YAG-Laser - Aufbau



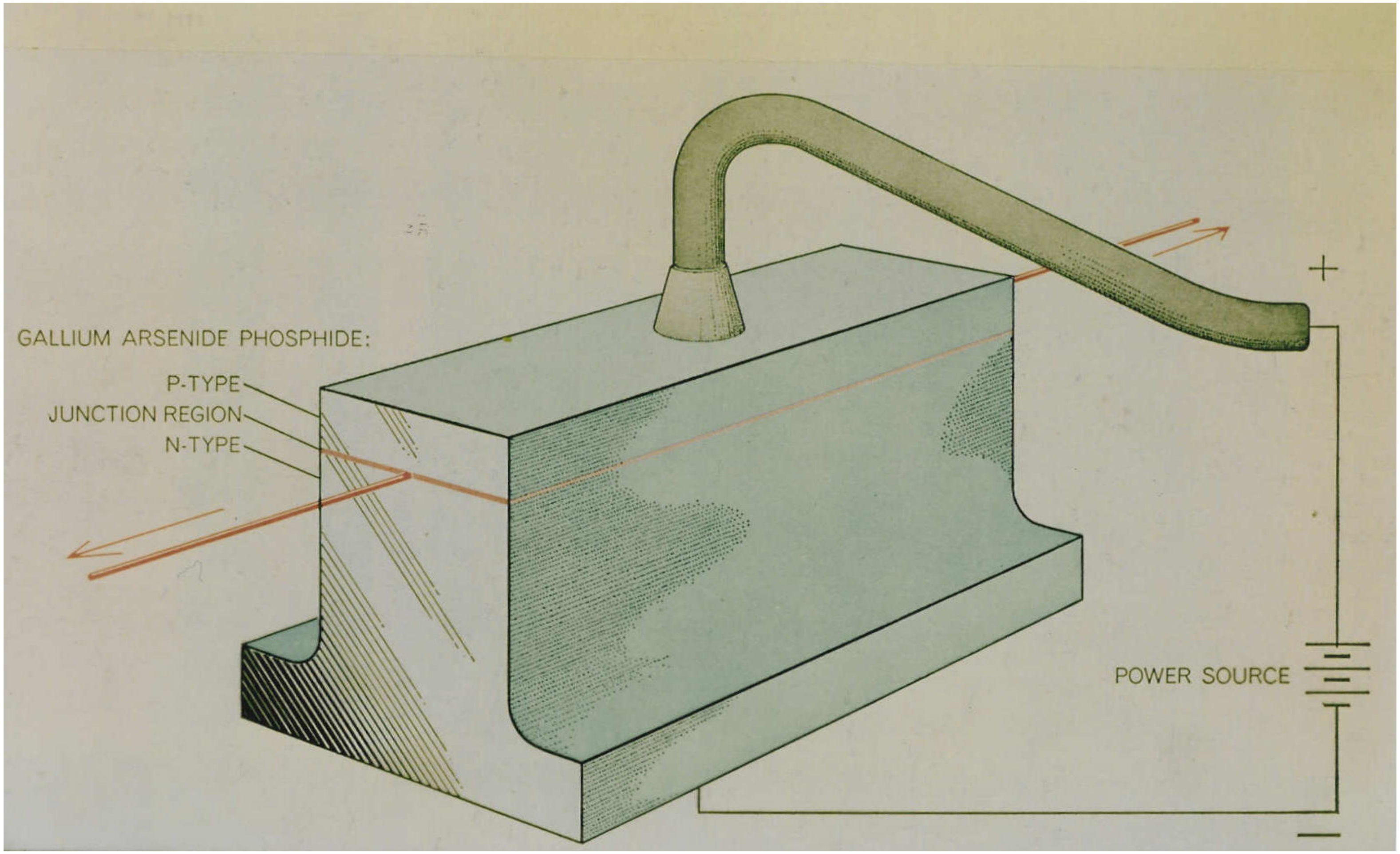
Festkörperlaser (Entladungslampen gepumpt)



- Halbleiterlaser

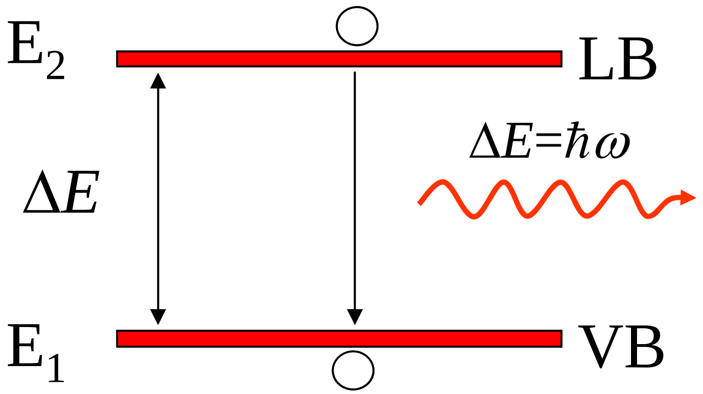


- Halbleiterlaser - Aufbau

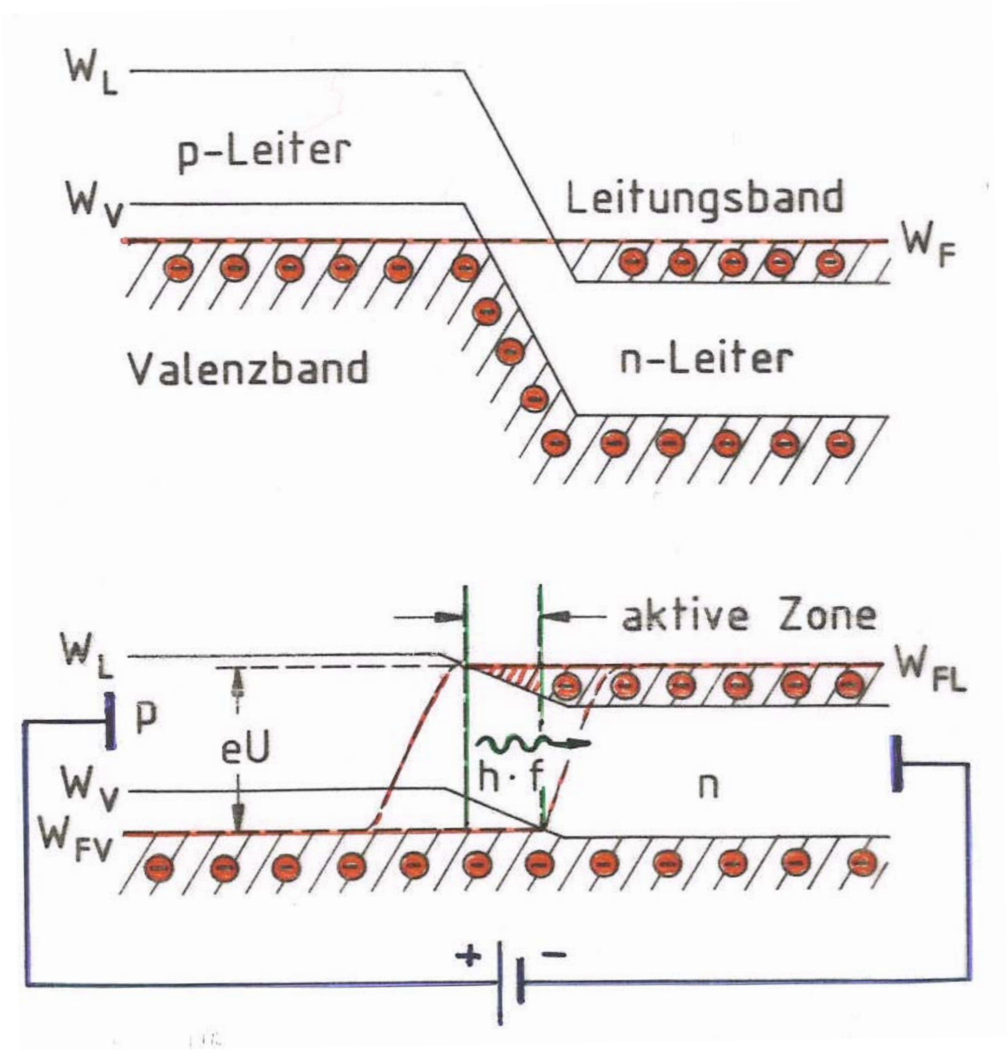


- Halbleiterlaser

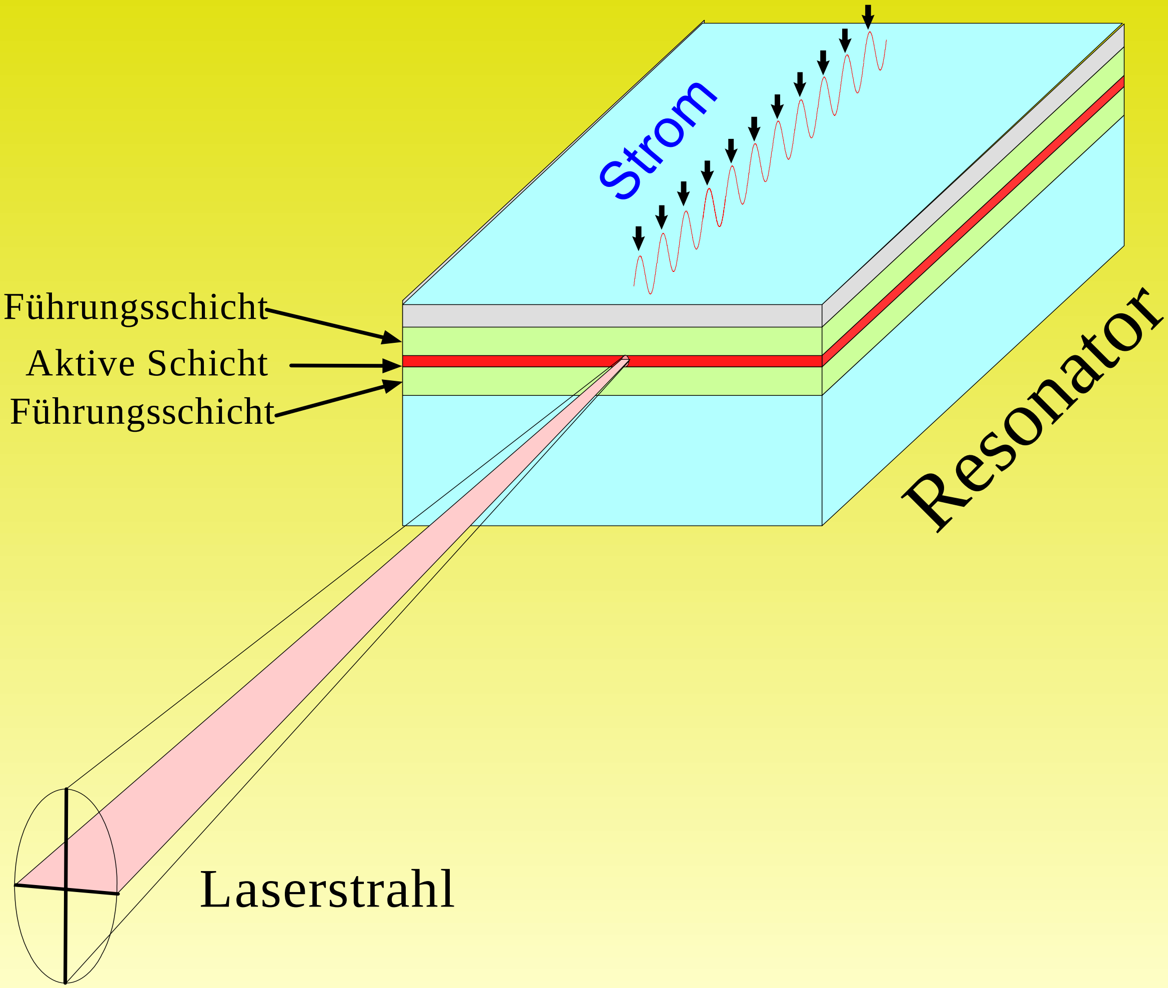
Übergang zwischen Leitungs- und Valenzband



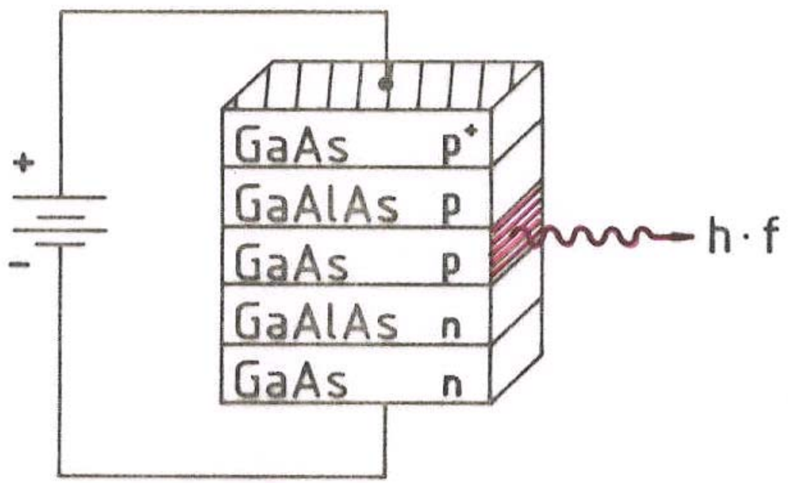
- Halbleiterlaser - Pumpschema

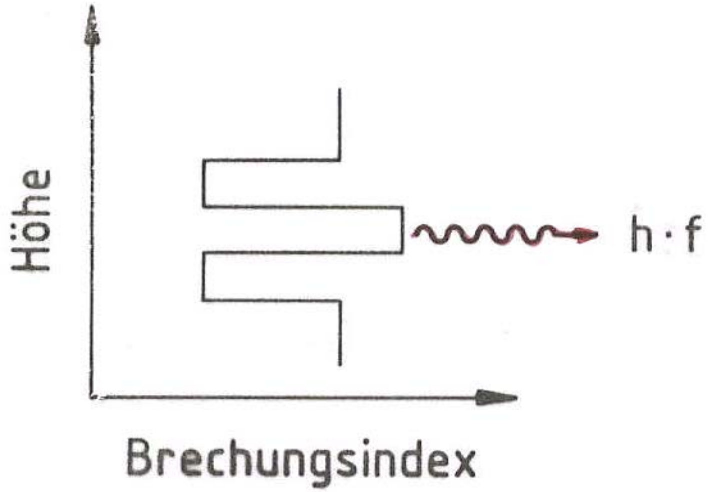


Halbleiterlaser

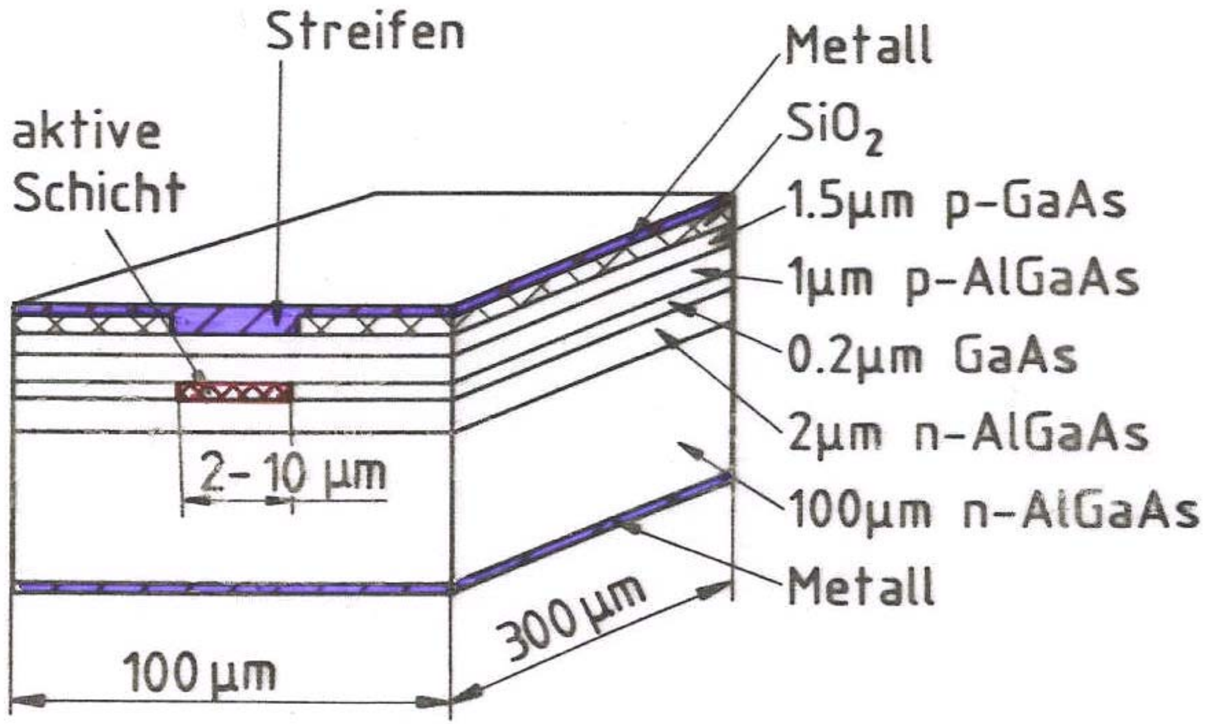


- Halbleiterlaser - Schichtenstruktur

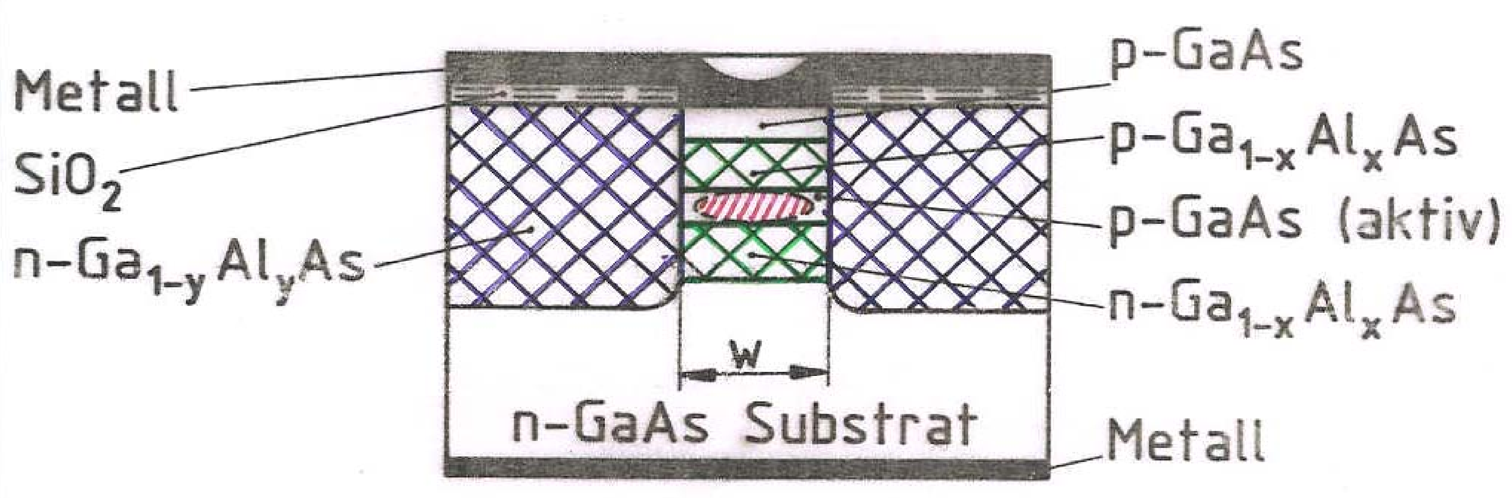




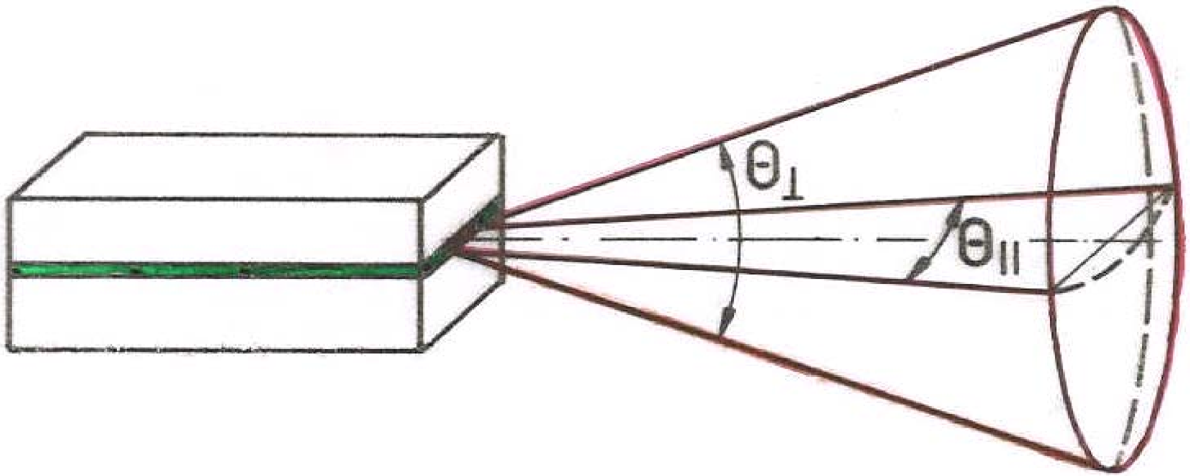
- Halbleiterlaser - gewinngeführt



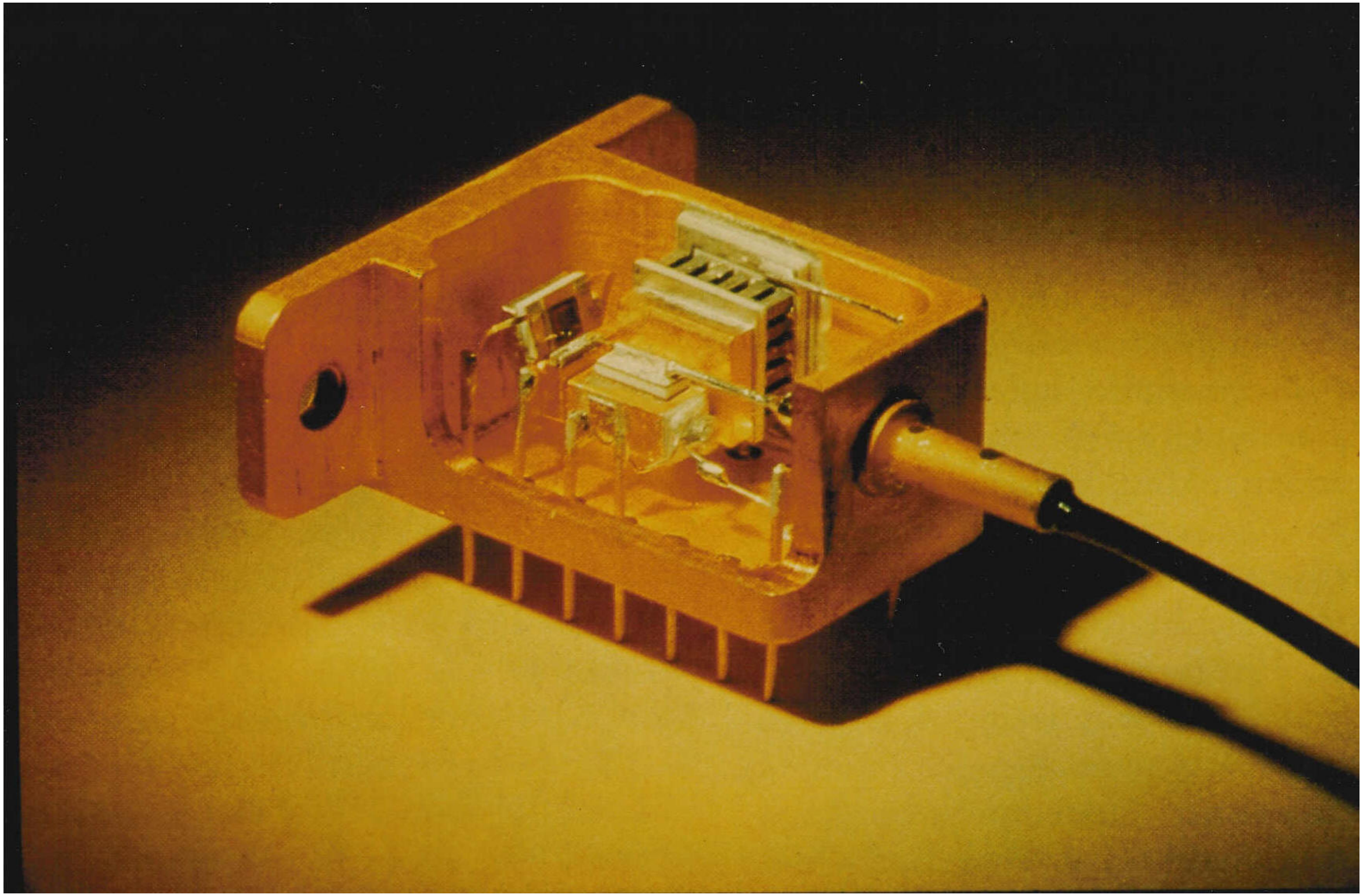
- Halbleiterlaser - indexgeführt



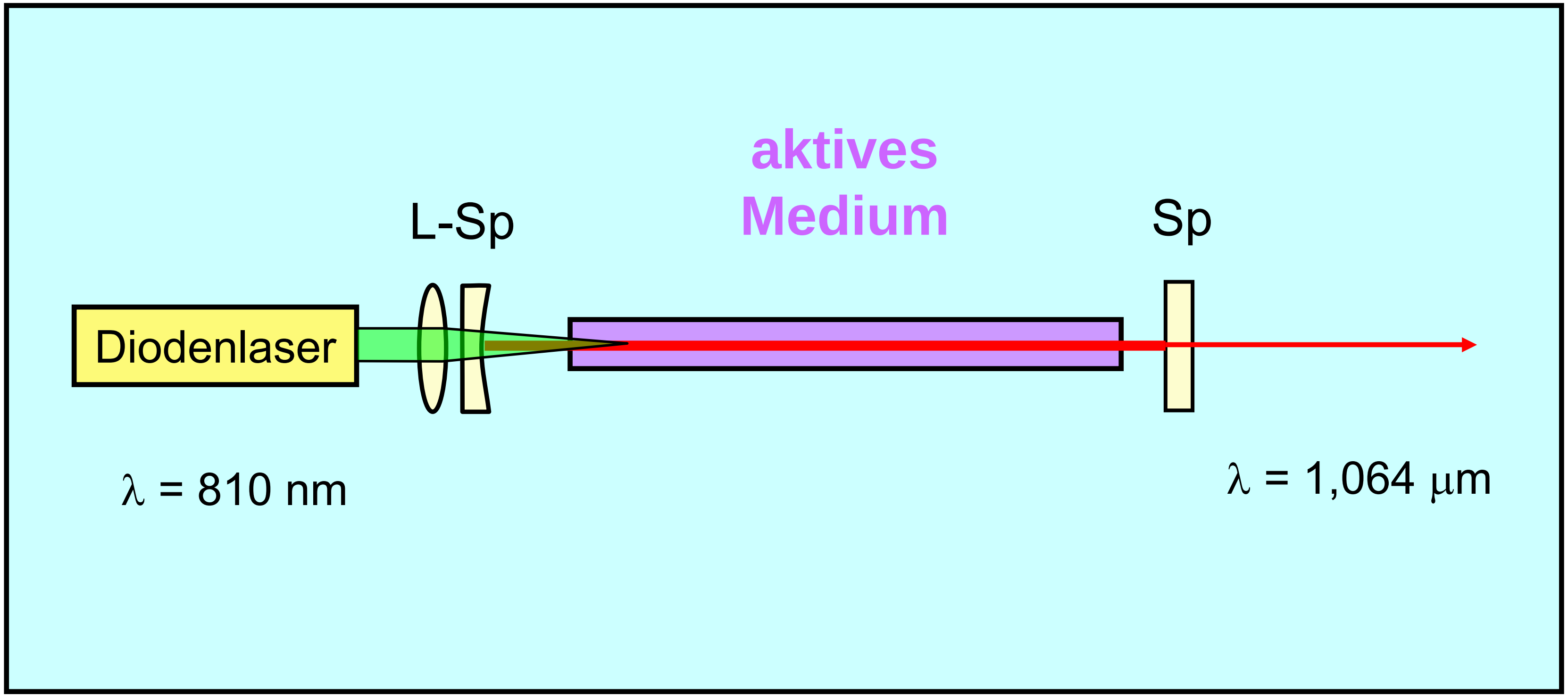
- Halbleiterlaser - Abstrahlung



- Halbleiterlaser



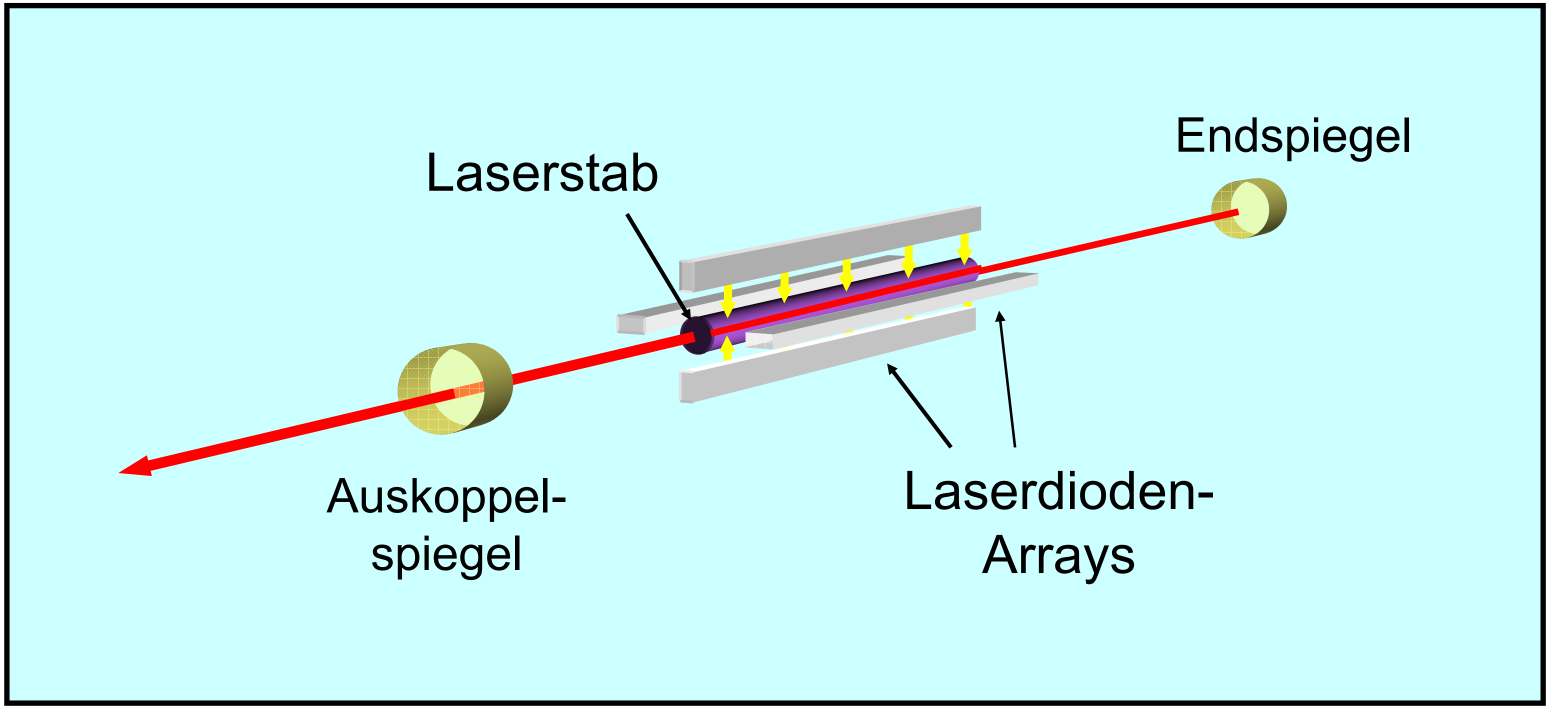
- HL gepumpter Nd^{3+}:YAG-Laser



Wirkungsgrad über 30%: geringe thermische Verluste

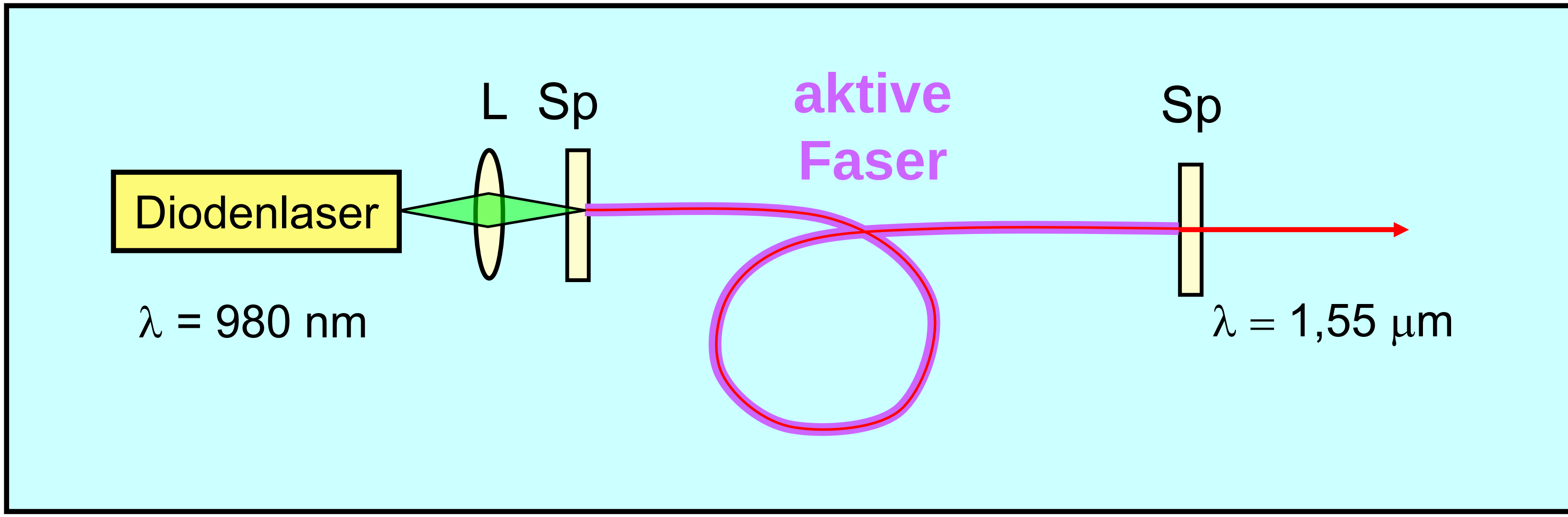
– hohe Stabilität
– keine Wasserkühlung
– Ausgangsleistung: leicht einige Watt, skalierbar bis kW

- Nd:YAG-Laser - Aufbau

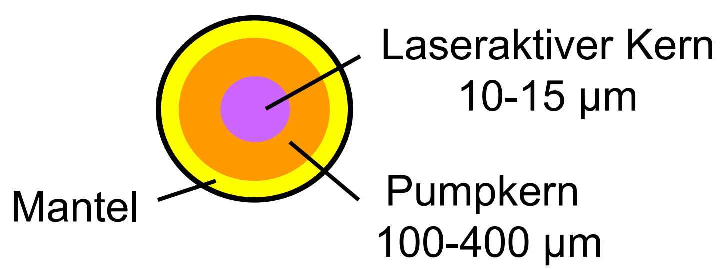


Anordnung für diodengepumpte Laser bis zum kW Bereich

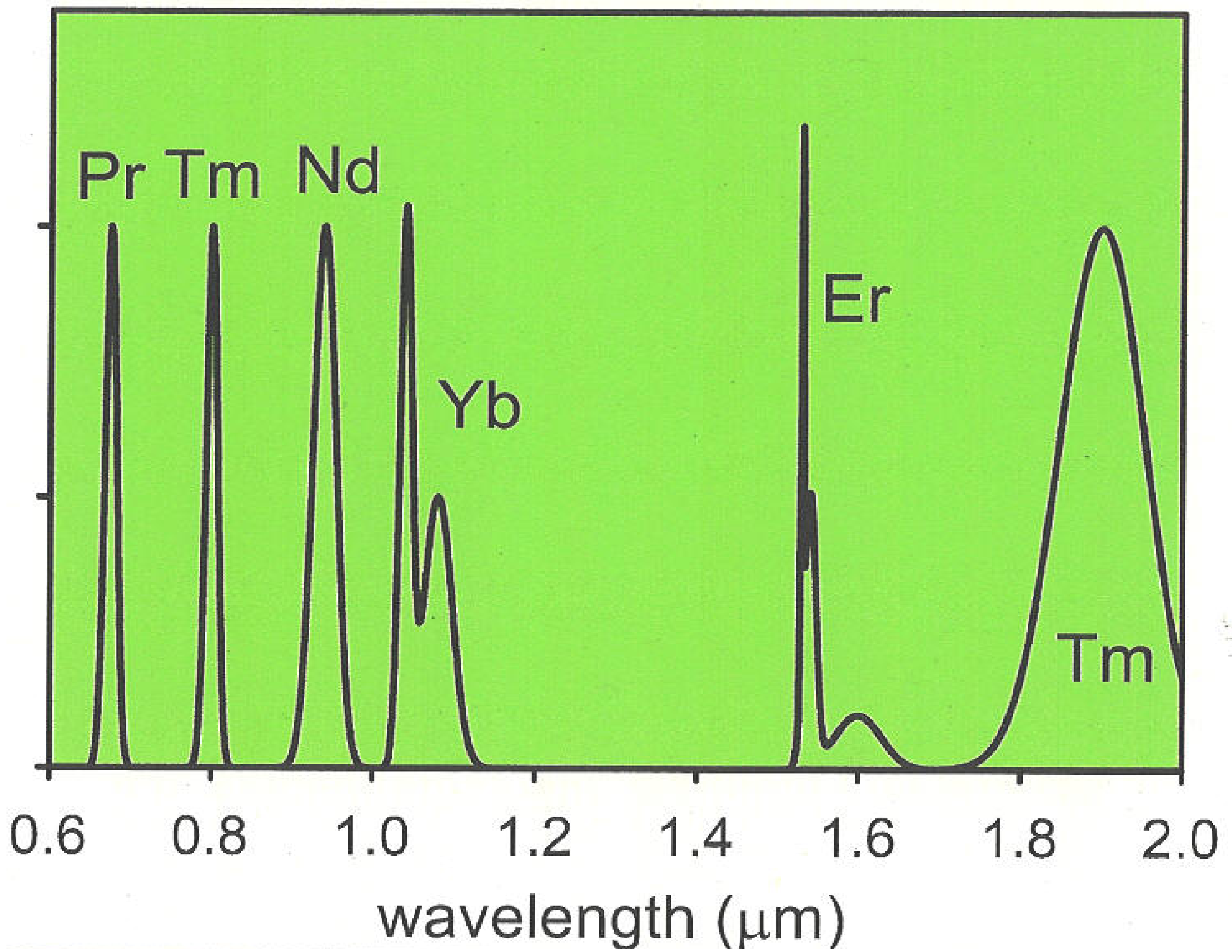
- HL gepumpter Er^{3+}-Faserlaser



Doppel-Mantel-Faser



Beispiele für Faserlaser



3. Modulation von Lasern

Im optischen Bereich kann jede der eine Welle kennzeichnenden Größen zur Modulation der Strahlung herangezogen werden.

Für den elektrischen Feldvektor des elektromagnetischen Feldes gilt:

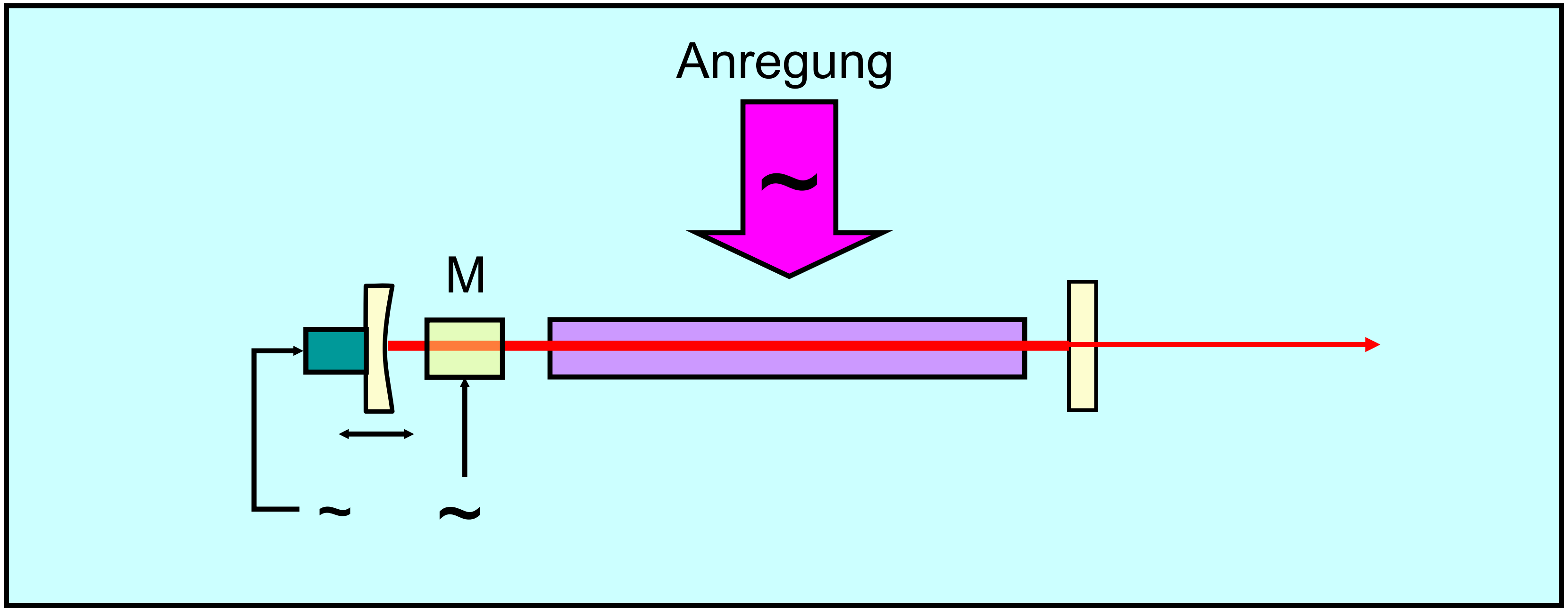
$$\vec{E}(\vec{r},t) = \underbrace{\vec{e}}_{\text{Polarisation}}\,\underbrace{E_0}_{\text{Amplitude}} \cos(\underbrace{\omega}_{\text{Frequenz}} t - \underbrace{\vec{k}}_{\text{Richtung}}\,\vec{r} + \underbrace{\varphi}_{\text{Phase}})$$

Modulationsverfahren

lassen sich zwei Klassen zuordnen:

1. Innere Modulation:

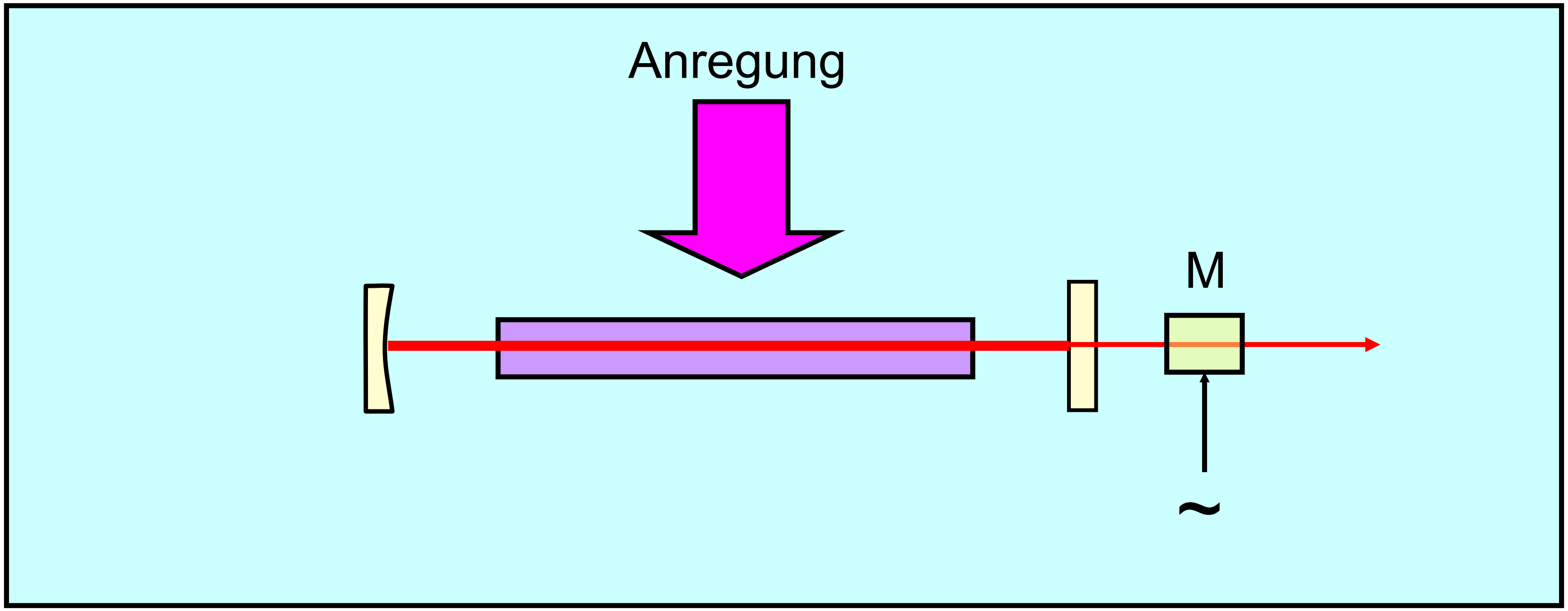
Licht wird bei der Entstehung im Resonator beeinflusst durch:



- Steuerung der Verstärkung
- Steuerung der Verluste
- Änderung der optischen Länge

2. Externe Modulation:

Das Licht wird nach der Erzeugung außerhalb des Resonators moduliert:

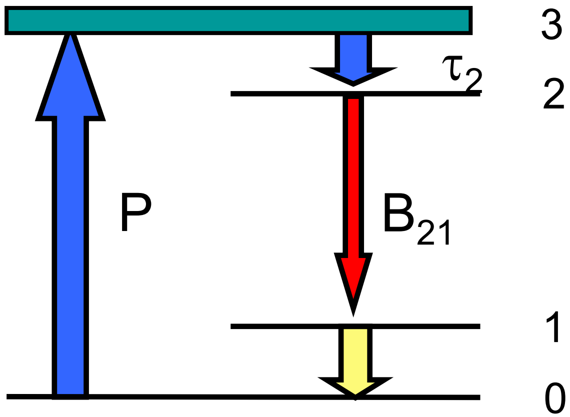


3.1 Direkte Modulation

Es wird über den Pumpprozess moduliert.

Zur Ermittlung des Einflusses ist Bilanzgleichung aufzustellen.

1. Grundlagen



– Der Pumpprozess erfolge mit einer Pumprate P von Niveau 0 → 3 → 2
– Unteres Laserniveau werde schnell entleert, es ist praktisch immer leer.

- Bilanzgleichung für Niveau 2:

$$\frac{dN_2}{dt} = P - B_{21} g(\nu)\,\rho\, N_2 - \frac{N_2}{\tau_2}$$

N_2 – Besetzungsdichte; P – Pumprate; B_{21} – Einsteinkoeffizient; $g(\nu)$ – Linienformfunktion; ρ - Energiedichte; τ_2 - Lebensdauer

Der 2. Term in der Bilanzgleichung liefert die Besetzungsänderung durch induzierte Emission.

Dabei erhöht jeder Übergang die Photonendichte *q* entsprechend

$$\frac{dq}{dt} = B_{21}\, g(\nu)\, \rho\, N_2$$

Gleichzeitig macht sich ein Verlust durch die endliche Speicherfähigkeit des Resonators bemerkbar.

Mit t_S als der Photonenspeicherzeit ergibt sich damit als Bilanz für das Strahlungsfeld, ausgedrückt durch die Photonendichte:

$$\frac{dq}{dt} = B_{21}\, g(\nu)\, \rho\, N_2 - \frac{q}{t_S}$$

Die Energiedichte ρ definiert sich aus der Photonendichte q über

$$\rho = h\nu\, q\,.$$

Mit der Abkürzung

$$B = B_{21}\, h\nu\, g(\nu)$$

ergibt sich dann für die Besetzungs- und Photonendichte das

gekoppelte Bilanzgleichungs-System:

$$\frac{dN_2}{dt} = P - B\,q\,N_2 - \frac{1}{\tau_2} N_2$$

$$\frac{dq}{dt} = \quad + B\,q\,N_2 - \frac{1}{t_s} q$$

Lösung für kleine Modulationsgrade

Sei

$$P(t) = P_0 + P_t \quad mit \quad P_t << P_0$$

Bei Lasertätigkeit deutlich über der Schwelle gilt dann:

$$N_2 = N_0 + N_t \quad und \quad q = q_0 + q_t$$

$$mit \quad |N_t| << |N_0| \quad und \quad |q_t| << |q_0|$$

Bilanzgleichungen:

$$\frac{dN_0}{dt} + \frac{dN_t}{dt} = P_0 + P_t - (N_0 + N_t)B(q_0 + q_t) - (N_0 + N_t)/\tau_2$$

$$\frac{dq_0}{dt} + \frac{dq_t}{dt} = (N_0 + N_t)B(q_0 + q_t) - (q_0 + q_t)/t_S$$

Für Abweichungen vom stationären Fall (P_0) gilt bei Vernachlässigung von Termen mit $N_t \cdot q_t$:

$$\frac{dN_t}{dt} = P_t - B(N_0 q_t + N_t q_0) - N_t / \tau_2$$

$$\frac{dq_t}{dt} = B(N_0 q_t + N_t q_0) - q_t / t_S$$

Eliminieren von N_t gibt DGL 2. Grades:

$$\frac{d^2 q_t}{dt^2} + \left(Bq_0 + \frac{1}{t_S} - BN_0 \right) \frac{dq_t}{dt} + \frac{Bq_0}{t_S} q_t = Bq_0 P_t$$

$$\frac{d^2 q_t}{dt^2} + 2\alpha \frac{dq_t}{dt} + \beta\, q_t = Bq_0 P_t$$

Wegen 2. Bilanzgleichung gilt $B \cdot N_0 = 1/t_S$. Damit wird

$$2\alpha = B\,q_0 \quad und \quad \beta = B\,q_0\,/\,t_S$$

Bei periodischer Modulation von P_t mit:

$$P_t = P' e^{j\omega t}$$

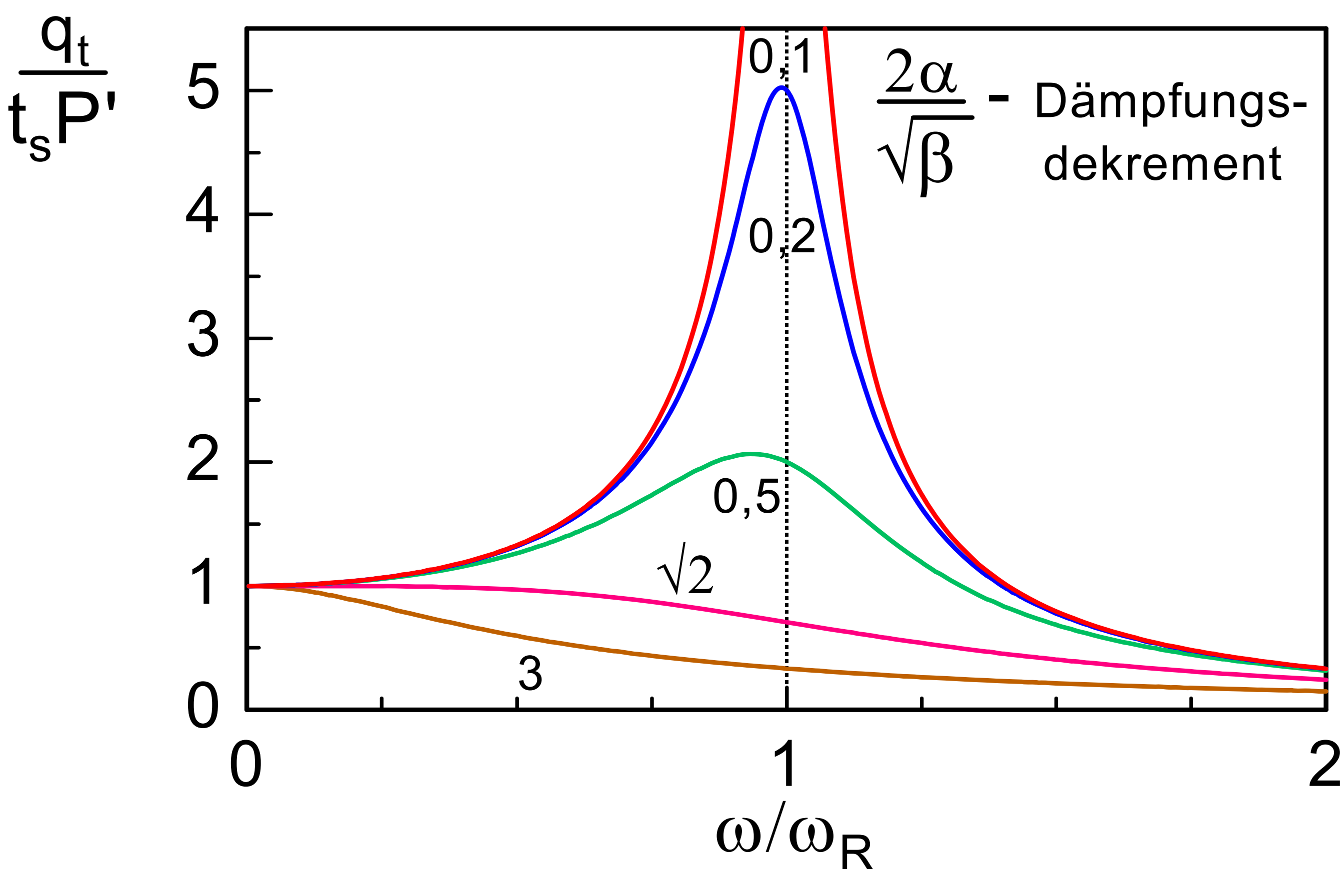
ergibt sich als Lösung:

$$q_t = \frac{B q_0 P'}{\sqrt{\left(\beta - \omega^2\right)^2 + 4\alpha^2\omega^2}} e^{j(\omega t + \varphi)}$$

Resonanzüberhöhung für:

$$\omega_R^2 = \beta - 2\alpha^2 = \frac{B q_0}{t_S} - \frac{1}{2} B^2 q_0^2$$

Resonanzverhalten bei Modulation



Konsequenzen

- Für Modulationsfrequenzen in der Nähe der Resonanzüberhöhung ω_R kommt es zu starken Signalverzerrungen.
- Ein einwandfreier Betrieb für Direktmodulation (Pumpleistungsmodulation) ist nur gewährleistet für Frequenzen < ω_R.
- Vorteilhaft kann die Resonanzüberhöhung genutzt werden für den Pulsbetrieb und damit für die digitale Modulation.
- Die durch direkte Modulation erreichbare Pulsrate wird dann durch ω_R begrenzt.

Berechnung von ω_R

Die Resonanzüberhöhung ω_R ergibt sich für

$$\omega_R^2 = \beta - 2\alpha^2 = \frac{Bq_0}{t_S} - \frac{1}{2} B^2 q_0^2$$

Zweckmäßig ist, B und q_0 durch praktischere Größen zu ersetzen.

An der Schwelle (q = 0) folgt aus

1. Bilanzgleichung :

$$\frac{dN_2}{dt} = P - B\,q\,N_2 - \frac{1}{\tau_2} N_2 = 0 \qquad \Rightarrow \qquad P_S = \frac{N_2}{\tau_2}$$

2. Bilanzgleichung :

$$\frac{dq}{dt} = \quad + B\,q\,N_2 - \frac{1}{t_s} q \qquad \Rightarrow \qquad N_2 = \frac{1}{B\,t_S}$$

$$B = \frac{1}{P_S\, t_S \tau_2}$$

Einsetzen in 1. Bilanzgleichung für Betrieb oberhalb der Schwelle:

$$P = \frac{N_2}{\tau_2} + B\,q_0\,N_2 \qquad \Rightarrow \qquad P = P_S + \frac{q_0}{t_S}$$

Damit wird ω_R zu:

$$\omega_R^2 = \frac{Bq_0}{t_S} - \frac{1}{2}B^2 q_0^2 = B\left(P - P_S\right) - \frac{1}{2}B^2\left(P - P_S\right)^2 t_S^2$$

Allgemein kann der quadratische Term entfallen (kleine Dämpf-ung), so dass nach Ersetzen von B gilt:

$$\omega_R = \sqrt{\frac{1}{\tau_2 t_S}\frac{P - P_S}{P_S}}$$

Beispiel Nd:YAG Laser

- Lebensdauer: τ_2 = 500 µs
- Auskoppelspiegel r = 90%, Resonatorlänge $L \cdot n$ = 10 cm

  $\Rightarrow$ t_S = 6,7 ns
- Laserleistung: $P = 2 \cdot P_S$

Die Modulationsresonanz wird

$$f_R = \omega_R / 2\pi = 87 \; kHz.$$

Konsequenz

Die Direktmodulation ist in Verbindung mit den meisten Festkörperlasern unbrauchbar.

2. Modulation von Halbleiterlasern

Bei Halbleiterlasern entspricht die Besetzungsdichte N_2 der Elektronenkonzentration n und die Pumprate P der Stromdichte j.

Mit d als der Dicke der aktiven Zone und τ_e als Elektronenlebensdauer werden die Bilanzgleichungen zu:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - B\,q\,n - \frac{n}{\tau_e}$$

$$\frac{dq}{dt} = \qquad + B\,q\,n - \frac{q}{t_s}$$

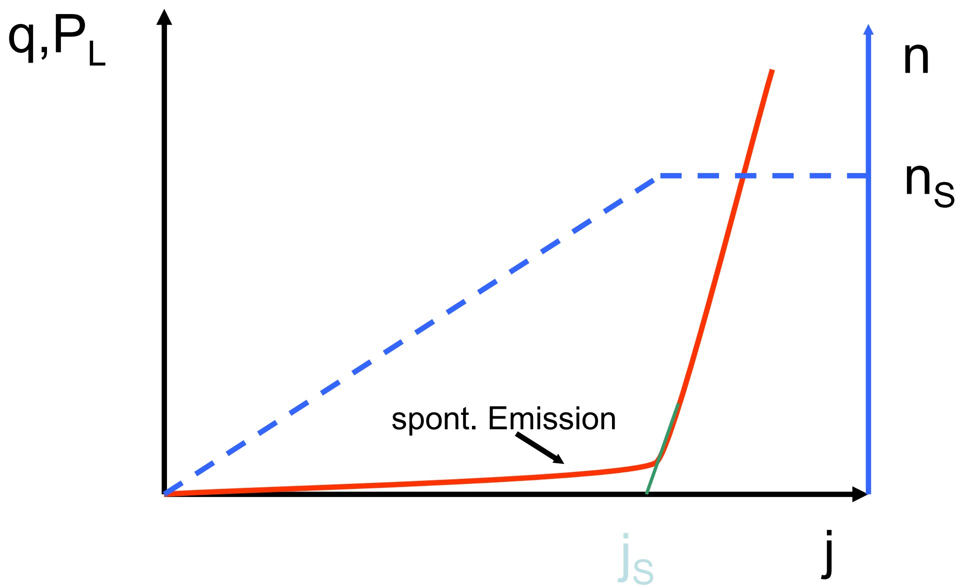
An der Schwelle ergibt sich analog zu vorher:

$$j_S = \frac{ed}{\tau_e} n, \qquad n = \frac{1}{Bt_S} \qquad \Rightarrow \qquad B = \frac{ed}{j_S\, t_S\, \tau_e}$$

Strom-Leistungs-Kennlinie des HL

Oberhalb der Schwelle gilt dann nach 1. BGl:

$$j = ed\left(1/\tau_e + B\,q_0\right)n \qquad \Rightarrow \qquad j = j_S + \frac{ed}{t_S}q_0$$



Modulationsresonanz ω_R

Ersetzen von B und q_0 durch j und j_S ergibt für ω_R

$$\omega_R^2 = \frac{Bq_0}{t_S} = \frac{B(j-j_S)}{ed} = \frac{1}{\tau_e t_S}\frac{j-j_S}{j_S}$$

oder:

$$\omega_R = \sqrt{\frac{1}{\tau_e t_S}\frac{j-j_S}{j_S}}$$

Beispiel:

Lebensdauer τ_e = 4 ns

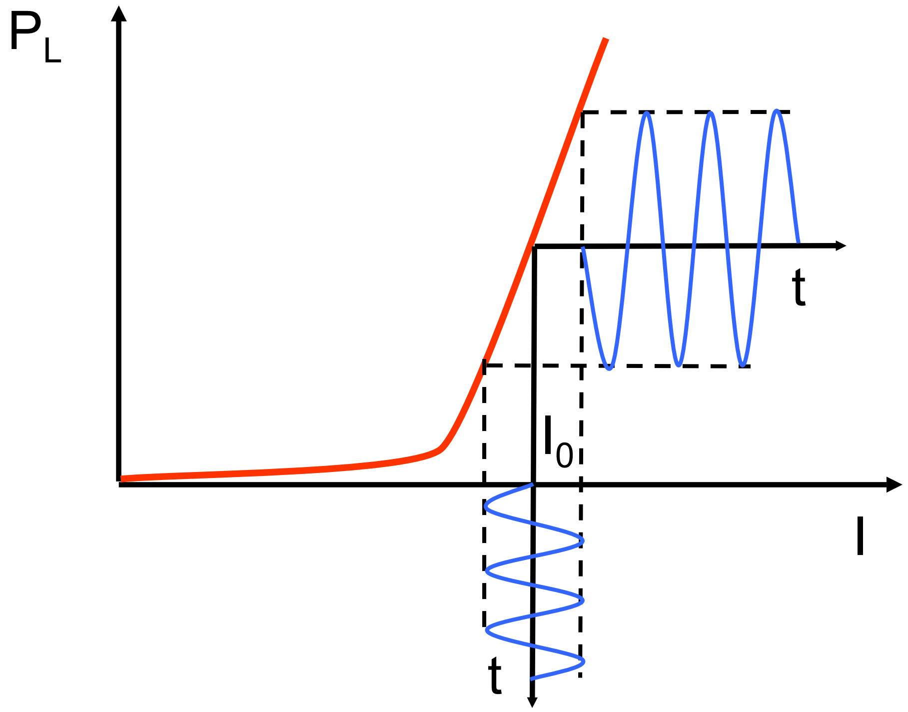
Reflexion $r_1 = r_2$ = 30%, Resonatorlänge n·L = 1 mm $\Rightarrow$ t_S = 4,8 ps

Stromdichte $j = 2 \cdot j_S$

$$f_R = \omega_R / 2\pi = 1{,}15\ GHz\,.$$

Analoge Modulation

Der Strom I wird um den Arbeitspunkt I_0 moduliert.



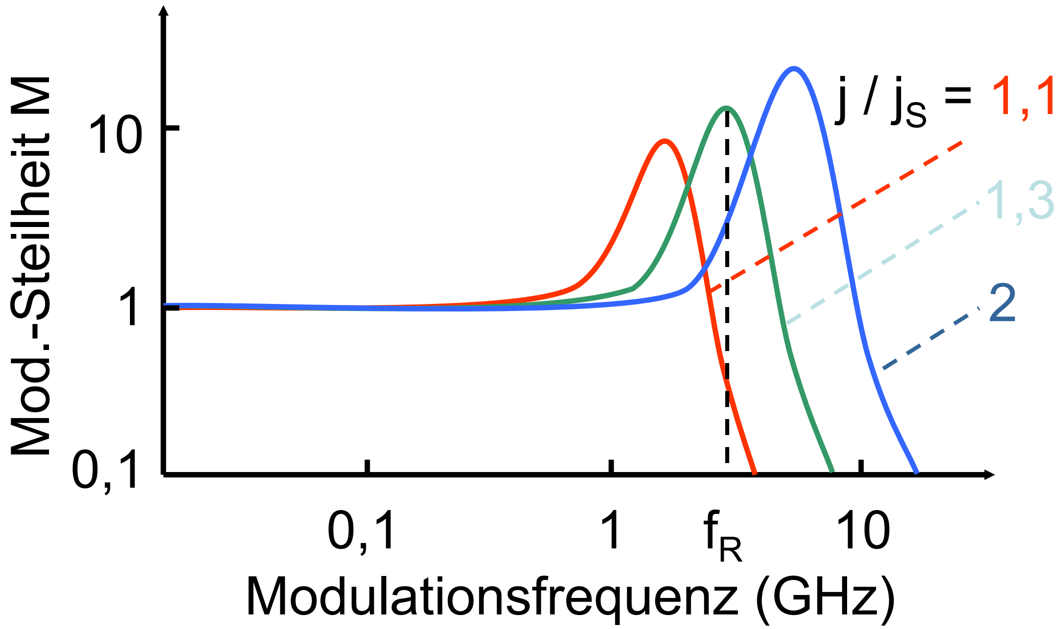
Nachteile

– Kleine Nichtlinearitäten in der Kennlinie führen zu Klirren.

– Um die Modulationsresonanz ω_R variiert der Modulationsgrad der Lichtleistung stark mit der Frequenz.

Modulationssteilheit

Der Modulationsgrad des Ausgangssignals – bezogen auf einen festen Modulationshub des Stroms – wird als Modulationssteilheit M bezeichnet.



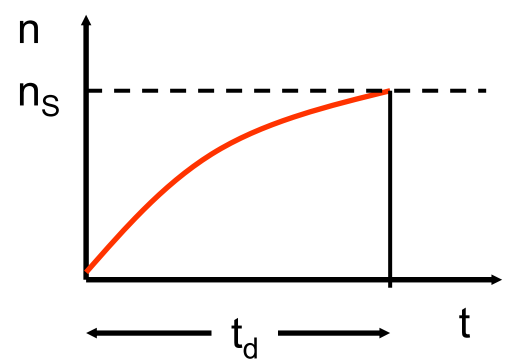
Digitale Modulation

Wird die Laserdiode treppenförmig mit der Stromdichte j angesteuert, kommt es zur verzögerten Emission um die Zeit t_d.

Der Aufbau der Inversion berechnet sich aus der 1. BGl.

Unterhalb der Schwelle gilt:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{n}{\tau_e}$$



Lösung:

$$n(t) = \frac{j\tau_e}{ed}\left(1 - e^{-t/\tau_e}\right)$$

$$\Rightarrow\ 1 - \frac{ed}{j\tau_e} n(t) = e^{-t/\tau_e}$$

$$\Rightarrow t = -\tau_e \ln\left(1 - \frac{ed}{j\tau_e} n(t)\right)$$

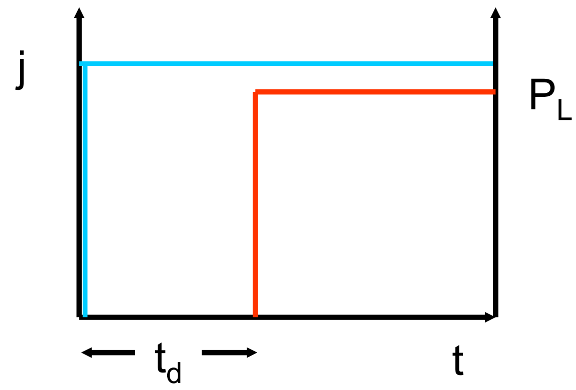
Erreicht n(t) die Schwelle, wird $t = t_d$.

Mit

$$j_S = \frac{ed}{\tau_e} n_S$$

gilt dann:

$$t_d = -\tau_e \ln\left(1 - \frac{j_S}{j}\right) = \tau_e \ln\left(\frac{j}{j - j_S}\right)$$



Mit einem Vorstrom j_V ergibt sich:

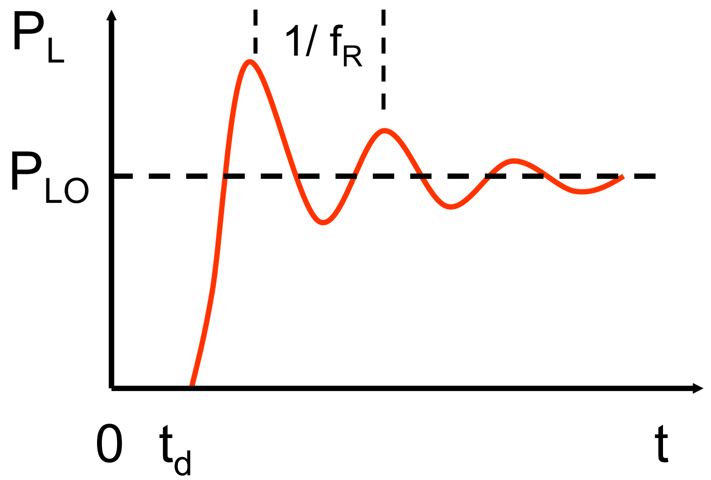
$$t_d^V = \tau_e \ln\left(\frac{j - j_V}{j - j_S}\right)$$

Ist der Vorstrom gleich dem Schwellstrom, wird $t_d = 0$.

Die Ansteuerung von unterhalb der Schwelle führt nicht nur zur zeitlichen Verzögerung, sondern auch zum Überschwingen der Laseremission mit typischen Relaxationsschwingungen.

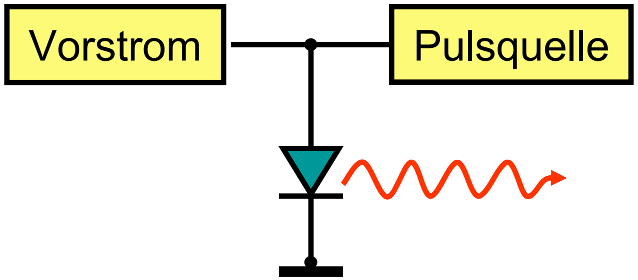
Der Einschwingvorgang erfolgt mit der Resonanzfrequenz f_R:

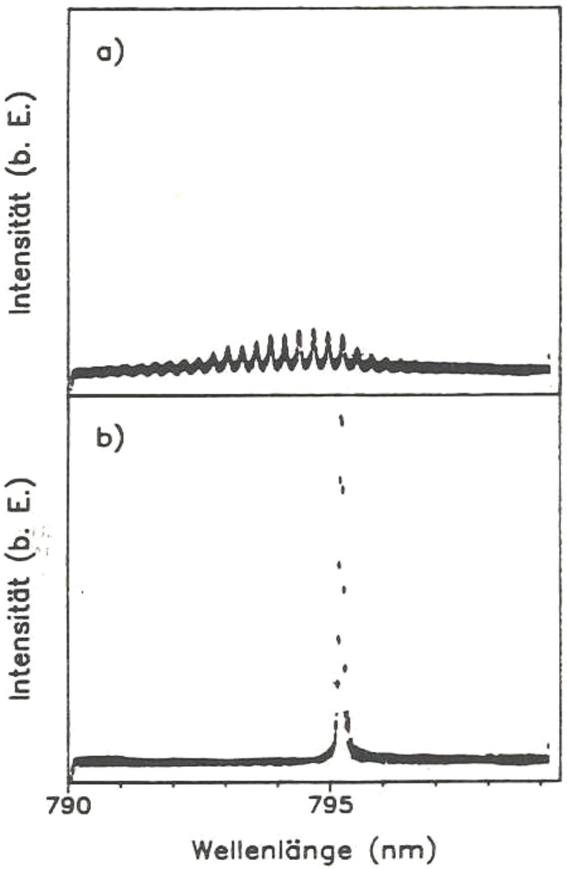
$$f_R = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{\tau_e t_S}\frac{j - j_S}{j_S}}$$



Gleichzeitig mit den Relaxationsschwingungen bildet sich ein breites Modenspektrum aus.

Wesentlich günstiger verhält sich der Laser bei Betrieb mit einem Vorstrom an oder kurz oberhalb der Schwelle.





In dieser Betriebsform lassen sich Pulse mit einer Repetitionsrate von einigen Gbit/s und Ein-Modenbetrieb realisieren.

3.2 Elektrooptischer Effekt

Licht kann weder durch elektrische noch magnetische Felder direkt moduliert werden.

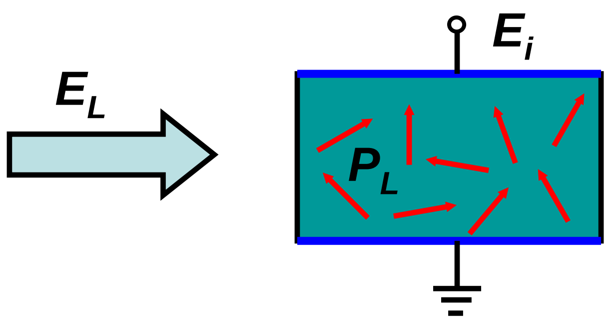
- Nur der Einfluss der Felder auf Materie und dann rückwirkend die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie ermöglicht eine Einflussnahme auf das Licht.
- Besonders geeignet ist die Änderung des Brechungsindexes durch ein angelegtes elektrisches Feld $\boldsymbol{E_i}$.

Dies wird als elektrooptischer Effekt bezeichnet.

1. Grundlagen

Durch ein auf ein Medium einwirkendes elektrisches Feld $\boldsymbol{E}_i$ wird eine Änderung der optischen Polarisation $\boldsymbol{P}_L$ in diesem Medium induziert.

Dies führt zur Änderung der relativen Permittivität ε_r bzw. des Brechungsindexes n als Funktion von $\boldsymbol{E}_i$ und wirkt so zurück auf die Ausbreitung des optischen Feldes $\boldsymbol{E}_L$.



Ausgangspunkt ist die Materialgleichung

$$D_L(E_i) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(E_i) E_L(z,\omega) = \varepsilon_0 E_L(z,\omega) + P_L(E_L, E_i)$$

bzw. die Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 E_L(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_L(z,t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_L(z,t)}{\partial t^2}$$

D_L – dielektr. Verschiebung; ε_r – relative Permittivität; ε_0, μ_0 – Feldkonstanten

Für P_L gilt allgemein bei Einwirken von Feldern mit größeren Feldstärken nach Reihenentwicklung:

$$P_L = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} E_L + \chi^{(2)} E_i E_L + \chi^{(3)} E_i E_k E_L + \ldots \right)$$

$\chi^{(n)}$ – elektr. Suszeptibilität n-ter Ordnung

E_i und E_k können langsam veränderliche Felder sein, aber auch mit der Lichtfrequenz oszillieren wie E_L.

Pockels-Effekt

Sei $\chi^{(2)} \neq 0$ und $\chi^{(3)}$ so klein, dass es vernachlässigbar ist.

E_i sei niederfrequent:

$$
\begin{aligned}
D_L(E_i) &= \varepsilon_0 \left(1 + \chi^{(1)}\right) E_L + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_i E_L \\
&= \varepsilon_0 \left(1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)} E_i\right) E_L \\
&= \varepsilon_0 \varepsilon_r (E_i) E_L = \varepsilon_0 n^2 E_L
\end{aligned}
$$

mit:

$$
n = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)} E_i} \cong n_0 + \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_i
$$

n_0 – Brechungsindex ohne Zusatzfeld E_i

Kerr-Effekt

Sei $\chi^{(2)} = 0$, aber $\chi^{(3)} \neq 0$.

E_i und E_k können niederfrequente oder optische Felder sein:

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \chi^{(3)} E_i E_k} \cong n_0 + \frac{1}{2}\chi^{(3)} E_i E_k$$

- Normaler Kerr-Effekt: $E_i = E_k$
  Der Brechungsindex ändert sich quadratisch mit dem angelegten elektrischen Feld.
- Optischer Kerr-Effekt: E_i, E_k - optische Felder mit $E_i^* = E_k$
  Der Brechungsindex ändert sich mit der momentanen Intensität einer Welle $\Rightarrow$ Selbstphasenmodulation.

2. Phasenmodulation

Linear polarisiertes Licht mit dem E-Feld in x-Richtung durchlaufe einen Kristall in z-Richtung.

Für den Pockels-Effekt gilt dann:

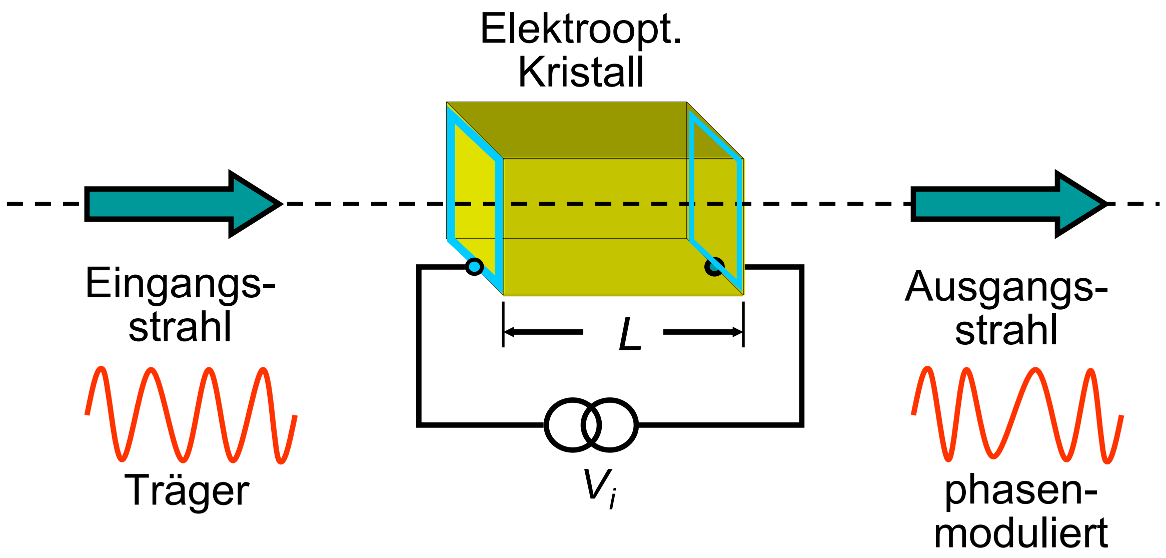
$$\Delta n = \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_i$$

Bei Durchlaufen einer Strecke L ändert sich dann die Phase einer Welle um den Betrag:

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L = \frac{\pi}{\lambda} \chi^{(2)} E_i L$$

– Longitudinaler Pockels-Effekt

Liegt das Steuerfeld E_i in Richtung der Lichtausbreitung, so ist $E_i\, L$ gleich der Modulationsspannung V_i.

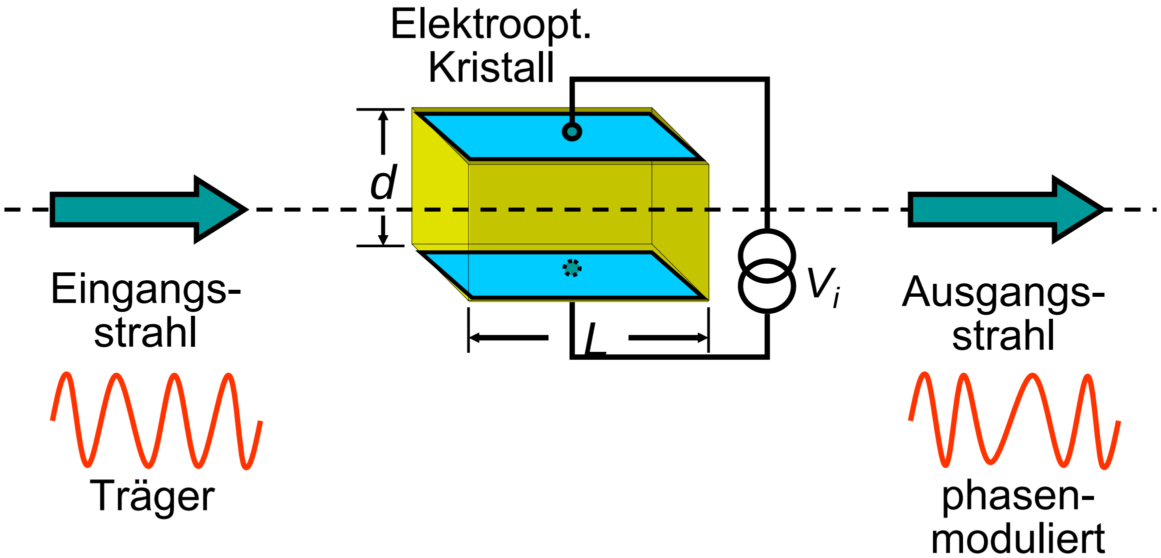


– Transversaler Pockels-Effekt

Liegt E_i transversal an, wird bei der Kristalldicke d

$$E_\mathrm{i}\, L = V_\mathrm{i}\, L/d.$$

Der Phasenhub wird also bei gleicher Spannung um das Verhältnis L/d größer.



3. Amplitudenmodulation

Ein in *x*-Richtung polarisierter Strahl erfährt eine Brechungsindexänderung $+\Delta n$, ein in *y*-Richtung polarisierter Strahl eine Änderung von $-\Delta n$. Die Phasendifferenz der zwei Wellen ist dann nach der Länge *L*:

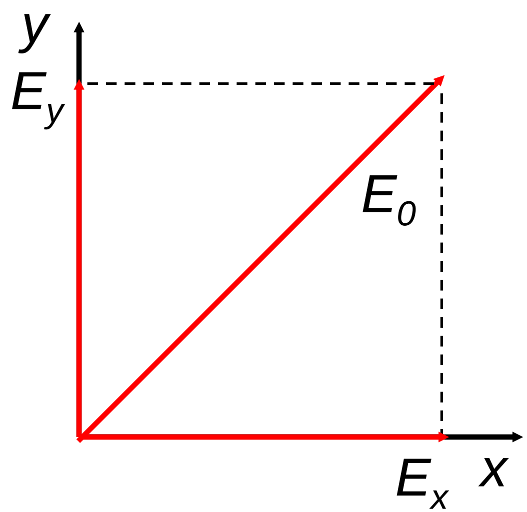
$$\Delta\varphi = 2\cdot\delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda}\Delta nL = \frac{2\pi}{\lambda}\chi^{(2)}E_iL$$

Für eine linear polarisierte Welle mit einer Polarisation 45° zur *x*- und *y*-Achse ergeben sich dann aus dem einfallenden Feld die Komponenten

$$E = E_0 \cos\omega t$$

$$E_x = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\cos\omega t$$

$$E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\cos\omega t$$

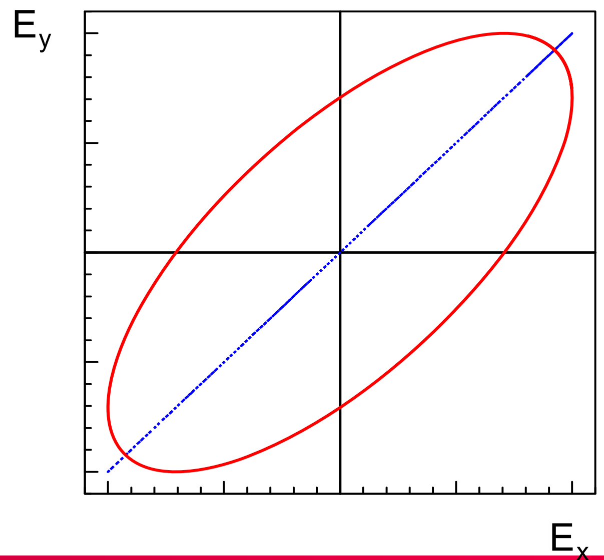


Am Ende des Kristalls werden die Komponenten zu

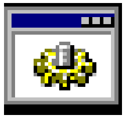
$$E_x = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos\left(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2} \right)$$

$$E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos\left(\omega t - \frac{\Delta\varphi}{2} \right)$$

Die Überlagerung ergibt elliptisch polarisiertes Licht, abhängig von $\Delta\varphi$.



Ellipse für $\Delta\varphi = \pi/4$ bzw. $\Delta\varphi = 0$ (Gerade)



Lissajous.bat

Ein Analysator filtert die zur ursprünglichen Polarisation parallele oder senkrechte Komponente aus. Für die Parallelkomponenten gilt dann:

$$E_x^{\parallel} = \frac{E_0}{2}\cos\left(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)$$

$$E_y^{\parallel} = \frac{E_0}{2}\cos\left(\omega t - \frac{\Delta\varphi}{2}\right)$$

und als Summe:

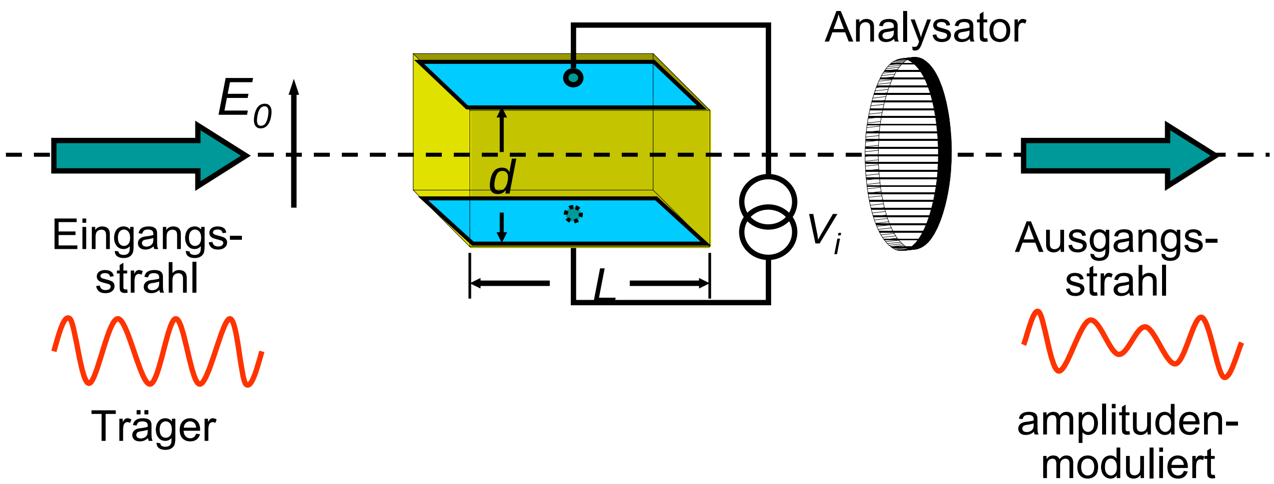
$$E^{\parallel} = E_x^{\parallel} + E_y^{\parallel} = \frac{E_0}{2}\left[\cos\left(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2}\right) + \cos\left(\omega t - \frac{\Delta\varphi}{2}\right)\right]$$

$$= \frac{E_0}{2}\left[\cos\omega t\cos\frac{\Delta\varphi}{2} - \sin\omega t\sin\frac{\Delta\varphi}{2} + \cos\omega t\cos\frac{\Delta\varphi}{2} + \sin\omega t\sin\frac{\Delta\varphi}{2}\right]$$

$$= E_0\cos\omega t\cos\frac{\Delta\varphi}{2}$$

$$E^{\parallel} = E_0 \cos \omega t \cos \frac{\Delta\varphi}{2} \qquad I^{\parallel} = \frac{E_0^2}{2Z} \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$$

$$E^{\perp} = -E_0 \sin \omega t \sin \frac{\Delta\varphi}{2} \qquad I^{\perp} = \frac{E_0^2}{2Z} \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$$

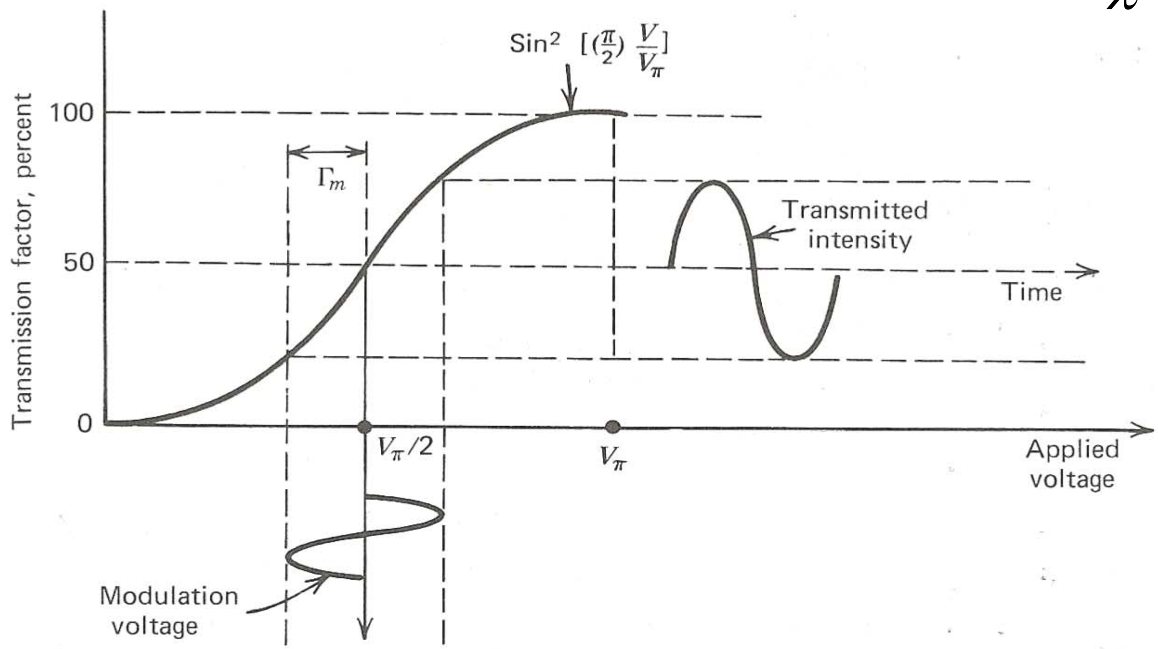


Modulationskennlinie für die senkrechte Komponente

Die maximale Amplitude wird erreicht für $\Delta\varphi = \pi$

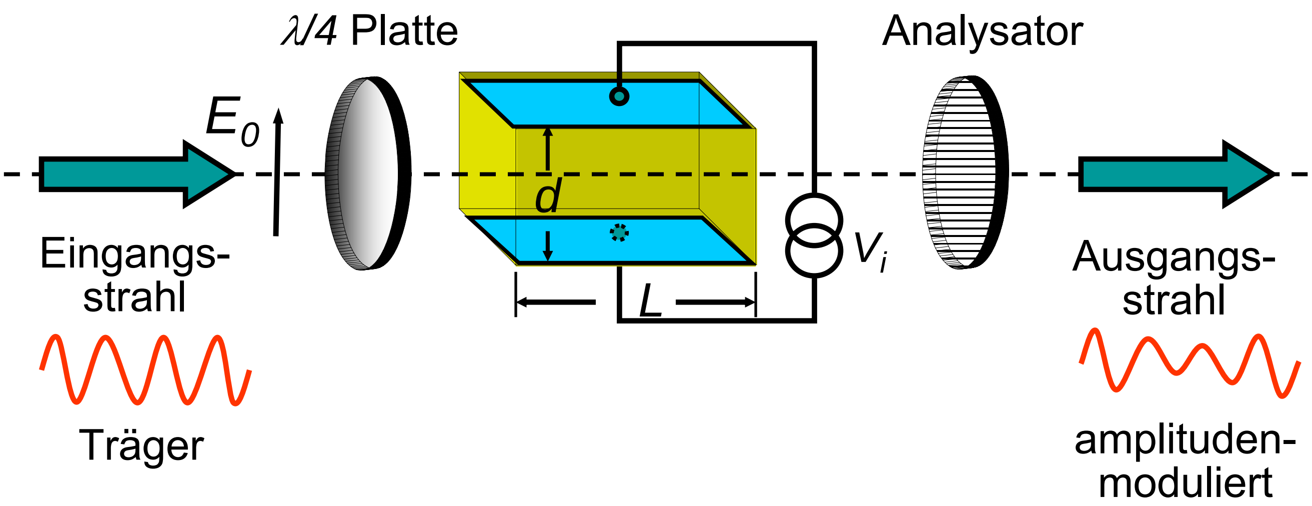
$$\Delta\varphi = \pi = \frac{2\pi}{\lambda}\chi^{(2)}E_i L = \frac{2\pi}{\lambda}\chi^{(2)}V_{\lambda/2}$$

mit der Halbwellenspannung (long. Effekt): $V_{\lambda/2} = \dfrac{\lambda}{2\chi^{(2)}}$



Arbeitspunkt

Die Einstellung des Arbeitspunktes bei Amplitudenmodulation erfolgt mit Hilfe einer λ/4 Platte:



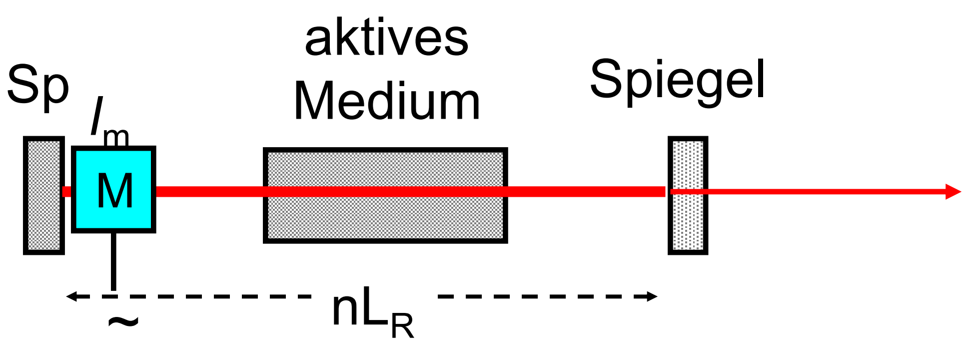
4. Frequenzmodulation

Eine Frequenzmodulation kann erfolgen

1. durch einen externen Phasenmodulator, da eine Änderung der Phasenlage einer Frequenz entspricht:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega_m = \frac{2\pi}{\lambda}\chi^{(2)} L \frac{dE_m}{dt}$$

2. durch einen im Resonator eingebrachten Phasenmodulator:



Optische Wegänderung bzw. Frequenz:

$$\Delta l = \Delta n\, l_m \Rightarrow \quad \delta f = f_0 \frac{\chi^{(2)} l_m E_m}{2nL_R}$$

Elektrooptische Materialien

Material		$V_{\lambda/2}$ [kV]	λ [µm]	Transmission [µm]
KDP	$K\,H_2\,PO_4$	9.6	0.63	0.3 – 2.0
KD*P	$K\,D_2\,PO_4$	3.2	0.63	0.3 – 1.8
ADP	$NH_4\,H_2\,PO_4$	2.8	0.63	0.3 – 2.0
Li-Niobat	$Li\,Nb\,O_3$	3.0	0.63	0.4 – 5
Li-Tantalat	$Li\,Ta\,O_3$	2.8	0.63	0.4 – 5
Ba-Sr-Niobat	$Sr_{0.75}\,Ba_{0.25}\,Nb_2\,O_6$	0.05	0.63	
Li-K-Niobat	$K_6\,Li_4\,Nb\,O_3$	0.93	0.63	
Sr-K-Niobat	$K\,Sr_2\,Nb_5\,O_{15}$	0.4	0.63	
KTN	$K\,Ta_{0.65}\,Nb_{0.35}\,O_3$	0.3	0.63	
Ga As		10.3	1.06	0.9 – 10

3. 3 Modenkopplung

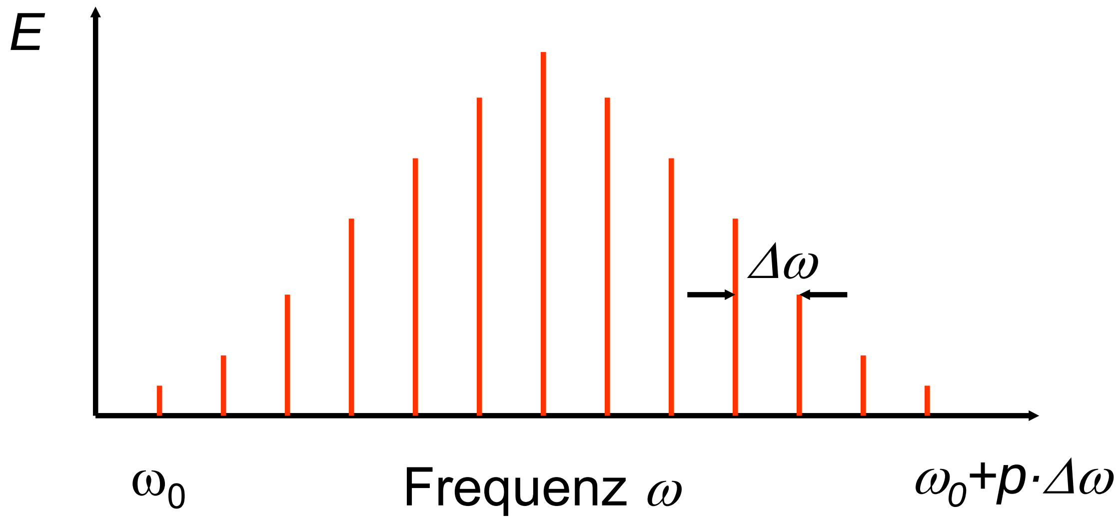
Ein besonders leistungsfähiges und damit interessantes Prinzip zum Betrieb von digital arbeitenden Übertragungssystemen geht auf das Verfahren der Modenkopplung von Lasern zurück.

Hiermit werden besonders kurze Laserpulse bei hoher und extrem stabiler Repetitionsrate erzeugt.

Der Betrieb geht auf eine periodische Modulation der Verstärkung, der Verluste oder Phasenlage zurück.

Grundlagen der Modenkopplung

Es werden p axiale Moden betrachtet, die sich jeweils um $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ unterscheiden und die Phasenlage δ_m besitzen.



Für das resultierende Feld dieser Moden lässt sich dann mit t' als der retardierten Zeit $t-nr/c$ schreiben:

$$E(t') = e^{j\omega_0 t'} \sum_{m=0}^{p-1} A_m \, e^{j(m\Delta\omega t' + \delta_m)}$$

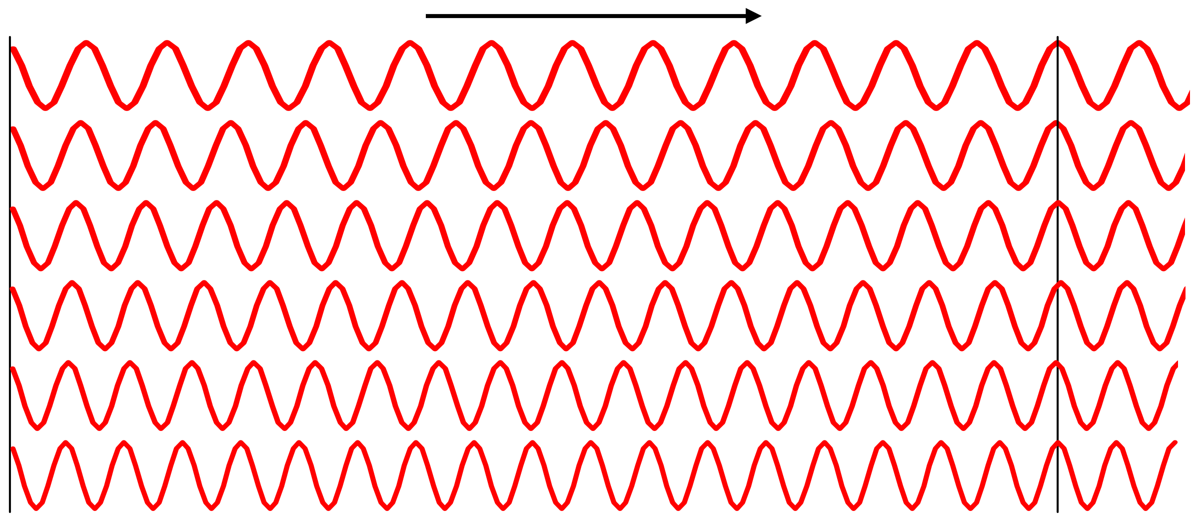
Veränderliche Phasen:

Bei einer zeitlichen Veränderung der Phasenlagen und damit zeitlichen Mittelung über Terme mit unterschiedlicher Phase ergibt sich als resultierende Intensität die Summe der Einzelintensitäten der Moden:

$$I(t') = \frac{n}{2Z} \sum_{m=0}^{p-1} A_m^2$$

Feste Phasen

Die *p* Moden haben eine feste Phase δ zueinander:



Bei gleichen Amplituden gilt für das resultierende elektrische Feld:

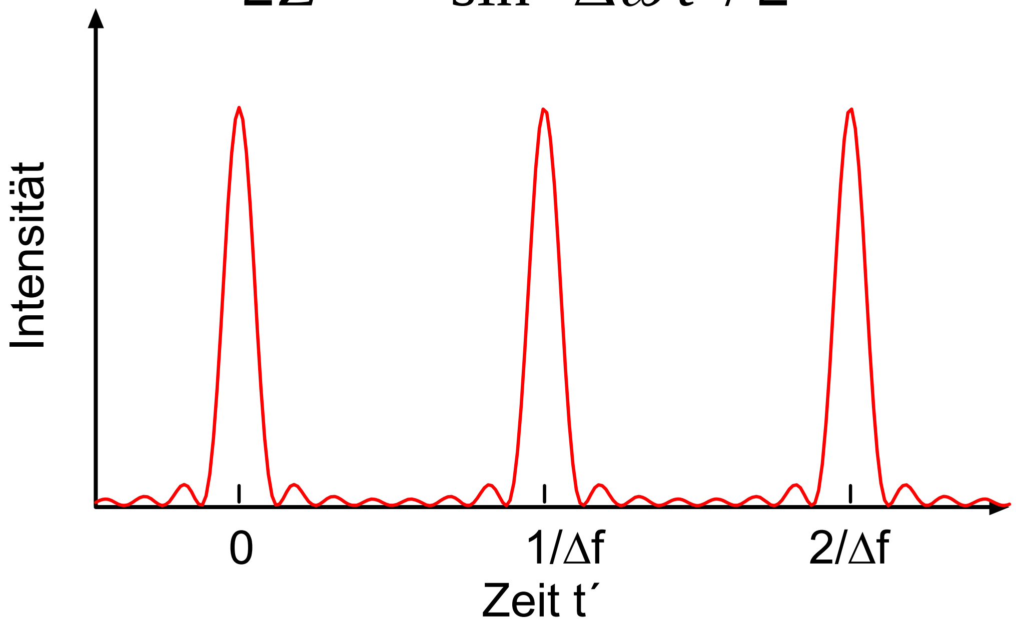
$$E(t') = A e^{j(\omega_0 t' + \delta)} \sum_{l=0}^{p-1} e^{j l \Delta\omega t'} = A e^{j(\omega_0 t' + \delta)} \frac{e^{j p \Delta\omega t'} - 1}{e^{j \Delta\omega t'} - 1}$$

– Intensität

Die Intensität berechnet sich zu:

$$I(t') = \frac{n}{2Z} A^2 \frac{e^{j p \Delta\omega t'} - 1}{e^{j \Delta\omega t'} - 1} \cdot \frac{e^{-j p \Delta\omega t'} - 1}{e^{-j \Delta\omega t'} - 1}$$

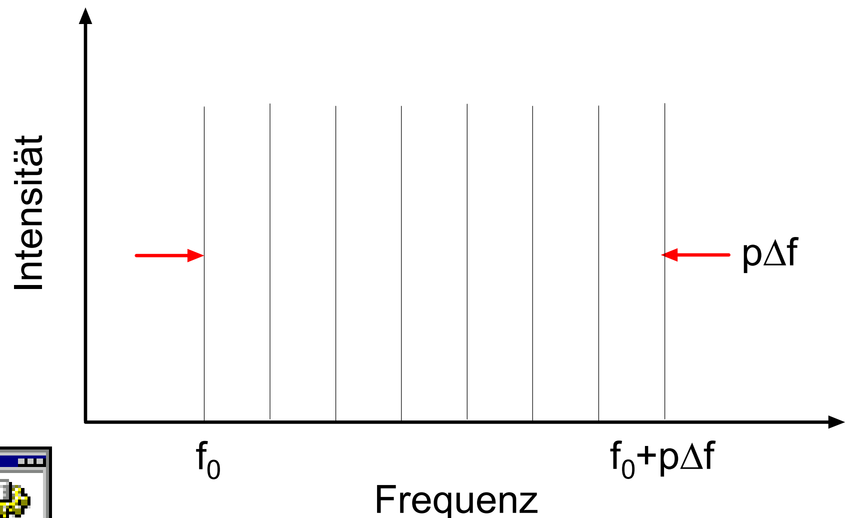
$$= \frac{n}{2Z} A^2 \frac{\sin^2 p\Delta\omega t' / 2}{\sin^2 \Delta\omega t' / 2}$$

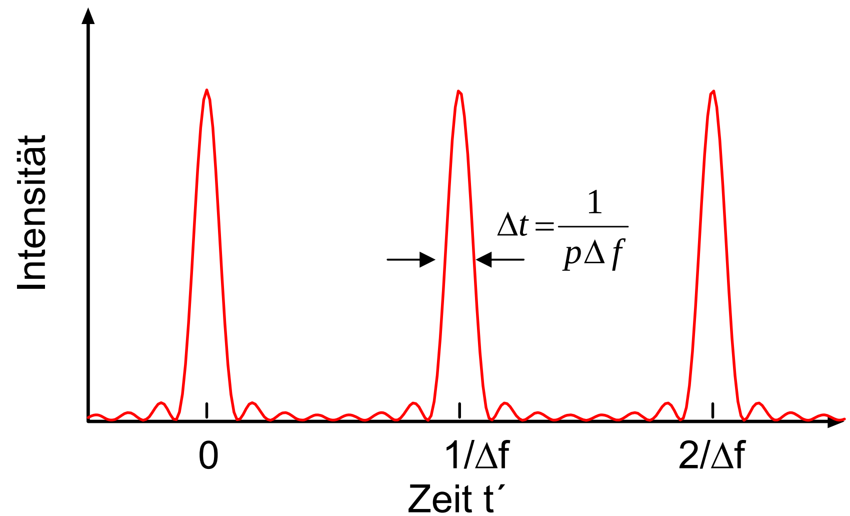


– Modenkopplung

Die Intensität mit einem Mittelwert $I_m = p\, nA^2/2Z$ wird zeitlich umverteilt:

- Die Peakintensität wächst mit p^2, sie ist das p-fache von I_m.
- Die Pulsrate ist gleich der Frequenzdifferenz Δf.
- Die Pulsbreite ist: $$\Delta t = \frac{1}{p\,\Delta f}$$





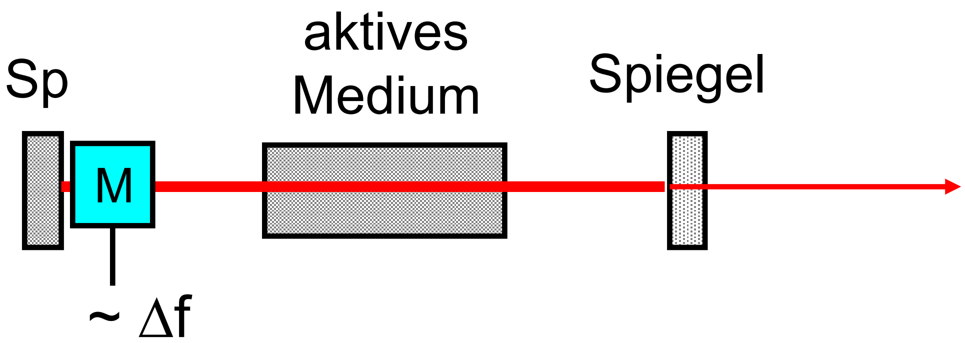
Interferenz.bat

– Aktive Modenkopplung

Die Voraussetzung für Modenkopplung ist eine feste Phase der Moden zueinander. Dies wird z.B. erreicht durch

- Verlust- bzw. Verstärkungsmodulation oder
- Phasenmodulation

der im Resonator umlaufenden Welle mit der Frequenz Δf.

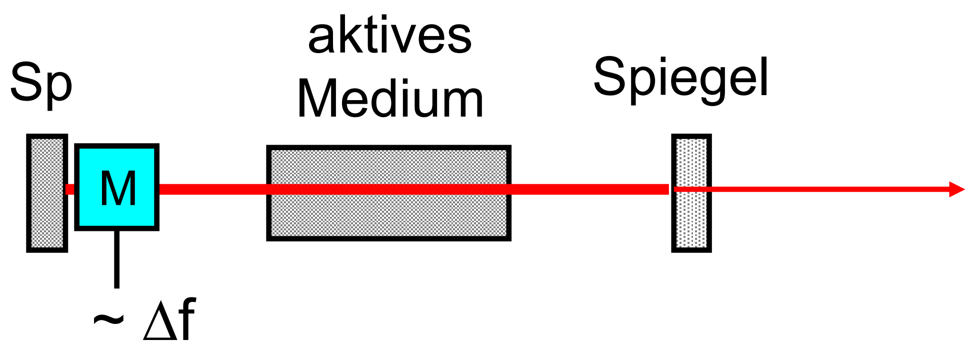


– Deutung im Frequenzbereich

Die Modulation liefert Seitenbänder im Abstand Δf vom Träger mit fester Phase. Hieraus entstehen Nachbarmoden mit fester Phase.

– Deutung im Zeitbereich:

Nur Pulse mit der richtigen Phase können verlustfrei im Resonator umlaufen oder werden verstärkt.



– Passive Modenkopplung

Eine Verlust- oder Phasenmodulation kann auch durch eine im Resonator umlaufende Welle selber verursacht werden, wenn es zu einer nichtlinearen Wechselwirkung der Welle im Resonator kommt.

Nichtlinearitäten können resultieren aus:

- einem in den Resonator eingebrachten sättigbaren Absorber, der für hohe Pulsintensitäten ausbleicht,
- dem optischen Kerr-Effekt, der zur Brechungsindexänderung mit der Intensität der Strahlung führt.

Kerr-Medien:

In Kerr-Medien mit $\chi^{(3)} \neq 0$ wird der Brechungsindex über das Produkt der Felder E_i und E_k geändert entsprechend

$$n \cong n_0 + \frac{1}{2}\chi^{(3)} E_i E_k$$

Für $E_k = E_i^*$ ist die Änderung proportional zur Intensität I der Welle

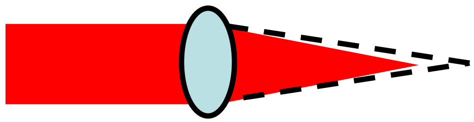
$$n \cong n_0 + \frac{1}{2}\chi^{(3)} E_i E_i^* = n_0 + n_2 I$$

mit n_2 als nichtlinearem Brechungsindex.

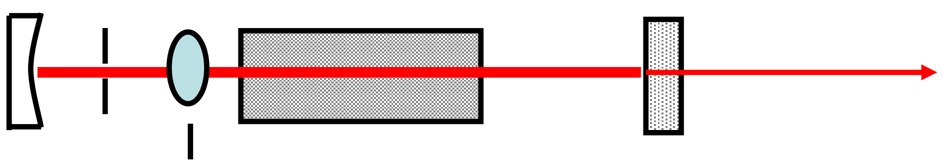
Damit ändert sich der die Ausbreitung einer Welle beeinflussende Brechungsindex mit der momentanen Intensität der Welle.

Kerr-Lens Modelocking

In einer Kerr-Linse führt die erhöhte Intensität im Pulsmaximum zu einer veränderten Fokuslänge einer Linse.



In Verbindung mit einer Blende im Resonator werden hierdurch die Resonatorverluste durch die momentane Intensität gesteuert.



- ## Selbst-Phasen-Modulation (SPM)

In einem Kerr-Medium wird die Phasenlage einer Welle durch die momentane Intensität der Welle verschoben:

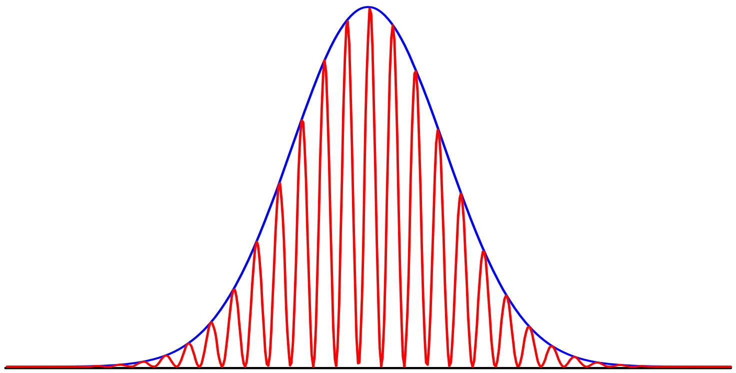
$$\Phi(z,t) = k_0\big(n_0 + n_2 I(z,t)\big)z$$

Wird ein optischer Puls durch die Trägerfrequenz ω und Enveloppe $A(z,t)$ beschrieben, gilt damit

$$E(z,t) = \underline{\boldsymbol{A}}(z,t)\, e^{j(\omega_0 t - k_0 z)}$$

mit

$$\underline{\boldsymbol{A}}(z,t) = A(z,t)\, e^{j\Phi(z,t)}$$



Der Puls erfährt in der Vorderflanke eine Phasenverzögerung, in der Rückflanke eine erhöhte Phasenänderung.

Dies wird als Selbstphasenmodulation bezeichnet.

SPM-Spektrum

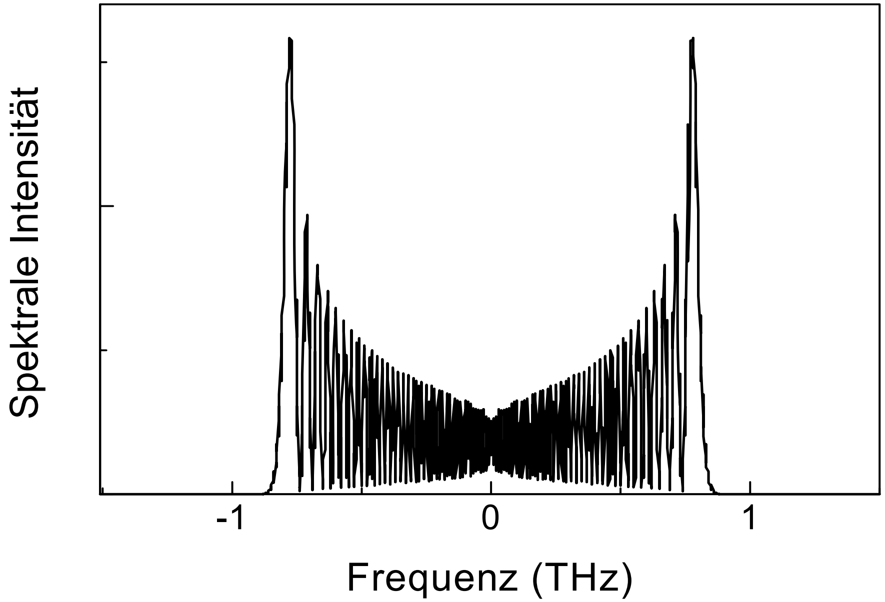
Das aus der SPM resultierende Spektrum ergibt sich über die FT der phasenmodulierten Amplitude

$$S(z,\omega) = \left| \int A(z,t)\, e^{-j\omega t}\, dt \right|^2$$

Beispiel:

Ausbreitung eines Pulses in einer Glasfaser:

- Pulsdauer 70 ps
- Spitzenleistung 100 W
- Faserdurchmesser 5,5 µm
- Faserlänge 300 m

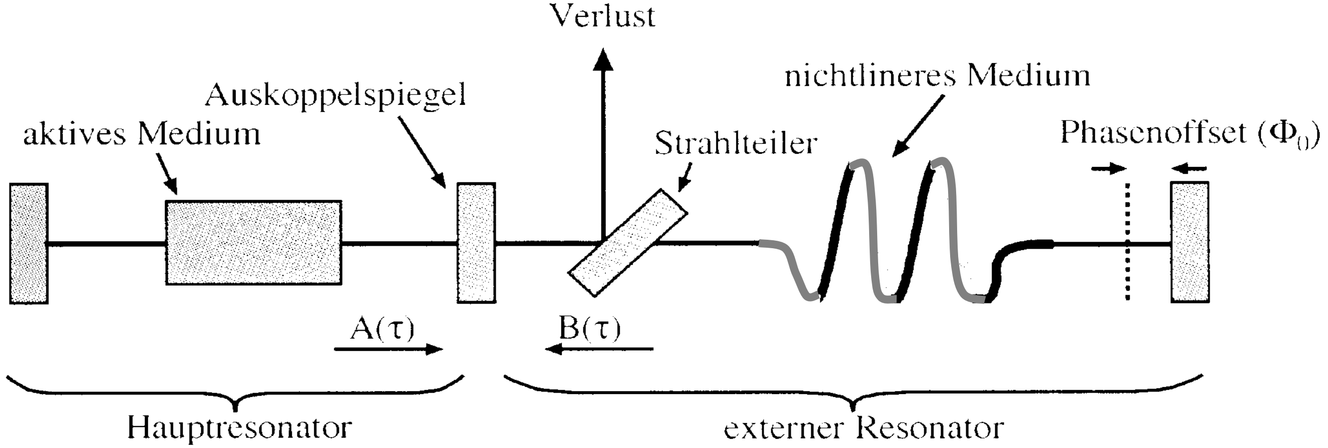


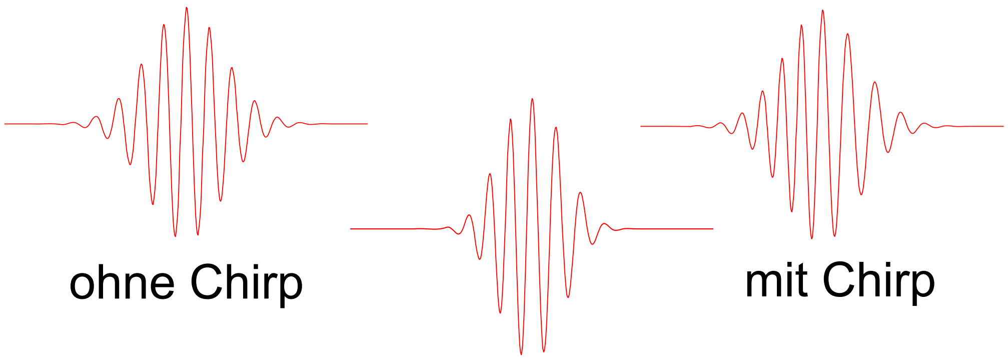
Spm-100w.bat

Additive Puls-Modenkopplung (APM)

Laser mit angekoppeltem nichtlinearem Resonator:

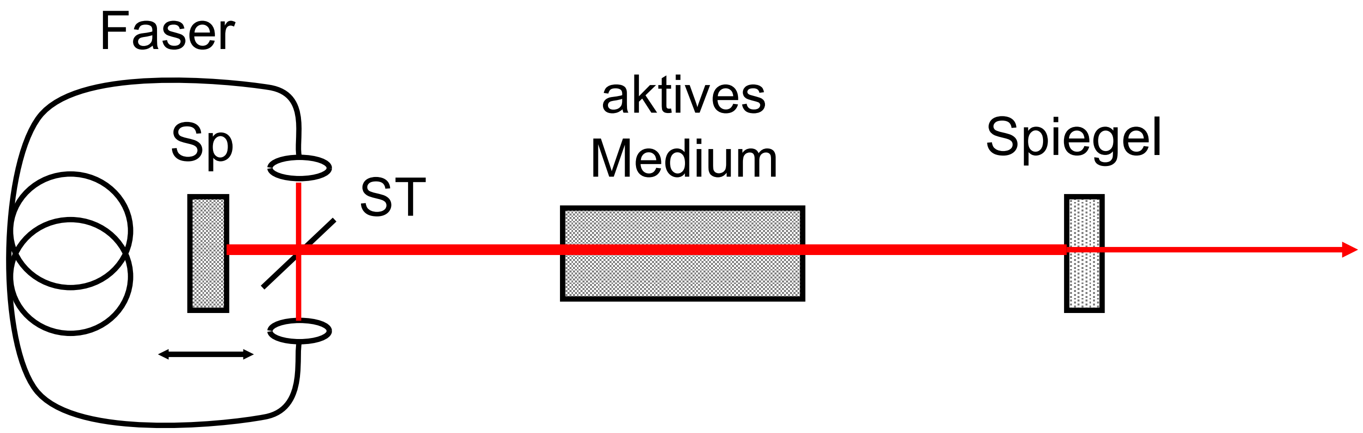
SPM im externen Resonator führt bei Überlagerung mit Hauptpuls in Flanken zu destruktiver, im Zentrum zu konstruktiver Interferenz.





Apm.bat

Nd:YAG APM-Laser

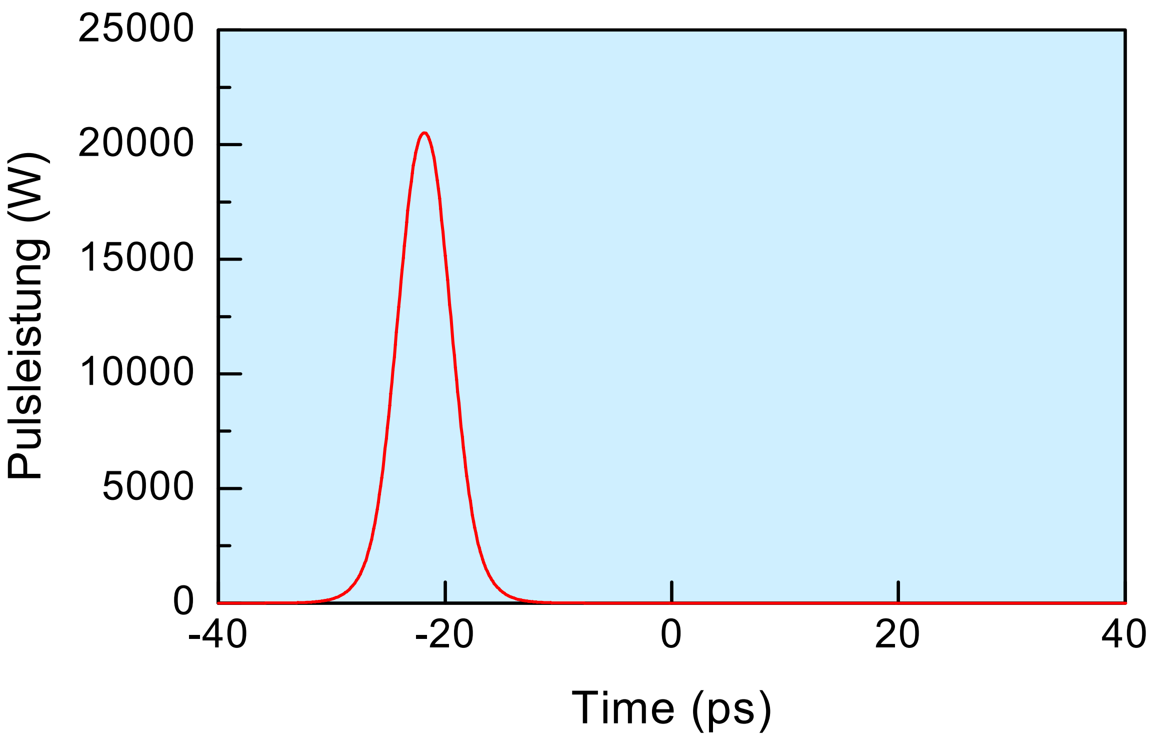


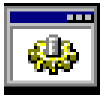
Parameter

▪ Wellenlänge:	λ	= 1.064 µm
▪ Mittlere Leistung	P	= 10 W
▪ Strahlteiler ST	R	= 4 %
▪ Faserlänge	L	= 0,4 m
▪ Pulsspitzenleistung:	P_0	≈ 30 kW
▪ Pulsbreite	τ	= 5-8 ps

Additive Puls-Modenkopplung

Pulsentstehung aus dem Rauschen nach 5000 Umläufen im Resonator.





Apm-q.bat

4. Optische Detektoren

Sämtliche Detektoren reagieren auf die Strahlungsleistung und führen eine zeitliche Mittelung über optischen Frequenzen durch.

Es werden

- thermische Detektoren und
- Quantendetektoren

unterschieden.

Für die optische Nachrichtenübertragung ist aber wichtig, möglichst kurze Ansprechzeiten bei gleichzeitig hoher Empfindlichkeit zu haben.

Hierfür kommen nur Quantendetektoren infrage.

4.1 Äußerer Photoeffekt

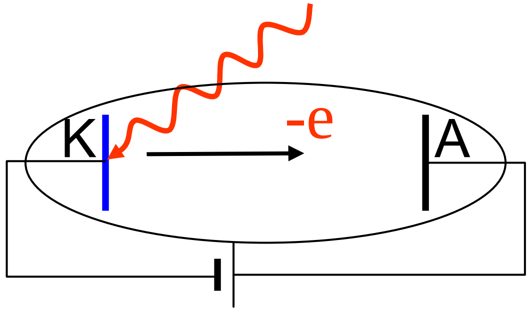
Photonen treffen auf ein Material und treten in Wechselwirkung mit freien oder gebundenen Elektronen.

Ist die Photonenenergie größer als die Austrittsarbeit ϕ, kann ein Elektron mit der Geschwindigkeit *v* aus dem Material austreten:

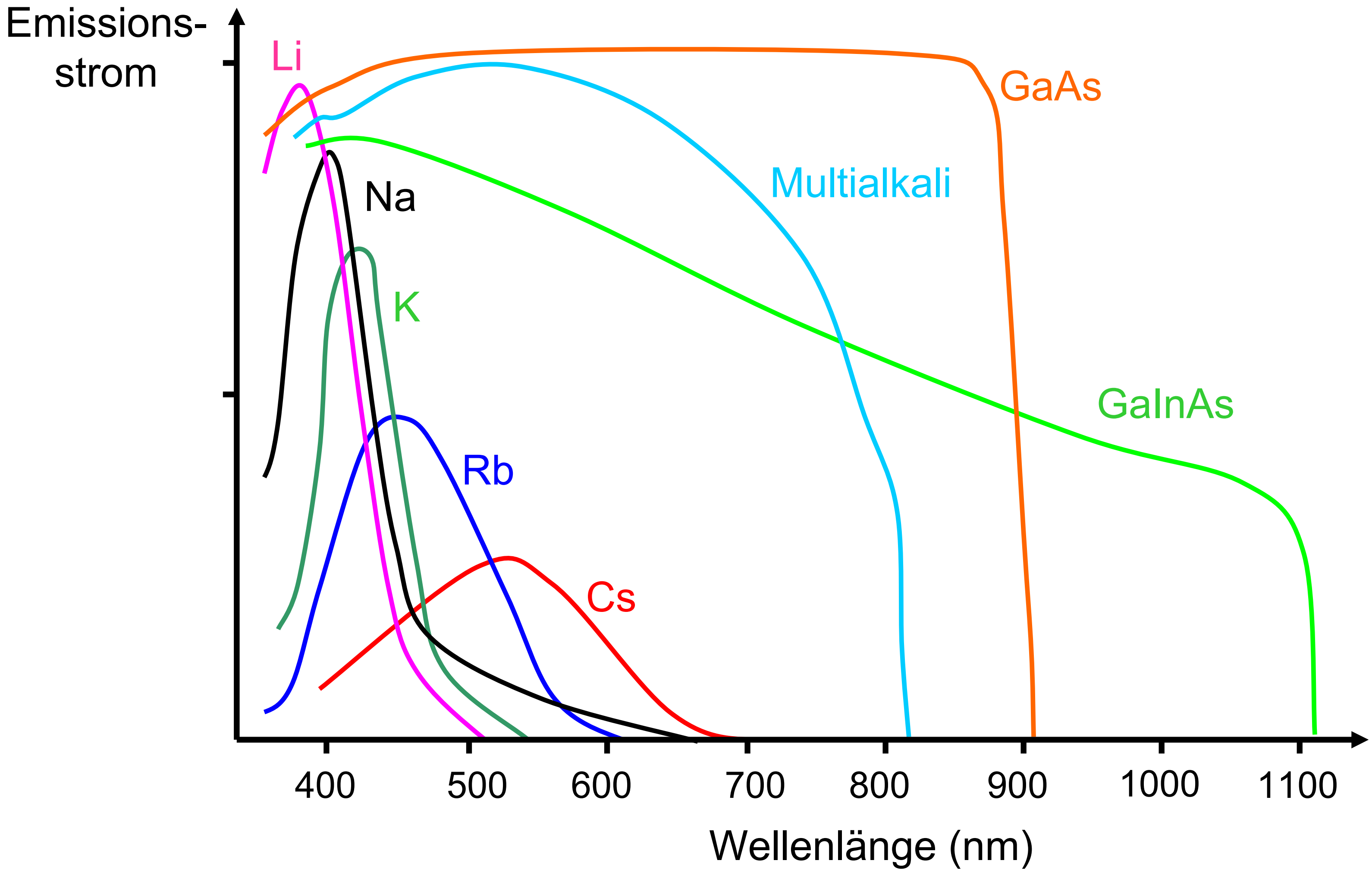
$$E = h\nu = \Phi + \frac{1}{2}mv^2$$

h – Plancksches Wirkungsquantum

m – Masse des Elektrons



Kathodenmaterialien



- Quantenwirkungsgrad

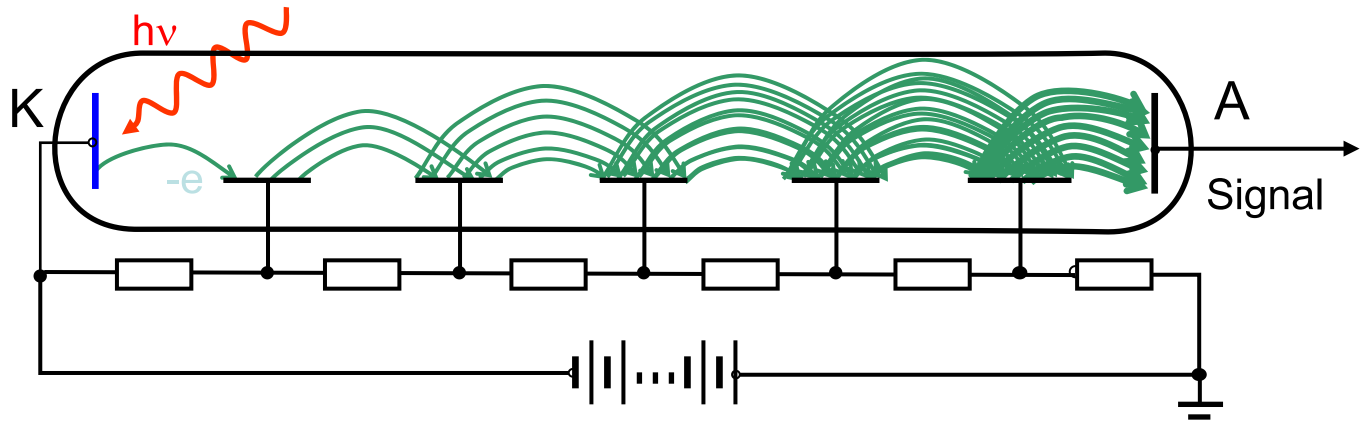
  Ein Photon löst mit wellenlängenabhängiger Wahrscheinlichkeit, die als Quantenwirkungsgrad η bezeichnet wird, ein Elektron aus dem Material.

  Die Zahl von Elektronen und damit der Strom i ist proportional zur Strahlungsleistung P, so dass gilt:

$$i = \eta(\lambda)\, e \frac{P}{h\nu}$$

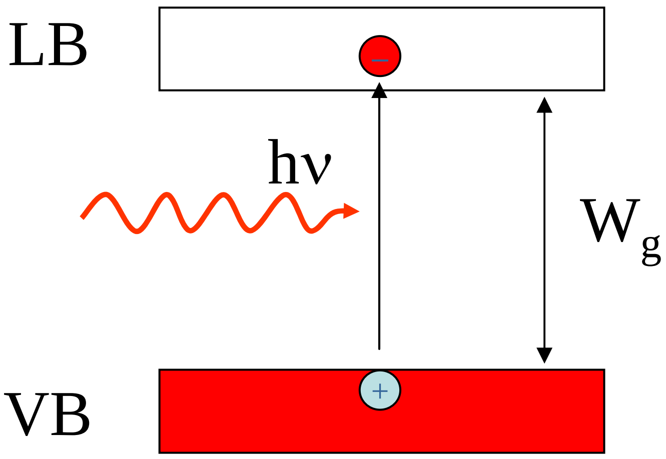
η Beträgt beim äußeren Photoeffekt bis zu 30%.

Photomultiplier



4.2 Innerer Photoeffekt

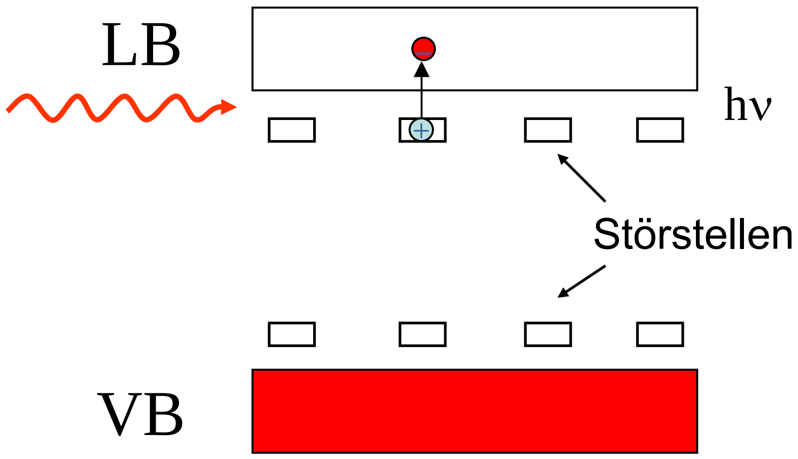
Fällt optische Strahlung mit $h\nu \geq W_g$ auf Halbleiter, werden Elektronen und Löcher erzeugt (innerer Photoeffekt). Bei geringerer Energie der Photonen erfolgt dagegen keine Absorption, und Strahlung passiert den Halbleiter ungehindert.



- Störstellen

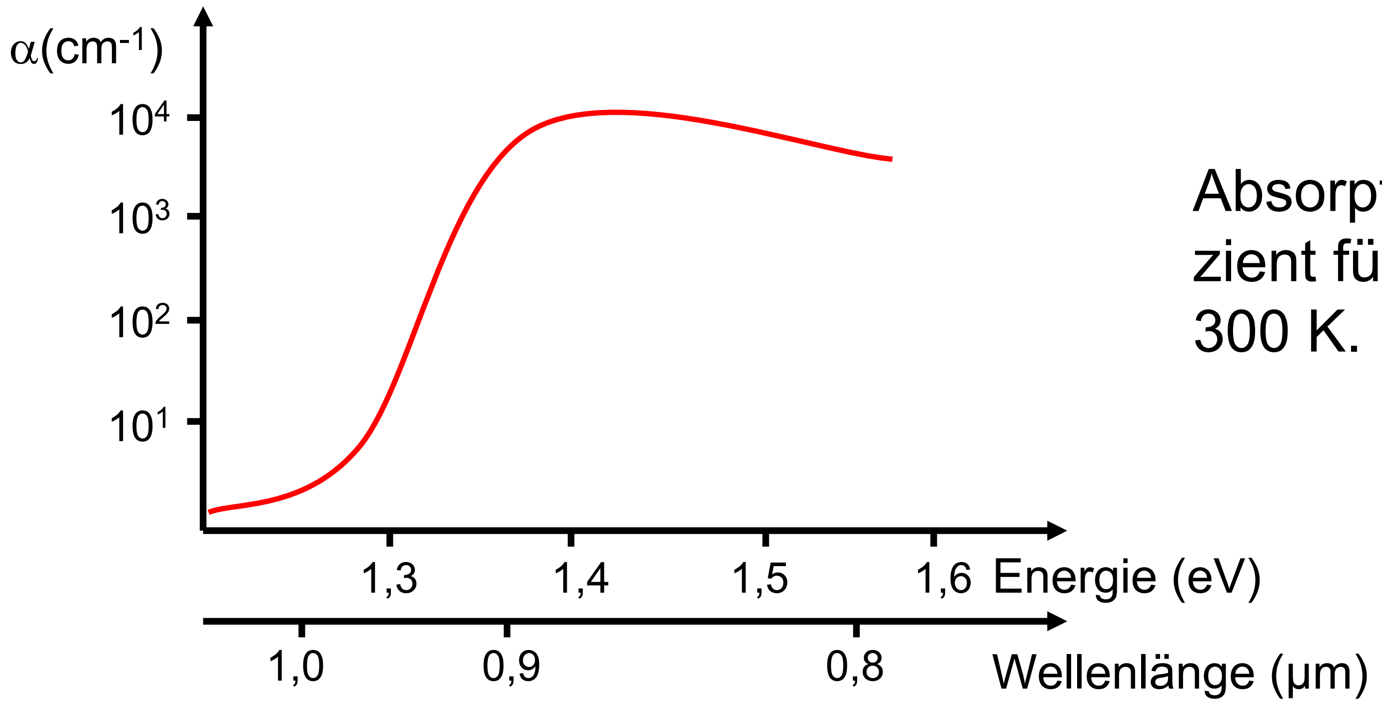
Bei dotierten Halbleitern mit Störstellen in der Bandlücke ist nur eine Aktivierung der Störstellen erforderlich, die daher mit deutlich niedrigeren Photonenenergien erfolgen kann.

Dies ist von Bedeutung für den Nachweis von Infrarotstrahlung.



- Absorptionskoeffizient

Die Absorption eines Lichtquants und damit die Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paares wird durch den Absorptionskoeffizienten α bestimmt, der von der Wellenlänge und dem Band- bzw. Störstellenabstand bestimmt wird.

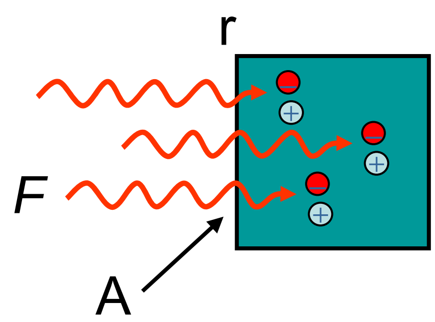


Absorptionskoeffizient für GaAs bei 300 K.

- **Generationsrate**

Bei Einfall eines Photonenstroms *F* in x-Richtung ergibt sich eine ortsabhängige Generationsrate *g* pro Volumen und Zeiteinheit:

$$g(x) = \eta(1-r)\frac{F}{A}\alpha\, e^{-\alpha x}$$



η – Quantenwirkungsgrad: Ladungsträger zu absorbierten Photonen
r – Reflexionsgrad
A – Querschnittsfläche

- Photostrom

Mit der Strahlungsleistung $P = F \cdot h \cdot \nu$ ergibt sich ein Photostrom

$$i = eA\int_0^d g(x)dx = e\eta(1-r)\frac{P}{h\nu}(1-e^{-\alpha d})$$

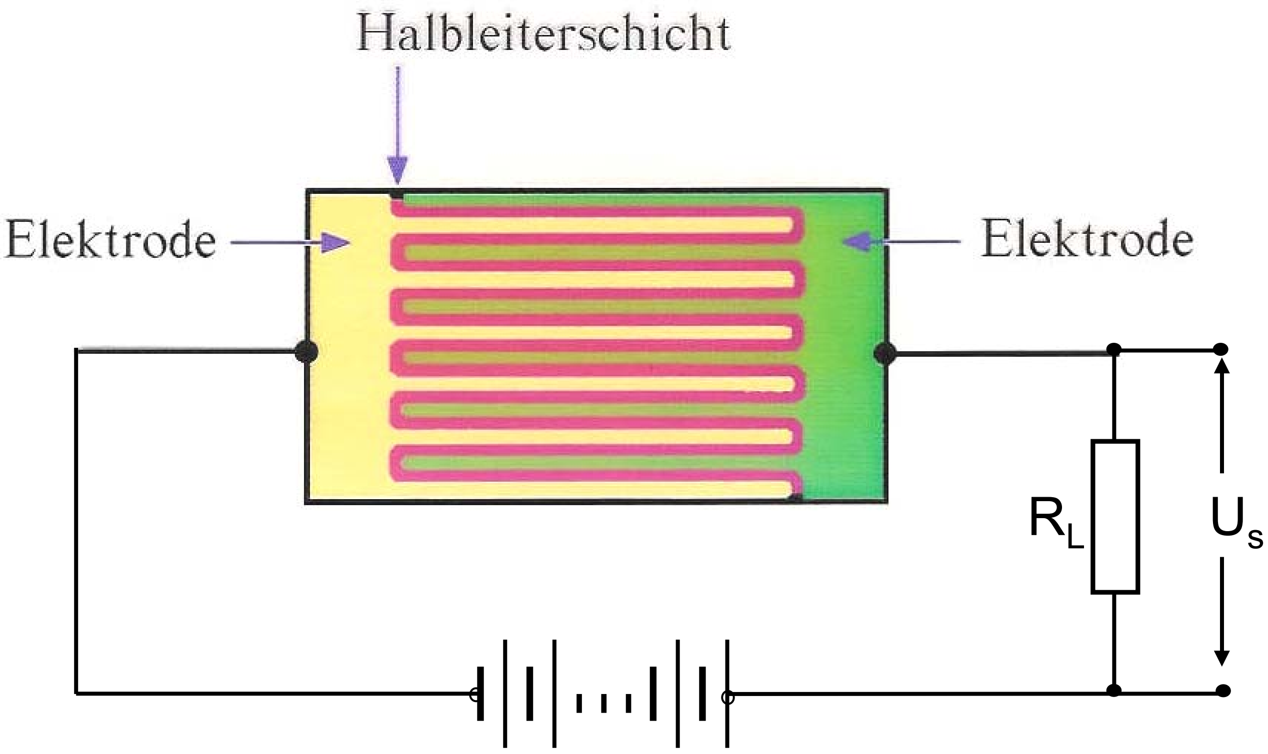
Bei einer Halbleiterdicke *d* von einigen hundertstel mm wird mit einem Absorptionskoeffizienten von $\alpha = 10^3$ cm^{-1} praktisch die gesamte einfallende Strahlung absorbiert.

Der Wirkungsgrad η kann beim inneren Photoeffekt bis zu 100% betragen.

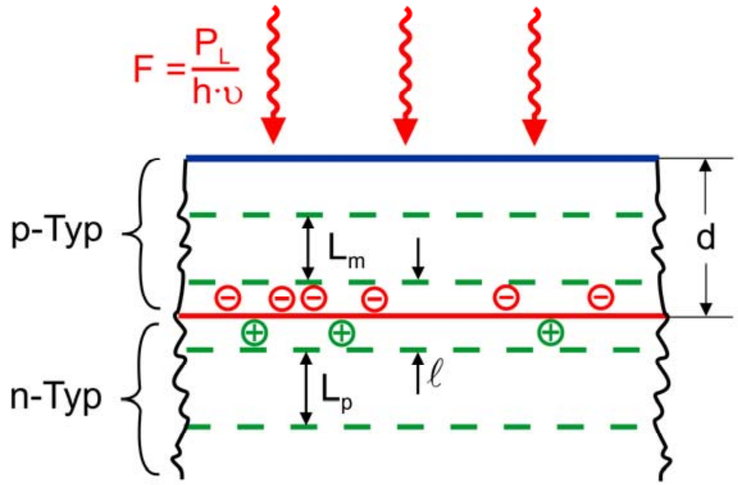
Gehen allerdings Ladungsträger auf dem Weg vom Entstehungsort zu den Elektroden verloren, bedingt durch eine endliche Lebensdauer τ der Ladungsträger, lässt sich dieser Verlust über den Wirkungsgrad berücksichtigen.

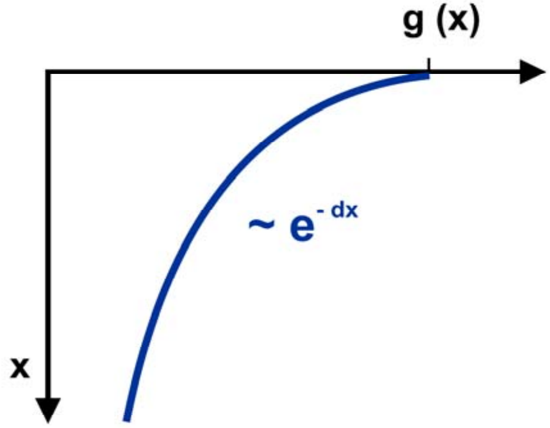
Der effektive Wirkungsgrad liegt dann bei 60-80%.

Durch die Beleuchtung wird eine Leitfähigkeitsänderung erzeugt.
Der Dunkelwiderstand wird z.T. um den Faktor 1000 reduziert.



Erzeugung von Ladungsträgern und Trennung am p-n-Übergang

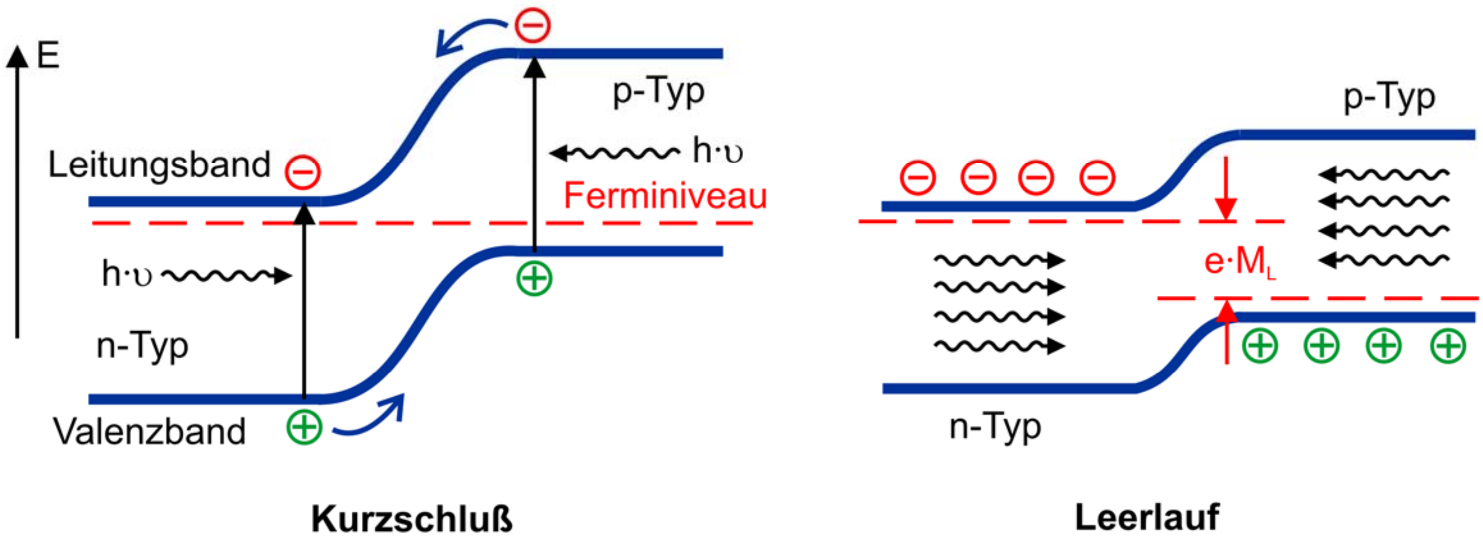




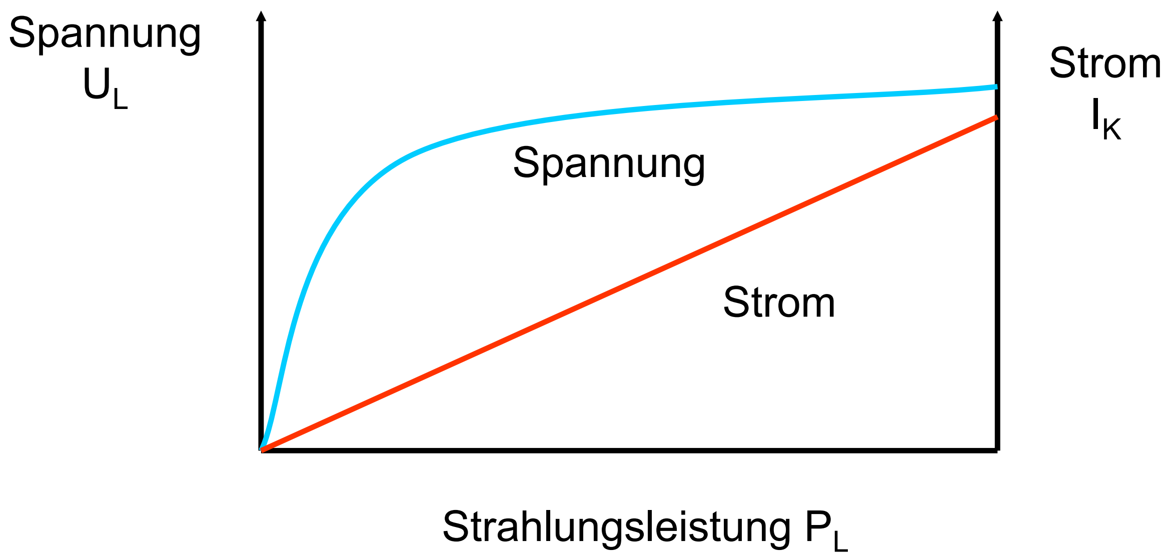
L_m, L_p = Minoritätsträgerdiffusionslängen

ℓ = Breite der Raumladungszone

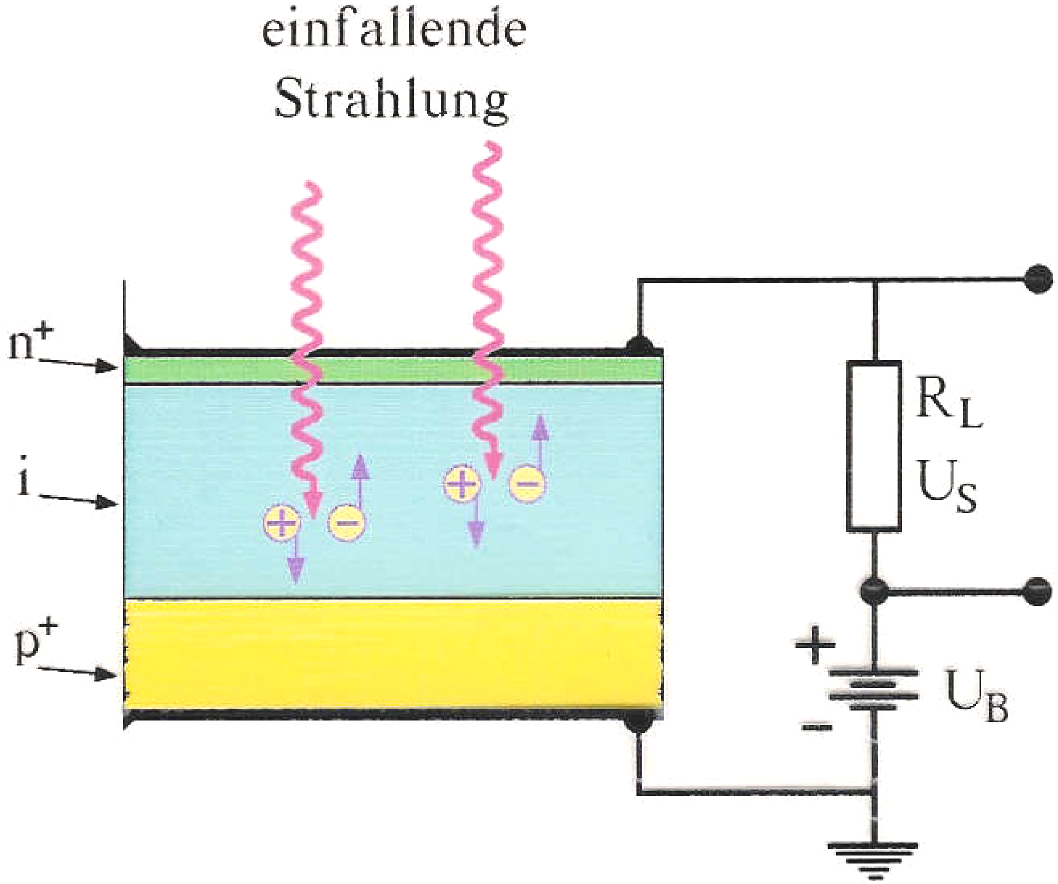
Darstellung im Bändermodell



Photodiode


Spannung
U_L
Strom
I_K
Spannung
Strom
Strahlungsleistung P_L

p-n-Übergang mit intrinsischer Zwischenschicht.



4.3 Güte und Rauschen von Detektoren

1. Empfindlichkeit

Ein Signal S (Strom oder Spannung) pro Strahlungsleistung P_L bestimmt die Empfindlichkeit (responsivity):

$$R = \frac{S}{P_L}$$

2. Rauschäquivalente Leistung (Noise Equivalent Power)

Die minimale Strahlungsleistung P_L^R , die erforderlich ist, um ein Signal/Rausch-Verhältnis von eins zu erhalten, bestimmt das Rauschverhalten eines Detektors (S_R – Detektorrauschen):

$$NEP = \frac{P_L^R}{\sqrt{B}} = \frac{S_R}{R\sqrt{B}} = \frac{P_L S_R}{S\sqrt{B}}$$

3. Rauschprozesse

- Thermisches Rauschen

Das thermische Rauschen hat seine Ursachen in thermischen Fluktuationen von Ladungsträgern in einem Widerstand:

$$i_{RT} = \sqrt{4kTB / R_D}$$

R_D – Widerstand des Detektors
k – Boltzmann-Konstante ($1{,}38 \times 10^{-23}$ JK^{-1})
T – absolute Temperatur
B – Bandbreite des Detektors

- Schrotrauschen

Die statistische Ladungsträgererzeugung beim Photoeffekt bzw. Ladungsträgerfluktuation an Übergangspotentialen ist die Ursache für das Quanten- oder Schrotrauschen:

$$i_{RS} = \sqrt{2ei_S BG^2}$$

e – Elementarladung
i_s – Signalstrom
G – Verstärkungsfaktor

- Signal/Rausch-Verhältnis

Bei Berücksichtigung von thermischem und Schrotrauschen ergibt sich für das Signal/Rausch-Verhältnis:

$$\frac{S}{N} = \frac{(i_S G)^2}{i_R^2} = \frac{i_S^2 \cdot G^2}{2eBi_S G^2 + 4kTB / R_D}$$

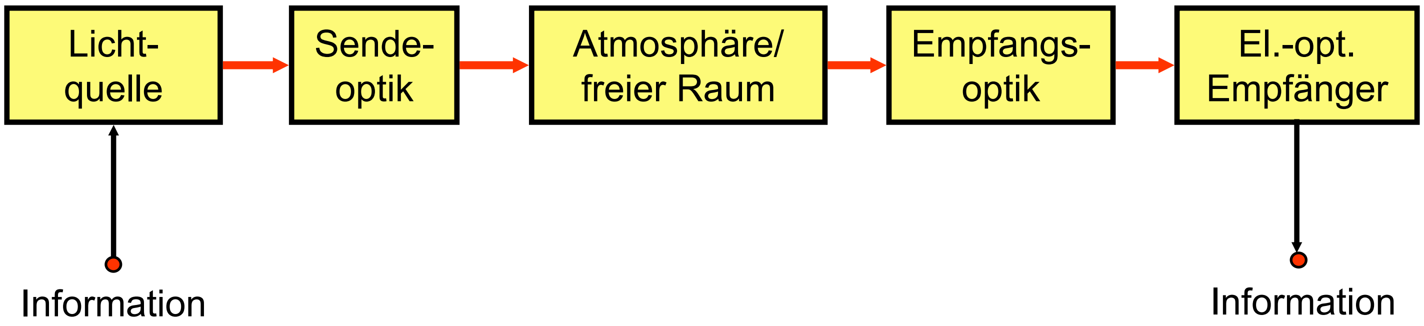
- Quantenrauschbegrenzter Empfang

Für hohe Verstärkung wird das Schrotrauschen groß gegen das thermische Rauschen. Dann kann 2. Term im Nenner entfallen, und es ergibt sich das bestmögliche SNR (quantenrauschbegrenzter Empfang):

$$\frac{S}{N} = \frac{i_S}{2eB} = \eta \frac{P_L}{2h\nu B}$$

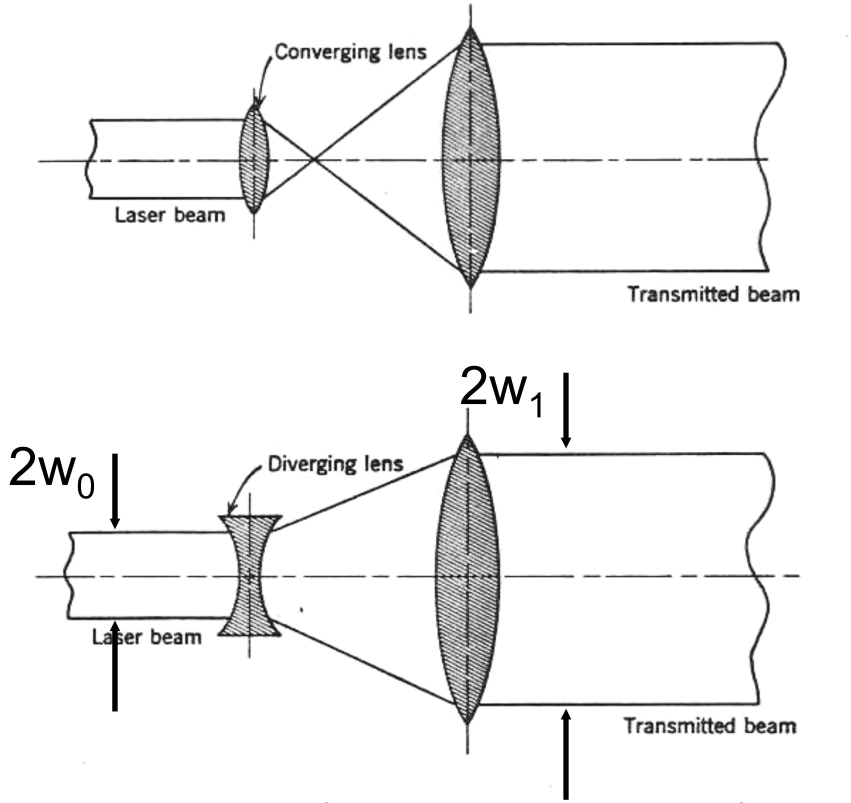
5. Laserrichtfunk

5.1 Allgemeiner Aufbau



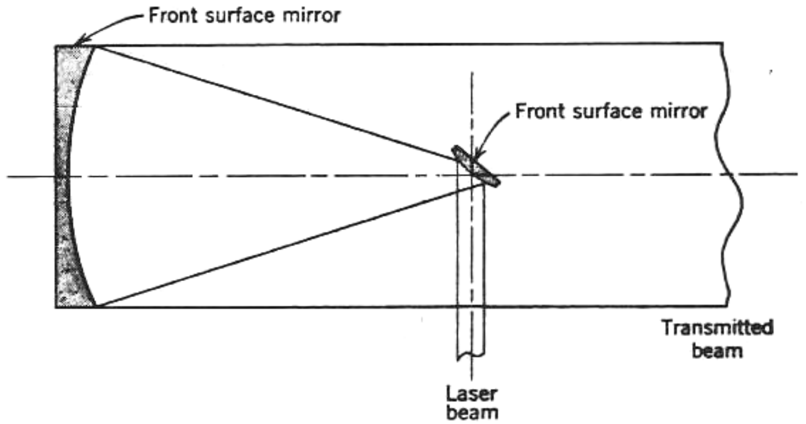
5.2 Freiraumdämpfung

- Transmissionsoptiken

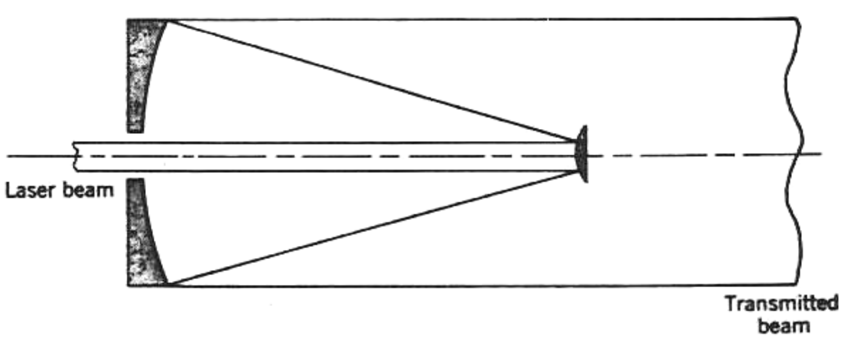


$$\Theta_0 = \frac{2\lambda}{n\pi\, w_0} \rightarrow \Theta_1 = \frac{2\lambda}{n\pi\, w_1}$$

- Spiegeloptiken

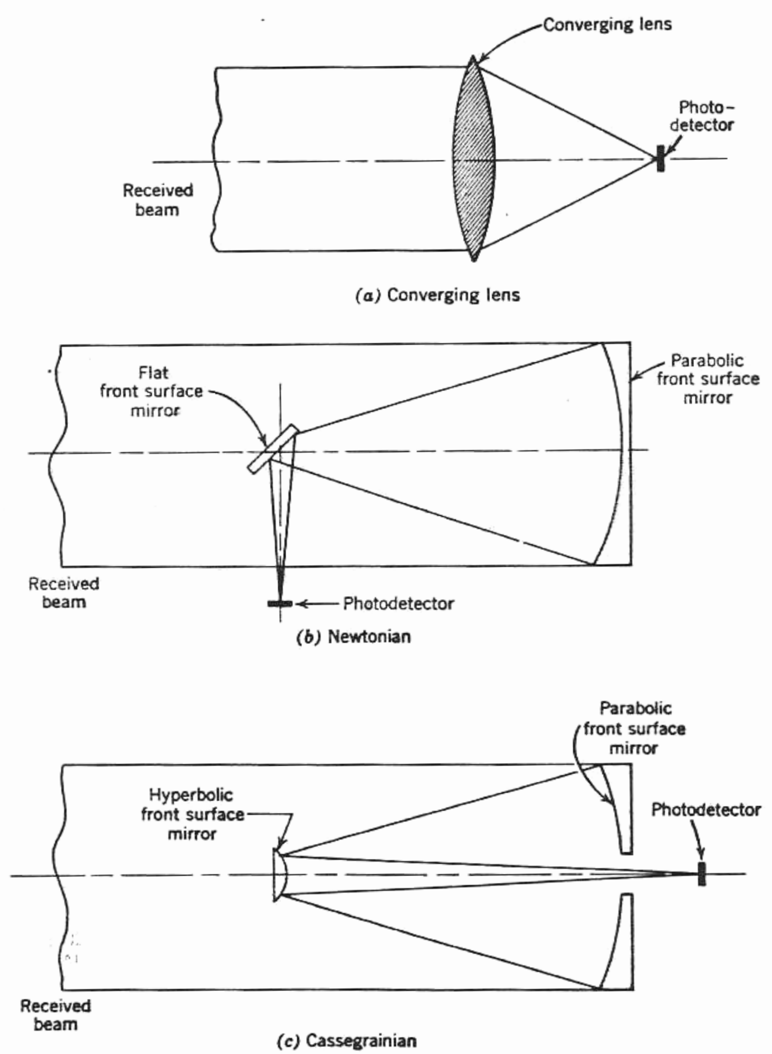


Newtonian

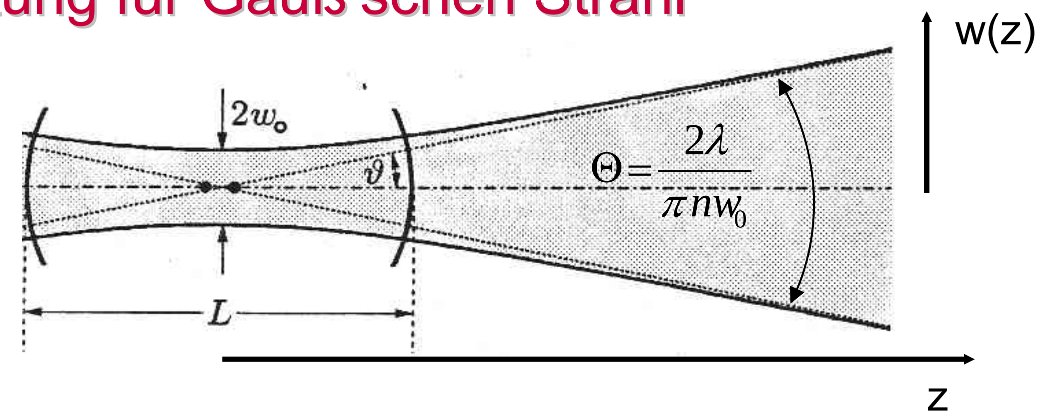


Cassegrainian

- Empfangsantennen



- Strahlausbreitung für Gauß'schen Strahl



Aufweitung:

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{n \pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \approx \frac{\lambda z}{n \pi w_0}$$

Divergenzwinkel:

$$\Theta \approx \tan \Theta = \frac{2w(z)}{z} = \frac{2\lambda}{n \pi w_0}$$

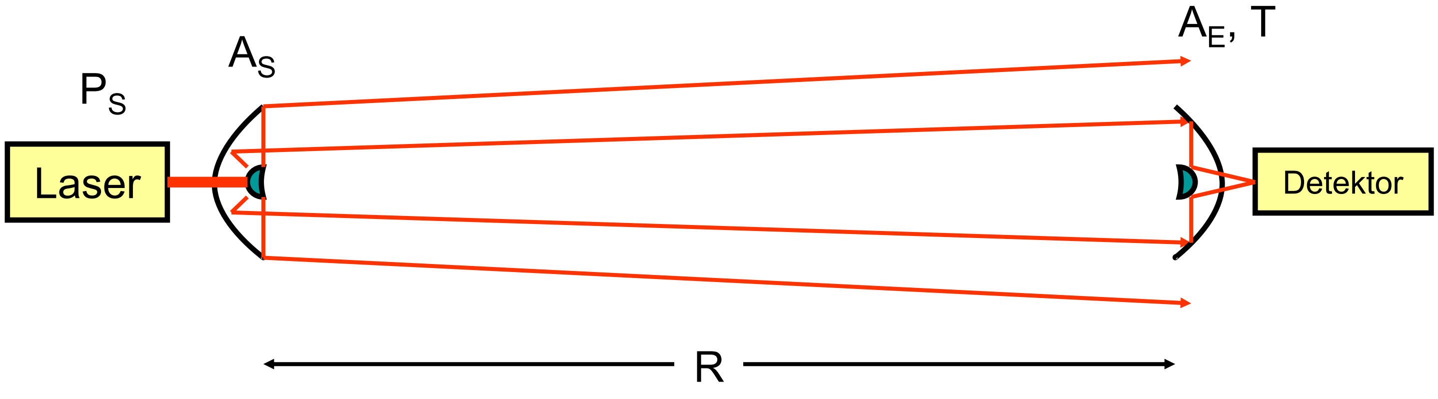
Intensität:

$$I(r,z) = \frac{2P_S}{\pi w^2(z)} e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \approx \frac{P_S}{\pi w^2(z)} = \frac{n^2 P_S A_S}{\lambda^2 z^2}$$

- **Empfangsleistung**

  Die empfangene Leistung P_E als Intensität mal Empfangsfläche A_E ergibt sich im Abstand $z = R$ mit $n = 1$ zu:

$$P_E = P_S \, T \, \frac{A_S \cdot A_E}{\lambda^2 R^2}$$



- Antennen-Gewinnfaktor

Optische Strahlung mit der Wellenlänge λ_L besitzt gegenüber Mikrowellenstrahlung mit λ_M eine Antennenverstärkung von

$$g = \frac{\lambda_M^2 / A_{S,M}}{\lambda_L^2 / A_{S,L}}$$

bei gleichen Sendeleistungen und Empfangsflächen.

Beispiel:

Sei $\lambda_M = 1$ cm, $\lambda_L = 1$µm: $\lambda_M/\lambda_L = 10^4$

Sendefläche für µWelle: $A_{S,M} = 1\ m^2$

Sendefläche für Laser: $A_{S,L} = 10^{-2}\ m^2$

$$g = 10^6$$

5.3 Atmosphärische Dämpfung

Die Dämpfung von optischer Strahlung in der Atmosphäre beruht auf der:

- Absorption durch Luftmoleküle,
- Streuung an Aerosolen und Staubteilchen,
- Brechungsindexschwankungen.

Die Dämpfung steigt exponentiell mit dem Ausbreitungsweg an:

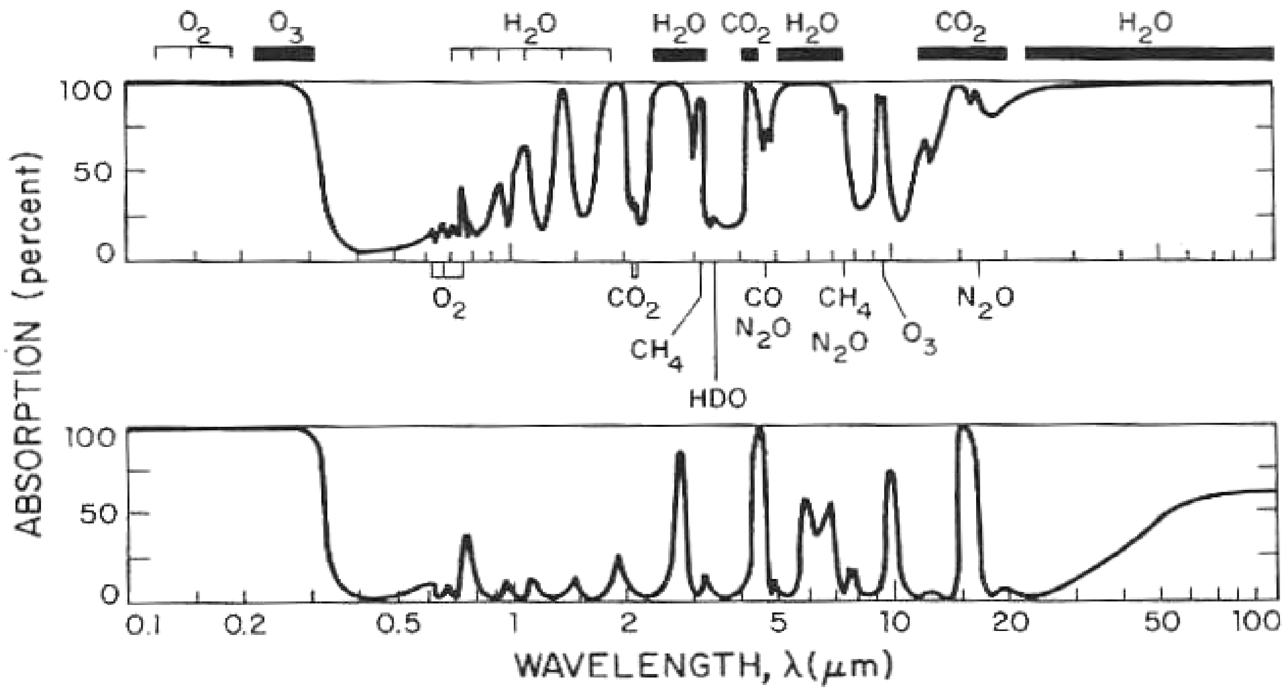
$$P_E = P_S \, T \, \frac{A_S \cdot A_E}{\lambda^2 R^2} e^{-\alpha R}$$

mit α als dem Extinktionskoeffizient, der sich aus der Absorption, Streuung und Turbulenz zusammensetzt mit:

$$\alpha = \alpha_A + \alpha_S + \alpha_T.$$

- Absorption

Sonnenspektrum



an der Erdober-fläche

in 11 km Höhe

Extinktionskoeffizient für Übergang von 1 → 2:

$$\alpha_A = \sigma_{12}(\nu)\, N_1 = \frac{\lambda_{21}^2\, A_{21}}{8\pi\, n^2}\, g(\nu)\, N_1$$

In Resonanz ($\nu = \nu_{21}$) liegt $\sigma_{12} \cong 10^{-18}$ cm².

Mit Konzentration eines Gases von 1‰ in Luft wird $N_1 = 2{,}6 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}.

Damit wird $\alpha_A = 3$ m^{-1}. In wenigen Metern vollständige Absorption.

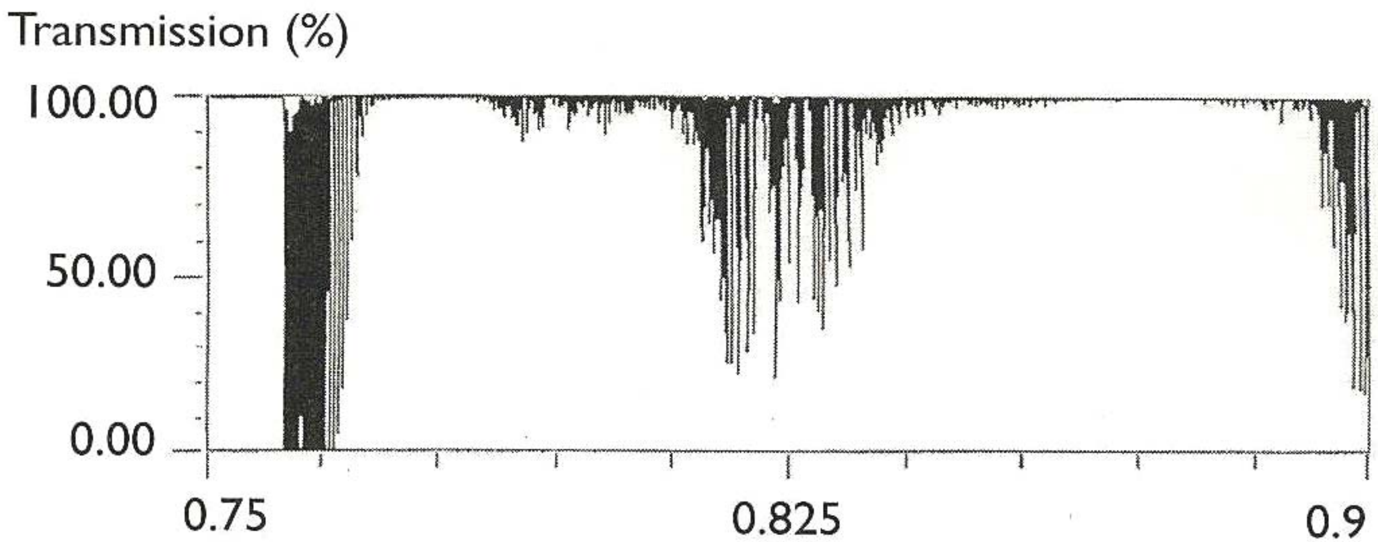
Dämpfung in dB:

$$10\,\lg\left(\frac{P_E}{P_S}\right) = 4.34\,\alpha_A\, R = \vartheta_A\, R$$

Also wird $\vartheta_A = 4{,}343 \cdot \alpha_A = 13$ dB/m.

In Mikrofenstern wird $\vartheta_A < 1$ dB/km

Transmission um 850 nm über 500 m:

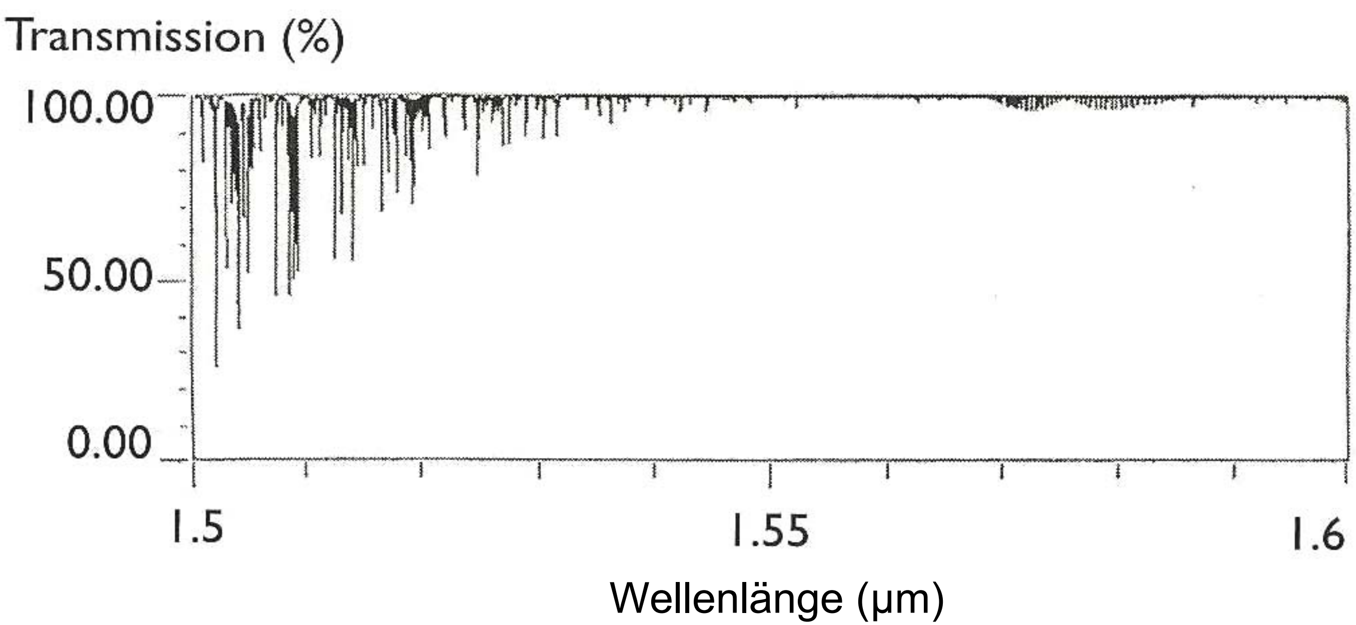


Wellenlänge (µm)

Absorption auf den Linien wird durch H_20 und O_2 verursacht.

L.S. Rothman, et.al., „HITRAN-Database“

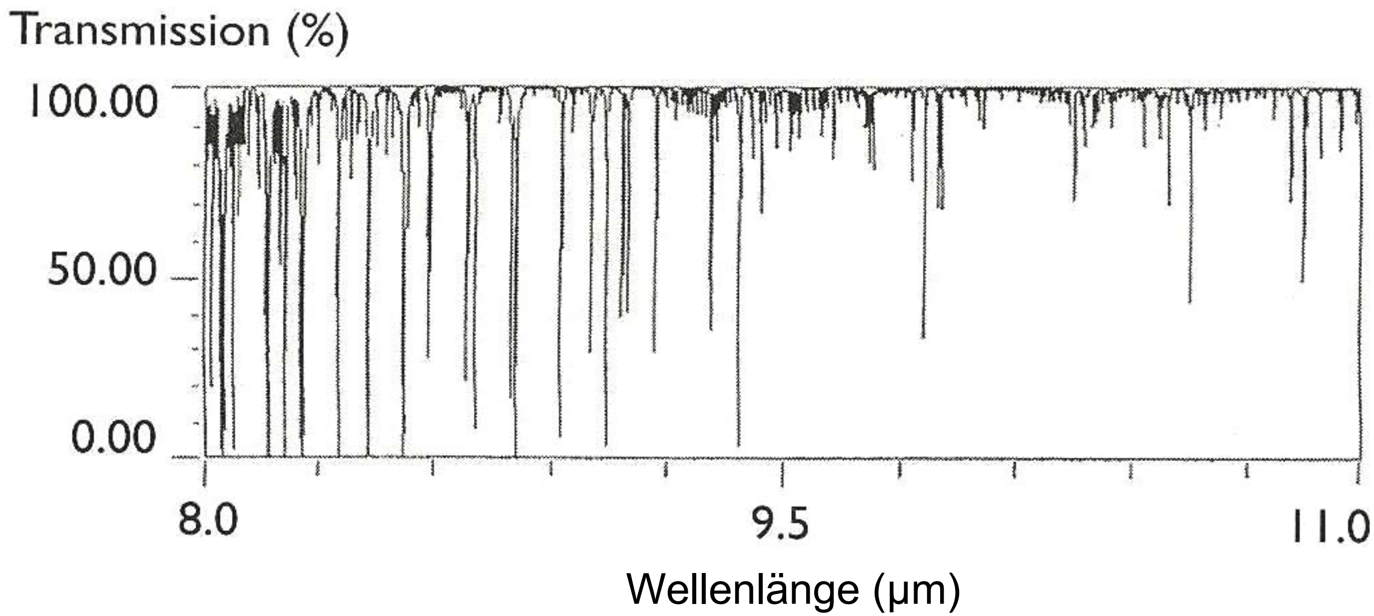
Transmission um 1,5 µm über 500 m:



Absorption auf den Linien wird durch $H_2 0$ und CO_2 verursacht.

L.S. Rothman, et.al., „HITRAN-Database“

Transmission um 10 µm über 500 m:



Absorption auf den Linien wird wesentlich durch CO_2 verursacht.

L.S. Rothman, et.al., „HITRAN-Database“

- Streuung in der Atmosphäre

  Die Streuung kann verursacht werden durch

  - Moleküle der Atmosphäre (Rayleigh-Streuung): Ø << λ,
  - Partikel wie Rauch, Nebel (Mie-Streuung): Ø >= λ.

Rayleigh-Streuung (Teilchen << λ):

$$\alpha_{SR} = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N} \frac{1}{\lambda^4}$$

N – Moleküldichte (bei 1 atm: $2{,}6 \cdot 10^{19}$ cm^{-3})

n – Brechungsindex der Luft (bei 1 atm: 1,00029)

Für λ = 1,06 µm: $\alpha_{SR} = 8{,}5 \cdot 10^{-4}\ km^{-1} \rightarrow \vartheta_{SR} = 3{,}7 \cdot 10^{-3}$ dB/km.

Für λ = 0,3 µm : $\alpha_{SR} = 0{,}14\ km^{-1} \rightarrow \vartheta_{SR} = 0{,}6$ dB/km.

Mie-Streuung (Teilchendurchmesser Ø ≥ λ):

Sie wird verursacht durch

- Dunst: Ø = 0,01 – 1 µm,
- Rauch, Staub: Ø = 0,1 – 10 µm,
- Nebel, Wolken: Ø = 1 – 100 µm,
- Regen: Ø = 0,1 – 1 mm,
- Schnee: Ø > 1 mm.

Näherungsformel nach Kruse:

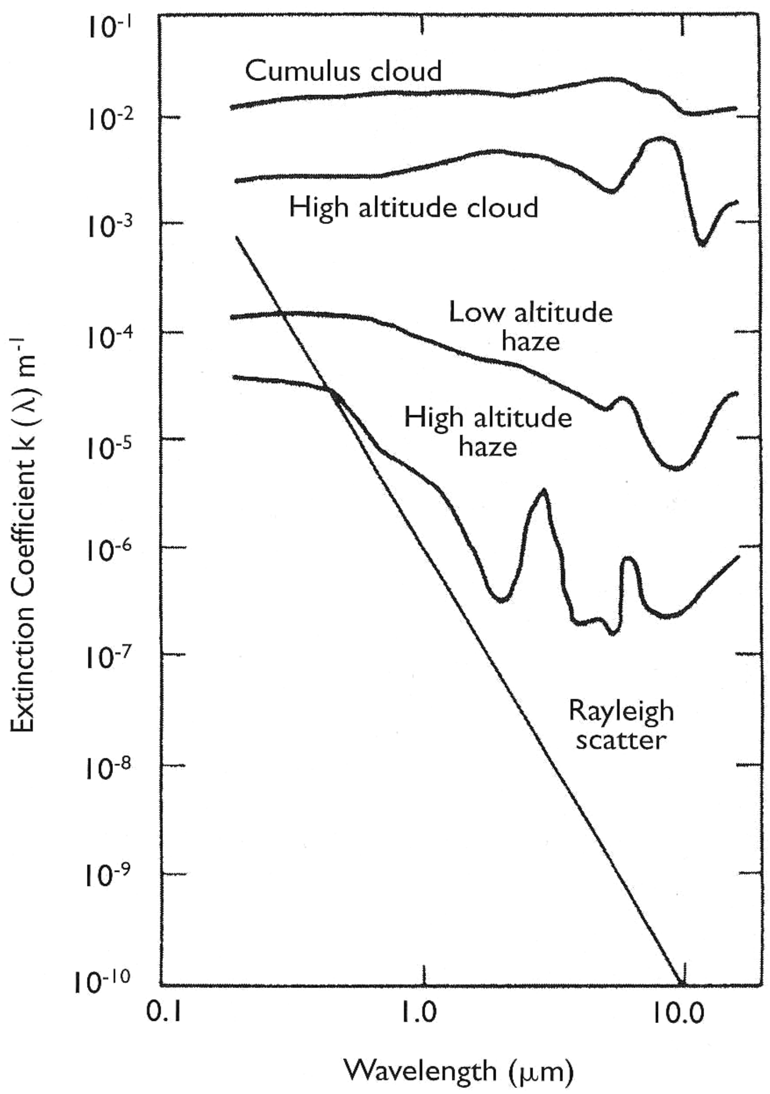
$$\alpha_{SM}[km^{-1}] = \frac{3{,}91}{V}\left(\frac{0{,}55}{\lambda}\right)^{q}$$

V – Sichtweite in km (bei λ = 0,55 µm noch 2% Transmission)

$q = 0{,}585\ V^{1/3}$ für $V \leq 6$ km

$q = 1{,}3$ für mittlere Sicht

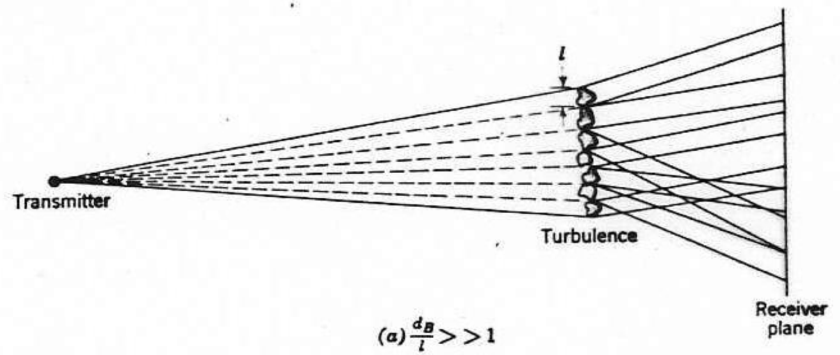
Dämpfung durch Streuung



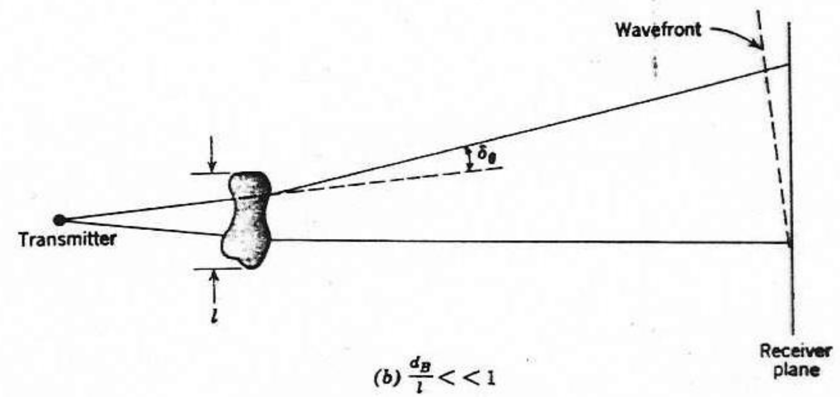
R. Measures, „Laser Remote Sensing, J. Wiley&Sons, New York 1984

- Turbulenz:

Temperaturunterschiede in der Atmosphäre führen zu Brechungsindexschwankungen, die Turbulenzen verursachen:

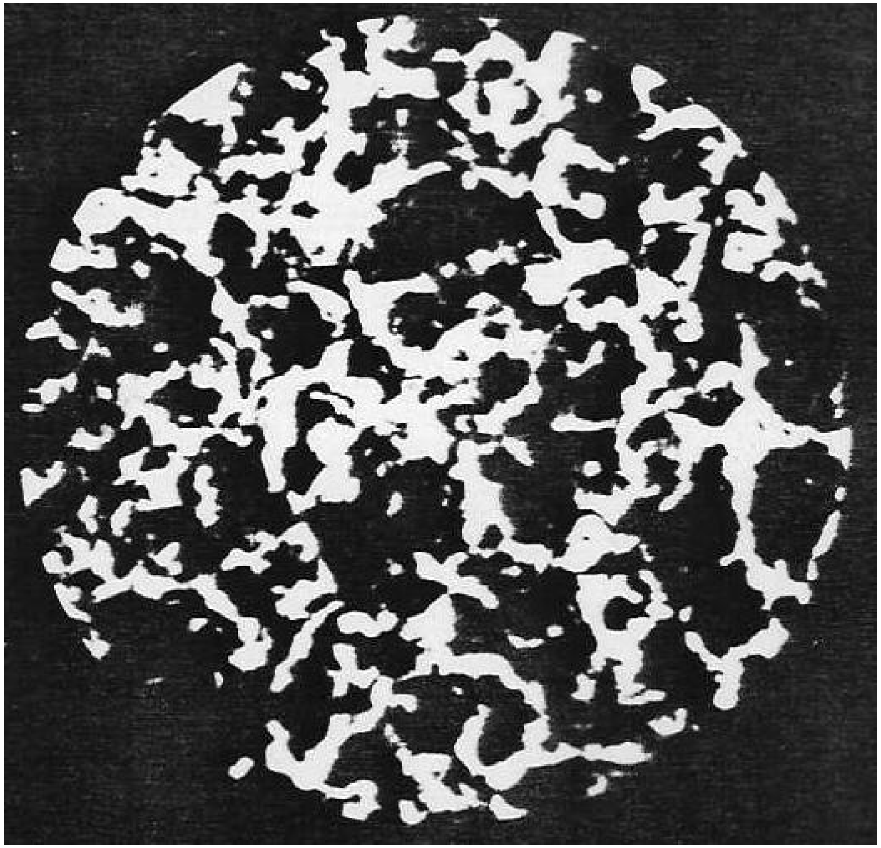


Strahl d_B >> Turbulenz l:
regellose Phasenverschiebung



Strahl d_B << Turbulenz l:
Richtungsablenkung

Szintillation über den Strahlquerschnitt, verursacht durch temperaturbedingte Phasenänderungen in der Atmosphäre.



Strahl d_B >> Turbulenz l: regellose Phasenverschiebung

5.4 Empfangsarten

Es werden Modulationstechniken verwendet, die möglichst unempfindlich gegen atmosphärische Intensitätsfluktuationen sind.

Hierfür kommen infrage:

- Pulsmodulation
- Frequenzmodulation

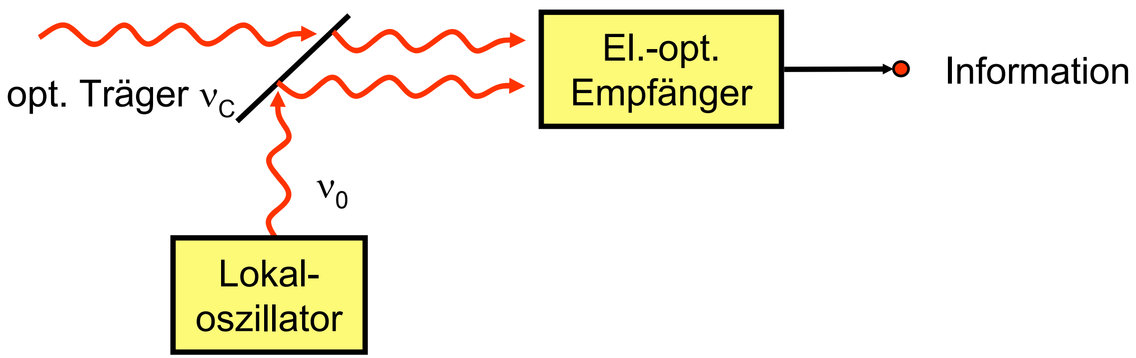
Sie erfüllen die Forderungen nach hoher Bandbreite, Linearität, und Kanalqualität.

Empfangsarten

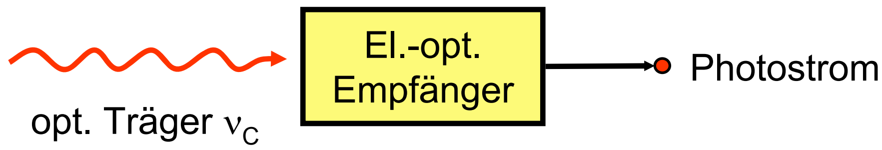
Abhängig von der Modulation werden zwei Empfangsarten unterschieden:

- Direktempfang

- Überlagerungsempfang



Direktempfang



Der Empfänger mittelt über optische Frequenz ν_C und misst die Empfangsleistung P_E. Wegen $P_E \sim |E|^2 \rightarrow$ quadratischer Empfang.

Photostrom des Empfängers:

$$i = \eta\, e \frac{P_E}{h\,\nu_C}$$

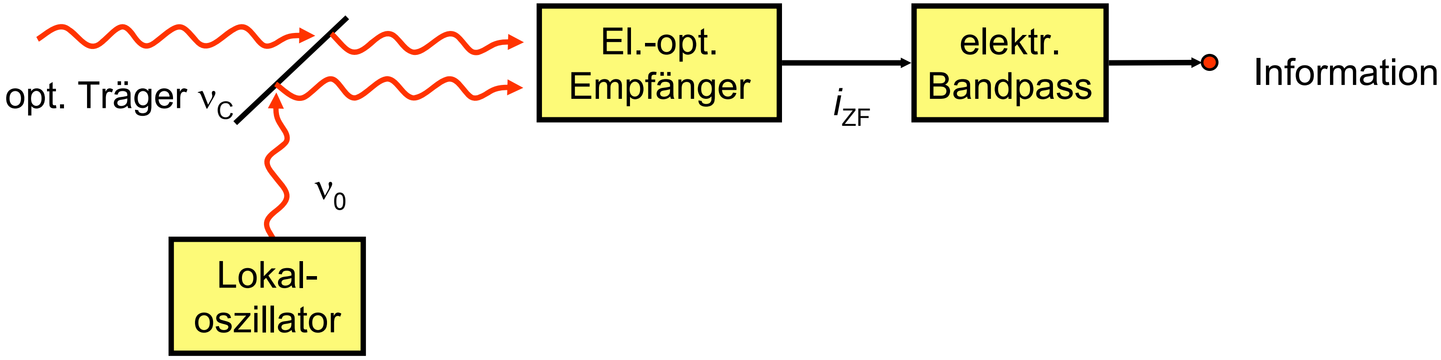
η - Quantenwirkungsgrad, e - Elementarladung, $h \cdot \nu_C$ - Photonenenergie

Mit innerer Verstärkung:

$$i_v = \eta\, G e \frac{P_E}{h\,\nu_C}$$

G – Verstärkung

Überlagerungsempfang (kohärenter Empfang)



Signal wird am Empfänger mit Lokaloszillator (Referenz) überlagert und liefert Information auf Zwischenfrequenz ν_C-ν_0.

Lichtintensität am Empfänger ist :

$$I = \frac{n}{Z}\overline{\left(E_S + E_L\right)^2} \quad bzw. \quad I = \frac{n}{2Z}\left|E_S + E_L\right|^2$$

n - Brechungsindex, *Z* - Wellenwiderstand, E_S – elektr. Feld des Signals, E_L – elektr. Feld des Lokaloszillators

Mit den elektrischen Feldern

$$E_S = E_{S0} e^{j(\omega_S t + \varphi_S)} \quad bzw. \quad E_L = E_{L0} e^{j(\omega_L t + \varphi_L)}$$

wird die Leistung $P_E = I \cdot A$ (A – Empfangsfläche):

$$P_E = \frac{nA}{2Z}\left(E_{S0}^2 + E_{L0}^2 + E_{S0}E_{L0}e^{j((\omega_S-\omega_L)t+\varphi_S-\varphi_L)} + E_{S0}E_{L0}e^{-j((\omega_S-\omega_L)t+\varphi_S-\varphi_L)}\right)$$

$$= P_{S0} + P_{L0} + 2\sqrt{P_{S0}P_{L0}}\cos\left((\omega_S - \omega_L)t + \varphi_S - \varphi_L\right)$$

und als Strom auf der Zwischenfrequenz ergibt sich:

$$i_{ZF} = \eta G \frac{2e}{h\nu_C}\sqrt{P_{S0}P_{L0}}\cos\left((\omega_S - \omega_L)t + \varphi_S - \varphi_L\right)$$

5.5 Auslegung von Richtfunkstrecken

Es wird quantenbegrenzter Geradeausempfang zugrunde gelegt:

$$\frac{S}{N} = \eta \frac{P_E}{2 h \nu B}$$

Mit einer Empfangsleistung P_E von:

$$P_E = P_S \, T \, \frac{A_S \cdot A_E}{\lambda^2 R^2} e^{-\alpha R}$$

gilt damit:

$$\frac{S}{N} = \eta \, T \, \frac{P_S}{2 h \nu B} \frac{A_S \cdot A_E}{\lambda^2 R^2} e^{-\alpha R}$$

- Konzeption einer Kurz-Richtfunkstrecke

Die Auslegung und Wahl der Komponenten wird entscheidend durch die zu überbrückende Distanz und Bandbreite bestimmt.

Beispiel:

- Distanz $R = 1\ km$
- Bandbreite: $B = 1\ GHz$

Forderungen:

S/N = 20 dB bei zulässiger atmosphärischer Dämpfung von $\vartheta = 10\ dB/km$

$$\underbrace{10 \cdot \lg(S/N)}_{20\ dB} = 10 \cdot \lg\left(\eta T \frac{P_S}{2 h \nu B} \frac{A_S \cdot A_E}{\lambda^2 R^2}\right) - \underbrace{10\, \alpha\, R \lg e}_{10\ dB}$$

$$\Rightarrow \quad \eta T \frac{P_S}{2 h \nu B} \frac{A_S \cdot A_E}{\lambda^2 R^2} = 10^3$$

Kurz-Richtfunkstrecke

Die erforderliche Sendeleistung beträgt dann:

$$P_S = \frac{2\,h\,\nu\,B}{\eta\,T}\;\frac{\lambda^2 R^2}{A_S \cdot A_E} \times 10^3$$

Sei:

λ = 1µm $\rightarrow$ $h\,\nu$ = $2 \cdot 10^{-19}$ J $\rightarrow$ $2\,h\,\nu\,B = 4 \cdot 10^{-10}$ W

ηT = 0,5,

A_S = 0,5 cm^2 (Ø = 8 mm),

A_E = 50 cm^2 (Ø = 8 cm)

$$P_S = \frac{4 \cdot 10^{-10}}{0{,}5}\;\frac{10^{-6}}{2{,}5 \cdot 10^{-7}} \times 10^3 = 3{,}2\,\mu W$$

- Kohärentes Übertragungssystem für mittlere Entfernung

Laser	CO_2
Wellenlänge λ	10,6µm
Leistung	1 W
Modulation	FM
Modulator	GaAs-Pockelszelle
Bandbreite	5 MHz
Detektor	Ge:Hg (21K)
Sendefläche A_S	5 cm^2 (Ø = 2,5 cm),
Empfangsfläche A_E	500 cm^2 (Ø = 25 cm)
Empfangsart	Heterodynempfang
Reichweite	25 km

- Digitale Übertragung

  Der Vorteil einer digitalen Signalübertragung liegt darin, dass

  – kleinere und mittlere Fluktuationen der Pulsamplitude praktisch keinen Einfluss auf das S/N besitzen,

  – optische Phasenänderungen keinen Signalschwund erzeugen.

☺ Hierdurch wird eine Übertragung möglich mit

  – hoher Qualität,

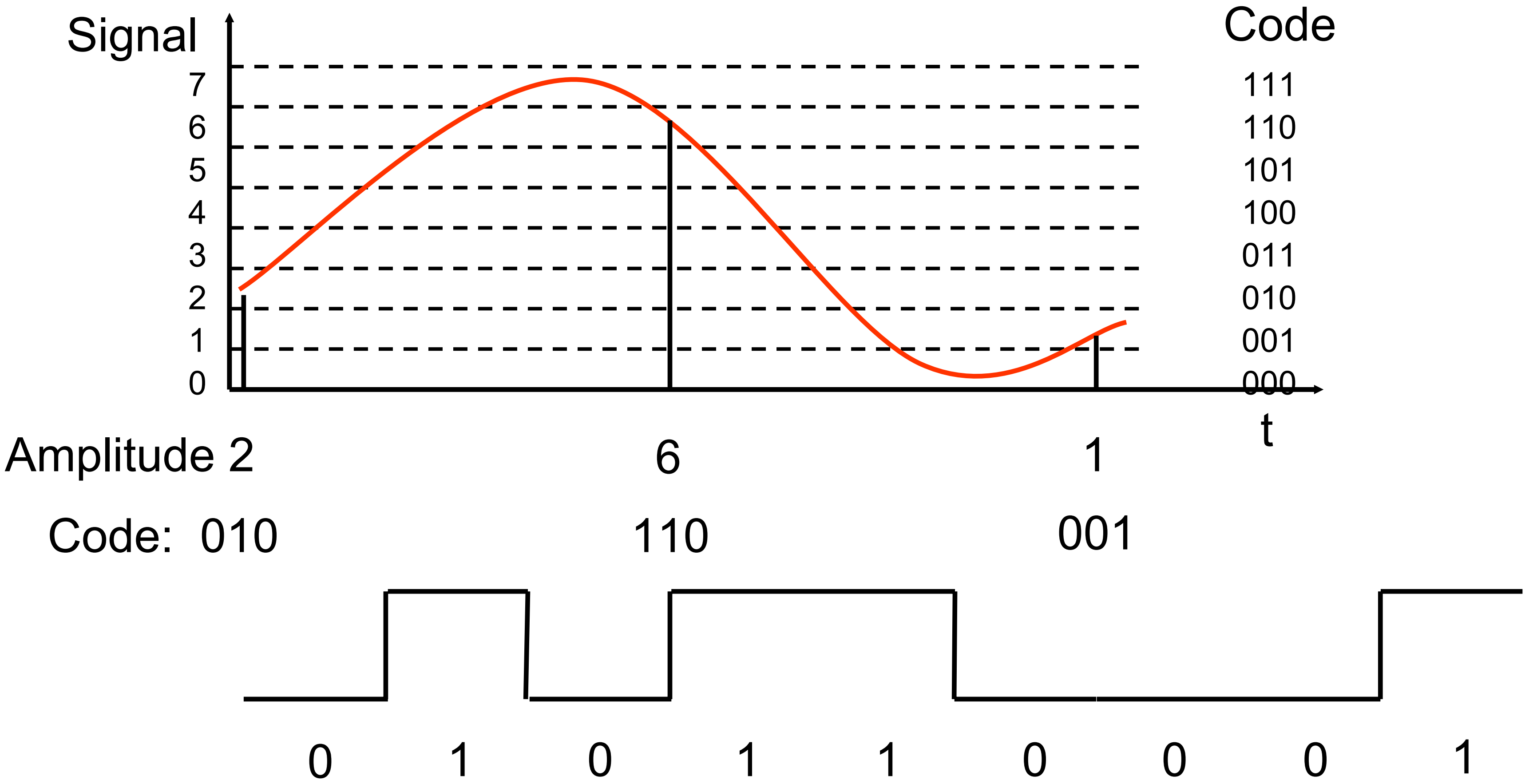
  – geringer Störanfälligkeit und

  – hoher Linearität (bei geeigneter Wahl des Modulationsverfahrens).

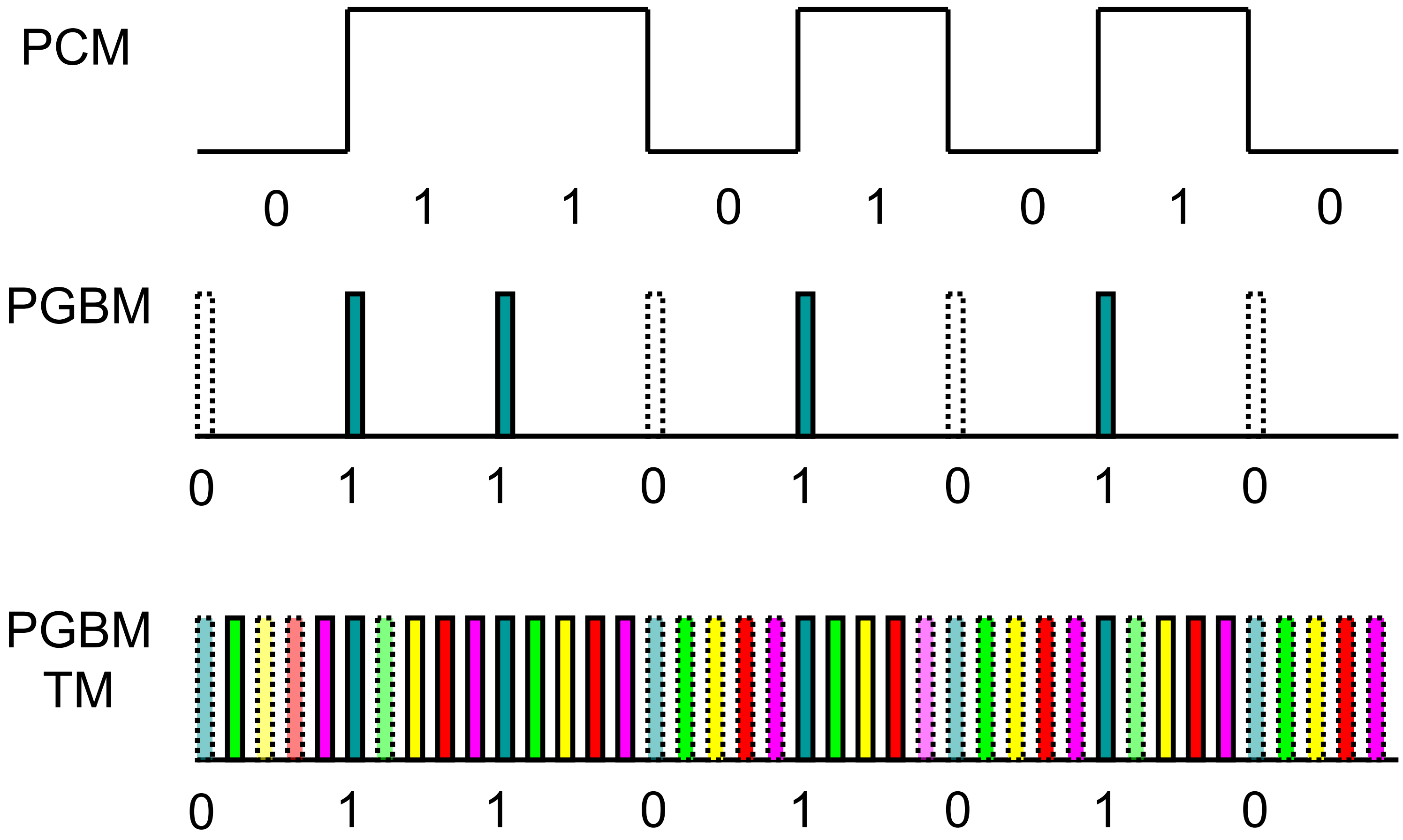
☹ Nachteil ist die erforderliche höhere Übertragungsbandbreite.

- Puls-Code-Modulation (PCM)

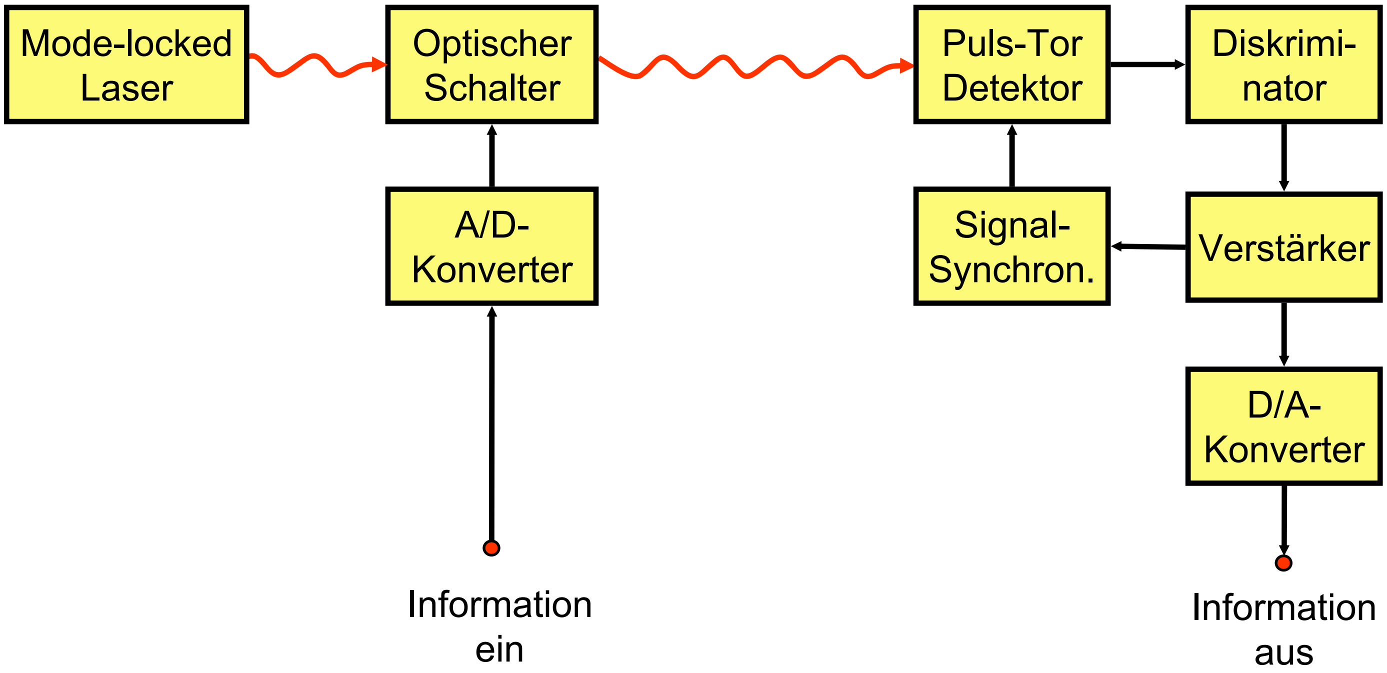
Ein geeignetes Digitalisierungsverfahren ist die PCM.



- Digitale Übertragung



Digitale Übertragung über Modenkopplung

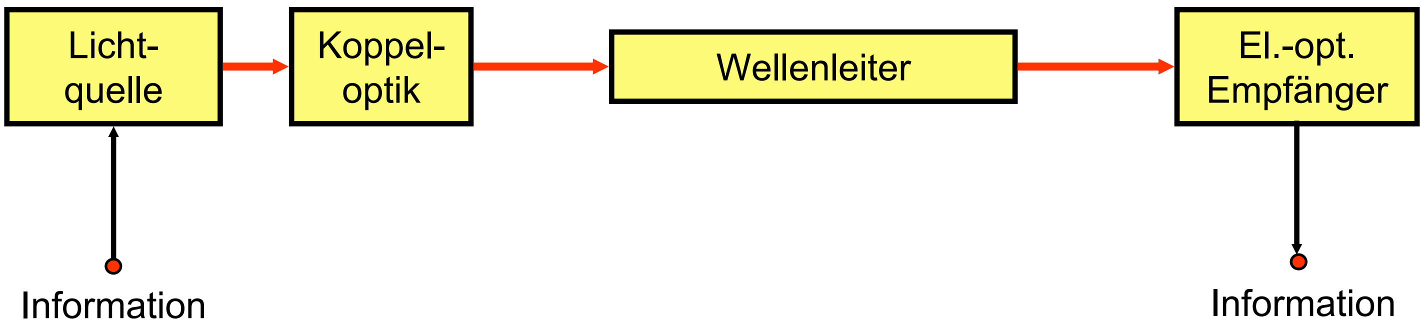


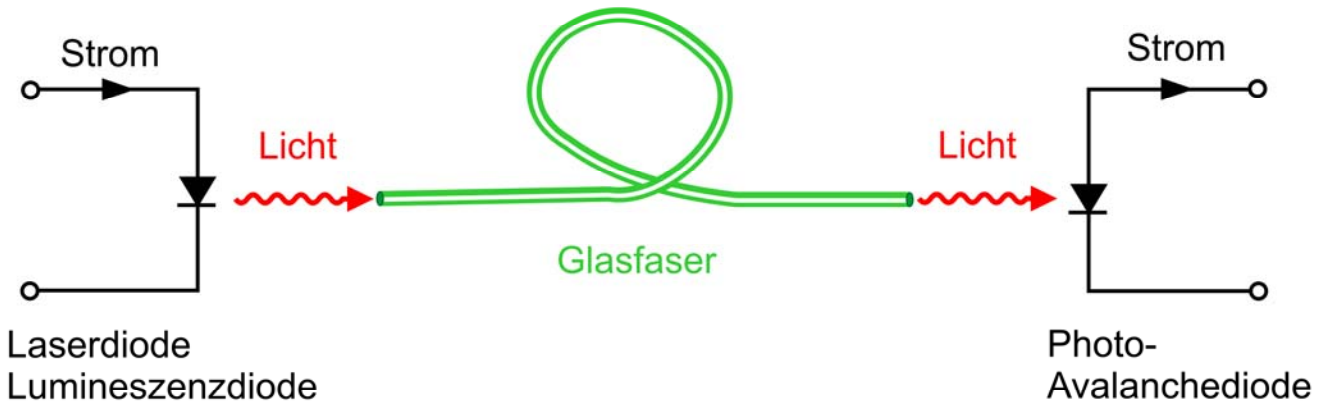
- Digitales Übertragungssystem für mittlere Entfernung

Laser	Nd:YAG
Wellenlänge λ	1,06µm
mittlere Leistung	1 W
Pulsrate	1 GBit/s
Modulation	PGBM
Modulator	KD*P-Pockelszelle
Übertragungsbandbreite	60 MHz
Detektor	Si-Avalanche
Sendefläche A_S	50 cm^2 (Ø = 8cm),
Empfangsfläche A_E	500 cm^2 (Ø = 25 cm)
Bandbreite Empfänger	1 GHz
Reichweite	25 km
atmosphärische Dämpfung	3 dB/km
Fehlerbitrate	$< 10^{-8}$

6. Lichtwellenleiter

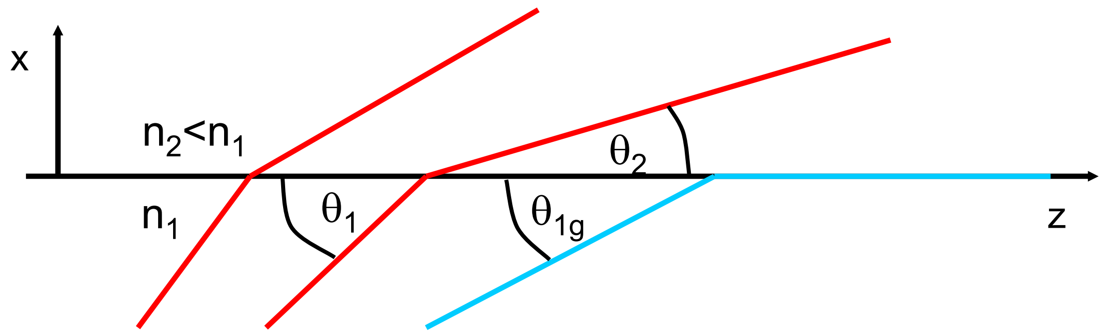
6.1 Einführung





6.2 Physikalisches Prinzip

Brechung



Snellius'sches Brechungsgesetz:

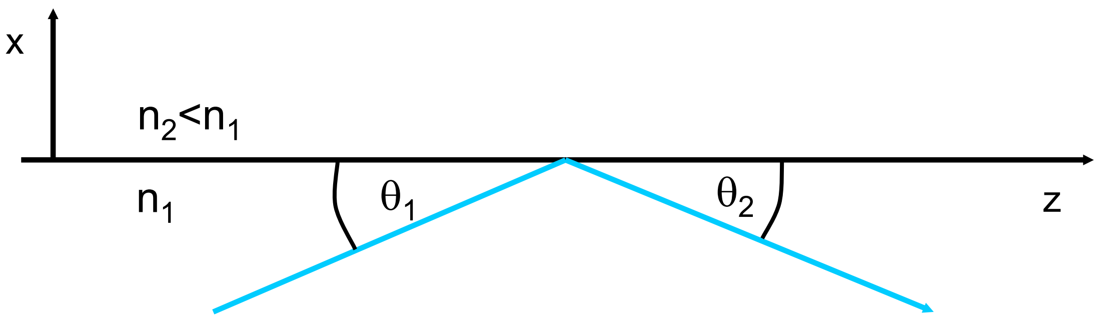
$$n_1 \cos \Theta_1 = n_2 \cos \Theta_2$$

Grenzwinkel für $\theta_2 = 0°$

$$\cos \Theta_{1g} = \frac{n_2}{n_1}$$

Für $n_2 < n_1$ und $\theta_1 < \theta_{1g}$ muss $\cos\theta_2 > 1$ werden, um das Brechungsgesetz zu erfüllen.

Dies wird erreicht für imaginären Winkel $\theta_2 \rightarrow$ Totalreflexion



Wellenvektor:

$$k_{2z} = k_{1z} = k_1 \cos\Theta_1$$

$$k_{2x} = jk_1\sqrt{\cos^2\Theta_1 - (n_2/n_1)^2}$$

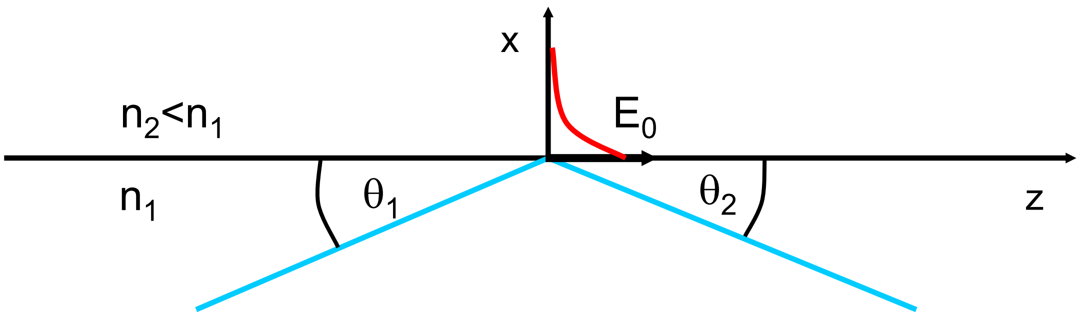
mit

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1$$

Eindringtiefe

Ausbreitung der Welle in x-Richtung:

$$E(x) = E_0 e^{jk_{2x}x} = E_0 e^{-k_1 \sqrt{\cos^2 \Theta_1 - (n_2/n_1)^2}\, x}$$



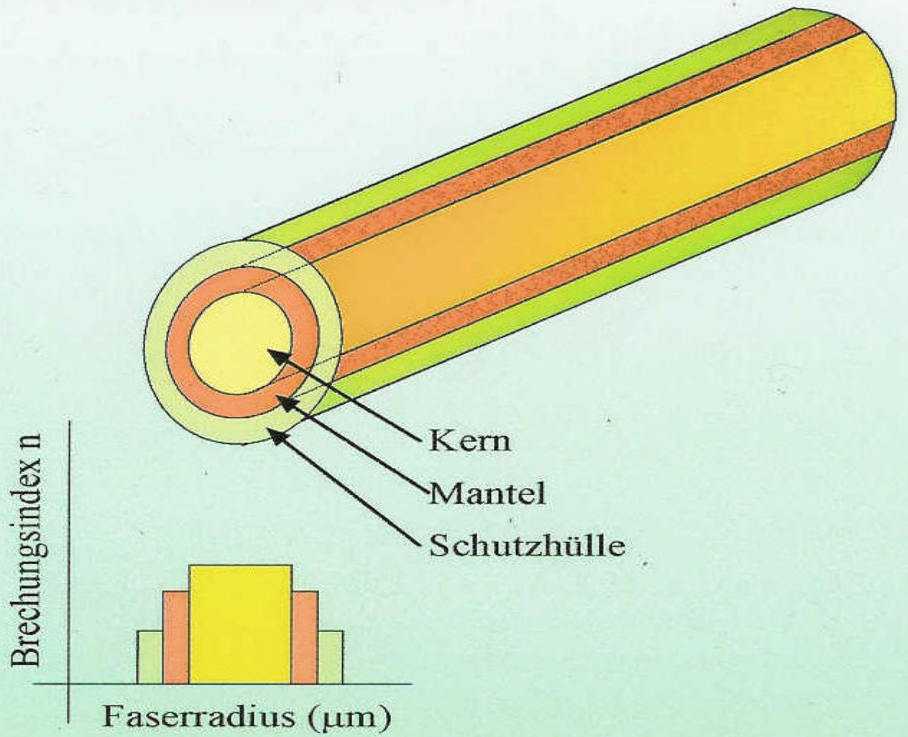
Eindringtiefe:

$$\Delta x \cong \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}$$

Sei $n_1 = 1{,}5$ und $\Delta n = n_1 - n_2 = 0{,}015$

$$\Rightarrow \quad \Delta x \approx \lambda$$

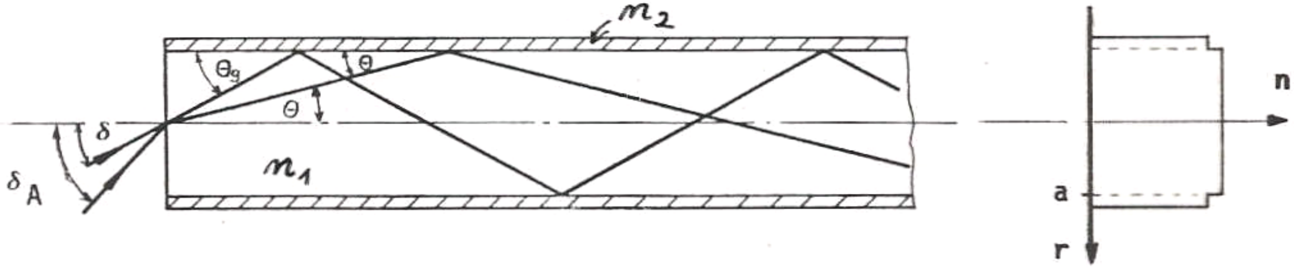
Glasfaser



Faserdaten

Monomodefaser : Kerndurchmesser 4 - 10 µm
Multimodefaser : Kerndurchmesser 10 - einige 1000 µm

6.3 Stufenfaser



Nach dem Brechungsgesetz gilt:

$$\sin\delta = n_1 \sin\Theta$$

- Numerische Apertur: Für $\Theta = \Theta_g$ ergibt sich dann:

$$A_N = \sin\delta_A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

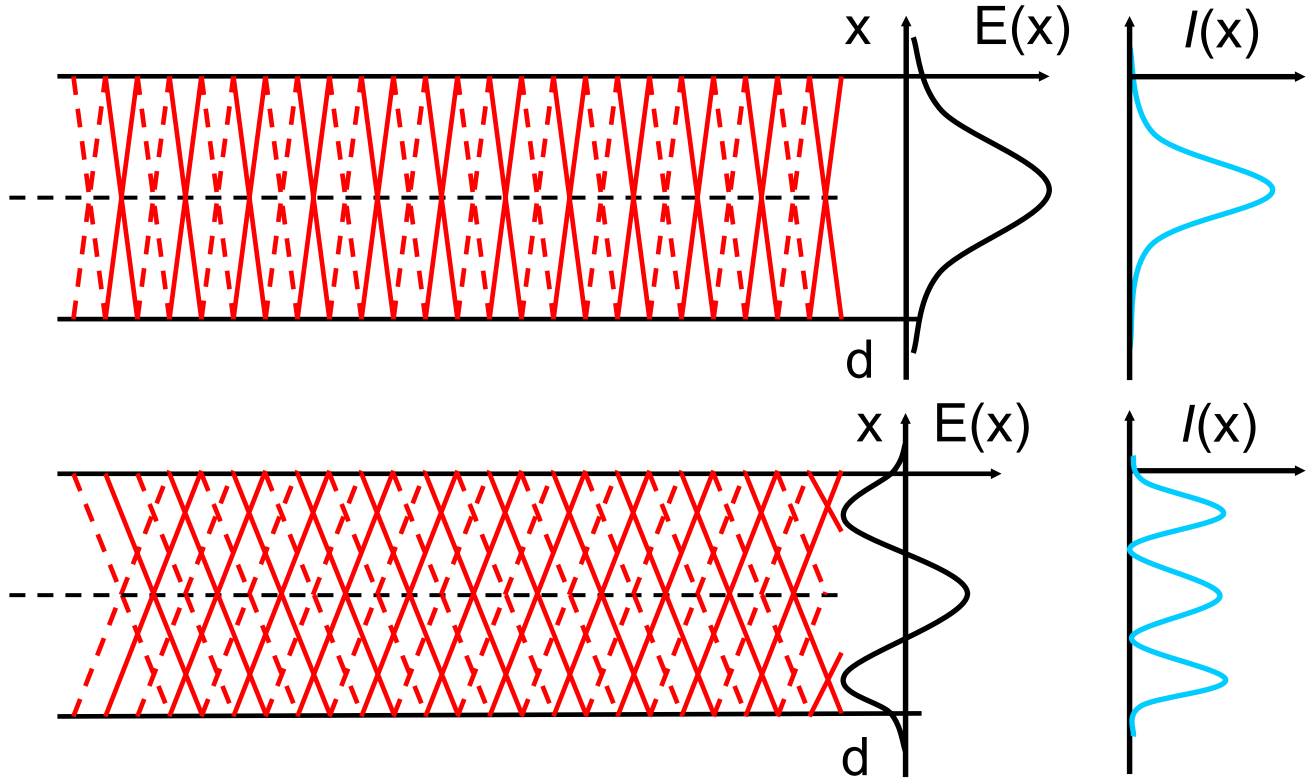
- Akzeptanzwinkel:

$$\delta_A = \arcsin\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

Für $\Delta n/n = 1\%$: $A_N = 0{,}21$ $\delta_A = 12{,}2°$

In einer Faser sind nur diskrete Winkel ausbreitungsfähig, unter denen konstruktive Interferenz stattfindet.

Dies führt zu Knoten und Bäuchen in der elektrischen Feldverteilung bzw. zu Nullstellen und Maxima in der Intensität über den Faserquerschnitt.



Weg einer Welle durch die Faser: $$L' = \frac{L}{\cos\Theta}$$

Laufzeit der Welle durch die Faser: $$t = \frac{n_1}{c}\frac{L}{\cos\Theta}$$

Größte Laufzeit: $$t_{\max} = \frac{n_1}{c}\frac{L}{\cos\Theta_g} = \frac{n_1^2}{c}\frac{L}{n_2}$$

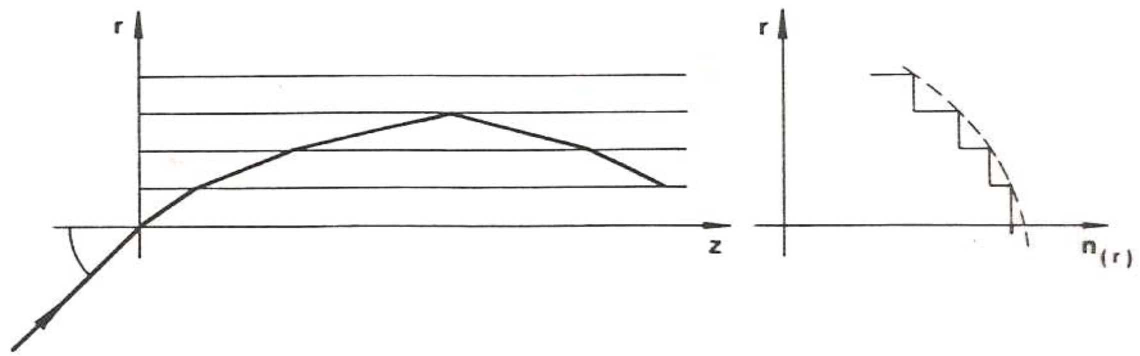
Minimale Laufzeit: $$t_{\min} = \frac{n_1}{c}L$$

Modendispersion: $$\frac{\Delta t}{L} = \frac{n_1}{c}\frac{\Delta n}{n_2} \cong \frac{\Delta n}{c}$$

Für Δn = 0,015 $\Rightarrow$ $$\frac{\Delta t}{L} = 50\ ns/km$$

6.4 Gradientenfaser

Erfolgt eine Abnahme des Brechungsindexes vom Zentrum der Faser zum Rand in mehreren kleinen Schritten oder kontinuierlich, wird der Wellenleiter *Gradientenfaser* genannt.



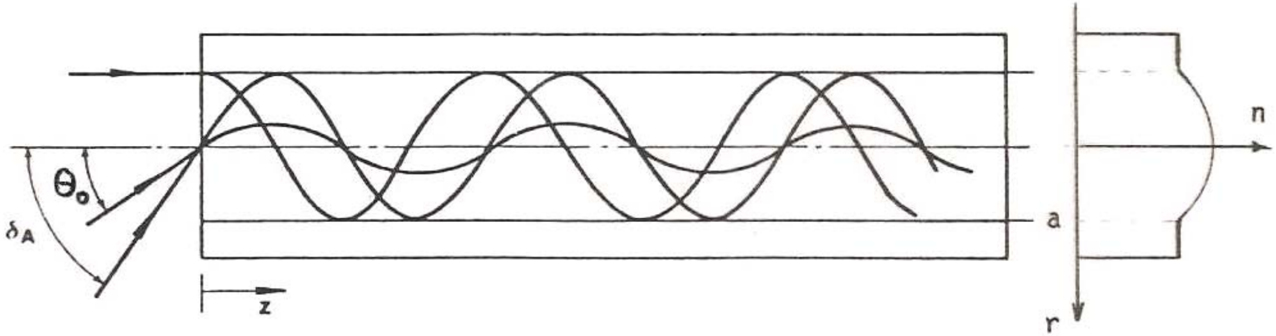
Von Schicht zu Schicht erfolgt eine Brechung mit entsprechender Richtungsänderung des Strahls.

Für ein Brechungsindexprofil

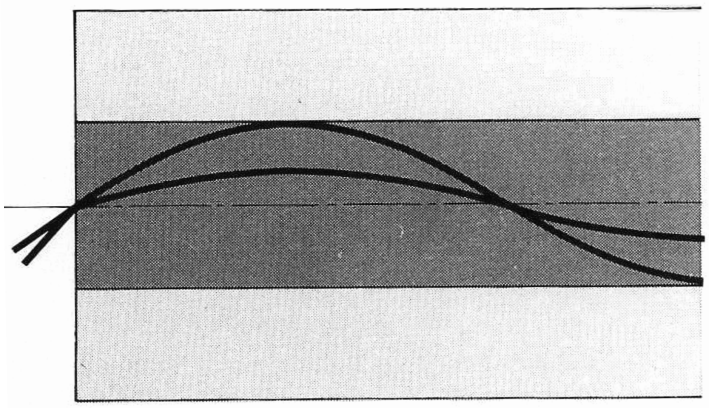
$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\frac{\Delta n}{n_1}\frac{r^2}{a^2}}$$

ergibt sich als Bahngleichung für einen Strahl:

$$r(z) = \frac{\sin\Theta_0}{A_N} a \cdot \sin\left(\frac{A_N}{\sqrt{n_1^2 - \sin^2\Theta_0}}\frac{z}{a}\right)$$



Bei diesem Brechungsindexverlauf breitet sich ein Strahl mit größerer Amplitude fast genauso schnell aus wie ein Strahl auf der Faserachse, da der längere Weg durch Ausbreitung in einem Bereich mit niedrigerer Brechzahl kompensiert wird.



Modendispersion:

$$\frac{\Delta t_G}{L} = \frac{n_1}{c}\frac{\Delta n^2}{2n_2^2} = \frac{\Delta t_S}{L}\frac{\Delta n}{2n_1}$$

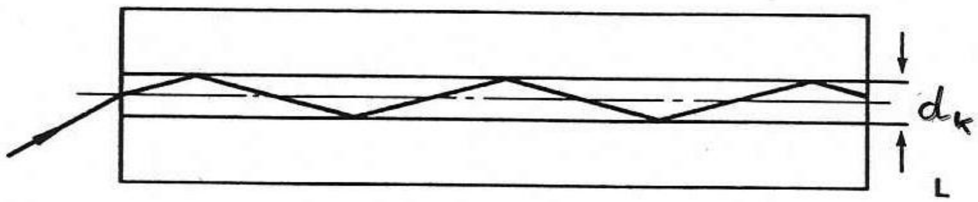
Für $\Delta n = 0{,}015$ $\Rightarrow$ $\frac{\Delta t_G}{L} = 0{,}25\ ns/km$

6.5 Monomode-Faser

Die Modendispersion kann vollständig ausgeschaltet werden, wenn nur noch eine Mode in der Faser ausbreitungsfähig ist.

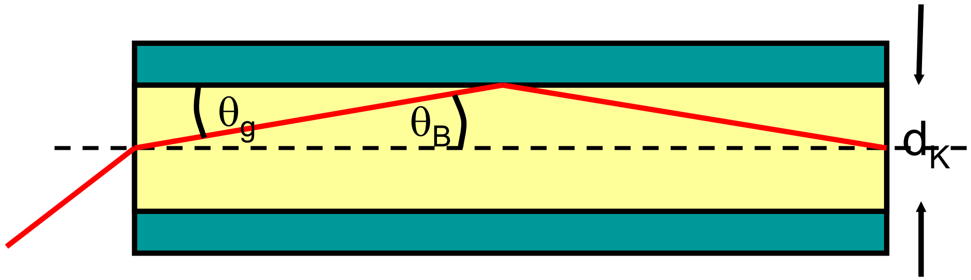
Dies ist erreichbar durch

- Reduzierung des Brechungsindexunterschieds Δn oder
- Reduzierung des Faserkerndurchmessers d_K.



Bei zu kleinem Δn nehmen die Führungseigenschaften der Faser und damit die Verluste bei Krümmungen der Faser zu.

- Faser-Kerndurchmesser



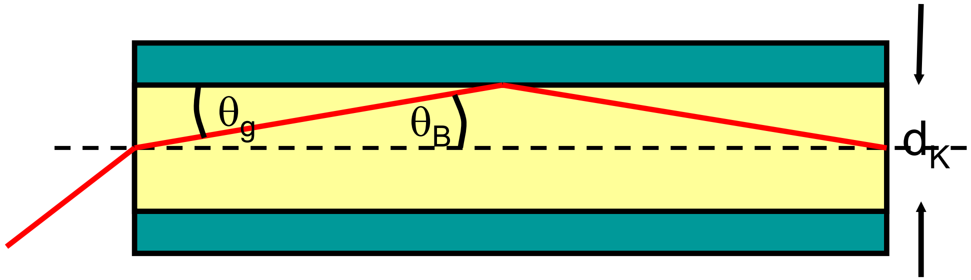
Halber Divergenzwinkel: $$\Theta_B \approx \frac{2\lambda}{\pi d_K n_1} = \tan\Theta_B = \frac{\sin\Theta_B}{\cos\Theta_B}$$

Grenzwinkel: $$\cos\Theta_g = \frac{n_2}{n_1}$$

Für $\theta_B = \theta_g = \theta \quad \Rightarrow$ $$\frac{2\lambda}{\pi d_K n_1} = \frac{\sqrt{1-n_2^2/n_1^2}}{n_2/n_1} = \frac{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}{n_2}$$

Kerndurchmesser: $$d_K = \frac{2\lambda}{\pi\sqrt{n_1^2-n_2^2}}\,\frac{n_2}{n_1}$$

Faser-Kerndurchmesser



Genauere Betrachtung: $d_K < \dfrac{2{,}405\,\lambda}{\pi\, A_N}$

Sei $A_N = 0{,}1$ ($\Delta n = 3{,}3 \cdot 10^{-3}$) und $\lambda = 1$ µm $\Rightarrow$

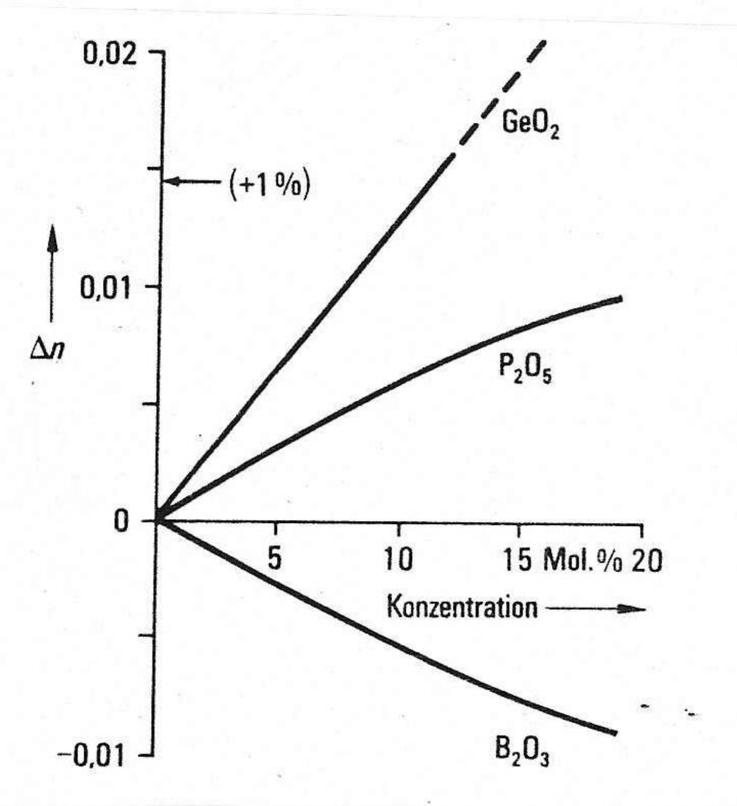
$d_K \approx 6$ µm

6.6 Herstellung von Fasern

Als Ausgangsmaterial wird hochreines Quarzglas verwendet.

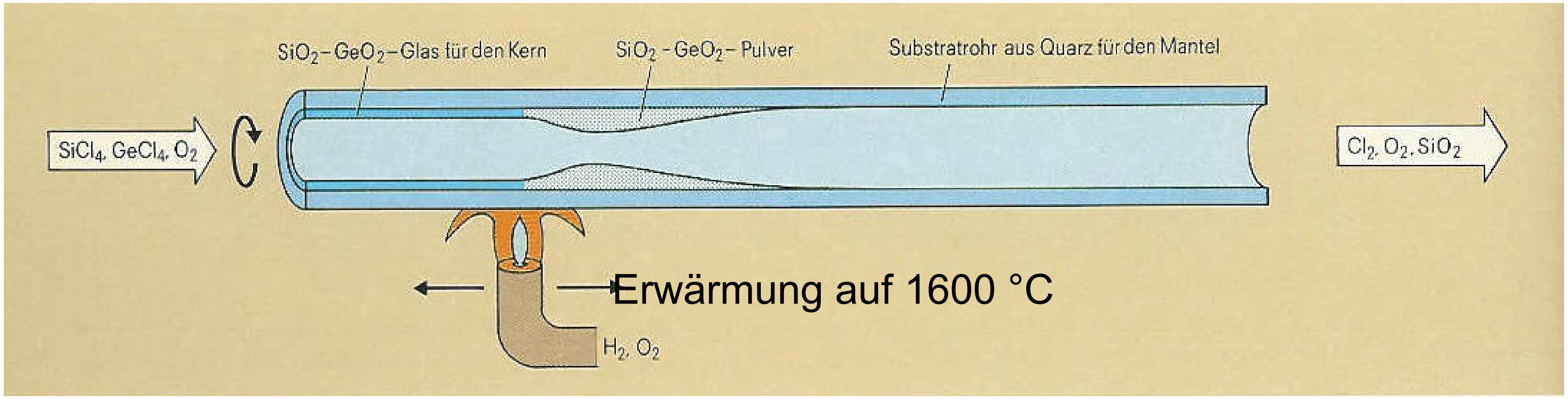
Es wird ein Glasstab hergestellt, der bereits das gewünschte Brechzahlprofil besitzt.

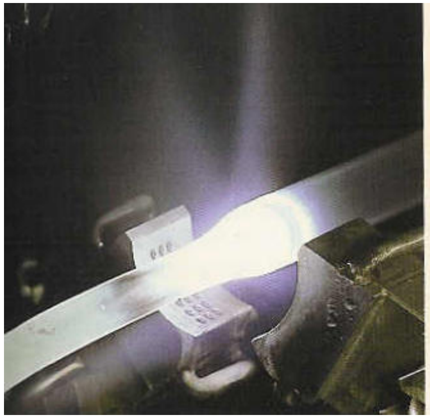
Das Dotieren mit GeO_2 oder P_2O_5 erhöht, B_2O_3 reduziert den Brechungsindex



- **Herstellen einer Vorform**

Eine geeignete Methode zur Herstellung einer Vorform ist das Innenabscheideverfahren oder Chemical Vapor Deposition Verfahren (CVD).

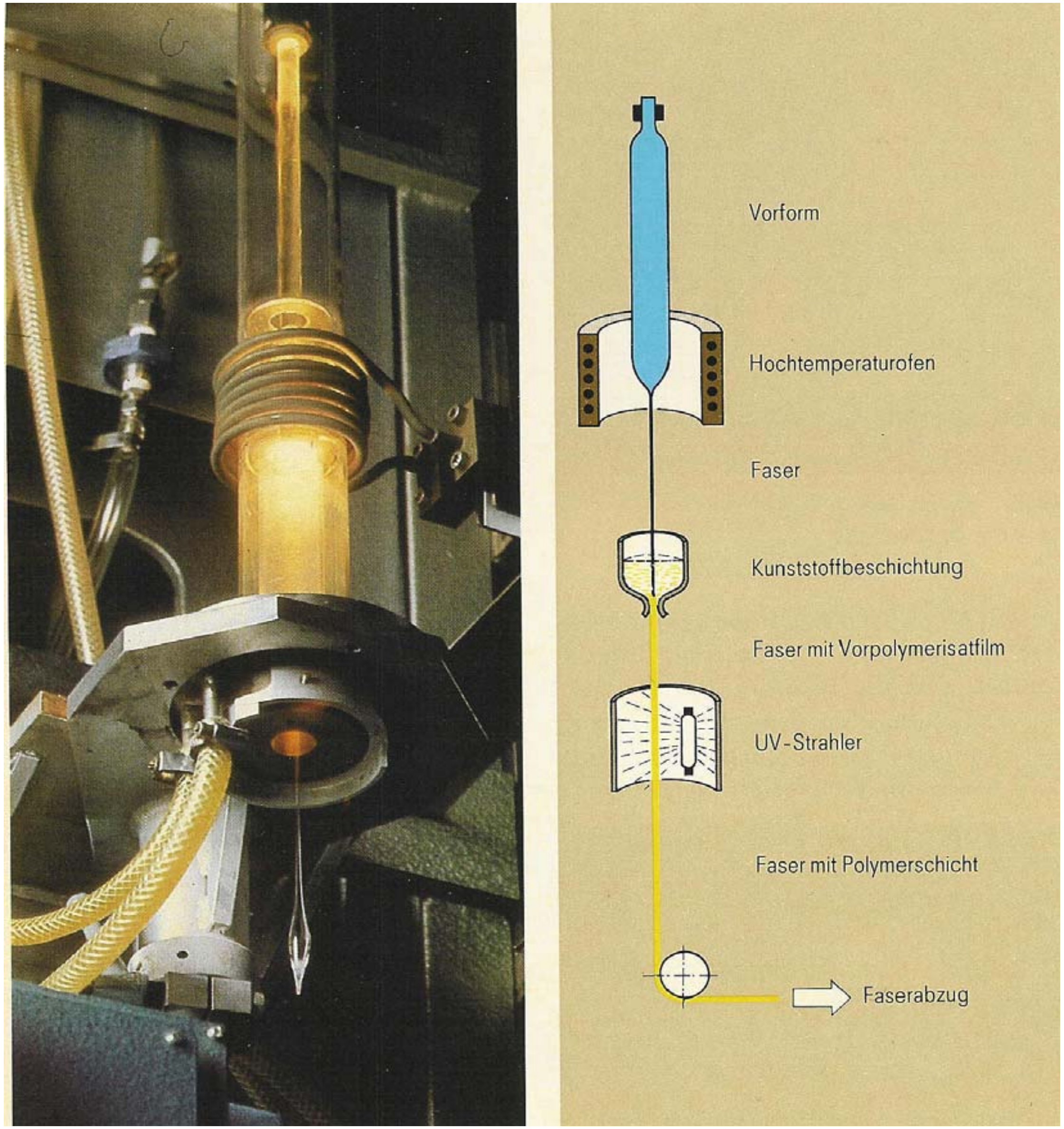




Quelle:
telecom report,
April 1983
Siemens

Nach dem Beschichten erfolgt Erwärmung auf 2000 °C. Dabei kollabiert das Rohr und wird zum Vollstab.

Ziehprozess



telecom report,
April 1983
Siemens

6.7 Dämpfung in Fasern

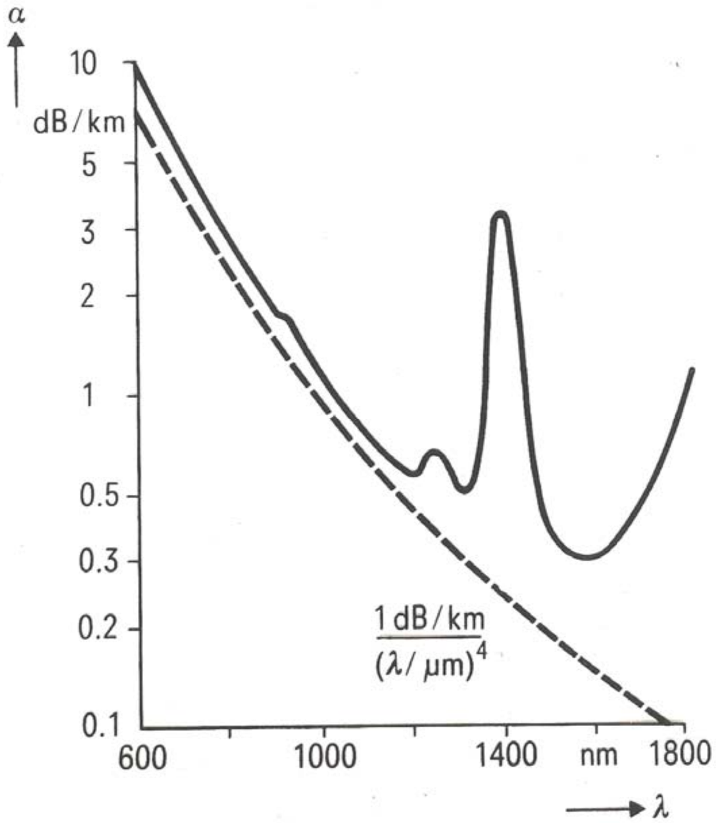
Absorption:

- SiO_2 absorbiert im UV-Bereich und im nahen IR ab ca. 2 µm. Dazwischen ist reinstes Quarzglas transparent.
- Allerdings tragen schon kleinste Spuren - vor allem von Übergangsmetall-Ionen (Cu,Fe,Ni,Cr) - zur Dämpfung bei.
- Erst bei Verunreinigungen unterhalb von 10^{-9} wird eine Absorption hierdurch vernachlässigbar.
- Es bleiben einzelne Absorptionslinien durch OH^--Ionen im Glas.

Rayleigh Streuung:

$$\vartheta = \frac{1dB/km}{(\lambda/\mu m)^4}$$

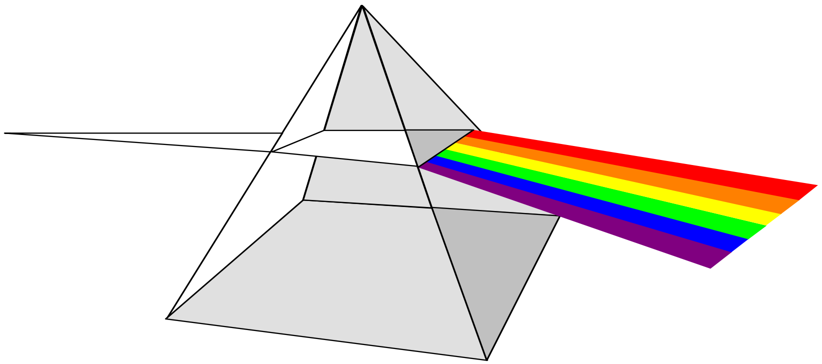
mit OH-Absorption



6.8 Dispersion in Fasern

Brechung von Licht durch ein Prisma

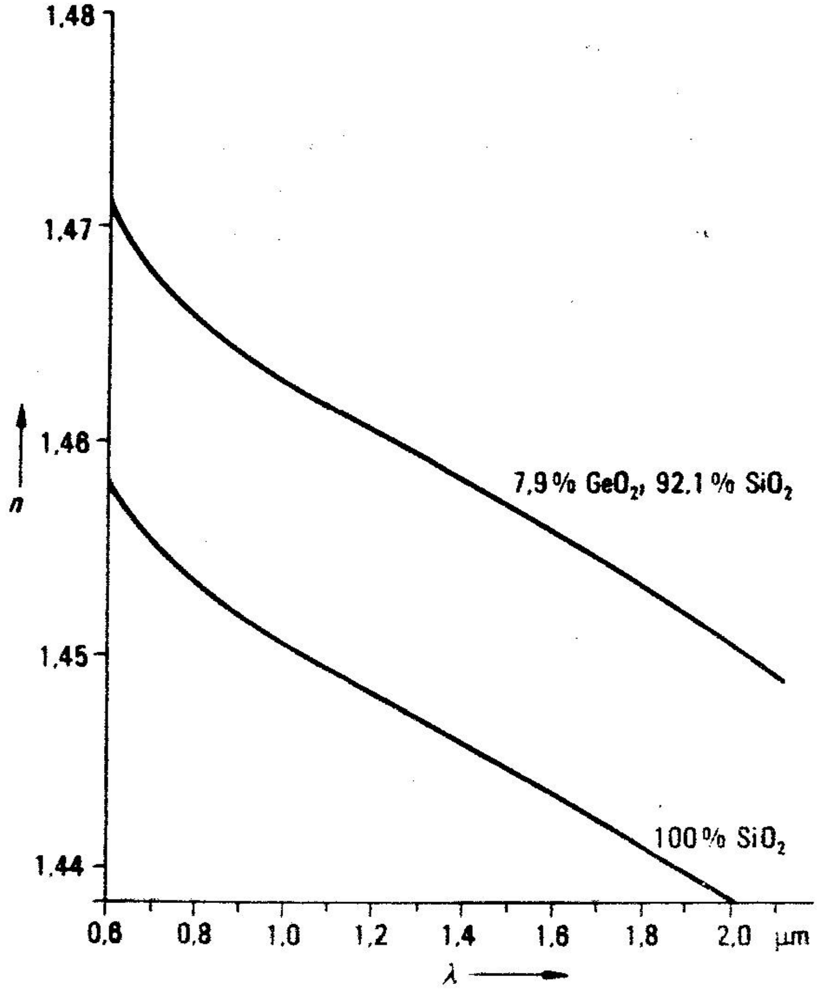
$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2(\lambda)} = \frac{n_2(\lambda)}{n_1} \qquad \sin\theta_2(\lambda) = \frac{\sin\theta_1}{n_2(\lambda)}$$



In Faser ist die Ausbreitungskonstante eine Funktion der Wellenlänge bzw. der Frequenz:

$$k(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} n(\lambda) \;\; bzw. \;\; k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$$

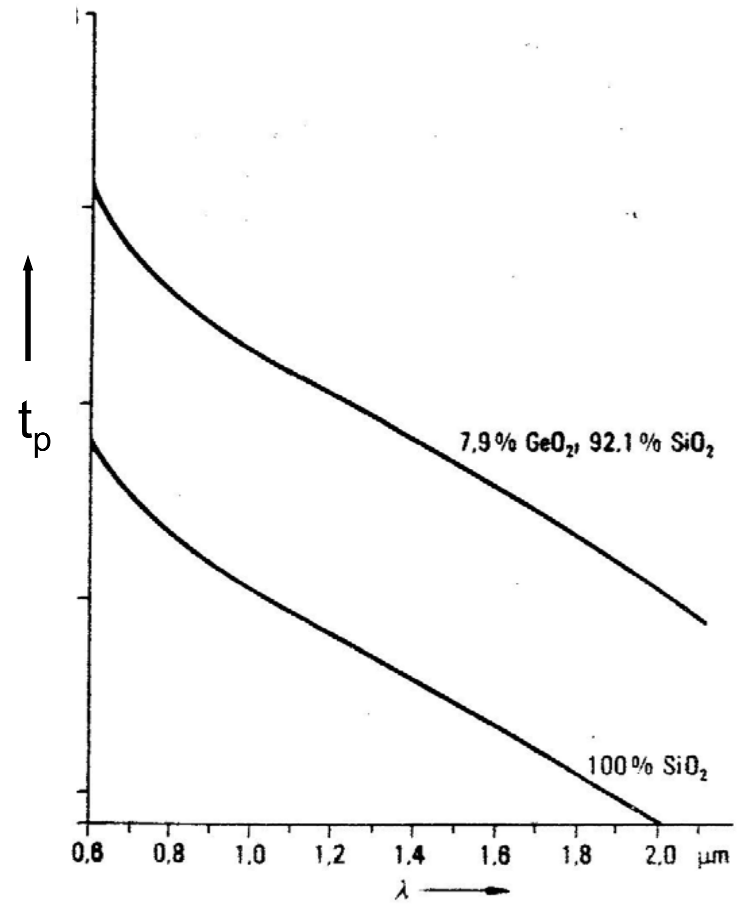
- Phasenbrechzahl n(λ)



- Phasenlaufzeit

  Eine sinusförmige Welle mit der Phasengeschwindigkeit c/n(λ) besitzt die Laufzeit:

$$t_p = \frac{n(\lambda)}{c} L$$



Gruppengeschwindigkeit und Gruppenbrechzahl

Bei einem Signal, das aus einem Frequenzgemisch besteht, ist nicht die Ausbreitungsgeschwindigkeit der einzelnen Frequenzen von Interesse, sondern wie sich die Hüllkurve ausbreitet.

- Gruppengeschwindigkeit

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{c} n(\omega) + \frac{\omega}{c} \frac{dn(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{c} n_g(\omega) = \frac{1}{v_g}$$

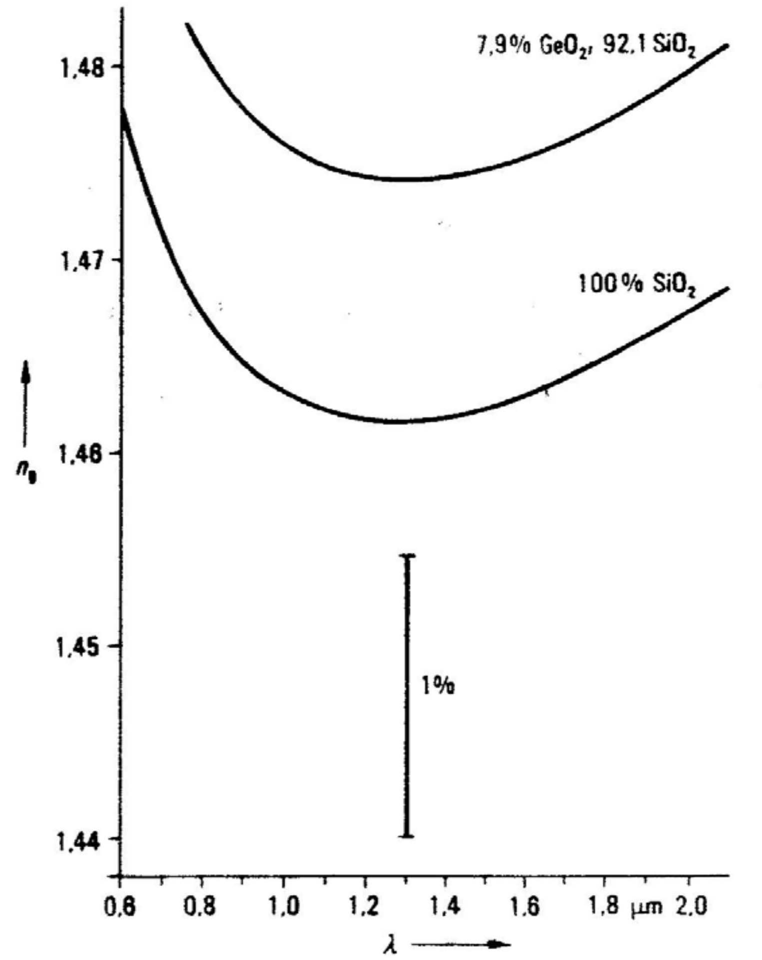
- Gruppenbrechzahl

$$n_g(\omega) = n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}$$

Wegen

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{\partial n}{\partial \lambda}\frac{\partial \lambda}{\partial \omega} \quad u. \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$$

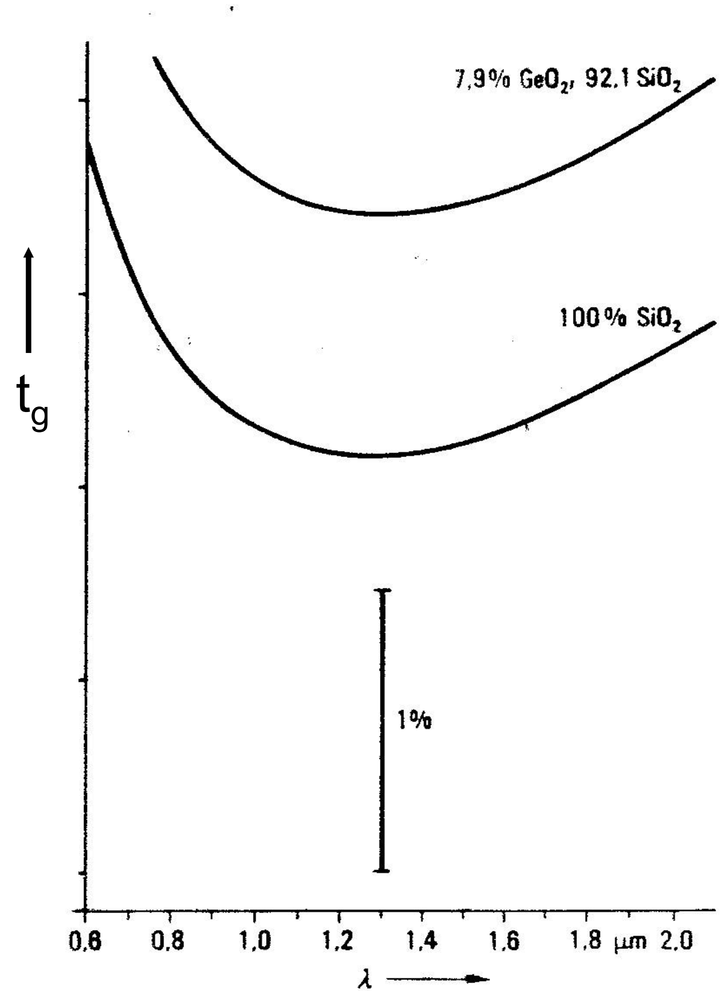
$$n_g(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}$$



- Gruppenlaufzeit

Eine Hüllkurve mit der Gruppengeschwindigkeit $c/n_g(\lambda)$ besitzt die Gruppenlaufzeit:

$$t_g = \frac{n_g(\lambda)}{c} L = \frac{L}{c}\left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}\right)$$

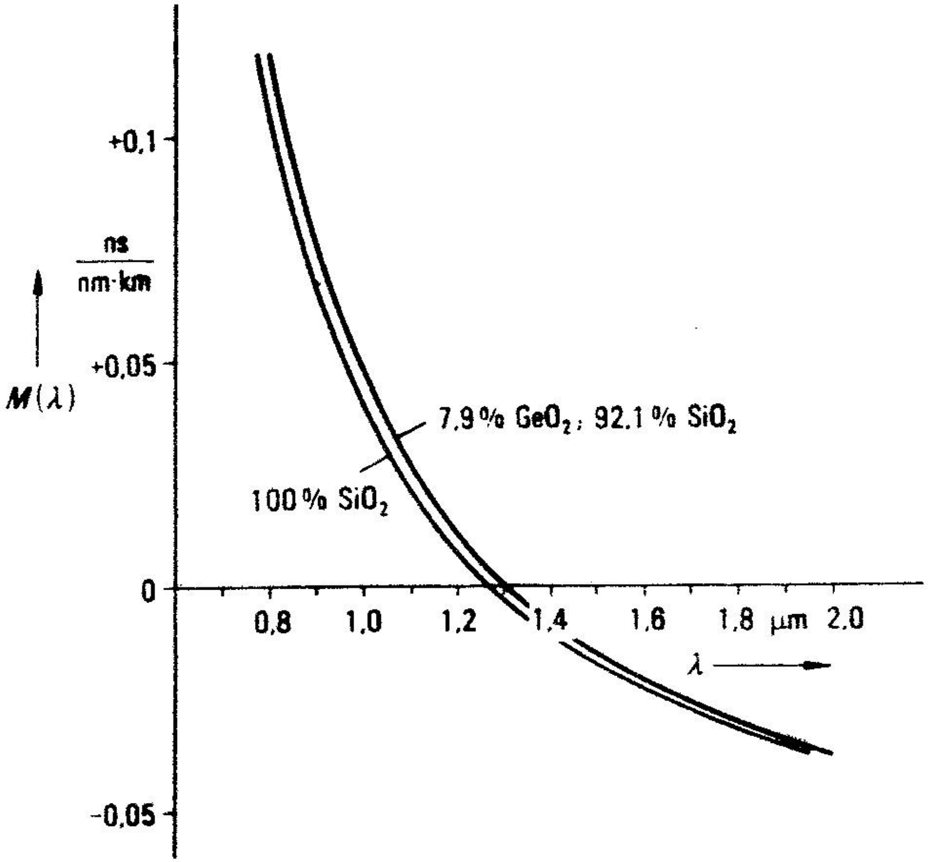


- Materialdispersion

$$\Delta t_g = -\frac{dt_g}{d\lambda}\Delta\lambda = L\frac{\lambda}{c}\frac{d^2n}{d\lambda^2}\Delta\lambda$$

$$\frac{\Delta t_g}{L} = \frac{\lambda}{c}\frac{d^2n}{d\lambda^2}\Delta\lambda = M(\lambda)\Delta\lambda$$

M(λ) - Materialdispersionsparameter



6.9 Grundlagen zur Pulsausbreitung in Fasern

Die Wellengleichung für das elektrische Feld *E*(*z*,*t*) in der Faser (1-dimensional) lautet:

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2}$$

c – Vakuum-Lichtgeschwindigkeit; μ_0 – magnetische Feldkonstante

Sei zunächst die elektrische Polarisation P(z,t) ~ E(z,t).

Im Frequenzbereich gilt dann:

$$P(z,\omega) = \varepsilon_0\, \chi(\omega)\, E(z,\omega)$$

mit

$$E(z,\omega) = E_0(\omega)\, e^{-jk(\omega)z}$$

$k(\omega)$ – Ausbreitungskonstante; ε_0 – elektrische Feldkonstante

– Dispersionsrelation

Seien die Absorptionsverluste zunächst vernachlässigbar. Damit ist die elektrische Suszeptibilität $\chi(\omega)$ rein reell $\rightarrow \chi'(\omega)$. Werden die Fourier-Transformierten von $E(z,\omega)$ und $P(z,\omega)$ nach z und t abgeleitet und in die Wellengleichung eingesetzt, ergibt sich die Dispersionsrelation:

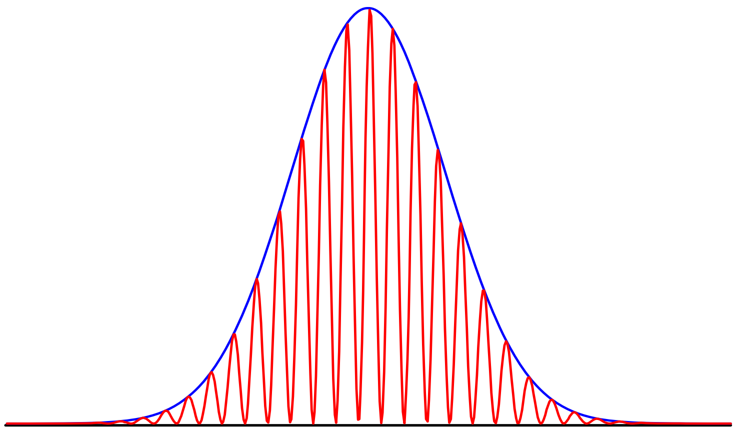
$$k(\omega) = \frac{\omega}{c}\sqrt{1+\chi'(\omega)} = \frac{\omega}{c} n(\omega)$$

.

– Darstellung eines optischen Pulses

Ein optischer Puls wird praktischerweise durch die Trägerfrequenz ω und die Puls-Enveloppe $\underline{A}(z,t)$ beschrieben:

$$E(z,t) = \underline{A}(z,t)e^{j(\omega_0 t - k_0 z)}$$



mit

$$\underline{A}(z,t) = A(z,t)\,e^{j\Phi(z,t)}$$

Φ(z,t) ist die vom Ort und der Zeit abhängige Phase und *A*(z,t) die reelle Amplitude des Pulses.

– Dispersion

Bei der Transformation eines solchen Pulses in den Frequenzbereich ist es zweckmäßig, die Ausbreitungskonstante in eine Reihe zu entwickeln:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = k_0 + k_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} k_2 (\omega - \omega_0)^2 + \ldots$$

mit

$$k_1 = \left.\frac{dk}{d\omega}\right|_{\omega_0} = \frac{1}{c}\left(n + \omega \frac{dn}{d\omega}\right) = \frac{1}{v_g}$$

und

$$k_2 = \left.\frac{d^2k}{d\omega^2}\right|_{\omega_0} = \frac{\omega}{c} \frac{d^2n}{d\omega^2}$$

k_1 beschreibt die reziproke Gruppengeschwindigkeit und k_2 die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) – entspricht M(λ).

– Wellengleichung für Enveloppe

Einsetzen des optischen Feldes in die Wellengleichung ergibt unter der Bedingung, dass sich die Einhüllende nur langsam gegenüber der Trägerfrequenz ändert, eine Wellengleichung für die komplexe Enveloppe:

$$\frac{\partial \underline{A}(z,t)}{\partial z} + k_1 \frac{\partial \underline{A}(z,t)}{\partial t} + \frac{j}{2} k_2 \frac{\partial^2 \underline{A}(z,t)}{\partial t^2} = 0$$

– Wellengleichung im mitbewegten Bezugssystem

Transformation von Zeit $t \to t - k_1 z$

$$\frac{\partial \underline{A}(z,t)}{\partial z} + \frac{j}{2} k_2 \frac{\partial^2 \underline{A}(z,t)}{\partial t^2} = 0$$

Fourier-Transformation hiervon ergibt:

$$\frac{\partial \underline{A}(z,\omega)}{\partial z} - \frac{j}{2} k_2 \omega^2 \underline{A}(z,\omega) = 0$$

Lösung:

$$\underline{A}(z,\omega) = A(0,\omega)\, e^{\frac{j}{2} k_2 \omega^2 z}$$

– Pulsverbreiterung durch Dispersion in der Faser

Rücktransformation in Zeitbereich ergibt Pulsintensität:

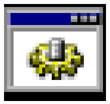
$$I(z,t) = \frac{n_g}{2Z} \left| \int \underline{A}(z,\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega \right|^2$$

Beispiel:

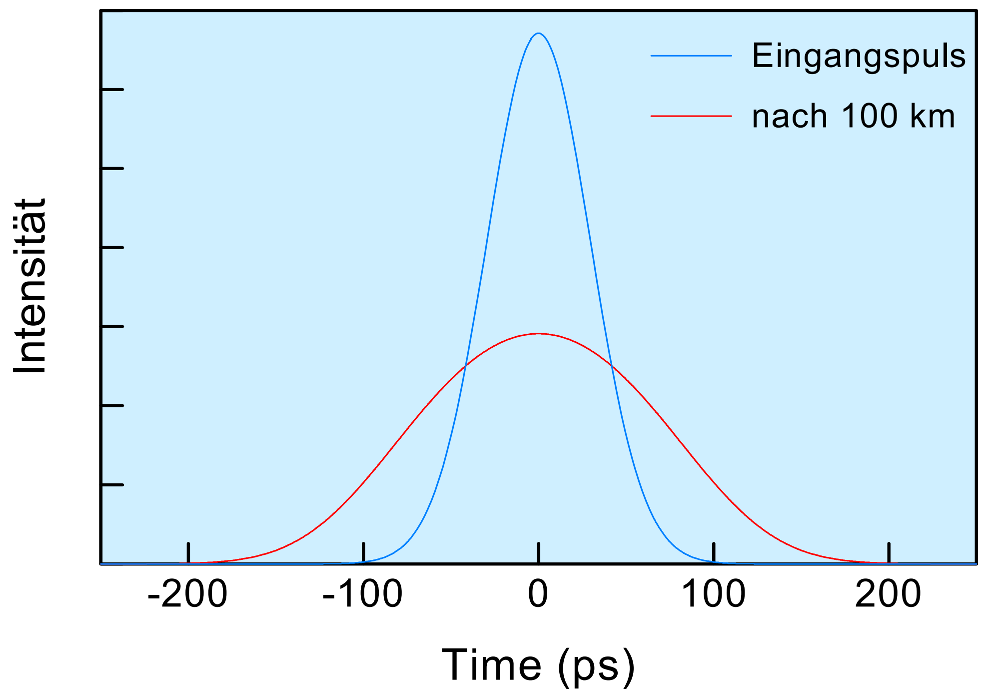
Puls 70 ps,

λ = 1064 nm,

L =100 km



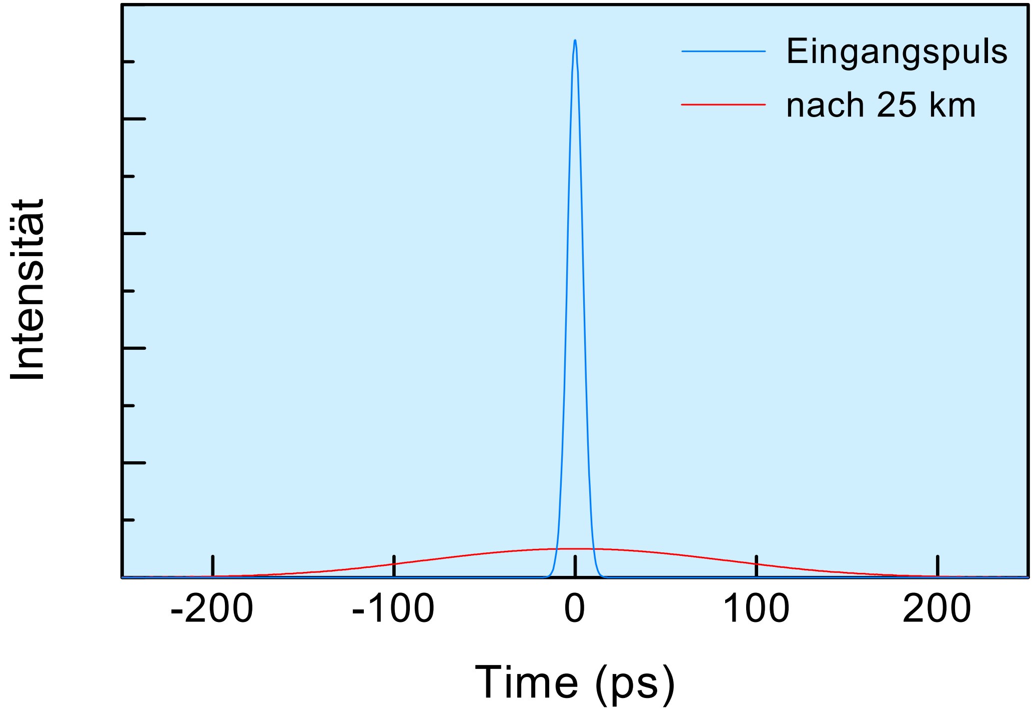
Dis-70ps.bat



– Pulsverbreiterung durch Dispersion in der Faser

Beispiel: Puls 10 ps, λ = 1064 nm, L =25 km

Dis-10ps.bat



– Höhere Intensität in Faser

Bei höherer Eingangsintensität ist die Polarisation zu schreiben als

$$P(z,t) = P_L(z,t) + P_{NL}(z,t)$$

mit dem nichtlinearen Anteil:

$$\begin{aligned} P_{NL}(z,t) = {} & \varepsilon_0\, \chi^{(2)}_{i,j,k}(t) E_j(z,t) E_k(z,t) \\ & + \varepsilon_0\, \chi^{(3)}_{i,j,k,l}(t) E_j(z,t) E_k(z,t) E_l(z,t) \end{aligned}$$

$\chi^{(2)}$ – Frequenzverdopplung, optische Gleichrichtung

$\chi^{(3)}$ – Frequenzverdreifachung, Selbst-, Kreuzphasenmodulation, Brillouin-Streuung, Raman-Streuung, 4-Wellenmischung

Für SPM in Faser:

$$P_{NL}(z,t) = \varepsilon_0 \frac{3}{4} \chi'^{(3)}_{xxxx} \left|\underline{A}(z,t)\right|^2 \underline{A}(z,t)\, e^{j\omega_0 t}$$

$$\chi'^{(3)}_{xxxx} = \tfrac{8}{3} n_0 n_2$$

– Wellengleichung bei hohen Intensitäten

Nichtlineare Polarisation in Wellengleichung eingesetzt ergibt die nichtlineare Schrödingergleichung:

$$\frac{\partial \underline{A}(z,t)}{\partial z} + \frac{j}{2} k_2 \frac{\partial^2 \underline{A}(z,t)}{\partial t^2} - j \frac{n_2 \omega_0}{2c} \left|\underline{A}(z,t)\right|^2 \underline{A}(z,t) = 0$$

Sonderfall:

Sei $k_2 = 0$: Mit $\underline{A}(z,t) = A(z,t)\, e^{j\Phi(z,t)}$ in Wellengleichung eingesetzt und separiert in Real- und Imaginärteil liefert Lösung:

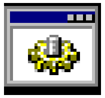
$$A(z,t) = const. \quad und \quad \Phi(z,t) = \tfrac{1}{2} k_0 n_2 A^2(z,t)\, z$$

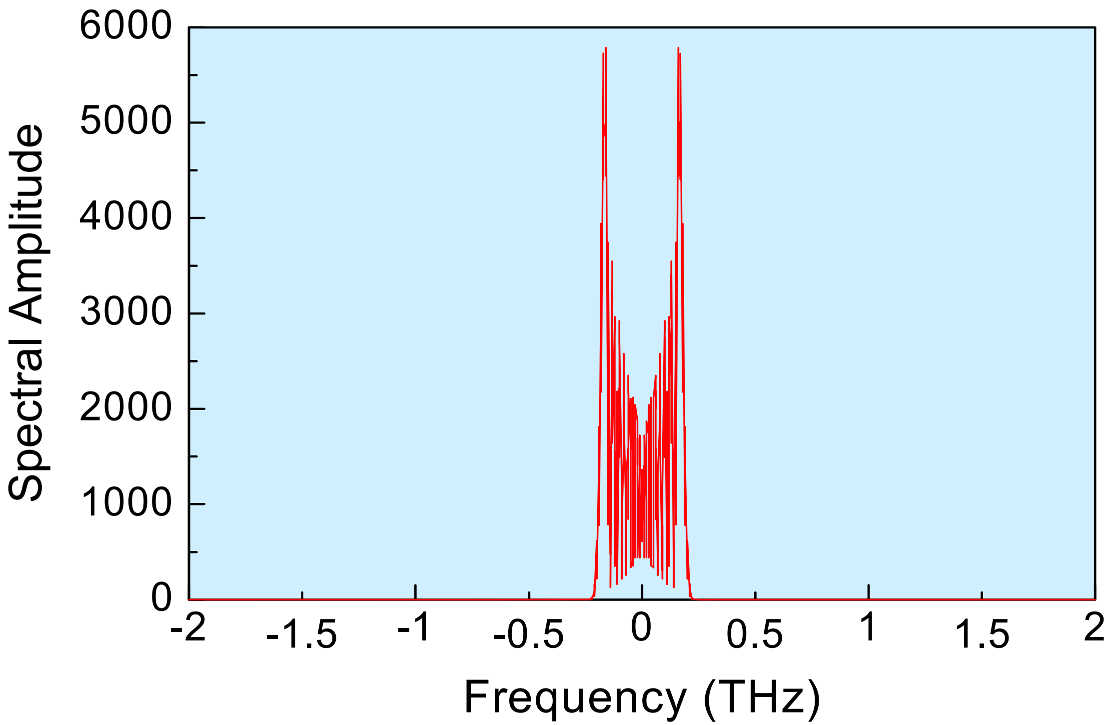
Spektrum:

$$S(z,\omega) = \left| \int \underline{A}(z,t)\, e^{-j\omega t} dt \right|^2$$

– Spektrum bei Selbstphasenmodulation (k_2 = 0):

Beispiel: Pulsdauer 70 ps, Spitzenleistung 10 W, L = 500m

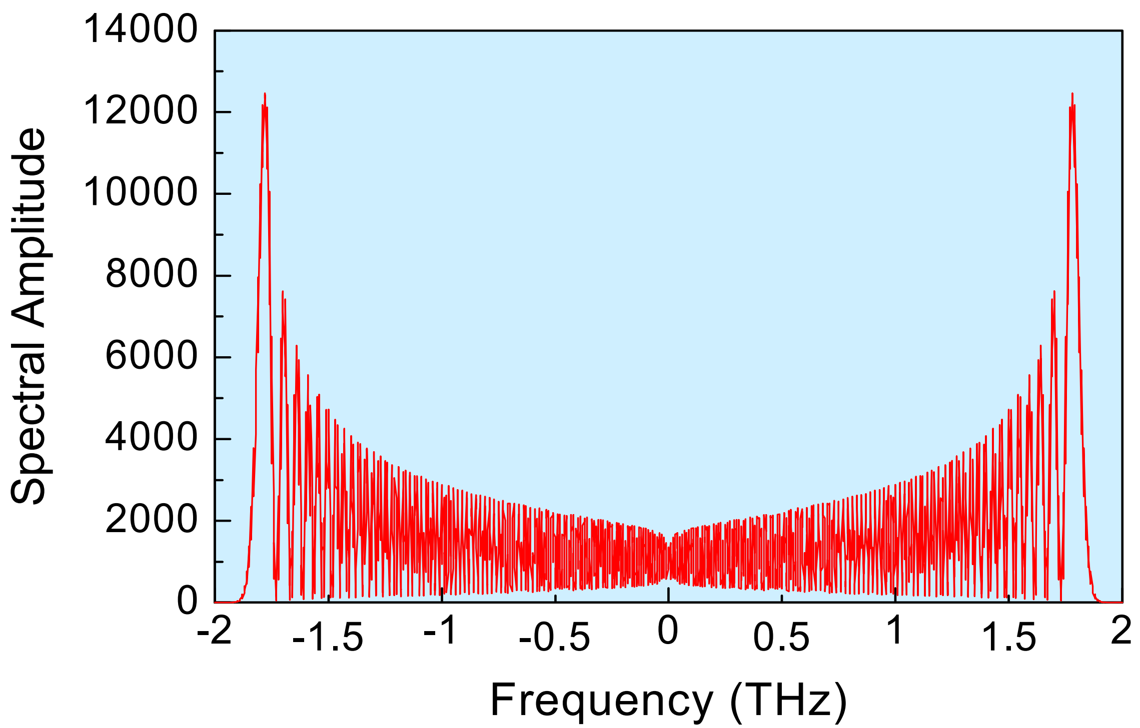

Spm-10w.bat



– Spektrum bei Selbstphasenmodulation ($k_2 = 0$):

Beispiel: Pulsdauer 70 ps, Spitzenleistung 100 W, L = 500m

Spm-100w.bat



– Lösung der nichtlinearen Schrödingergleichung

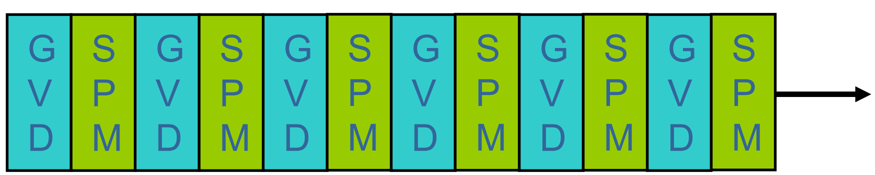
$$\frac{\partial \underline{A}(z,t)}{\partial z} + \frac{j}{2} k_2 \frac{\partial^2 \underline{A}(z,t)}{\partial t^2} - j \frac{n_2 \omega_0}{2c} \left| \underline{A}(z,t) \right|^2 \underline{A}(z,t) = 0$$

Analytisch nur lösbar für Dunkelpulse ($k_2>0$) oder Solitonen ($k_2<0$).

Numerisch lösbar über finite Differenzen oder Split-Step-Methode.

Split-Step-Verfahren (getrennte Zeit- und Frequenzschritte):

1. Berechnung nur der GVD über die Länge ΔL im Frequenzbereich:
   n_2 = 0 setzen, FFT des Pulses in Frequenzbereich
   Berechnung von $\underline{A}(L+\Delta L,\omega) = A(L,\omega)\, e^{\frac{j}{2} k_2 \omega^2 \Delta L}$, Rücktransformation
2. Berechnung nur der SPM über die Länge ΔL im Zeitbereich:
   k_2 = 0 setzen, Berechnung von $\Delta\Phi(L,t) = \frac{1}{2} k_0 n_2 A^2(L,t)\, \Delta L$



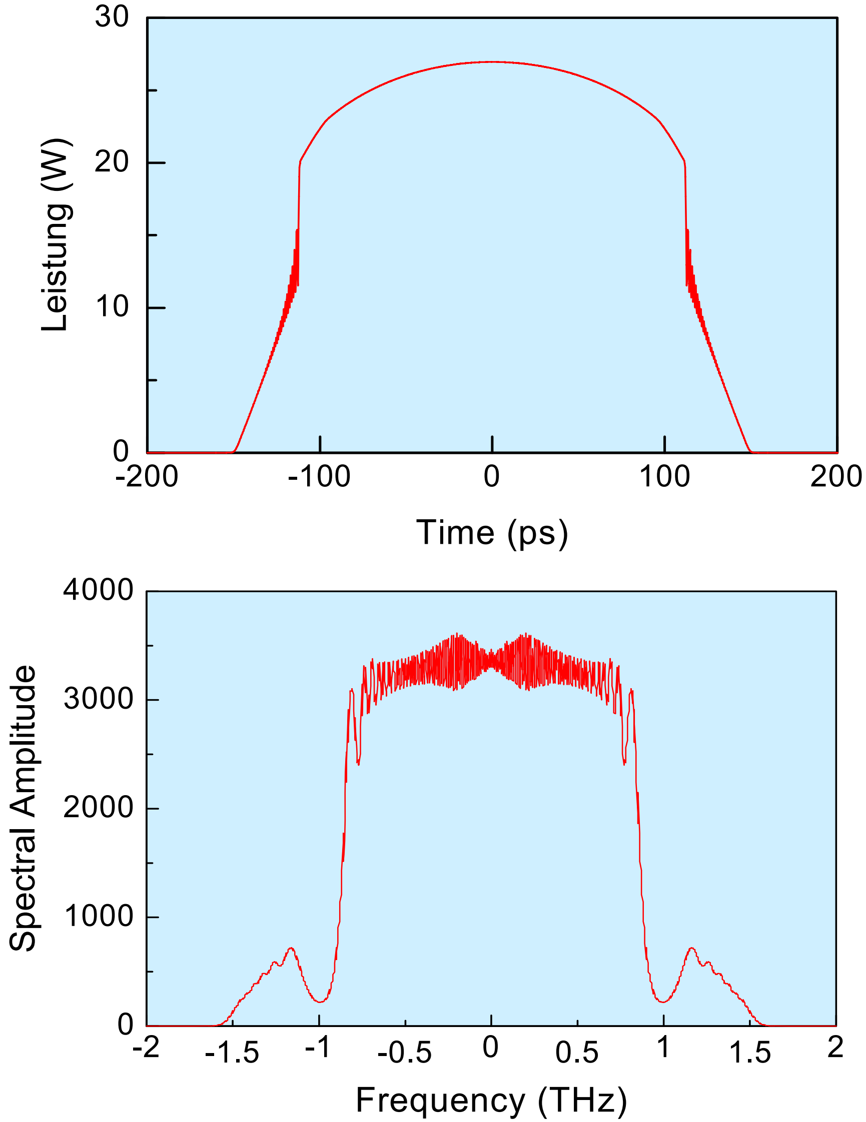
– Laserparameter

- Wellenlänge: λ = 1.064 µm
- Pulsspitzenleistung: P_0 = 82 W
- Pulsbreite τ = 70 ps
- Spitzenintensität in Faser: I_0 = 270 MW/cm^2

– Faserparameter

- Modenfelddurchmesser: ϕ = 5,6 µm
- Effekt. Querschnittsfläche: A_{eff} = $2{,}46 \times 10^{-11} m^2$
- Dispersion k_2 = 0,028 ps^2/m
- Nichtlinearer Brechungsindex: n_2 = $1{,}24 \times 10^{-22}\ m^2/V^2$
- Ausbreitungslänge: L = 600 m

Pulssimulation



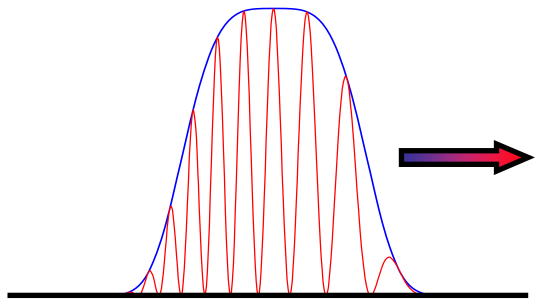
Puls-600m.bat

Pulsprofil und Spektrum nach 600 m Faserlänge

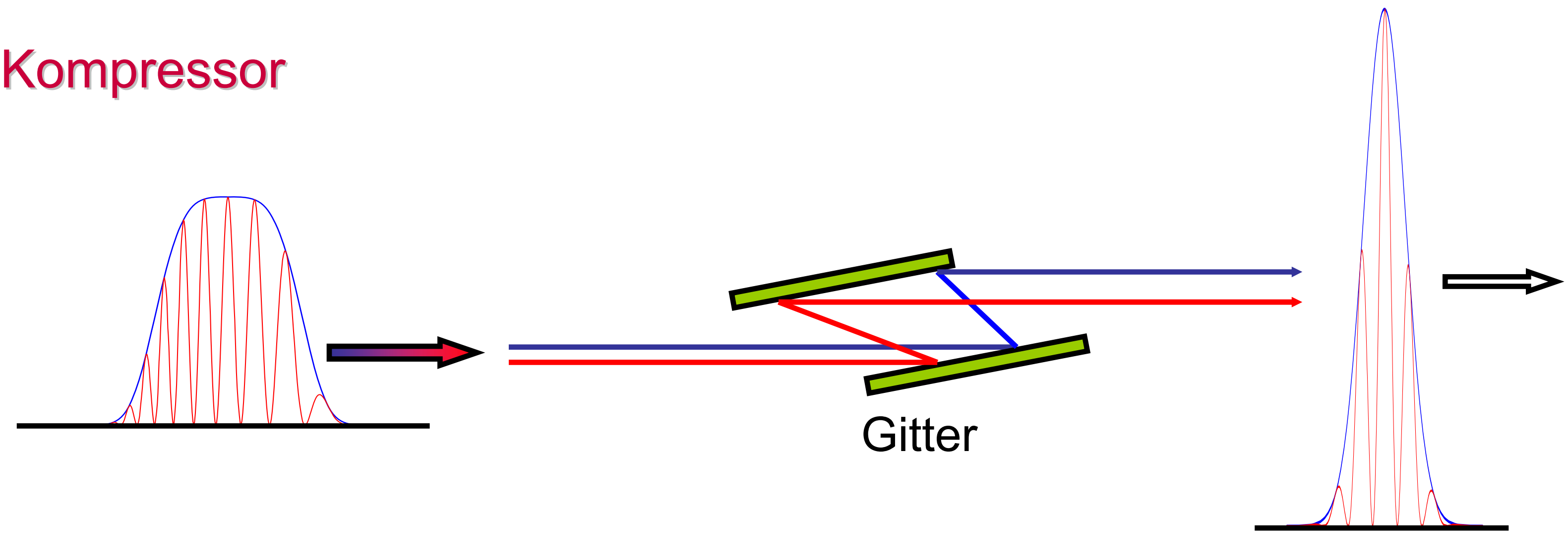
Kompression

– Chirp eines Pulses

Bei positiver GVD werden rote Frequenzen in Pulsvorderflanke, blaue Frequenzen in hintere Flanke verschoben und so zeitlich sortiert.



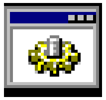
– Kompressor



– Pulskompression

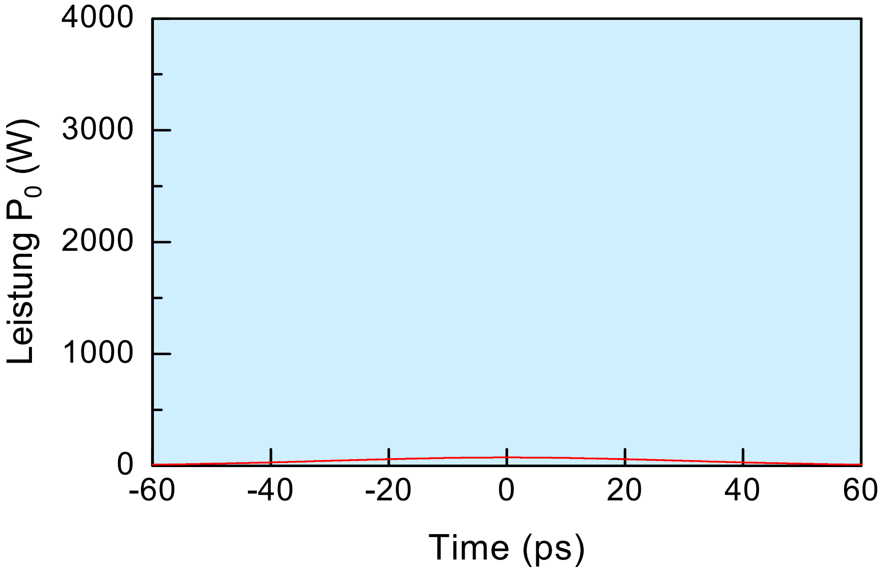
Beispiel:

P_0 =74 W
τ = 70 ps
I_0 = 300 MW/cm^2
L = 300 m

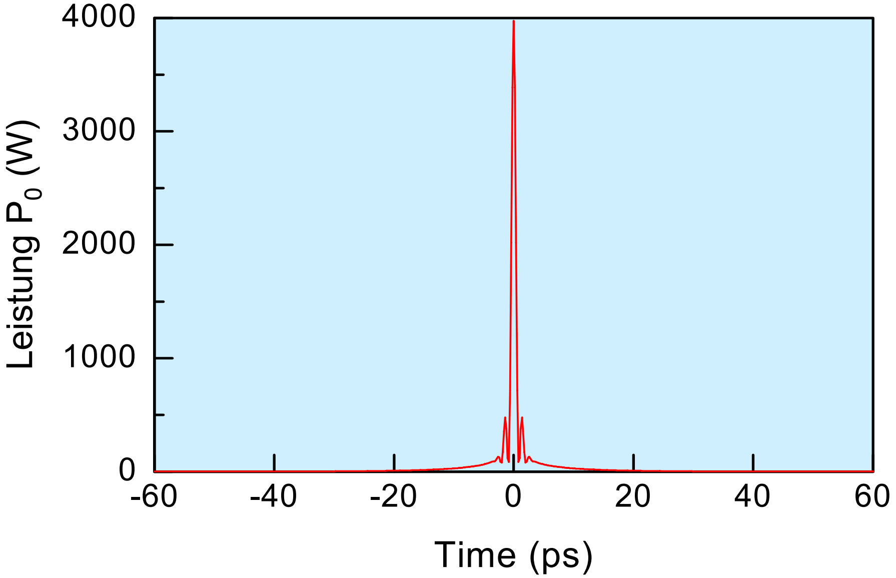


Puls-300m-K.bat

Eingangspuls

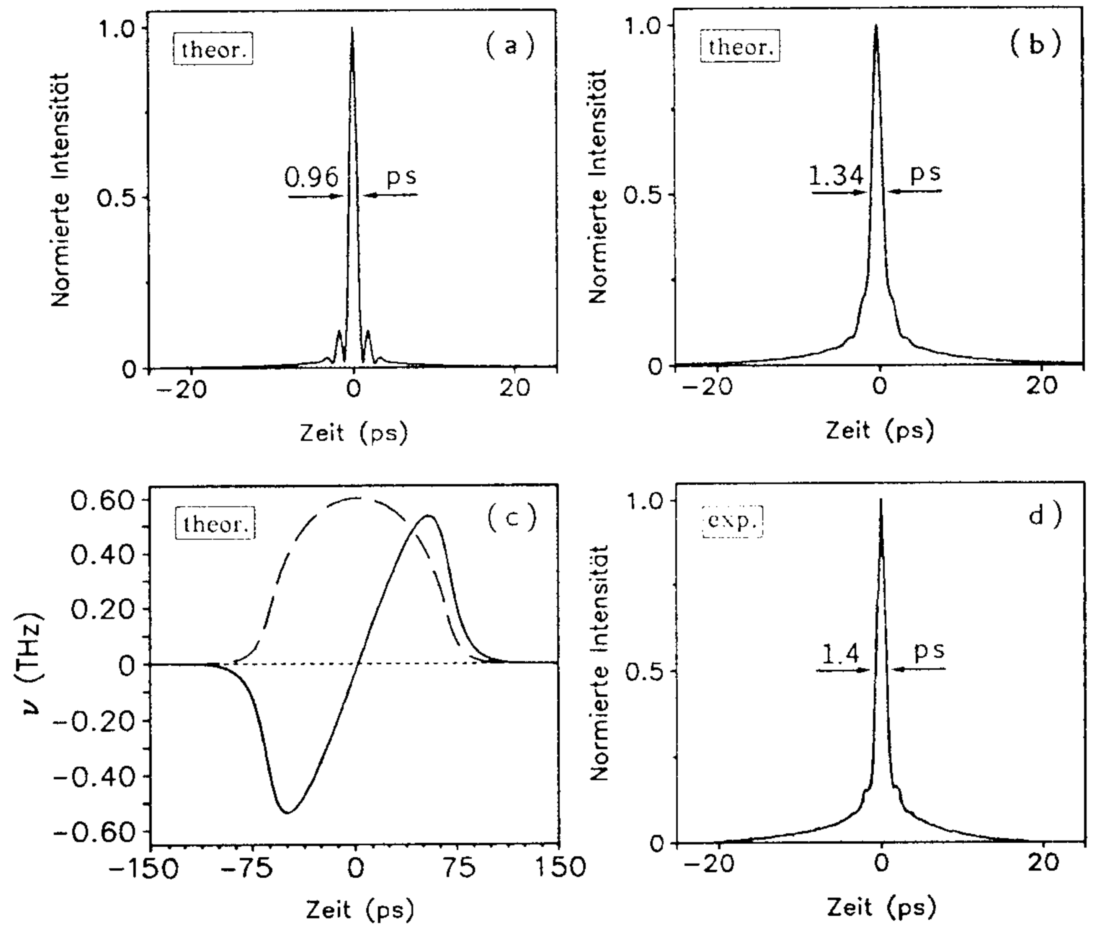


nach Kompression



Vergleich von gemessen und gerechneten Pulsen

Startpulse: 70 ps, Faser: 300 m, ϕ = 5,6 µm, I_0 = 300 MW/cm^2



– Solitonen

Für Wellenlängen λ > 1.3 µm wird die GVD negativ ($k_2 < 0$).

Die Faser selber wirkt als Kompressor und führt zur Pulsreduktion.

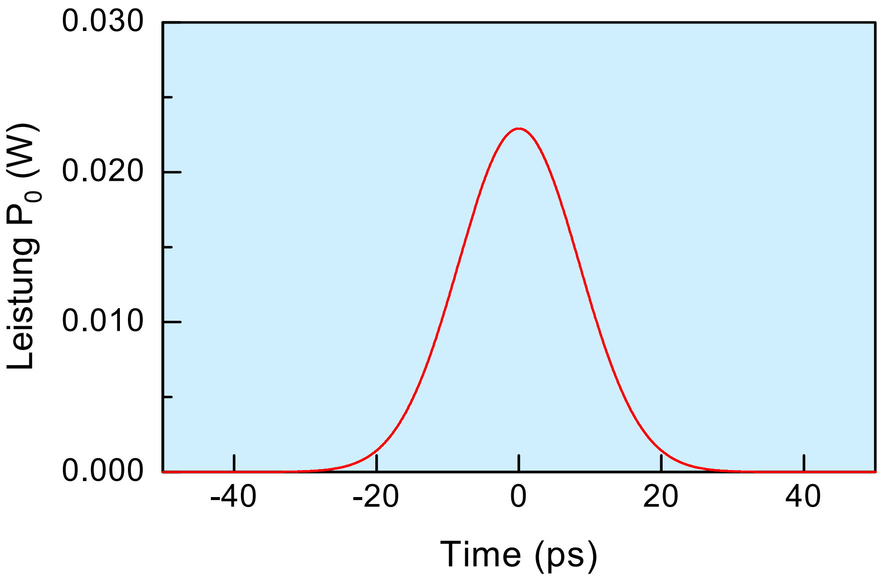
Parameter für Grundsoliton

- Wellenlänge: λ = 1.5 µm
- Pulsspitzenleistung: P_0 = 24...47 mW
- Pulsbreite τ = 20 ps
- Spitzenintensität in Faser: I_0 = 100...67 kW/cm^2
- Dispersion k_2 = -0.024 ps^2/m
- Faserlänge L = 100 km

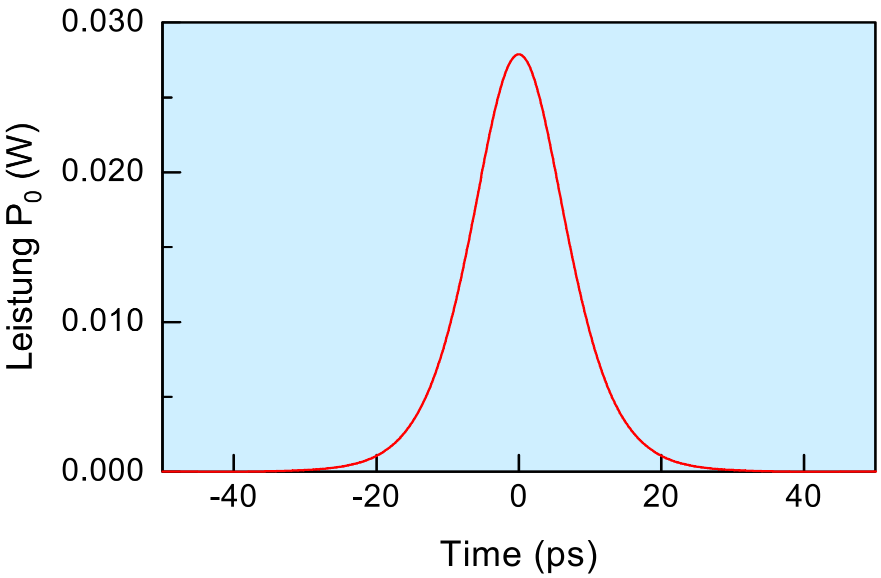
– (keine Dämpfung)

Soliton1.bat

Eingangspuls



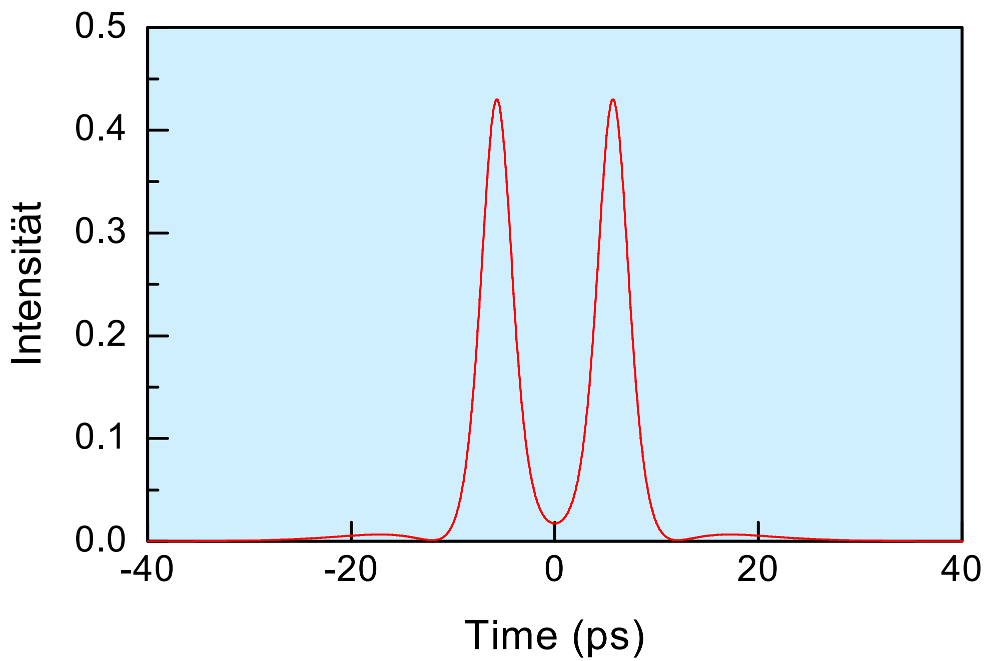
nach 100 km



Soliton 2. Ordnung

- Wellenlänge: λ = 1.5 µm
- Pulsspitzenleistung: P_0 = 170 mW
- Pulsbreite τ = 20 ps
- Spitzenintensität in Faser: I_0 = 700 kW/cm^2
- Dispersion k_2 = -0.024 ps^2/m
- Faserlänge L = 100 km

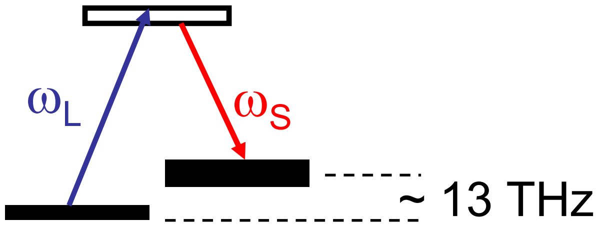
Soliton2.bat



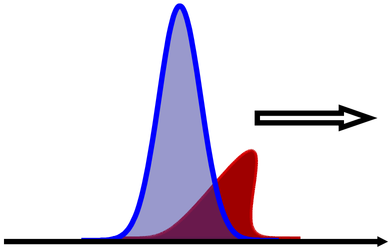
– Weitere nichtlineare Effekte in Fasern

Bei noch höheren Intensitäten in der Faser (über 300 MW/cm^2) treten weitere nichtlineare Prozesse in Erscheinung:

- Stimulierte Raman-Streuung

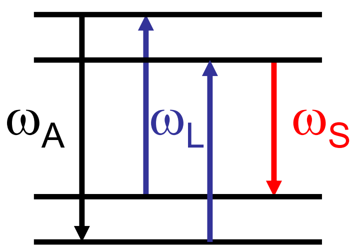


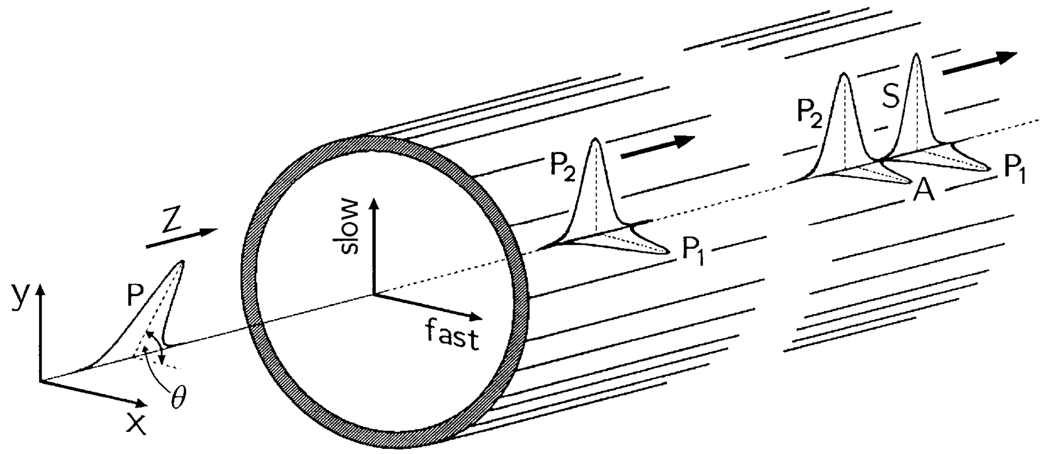
- Senkrechte Stimulierte Raman-Streuung



– Nichtlineare Effekte in doppelbrechender Faser

- Vier-Wellenmischung





- Kreuz-Phasenmodulation

Intensitätsprofil von Puls1 moduliert Puls 2 und umgekehrt.

Parameter

- Doppelbrechung δ = 0,00075
- Wellenlänge: λ = 1.064 µm
- Pulsbreite τ = 65 ps
- Spitzenintensität in Faser: I_0 = 1,1 GW/cm²

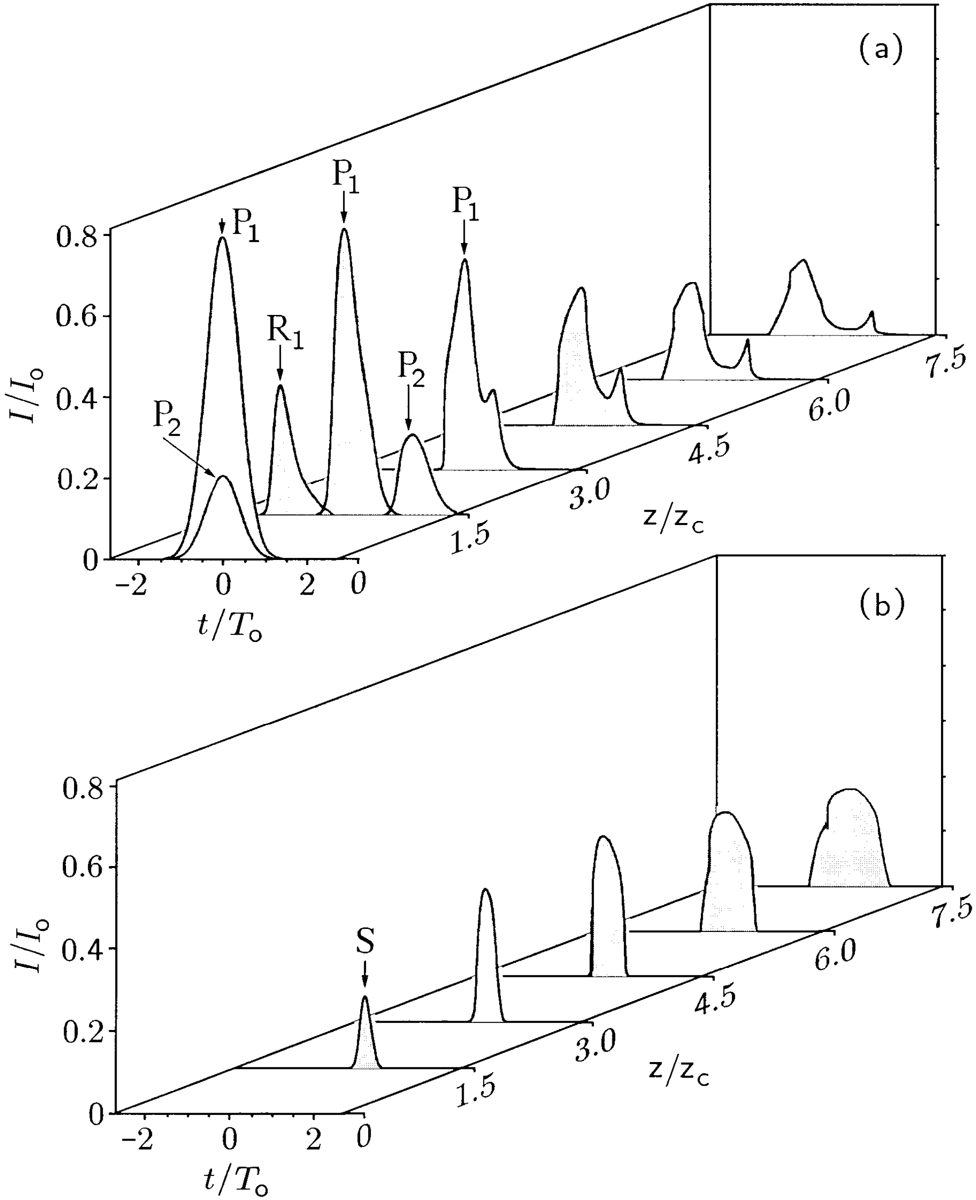
$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathbf{A}_{\mathrm{P1}}}{\partial z} &= -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_{\mathrm{P1}}}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2}\mathbf{A}_{\mathrm{P1}} \\
&+ i\,\rho\,\chi_{\parallel}^{(3)\prime}\left[\frac{1}{2}|\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}|^2 + |\mathbf{A}_{\mathrm{A}}|^2 + \frac{1}{3}|\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}|^2 + \frac{1}{3}|\mathbf{A}_{\mathrm{S}}|^2\right]\mathbf{A}_{\mathrm{P1}} \\
&+ i\,\rho\,\chi_{\perp}^{(3)\prime}\,\mathbf{A}_{\mathrm{S}}\mathbf{A}_{\mathrm{A}}\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}^{*}\,e^{-i\Delta\beta\,z} \\
&+ \rho\left[-\chi_{\perp}^{(3)\prime\prime}(\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{S}}|^2 + \chi_{\parallel}^{(3)\prime\prime}(\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{A}}|^2\right]\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}
\end{aligned}$$

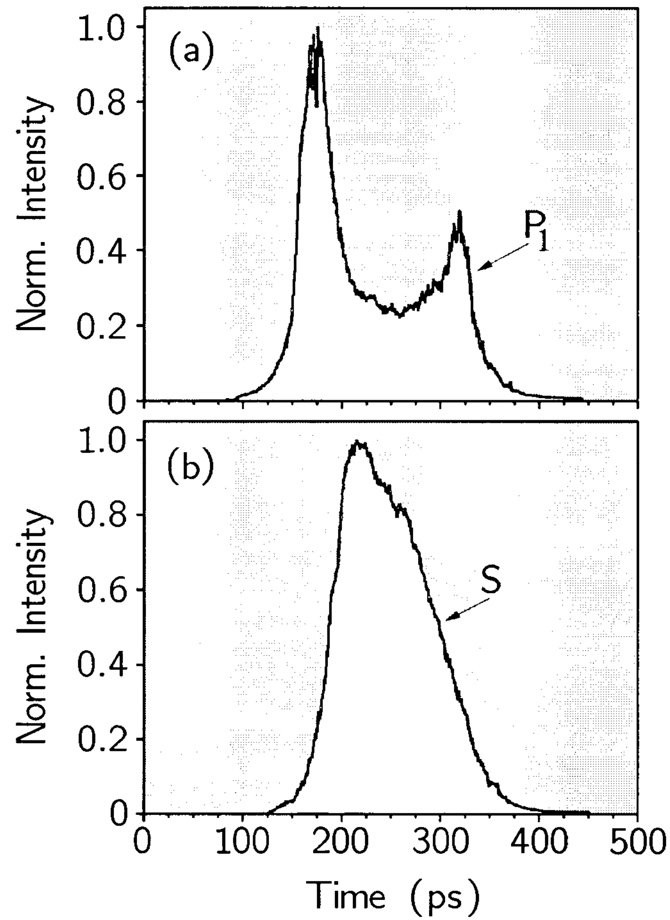
$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathbf{A}_{\mathrm{P2}}}{\partial z} &= \Delta\beta_{1,\mathrm{P2}}\frac{\partial \mathbf{A}_{\mathrm{P2}}}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_{\mathrm{P2}}}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2}\mathbf{A}_{\mathrm{P2}} \\
&+ i\,\rho\,\chi_{\parallel}^{(3)\prime}\left[\frac{1}{2}|\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}|^2 + |\mathbf{A}_{\mathrm{S}}|^2 + \frac{1}{3}|\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}|^2 + \frac{1}{3}|\mathbf{A}_{\mathrm{A}}|^2\right]\mathbf{A}_{\mathrm{P2}} \\
&+ i\,\rho\,\chi_{\perp}^{(3)\prime}\,\mathbf{A}_{\mathrm{S}}\mathbf{A}_{\mathrm{A}}\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}^{*}\,e^{-i\Delta\beta\,z} \\
&+ \rho\left[-\chi_{\parallel}^{(3)\prime\prime}(\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{S}}|^2 + \chi_{\perp}^{(3)\prime\prime}(\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{A}}|^2\right]\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathbf{A}_{\mathrm{S}}}{\partial z} &= \Delta\beta_{1,\mathrm{S}}\frac{\partial \mathbf{A}_{\mathrm{S}}}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_{\mathrm{S}}}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2}\mathbf{A}_{\mathrm{S}} \\
&+ i\,\rho\,\chi_{\parallel}^{(3)\prime}\left[\frac{1}{2}|\mathbf{A}_{\mathrm{S}}|^2 + |\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}|^2 + \frac{1}{3}|\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}|^2 + \frac{1}{3}|\mathbf{A}_{\mathrm{A}}|^2\right]\mathbf{A}_{\mathrm{S}} \\
&+ i\,\rho\,\chi_{\perp}^{(3)\prime}\,\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}\mathbf{A}_{\mathrm{A}}^{*}\,e^{i\Delta\beta\,z} \\
&+ \rho\left[\chi_{\parallel}^{(3)\prime\prime}(\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}|^2 + \chi_{\perp}^{(3)\prime\prime}(\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}|^2 + \chi_{\perp}^{(3)\prime\prime}(2\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{A}}|^2\right]\mathbf{A}_{\mathrm{S}}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \mathbf{A}_{\mathrm{A}}}{\partial z} &= \Delta\beta_{1,\mathrm{A}}\frac{\partial \mathbf{A}_{\mathrm{A}}}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_{\mathrm{A}}}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2}\mathbf{A}_{\mathrm{A}} \\
&+ i\,\rho\,\chi_{\parallel}^{(3)\prime}\left[\frac{1}{2}|\mathbf{A}_{\mathrm{A}}|^2 + |\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}|^2 + \frac{1}{3}|\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}|^2 + \frac{1}{3}|\mathbf{A}_{\mathrm{S}}|^2\right]\mathbf{A}_{\mathrm{A}} \\
&+ i\,\rho\,\chi_{\perp}^{(3)\prime}\,\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}\mathbf{A}_{\mathrm{S}}^{*}\,e^{i\Delta\beta\,z} \\
&+ \rho\left[-\chi_{\parallel}^{(3)\prime\prime}(\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{P1}}|^2 - \chi_{\perp}^{(3)\prime\prime}(\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{P2}}|^2 - \chi_{\perp}^{(3)\prime\prime}(2\Delta\omega)\;|\mathbf{A}_{\mathrm{S}}|^2\right]\mathbf{A}_{\mathrm{A}}.
\end{aligned}$$

Pulsentwicklung





Fwcross8.lnk

6.10 Gesamtbetrachtung von Faserübertragungsstrecken

Die Auslegung einer Faserübertragungsstrecke wird ähnlich wie eine Richtfunkstrecke vor allem durch die zu übertragende Bandbreite und zu überbrückende Distanz bestimmt.

– Empfangsart

Kohärente Systeme haben den Vorteil einer höheren Empfängerempfindlichkeit ($\approx$ dB), aber benötigen einen auf den Sender stabilisierten Lokaloszillator.Sie können nur in Verbindung mit Monomoden-Fasern eingesetzt werden. Multimoden-Fasern zerstören die räumliche Kohärenz.

Direkter Empfang ist oft einfacher und besonders geeignet für Intensitäts- und Puls-Modulationsverfahren.

– Analogübertragung

Bei verminderten Qualitätsanforderungen (Frequenzgang, Klirren, Amplitudenfluktuationen bei Multimoden-Fasern) kann auf analoge Modulationsverfahren zurückgegriffen werden.

– Digitalübertragung

Bei hochwertigen Übertragungskanälen wird auf digitale Systeme zurückgegriffen. Sie sind besonders gut den Sendedioden angepasst und arbeiten mit Bit-Fehlerraten $< 10^{-8}$.

Bandbreiten-Längen-Produkt (BLP):

Die Sender-Empfänger- bzw. Zwischenverstärkerabstände werden bei niedrigen Übertragungsraten durch die Faserdämpfung, bei hohen Übertragungsraten zusätzlich durch Dispersion begrenzt.

Die Leistungsfähigkeit des Übertragungskanals wird durch das Bandbreiten(Übertragungsraten)-Längen-Produkt ausgedrückt.

– Pulsausbreitung mit Verstärkung

Ausbreitung mit Verstärkung und Kompression bei positiver GVD.

Parameter

- Wellenlänge: λ = 1.06 µm
- Pulsspitzenleistung: P_0 = 10 mW
- Pulsbreite τ = 100 ps
- Repetitionsrate f = 2 Gbit/s
- Spitzenintensität in Faser: I_0 = 40 kW/cm^2
- Dispersion k_2 = 0.028 ps^2/m
- Faserlänge L = 250 km
- Dämpfung ϑ = 1 dB/km
- Verstärkerabstand ΔL = 25 km
- Verstärkung G = 25 dB

Puls-100ps-10mW-250km.bat

– Pulsausbreitung mit Verstärkung

Ausbreitung bei Dispersionsminimum mit Verstärkung.

Parameter

- Wellenlänge: λ = 1.5 µm
- Pulsspitzenleistung: P_0 = 10 mW
- Pulsbreite τ = 20 ps
- Repetitionsrate f = 8 Gbit/s
- Spitzenintensität in Faser: I_0 = 10 kW/cm^2
- Dispersion k_2 = -0.001 ps^2/m
- Faserlänge L = 1000 km
- Dämpfung ϑ = 0,2 dB/km
- Verstärkerabstand ΔL = 50 km
- Verstärkung G = 10 dB

Puls-20ps-10mW-1000km.bat

Vorteile der Glasfaserübertragung

- Hohe Flexibilität (Krümmungsradius einige cm)
- Geringes Volumen und Gewicht (1 g $\Rightarrow$ 10 kg Cu)
- Geringe Dämpfung ϑ < 1 dB/km
- Kein Nebensprechen
- Störungssicher gegen el.-magn. Felder (Blitz u. EMP)
- Hohes Bandbreiten-Längen-Produkt: > 100 Gbit/s·km
- Mit Wellenlängenmultiplexing: > 1000 Gbit/s·km
- Zusätzliche räumliche Bündelung