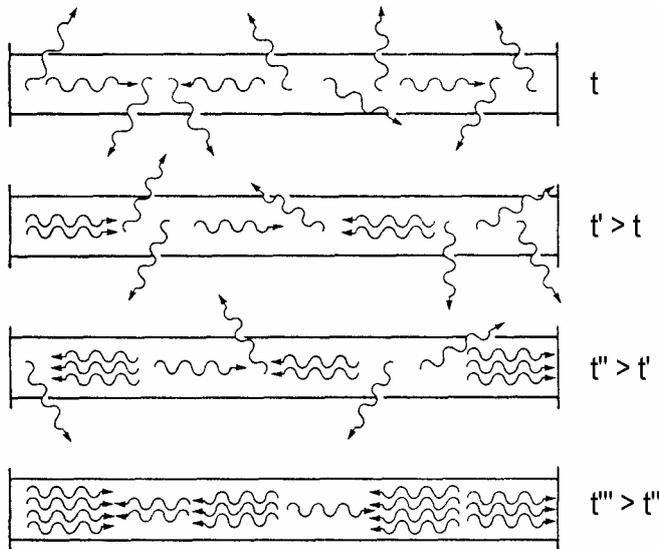
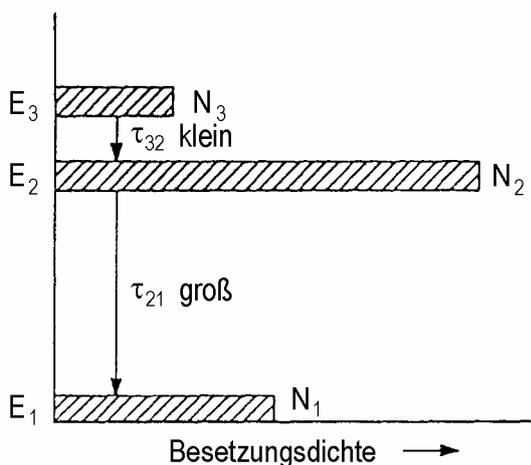


Schematische Darstellung der Absorption, spontanen Emission und induzierten Emission. Bei der induzierten Emission haben induziertes und emittiertes Photon gleiche Phase und gleiche Richtung.

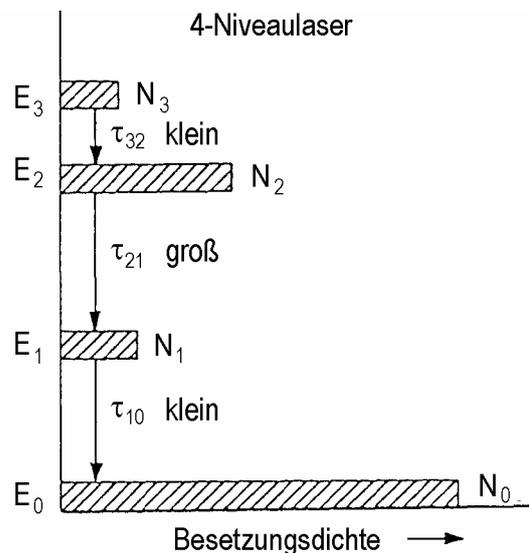


Entwicklung des Laser-Prozesses vom Beginn der Photonen-Emission zur Zeit t über drei spätere Zeiten.

3-Niveaulaser

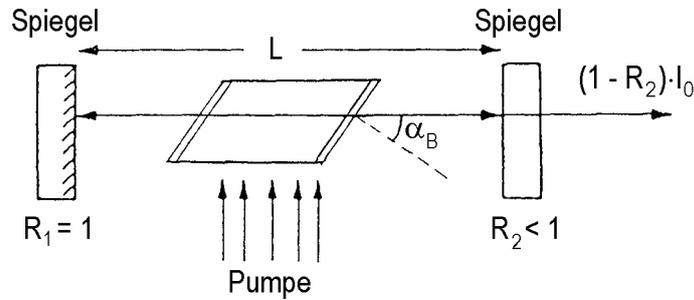


4-Niveaulaser



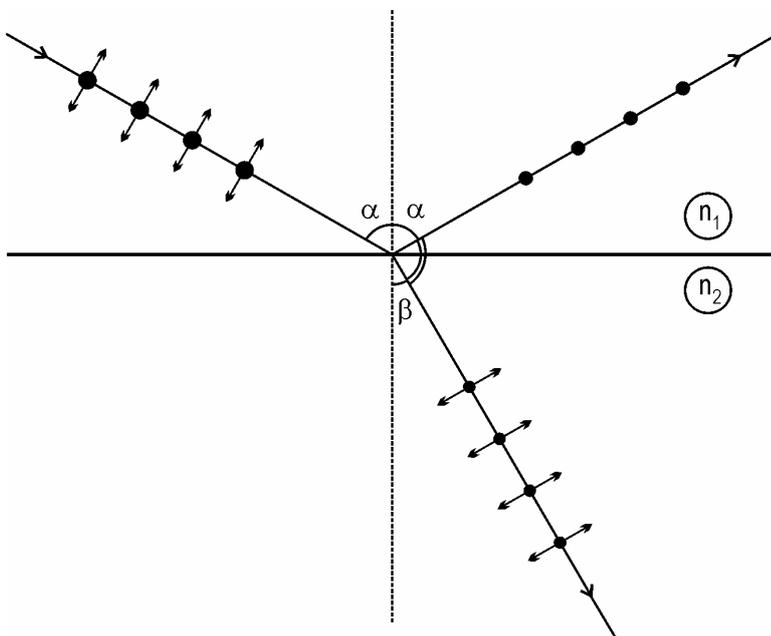
Drei- und Vier-Niveaulaser

Der Pumpvorgang führt jeweils vom Grundzustand in den Zustand E_3 . Der Übergang $2 \rightarrow 1$ ist jeweils der Laser-Übergang. Da beim Drei-Niveaulaser durch den Laserübergang der Grundzustand wieder besetzt wird, kann die Besetzungsinversion $N_2 > N_1$ nur kurze Zeit aufrecht erhalten werden. Drei-Niveaulaser können deshalb nur im Pulsbetrieb, Vier-Niveaulaser auch im Dauerstrich-Betrieb (cw) arbeiten.



Schema eines Laser-Resonators

Bei ebenen Spiegeln bilden sich für $L = n \cdot \lambda / 2$ stehende Wellen aus ($n = 1, 2, \dots$). Diejenigen Frequenzen, für die diese Bedingung erfüllt ist, sind die axialen Eigenschwingungen (axialen Moden) des Resonators. Um die Reflexionsverluste klein zu halten, sind die Stirnfenster des Laser-Mediums um den Brewsterschen Winkel gegen die optische Achse geneigt.



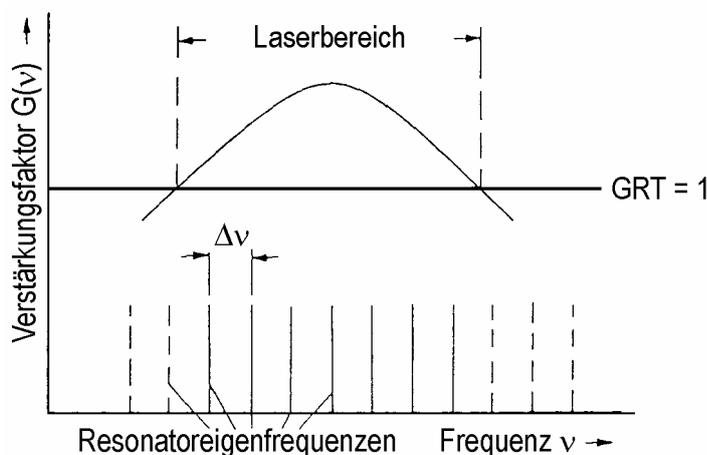
Reflexion und Brechung beim Übergang in ein optisch dichteres Medium: $n_2 > n_1$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$$

Wenn gebrochener und reflektierter Strahl aufeinander senkrecht stehen, ist die reflektierte Intensität minimal, da dann der in der Einfallsebene polarisierte Anteil nicht reflektiert wird. Für den Brewsterschen Winkel gilt dann:

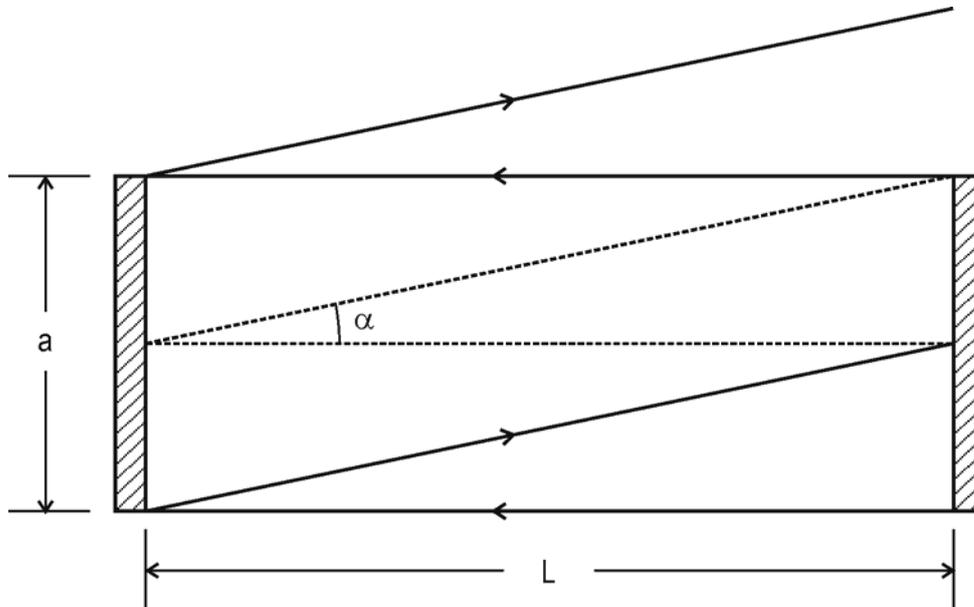
$$\text{Da } \beta = 90^\circ - \alpha \rightarrow \sin \beta = \cos \alpha$$

$$\text{Damit wird: } \tan \alpha_B = \frac{n_2}{n_1}$$



Axiales Modenspektrum und Verstärkungsfaktor eines Lasers.

Der Laserbereich ist durch den Teil der Linienbreite des Laserübergangs bestimmt, für den $GRT \geq 1$ ist (Schwellenbedingung). R ist das gesamte Reflexionsvermögen und T das gesamte Transmissionsvermögen des Resonators. Der Frequenzabstand zweier benachbarter axialer Moden ist $\Delta \nu = c / (2L)$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Lasermedium ist. Bei einem 30 cm langen He-Ne-Gaslaser treten etwa 3 Moden, bei einem gleich langen Rubin-Festkörperlaser etwa 100 Moden auf.



Für die Richtung des Beugungsminimums 1. Ordnung bei der Reflexion an einem Spiegel der Breite a gilt:

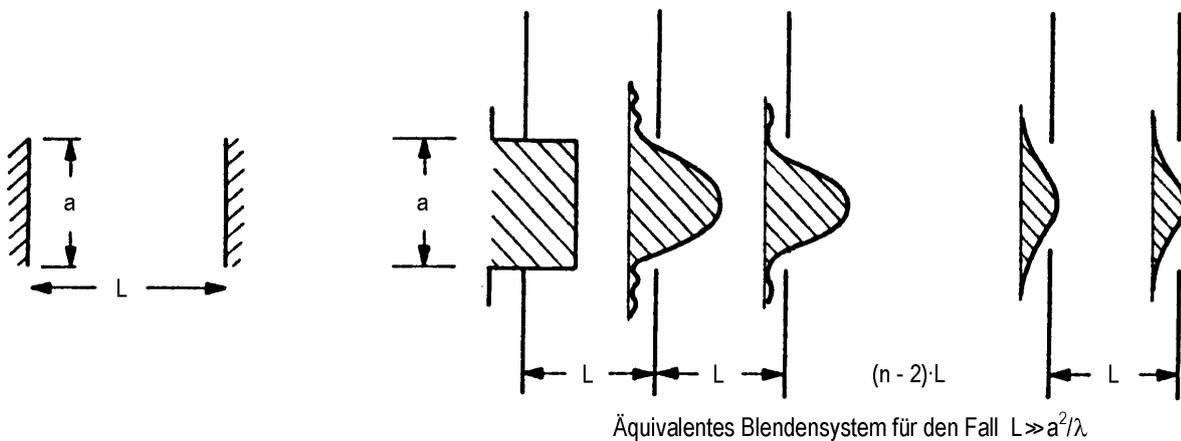
$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{2}{a} = \frac{\lambda}{a}$$

Wenn $\tan \alpha = \frac{a}{2L}$, dann trifft die Richtung des 1. Beugungsminimums nicht mehr auf den

gegenüberliegenden Spiegel. Für kleine Winkel gilt $\sin \alpha \approx \tan \alpha \approx \alpha$. Daraus folgt: $L \approx \frac{a^2}{2\lambda}$

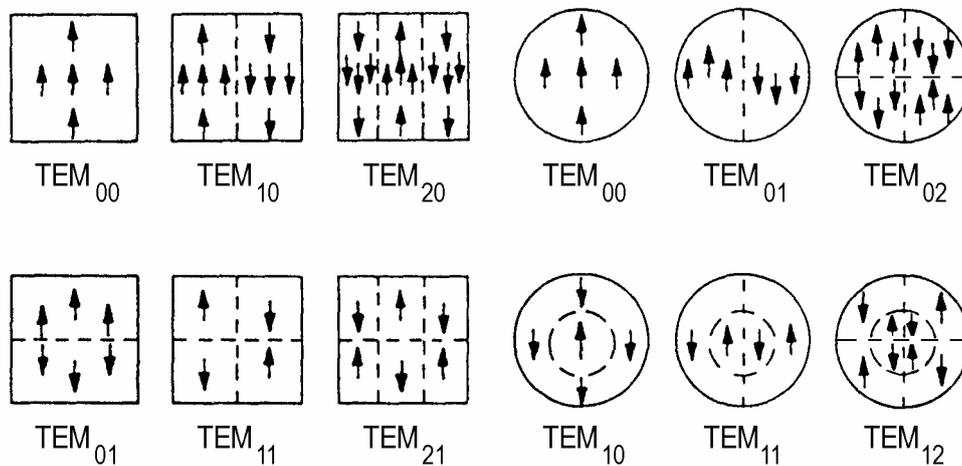
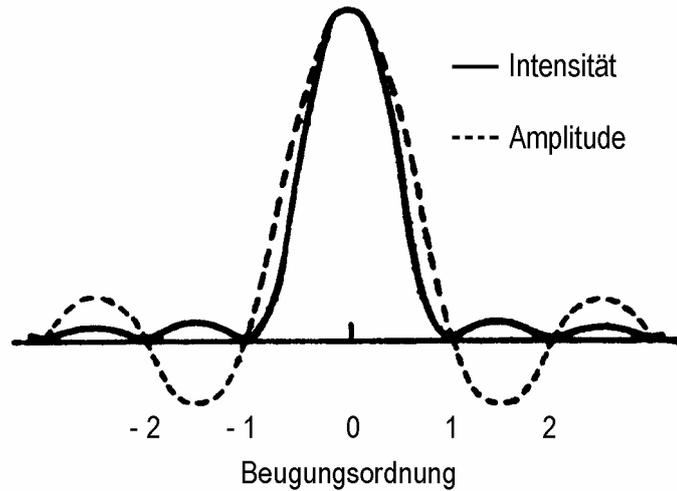
Das Intensitätsprofil der stehenden Welle im Resonator in transversaler Richtung (Transversale elektromagnetische Moden TEM_{nm}) kann aus der Beugung einer ebenen Welle an einem System von äquidistanten Blenden berechnet werden.

Für den Fall $L \gg \frac{a^2}{\lambda}$ (langer, dünner Resonator) ergibt sich ein gauß-ähnliches Intensitätsprofil:

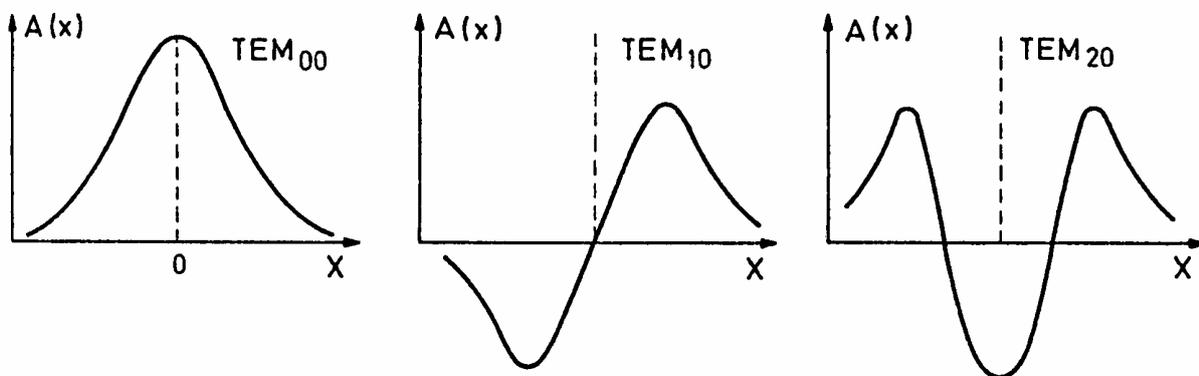


Bei kurzen Resonatoren ($L \leq \frac{a^2}{\lambda}$) treffen auch noch höhere Beugungsordnungen auf den gegenüberliegenden Spiegel.

Da die Phasen benachbarter Beugungsordnungen gegenphasig sind, bilden sich im Resonator stehende Wellen höherer Ordnung mit gegenphasiger Amplitudenverteilung (TEM_{nm}-Moden).

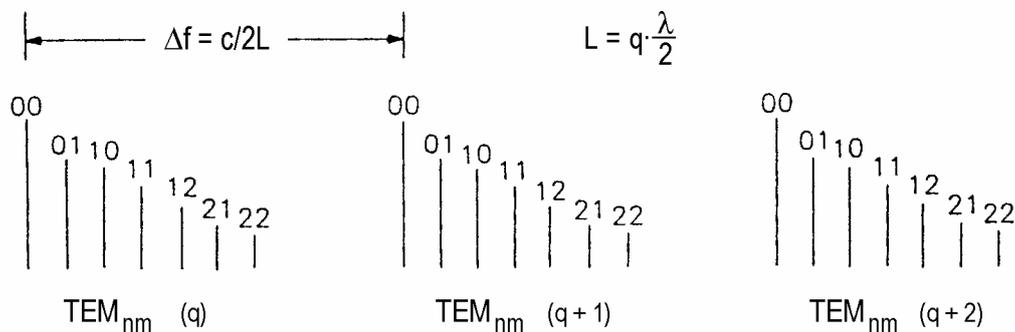
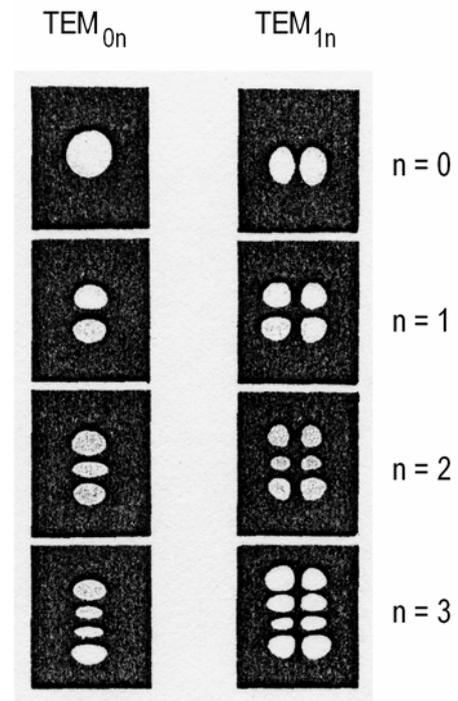


Feldverteilung transversaler Moden niedriger Ordnung für quadratische und runde Spiegel. Die Indizes n und m geben jeweils die Anzahl der Nullstellen des Feldes an (bei rechteckiger Geometrie in x- und y-Richtung, bei kreisförmiger Geometrie in r- und φ-Richtung).



Amplitudenverteilungen für einige TEM_{nm}-Moden

Gemessene Intensitätsverteilungen einiger TEM_{nm}-Moden in Rechteckgeometrie



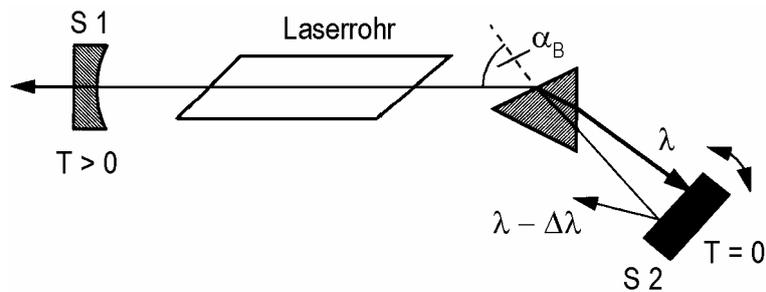
Frequenzen transversaler Moden bei einem plan-parallelen Resonator

Auf jedem longitudinalen Modus sitzt eine Frequenz-Leiter von transversalen Moden auf. Die Frequenzen der transversalen Moden nehmen mit zunehmenden Werten von n und m zu, weil die gegenphasig laufenden stehenden Wellen im Lasermedium entgegengesetzte Polarisierungen erzeugen. Dadurch werden zusätzliche, rücktreibend wirkende elektrische Feldkräfte wirksam.

Der Frequenzabstand der einzelnen Moden hängt von der optischen Gestaltung des Resonators ab: Bei konfokalen Resonatoren (Hohlspiegel als Begrenzung) liegen sie weiter auseinander als bei plan-parallelen Resonatoren.

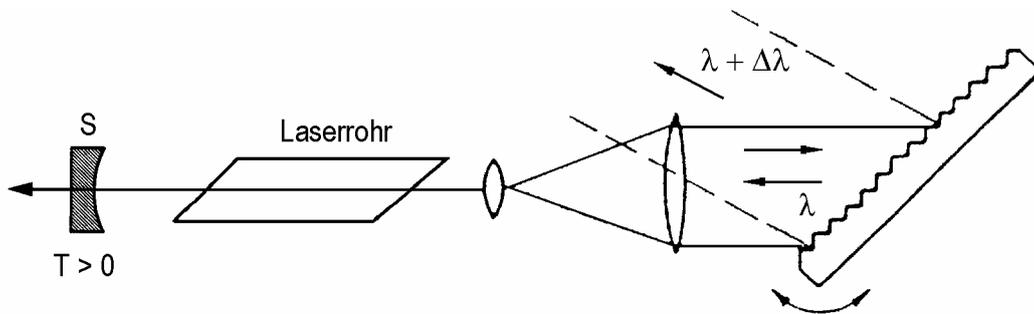
Häufig existieren in einem Lasermedium mehrere Übergänge, die zum Lasereffekt führen können. Es ist dann Linienselektion erforderlich. Liegen die möglichen Laserübergänge weit auseinander (z.B. beim He-Ne-Laser), dann kann die Linienauswahl durch selektive dielektrische Beschichtungen der Spiegel getroffen werden.

In anderen Fällen werden winkeldispersierende Elemente in den Resonator eingesetzt:



Linienselektion durch Quarzprisma im Resonator.

Dieses Verfahren wird vor allem im sichtbaren Bereich angewendet.

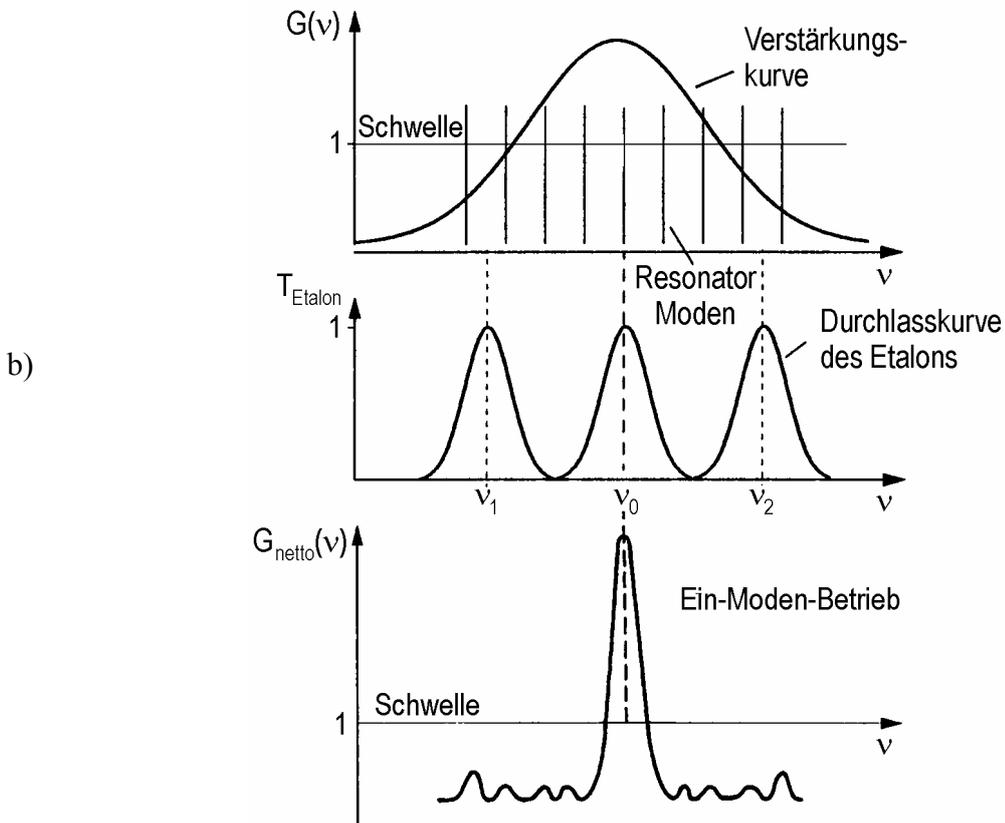
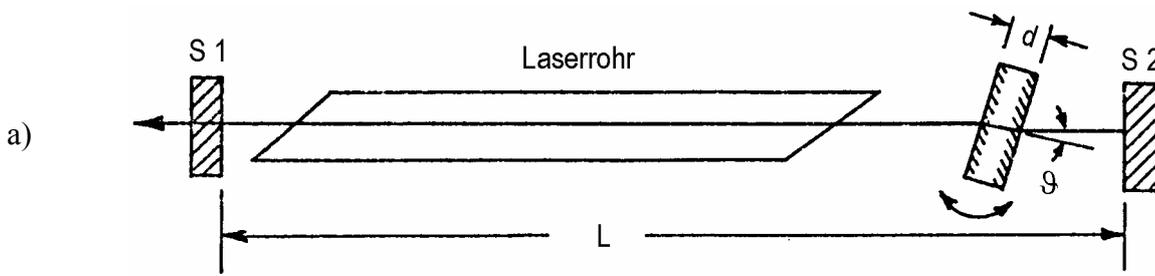


Linienselektion durch Echellette-Gitter in Littrow-Anordnung im Strahlengang.

Um das Gitter nicht zu hoch zu belasten und um die aktive Fläche des Gitters zu vergrößern (Erhöhung des Auflösungsvermögens), wird der Laserstrahl aufgeweitet.

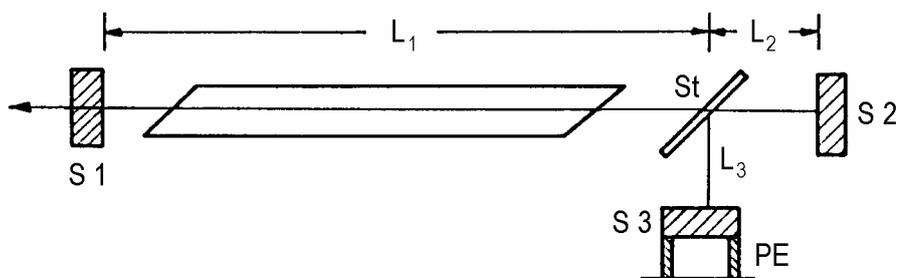
Dieses Verfahren wird vor allem im infraroten Bereich angewendet, da dort Quarz bereits zu stark absorbiert.

Für die Modenselektion sind winkeldispersierende Verfahren ungeeignet, da die Winkeldispersionen dafür zu gering sind.



Modenselektion durch Fabry-Perot-Etalon im Resonator

- Anordnung
- Verstärkungsprofil mit Resonator-Moden, Transmissionskurve des Etalons und Gesamt-Nettoverstärkung



Modenselektion mit Fox-Smith-Selektor

Der Fox-Smith-Selektor ist ein Michelson-Interferometer, bei dem der Spiegel S3 durch ein Piezoelement (PE) um einige μm verschoben werden kann. St ist ein Strahlteiler.

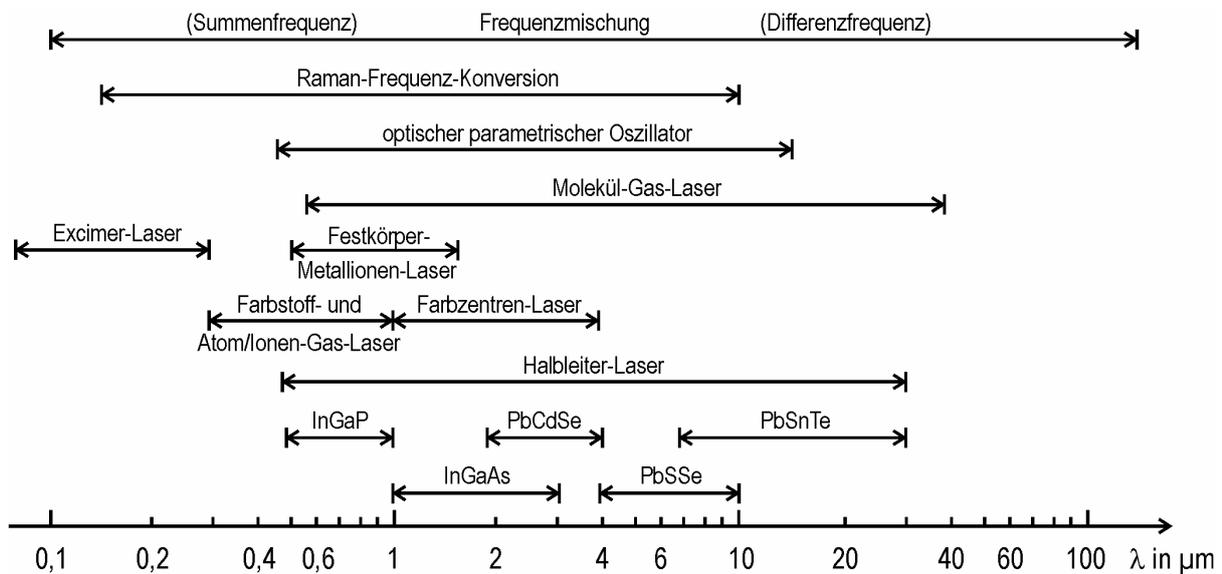
Vergleich der Emissionseigenschaften einer konventionellen Lichtquelle und eines Lasers:

In diesem Beispiel ist

die konventionelle Lichtquelle: eine elektrodenlose Entladungslampe (EDL) als Linienstrahler mit der Wellenlänge 500 nm

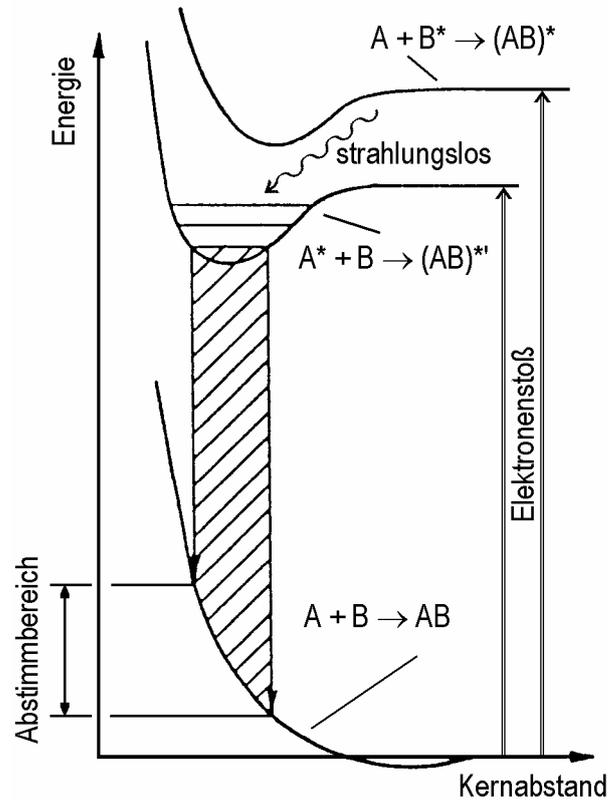
der Laser: ein cw-single-mode Farbstoff-Laser mit der Wellenlänge 500 nm

Eigenschaft	EDL	Laser
Linienbreite	$5 \cdot 10^{-4}$ nm	$5 \cdot 10^{-7}$ nm
Relative Linienbreite	10^{-6}	10^{-9}
Gesamte Ausgangsleistung	0,1 W	0,1 W
Strahlungsleistung innerhalb eines nutzbaren Raumwinkels	0,01 W	0,1 W
Größenordnung der Strahlquerschnittsfläche (abhängig von der Fokussierung)	10 cm^2	10^{-4} cm^2
Spektrale Strahlungsdichte	$20 \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{nm})$	$2 \cdot 10^9 \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{nm})$



Charakteristische Beispiele von Lasern für analytische Anwendungen.
Die angegebenen Werte der Linienbreiten gelten für Ein-Moden-Betrieb.

Lasertyp	Material	λ in μm	Linienbreite in pm	kont./Puls k/p	mittlere Leistung
<u>Excimer-Laser (Gas)</u>		0,15 ... 0,35 μm			
	ArF (1...4 bar)	0,19	1	p	einige W
	KrF (1...4 bar)	0,25	1	p	einige 10 W
<u>Farbstoff-(Dye-)Laser (Lösung)</u>		0,3 ... 1,2 μm			
Rhodamin 6G	$\text{C}_{28}\text{H}_{31}\text{N}_2\text{O}_3\text{Cl}$	0,57...0,66	0,1	k + p	einige 10 W
<u>Atom- und Ionen-Gas-Laser</u>		0,3 ... 1,2 μm			
He-Ne-Laser	Ne	0,632	0,01	k	bis 100 mW
Ar-Ionen-Laser	Ar^+	0,35...0,53	0,001	k	mW bis 30 W
Cu-Dampflaser	Cu	0,51; 0,58	1	p	einige 10 W
<u>Molekül-Gas-Laser</u>		0,34 ... 40 μm			
Stickstofflaser	N_2 (30...1000 mbar)	0,34	1	p	einige 0,1 W
CO_2 -Laser	$\text{CO}_2+\text{N}_2+\text{He}$ (10...25 mbar)	9...11	(1)	k + p	bis kW
<u>Festkörper-Metallionen-Laser</u>		0,6 ... 3,0 μm			
Alexandrit-	$\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$	0,68...0,8	0,01	k	einige W
Nd:YAG-Laser	$\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	1,06	0,1	k + p	bis 100 W
<u>Farbzentren-Laser</u>		0,7 ... 3,4 μm			
F_A -Zentren-Laser	$\text{RbCl}:\text{Li}$ ($T = 77 \text{ K}$)	2,6...3,3	0,002	k + p	1...2 W
<u>Halbleiter-Laser</u>		0,5 ... 30 μm			
GaAs-Laser	InGaAs	1...3	0,01	k	einige mW
Bleisalzlaser	PbSSe	4...8	0,02	k	einige mW



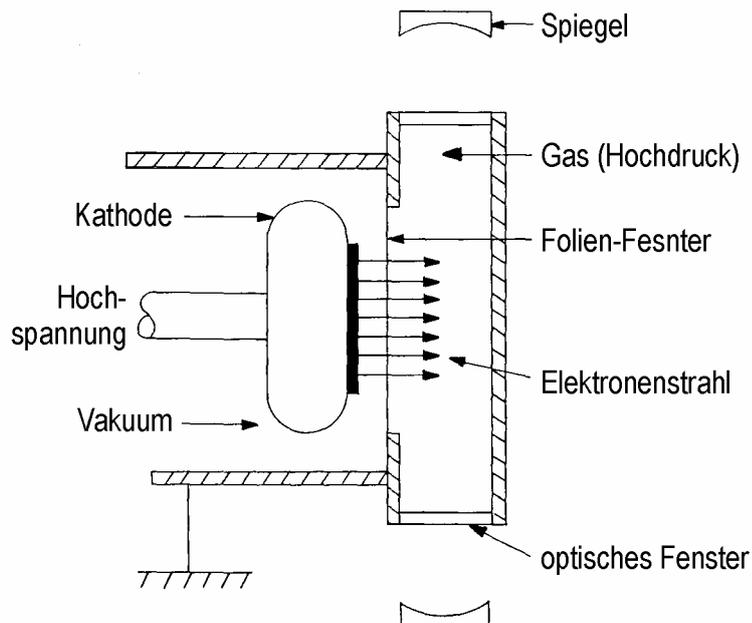
Potentialkurven-Schema eines zweiatomigen Excimer-Moleküls

Das Molekül AB weist nur ein flaches van-der-Waals-Minimum auf, so daß es thermisch instabil ist. Das untere Laser-Niveau wird sehr schnell entvölkert, da die Dissoziation $AB \rightarrow A + B$ sehr schnell erfolgt.

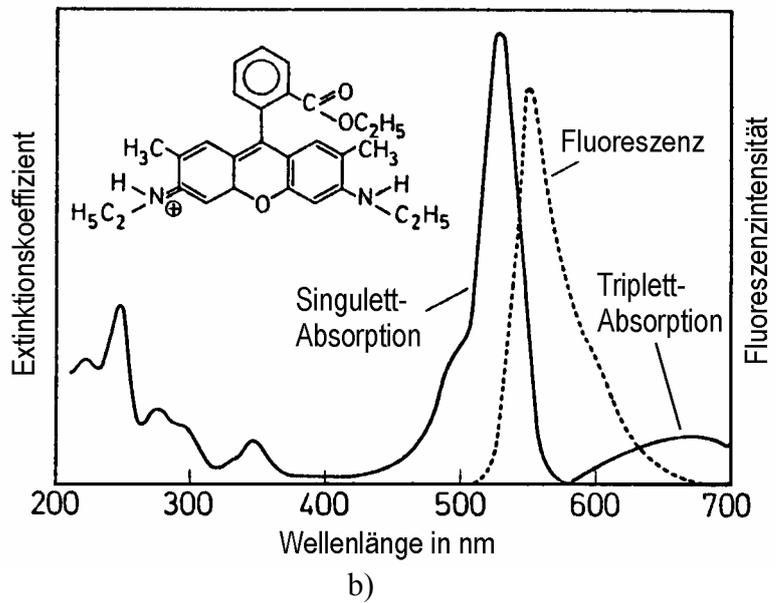
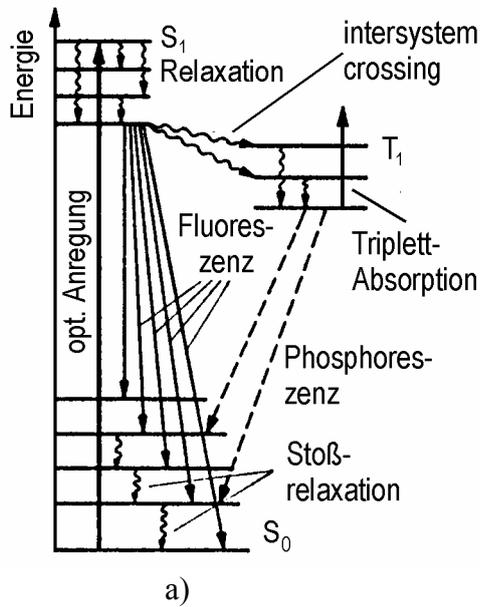
Typische Beispiele:

ArF* (193 nm); KrCl* (222 nm); KrF* (249 nm); XeCl* (308 nm) und XeF* (350 nm)

Da Excimere über Stoßprozesse von angeregten Atomen gebildet werden, müssen die Drücke entsprechend hoch sein (≈ 4 bar). Wegen der kleinen Verstärkung muss sehr intensiv gepumpt werden.



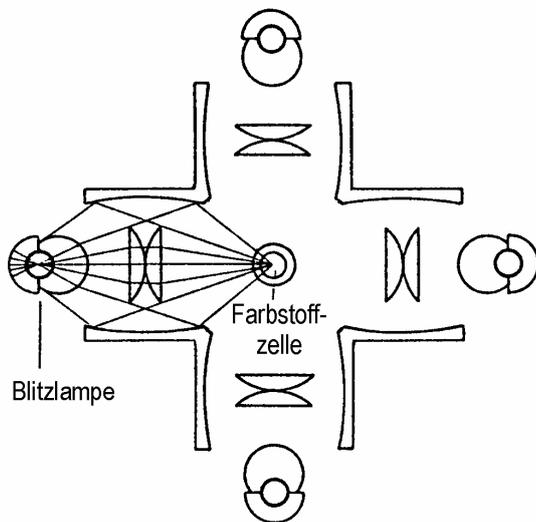
Elektronenstrahl-gepumpter Excimer-Laser



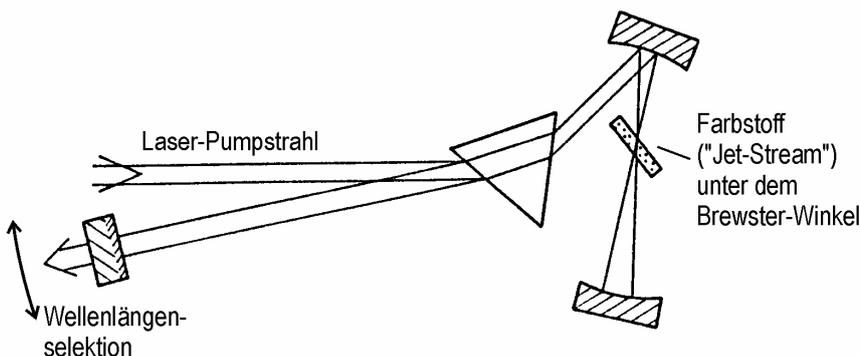
- a) Vereinfachtes Termschema eines Farbstoff-Moleküls
- b) Struktur, Absorptions- und Fluoreszenzspektrum von Rhodamin 6G

Die strahlungslosen Übergänge in das tiefste Schwingungsniveau von S_1 erfolgen wegen der Stoßrelaxation in der Flüssigkeit sehr schnell. Von dort aus führt der langsamere Laser-Übergang nach dem Franck-Condon-Prinzip in ein höheres Schwingungsniveau des S_0 -Grundzustandes. Dieses Niveau wird wieder sehr schnell strahlungslos entvölkert.

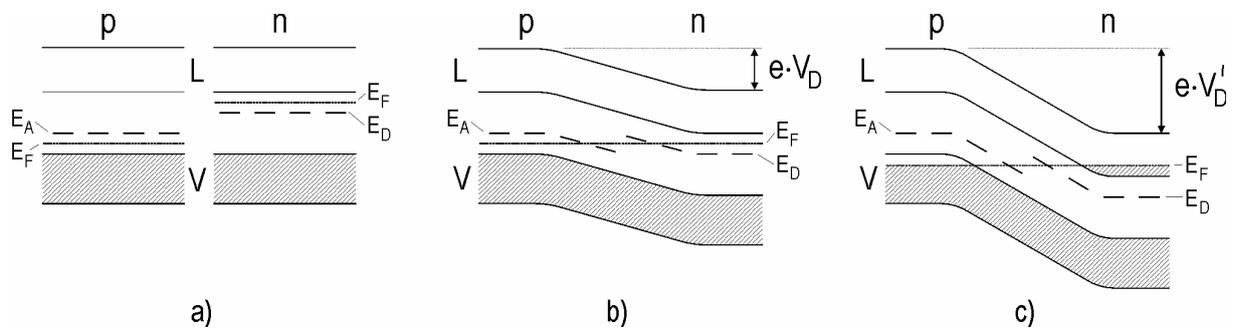
Durch intersystem crossing kann sich in T_1 eine relativ große Bestzungsichte aufbauen. Da sich das Absorptionsspektrum des Triplettsystems mit dem Fluoreszenzspektrum des Singulett-systems teilweise überlappt, können die Triplet-Moleküle die Laserstrahlung absorbieren. Um die Konzentration der Triplet-Moleküle klein zu halten, wird die Farbstoff-Lösung umgepumpt.



Schema eines blitzlampen-gepumpten Farbstoff-Lasers



Schema eines laser-gepumpten Farbstoff-Lasers. Der Pumpstrahl (z.B. eines Ar-Ionen-Lasers) ist kurzwelliger als die Strahlung des Farbstoff-Lasers. Das Prisma hat deshalb für die Pumpstrahlung einen höheren Brechungsindex.

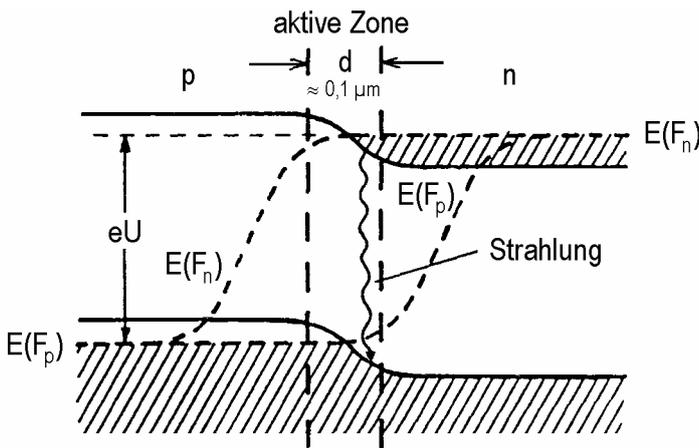


Erläuterung zur Funktion eines Halbleiter-(Injektions-)Lasers

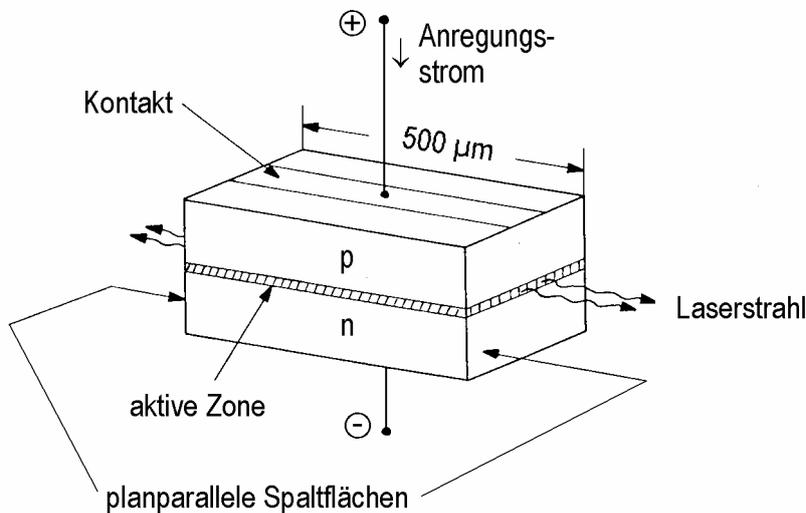
- a) Valenz- und Leitungsbander bei getrennten p- und n-dotierten Halbleitern
- b) An einem pn-Übergang bildet sich die Diffusionsspannung V_D .

Es gilt: $eV_D = k_B T \cdot \ln \frac{n_p n_n}{n_i^2}$, wobei n_p die Löcherdichte im p-Gebiet, n_n die Elektronendichte im n-Gebiet und n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte ist.

- c) Bei sehr hohen Dotierungskonzentrationen ($> 10^{18}$ Atome/cm³) wird V_D' so groß, dass man einen entarteten pn-Übergang erhält: Dann befindet sich das Fermi-Niveau im p-Bereich innerhalb des Valenzbandes und im n-Bereich innerhalb des Leitungsbandes. Im Valenzband des p-Bereiches befinden sich dann Löcher und im Leitungsband des n-Bereiches Elektronen.



An den entarteten pn-Übergang wird eine Spannung U in Durchlassrichtung (p-Bereich positiv, n-Bereich negativ) in ähnlicher Größe wie die Bandlücke angelegt. Dann fließen Löcher vom p-Bereich und Elektronen vom n-Bereich in den pn-Übergang. Dadurch entsteht eine Besetzungsinversion. Durch Rekombination von Elektronen mit Löchern im Bereich des pn-Übergangs werden Photonen produziert. $E(F_p)$ bzw. $E(F_n)$ sind die Fermi-Niveaus im p- bzw. n-Bereich. Im Bereich des Übergangs spalten diese Niveaus auf.



Schematische Darstellung eines Diodenlasers

Optisch nicht-lineare Kristalle:

In Kristallen mit nicht punktsymmetrischen Gittern gilt für die Polarisation in Abhängigkeit vom elektrischen Feld:

$$\mathbf{P} = \alpha_1 \mathbf{E} + \alpha_2 \mathbf{E}^2 + \dots$$

Die Polarisierbarkeiten α_1 und α_2 sind Tensoren. α_2 ist klein: $\alpha_2/\alpha_1 \approx 10^{-12}$ m/V

Solche Kristalle verhalten sich optisch nicht-linear:

Strahlt man zwei Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 ein, so ist

$$E = E_1 \cos(\omega_1 t - \bar{k}_1 \bar{r}) + E_2 \cos(\omega_2 t - \bar{k}_2 \bar{r}) \quad \text{mit} \quad |\bar{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} = \frac{n\omega}{c_0} .$$

$$\begin{aligned} E^2 = & E_1^2 \cos^2(\omega_1 t - \bar{k}_1 \bar{r}) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t - \bar{k}_2 \bar{r}) + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 t - \bar{k}_1 \bar{r}) \cos(\omega_2 t - \bar{k}_2 \bar{r}) = \\ & \frac{1}{2} \left\{ (E_1^2 + E_2^2) + E_1^2 \cos(2\omega_1 t - 2\bar{k}_1 \bar{r}) + E_2^2 \cos(2\omega_2 t - 2\bar{k}_2 \bar{r}) \right. \\ & \left. + 2E_1 E_2 \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (\bar{k}_1 + \bar{k}_2)\bar{r}] + 2E_1 E_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\bar{k}_1 - \bar{k}_2)\bar{r}] \right\} \end{aligned}$$

Die zusätzlich entstehenden Frequenzen $2\omega_1$ und $2\omega_2$ (Frequenzverdopplung) können sich nur dann im Kristall ausbreiten, wenn die Phasengeschwindigkeiten mit denen der Grundwellen übereinstimmen (phase matching, Beispiel auf folgendem Blatt)

Für die ebenfalls entstehenden Mischfrequenzen (Summen- und Differenzfrequenz)

$\omega_{S,D} = \omega_1 \pm \omega_2$ lautet die Phasenanpassungsbedingung: $\bar{k}_{S,D} = \bar{k}_1 \pm \bar{k}_2$ (Impulserhaltung!)

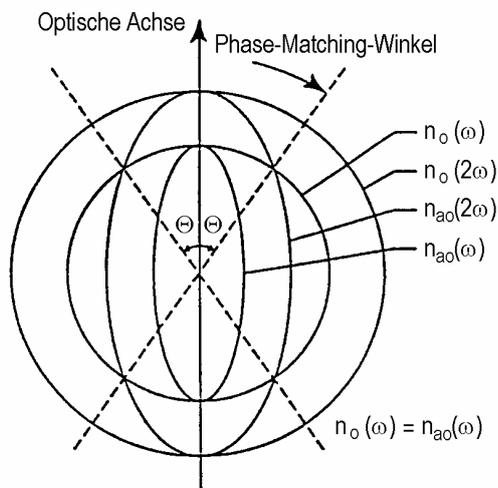
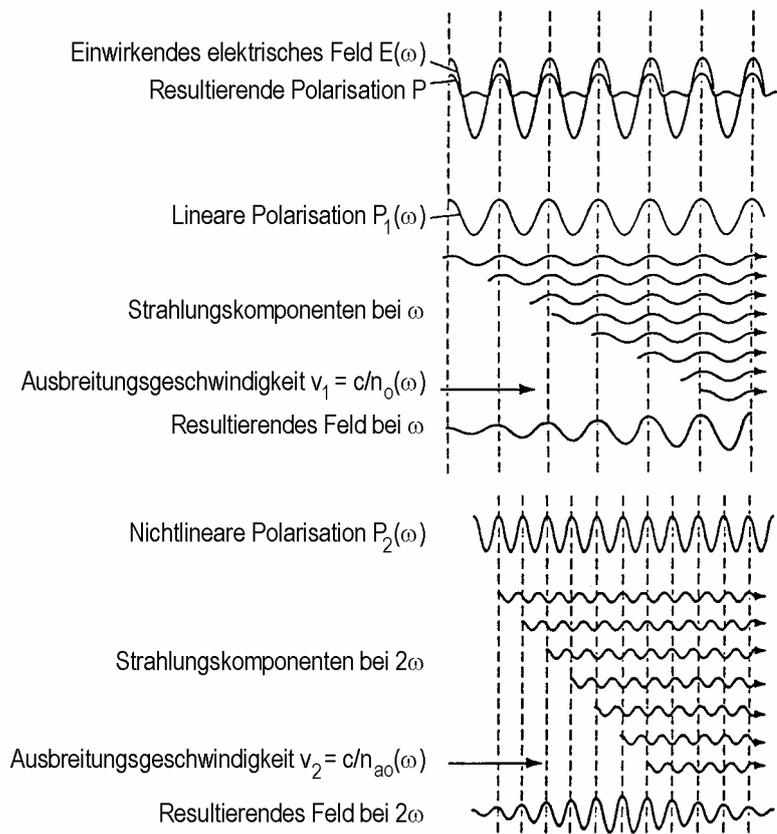
Wenn \bar{k}_1 und \bar{k}_2 gleiche Richtung haben, dann folgt daraus: $n_{S,D} \omega_{S,D} = n_1 \omega_1 \pm n_2 \omega_2$

Wichtige optisch nicht-lineare Kristalle:

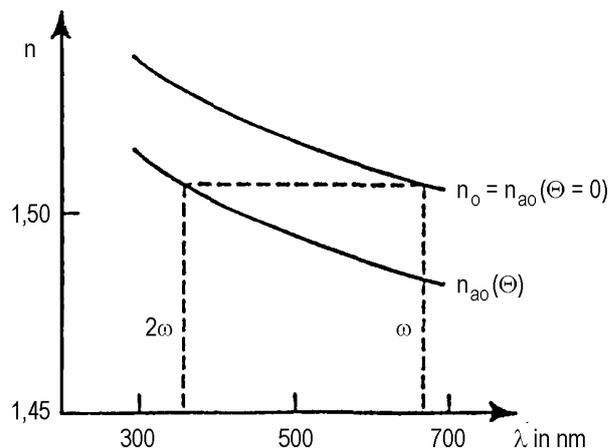
Material	Wellenlängenbereich	α_2/α_1 in m/V	Anwendung
LiNbO ₃ Lithiumniobat	0,4 ... 4,5 μm	$6 \cdot 10^{-12}$	Frequenzmischung von Ar-Ionen- und Dye-Lasern
KTiOPO ₄ Kaliumtitanylphosphat	wie LiNbO ₃ , jedoch höhere Zerstörschwelle (im IR bis 10 kW belastbar), teurer als LiNbO ₃		
KH ₂ PO ₄ (KDP) Kaliumdihydrogenphosphat	0,2 ... 1,9 μm	$5 \cdot 10^{-13}$	Mischung und Frequenzverdopplung von Nd:YAG-Laser-gepumpten Dye-Lasern
β -BaB ₂ O ₄ (BBO) Beta-Bariumborat	0,18 ... 0,3 μm		Frequenzverdopplung von Dye-Lasern
AgGaSe ₂ Silbergalliumdiselenid	5 ... 22 μm		Frequenzverdopplung von CO ₂ -Lasern

Entstehung einer frequenzverdoppelten Welle in einem optisch nicht-linearen Kristall:

Wegen der Dispersion ist die Phasengeschwindigkeit für ω und 2ω verschieden. Deshalb wird die 2ω -Welle sehr schnell gedämpft.



a)



b)

“Phase Matching“ zur Abhilfe gegen die Dämpfung der 2ω -Welle:

In doppelbrechenden Kristallen gibt es einen ordentlichen und außerordentlichen Strahl. Der Brechungsindex n_{a_o} des außerordentlichen Strahls ist richtungsabhängig.

- Indexellipsoid eines einachsigen, doppelbrechenden Kristalls. Der Abstand vom Nullpunkt zu den Punkten auf den Kreisen bzw. Ellipsen gibt den Brechungsindex für ordentlichen und außerordentlichen Strahl als Funktion der Richtung gegen die optische Achse an. Für den Phase-Matching-Winkel ist $n_o = n_{a_o}$. Es tritt dann phasenrichtige Interferenzverstärkung auf.
- Dispersionskurven für KDP (Kaliumdihydrogenphosphat)