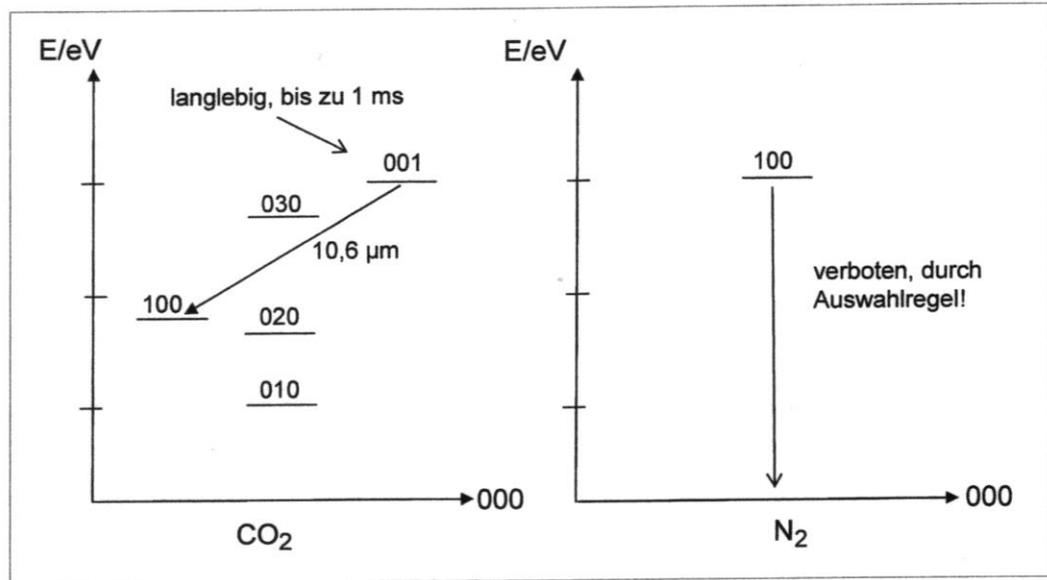
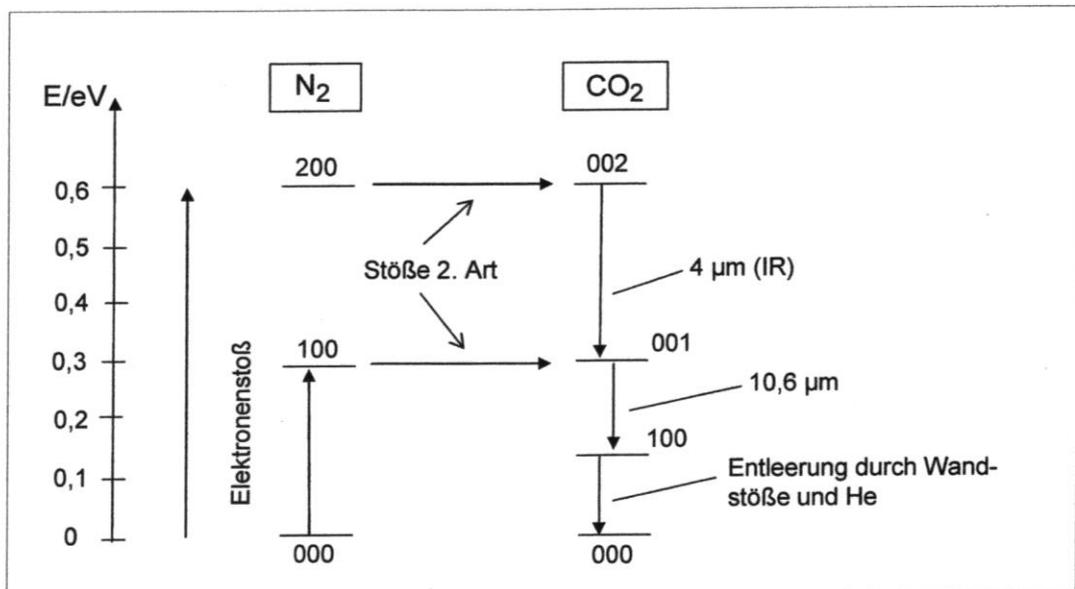


Das folgende Bild zeigt die Energieschema von CO₂ und N₂.



Der CO₂ - Laser ist ein 4-Niveau-Laser. Die Laserwellenlänge beträgt 10,6 μm und liegt im infraroten Bereich. Dies ist ein Nachteil, da der Strahl nicht sichtbar ist. Die genauen Energieübergänge sind im nächsten Bild dargestellt.



Wegen des Stoßpartners He ist ein großer Rohrdurchmesser (10 mm bis 30 mm) möglich. Damit kann eine große Leistung erzielt werden. Die Resonatorspiegel sind direkt aufgebracht. Es existieren keine Brewsterfenster, wegen der möglichen Verluste (Erwärmung).

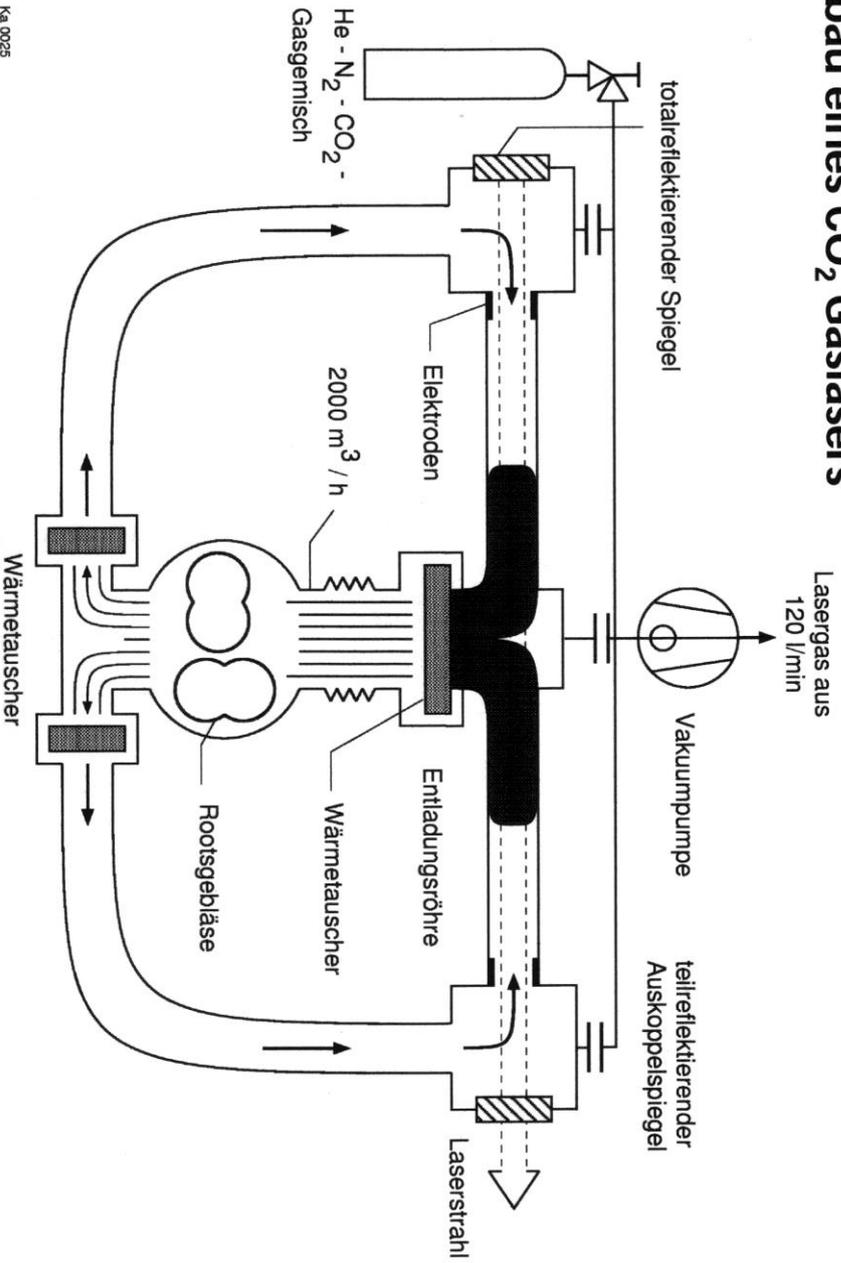
Der CO₂ - Laser wird in verschiedenen Betriebsarten betrieben:

a.) mit einem geschlossenem Gasvolumen, b.) mit langsamen Gasfluß, c.) mit schnellem Gasfluß.

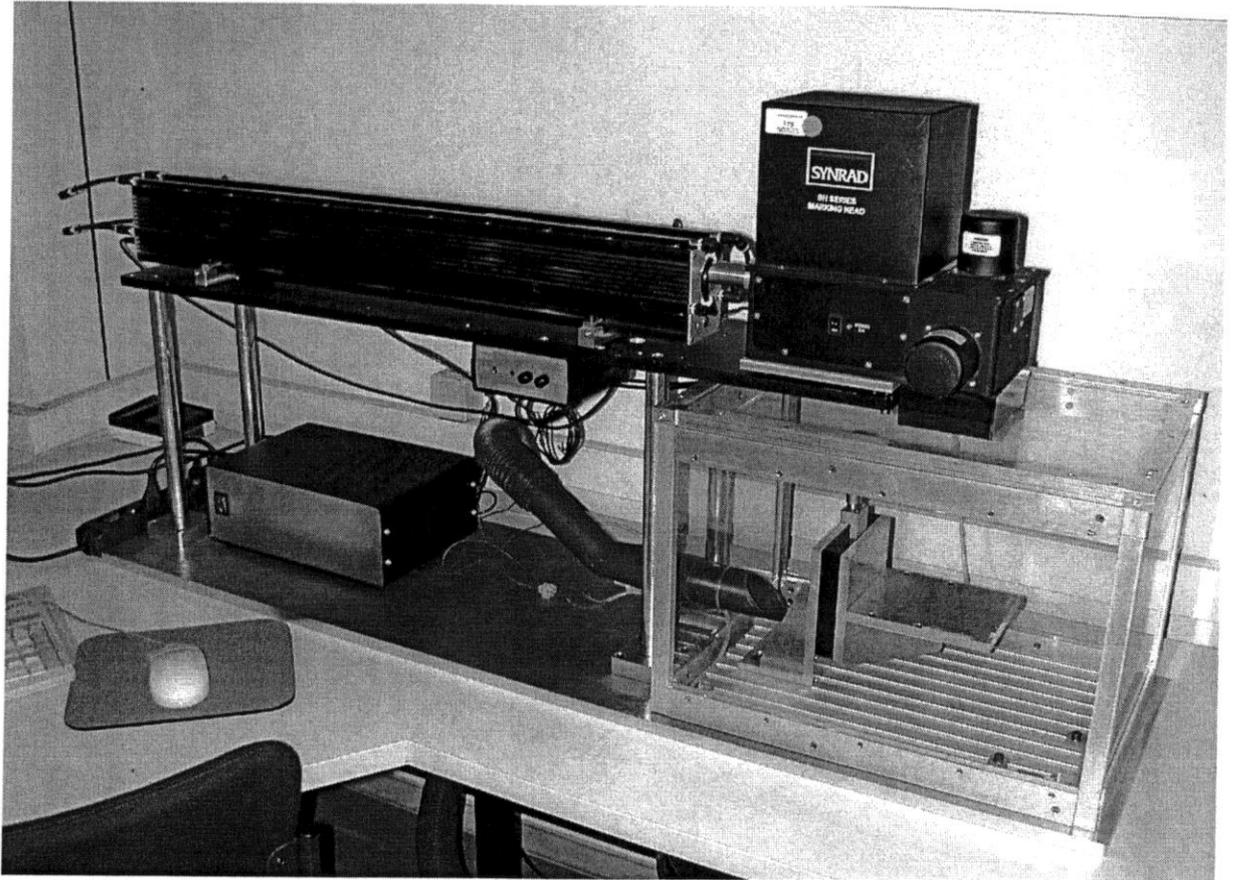
Das Gasgemisch beträgt: CO₂ : N₂ : He -> 0,8 : 1 : 7.

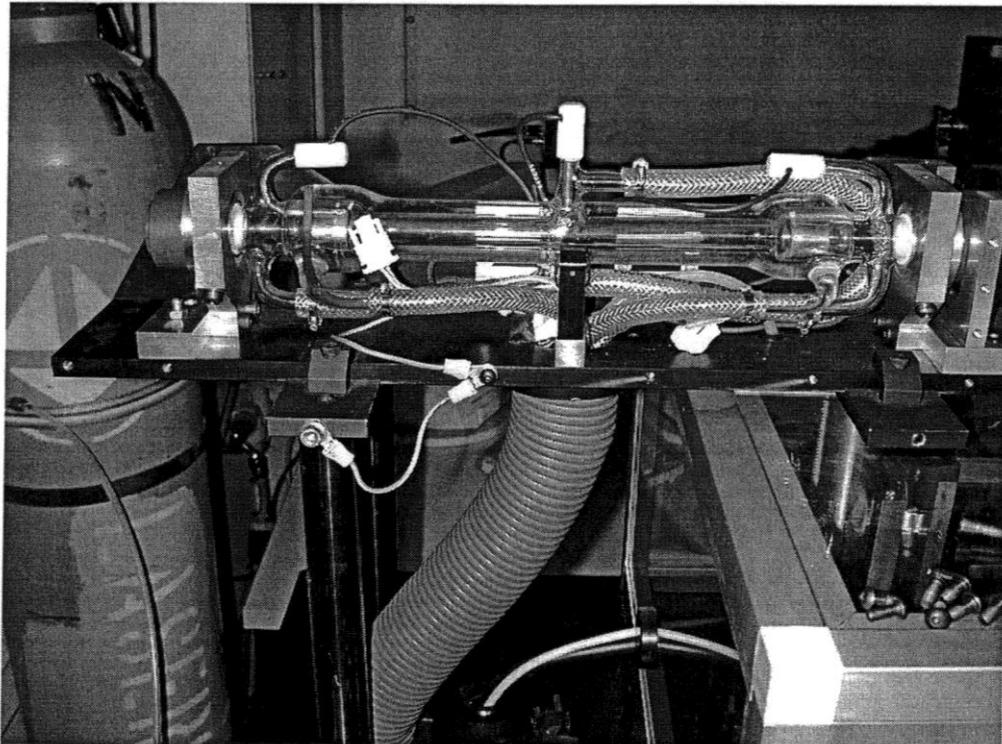
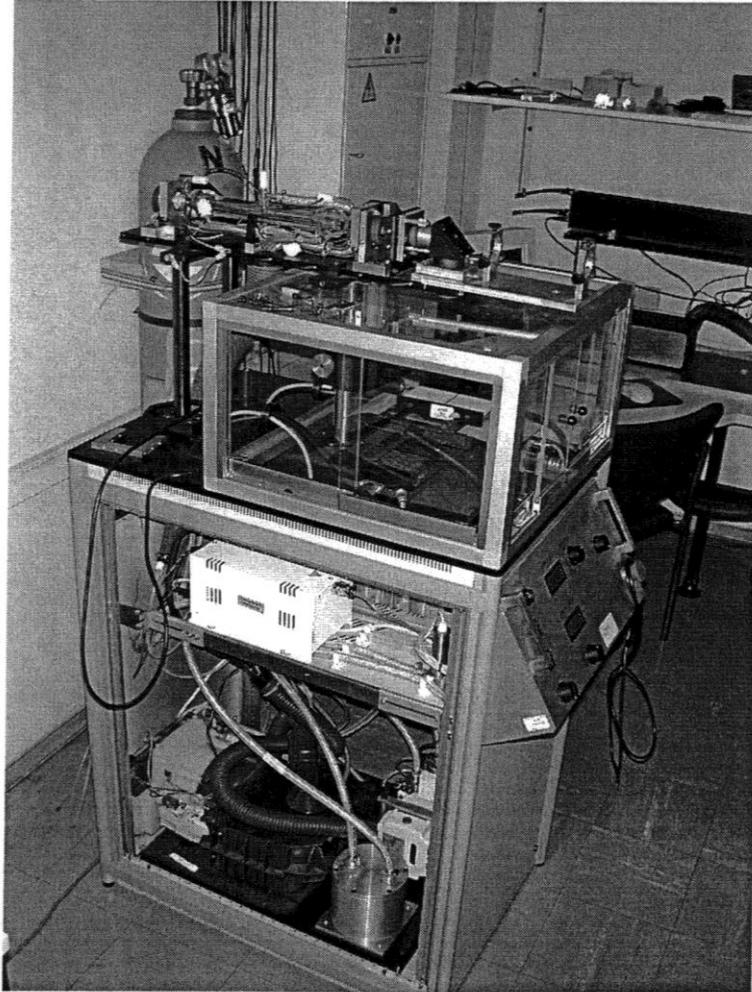
Der Grund für den Gasfluß ist: Die Dissoziationsprodukte CO und O₂ durch den Elektronenbeschuß werden beseitigt.

Aufbau eines CO₂ Gaslasers

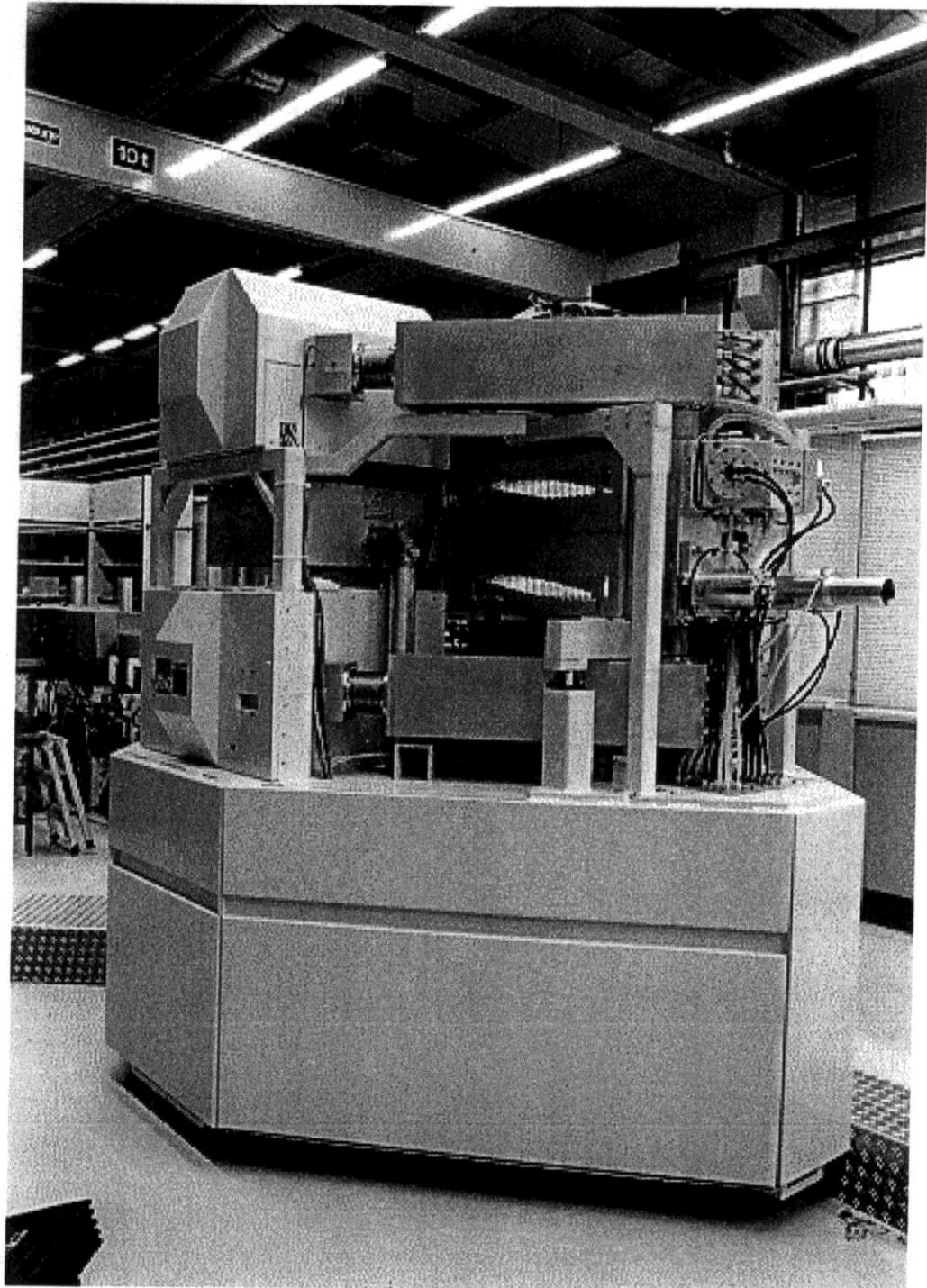


Ka 0025





Compact 30 kW CO₂-Laser



4000016.tif

Tabelle 3.3. Gas-Laser (Auszug)

Lasermaterial	Wellenlängen nm	Ausgangsleistung W	Strahldurchmesser mm	Strahldivergenz mrad	Betriebsart
Xenon	460.....627	$5 \cdot 10^{-3}$	3	1	Impuls
Xenon	496.....597	10^{-2}	2	1	kont.
Xenon	542.....627	1	3	3	kont.
Kohlendioxyd	465	10^{-3}	3	1	Impuls
Kohlendioxyd	559.....661	10^{-3}	3	1	Impuls
Kohlendioxyd	10 600	20	10	5	kont.
Kohlendioxyd	10 600	75	15	5	kont.
Kohlendioxyd	10 600	100	12	10	kont.
Kohlendioxyd	10 600	1200	44	4	kont.
Quecksilber + Neon	480....1058	10^{-3}	5	1	Impuls
Quecksilber + Stickstoff	412.....555	10^{-3}	3	1	Impuls
Quecksilber + Argon	1222....1276	10^{-3}	5	1	Impuls
Argon	458.....515	2	2	0,5	kont.
Argon	351.....706	$5 \cdot 10^{-3}$	3	1	Impuls
Argon	455.....515	0,1	50	10	kont.
Argon	458.....529	10	3	3	kont.
Stickstoff	348.....568	10^{-3}	3	1	Impuls
Sauerstoff	375.....672	10^{-3}	3	1	Impuls
Krypton	458.....687	0,5	1	1	Impuls
Krypton	521.....687	1,5	1	2	kont.
Helium + Krypton	432.....513	10^{-3}	3	1	Impuls
Neon	594.....614	10^{-2}	3	1	Impuls
Helium + Neon	633	0,1	5	1,5	kont.
Helium + Neon	633	0,025	20	3	kont.
Helium + Neon	633, 1150 und 3390	$5 \cdot 10^{-3}$	6	3	kont.
Helium + Neon	633, 1150 und 3390	$5 \cdot 10^{-2}$	2	0,7	kont.

Tabelle 3.8. Festkörper-Laser (Auszug)

Lasermaterial	Wellenlänge nm	Kristallabmessung L d mm mm		Impulsenergie Ws	Ausgangsleistung	Impulsfolge Imp/s	Impulslänge	Strahldivergenz mrad	Betriebsart
		L	d						
YAG:Nd	1060	750	30		20 kW	5000	100 ns	4	Riesenimp.
Glas:Nd	1060	75	6	1	3,5 kW	1	300 μ s	10	normal
Glas:Nd	1060	300	12	200	100 kW	1	2 ms	4	normal
Glas:Nd	1060	1000	25	60	1 GW	0,006	60 ns	5	Riesenimp.
Rubin	694	75	9	5	5 kW	0,2	1 ms	3	normal
Rubin	694	80	0,8	8	16 kW	1	500 ns	2	normal
Rubin	694	100	9,5	1	50 MW	0,02	20 ns	5	Riesenimp.
Rubin	694	100	9,5	50	70 MW	0,1	700 ns	10	Riesenimp.
Rubin	694	170	10	125	150 MW	0,2	1 μ s	10	Riesenimp.
Rubin	694	170	10	200	200 MW	20	1 μ s	10	Riesenimp.
Rubin	694	100	15	50	250 MW	0,03	200 ns	5	Riesenimp.
Rubin	694	150	15	100	350 MW	3	300 ns	5	Riesenimp.
Rubin	694	200	19	150	750 MW	0,03	200 ns	10	Riesenimp.
Rubin	694	100	19	100	500 MW	0,03	200 ns	5	Riesenimp.
Rubin	694	100	19	150	10 GW	0,03	15 ns	3	Riesenimp.

Tabelle 3.9. Halbleiter-Laser (Auszug)

Material	Abstand der Bänder eV	Laservellenlänge nm	Arbeitstemperatur $^{\circ}$ K	Impulsbreite s	Impulsfolgefrequenz s^{-1}	Max. Laserleistung W	Einsatzstrom für Laser A
GaAs	1,4	890	77	10^{-6}	$3 \cdot 10^3$	1	4
GaAs	1,4	890	300	$5 \cdot 10^{-8}$	10^3	4	100
GaAs	1,4	890	77	10^{-6}	$3 \cdot 10^3$	5	6
GaAs	1,4	890	4	10^{-6}	10^3	10	0,5
GaAs	1,4	890	300	10^{-7}	$2 \cdot 10^3$	200	60
InP	1,29	970	77				>10
GaSb	0,67	1870	77				>10
InAs	0,28	4500	30				>25
InSb	0,16	7800	30	10^{-2}	$2 \cdot 10^3$	0,02	>30

300 $^{\circ}$ K Zimmertemperatur, 77 $^{\circ}$ K Temperatur des flüssigen Stickstoffs, 4 $^{\circ}$ K Temperatur des flüssigen Heliums

beseitigt.

Einige Richtwerte für den CO₂ - Laser:

Geschlossenes Gasvolumen: $p = 20$ mbar; Leistung ≈ 50 W pro Meter; Betriebsdauer/Gasfüllung: 2000 h
Die Ausgangsleistung sinkt langsam.

Langsamer Gasfluß: $p = 20$ mbar; Leistung ≈ 80 W pro Meter; konstante Leistung.
Entladungsstrom: 80 mA.

Schneller Gasfluß: p bis 50 bar. Leistung bis 100 kW. Kühlung des Resonators mit Wasser.

CO₂ - Laser werden meist im transversalen Grundmode betrieben. Wegen der großen Leistung ist die Anwendung die Materialbearbeitung.

Festkörperlaser: (keine freien Atome -> Kristall)

a.) Der Rubinlaser:

Der Rubinlaser ist ein 3-Niveau-Laser und wurde 1960 realisiert.

Rubin: Al₂O₃:Cr³⁺. Dies ist ein Korund mit Cr³⁺ dotiert. Zugabe Cr³⁺: 0,05 Gewichtsprozent.

Das heißt: 10¹⁹ Al³⁺- Ionen werden pro cm³ durch Cr³⁺ - Ionen im Gitter ersetzt.

Zum Vergleich: Beim Gaslaser sind es etwa 10¹⁵ bis 10¹⁷ aktive Moleküle.

Das laseraktive Atom ist das Cr³⁺.

Die Folge ist, es existiert eine große Leistung beim Rubinlaser.

Erklärungen zum Energieniveauschema:

1.) Die Bezeichnungen der Energieterme sind aus der Kristallfeldtheorie, nicht die der freien Atome.
In einem Kristall gibt es breite Energiebänder.

2.) Die ²E - Linien sind scharf, da es die Energieniveaus innerer Schalen sind, die vom Kristallfeld wenig beeinflusst sind.

3.) T -> E geschieht in weniger als 1 ns, dabei wird Wärme freigesetzt.

4.) Optisches Pumpen durch Blitzlampen oder Halbleiterlaser. Vorteil: Große Absorption, da breite Energiebänder.

5.) Mit großer Leistung können Rubinlaser nur im Pulsbetrieb arbeiten, wegen der Wärmeabfuhrprobleme.
Kontinuierlich nur ungefähr 1 mW.

6.) Laserlinien: 692,8 nm und 694,3 nm

Typische Daten (siehe auch Tabelle):

Länge: 15 cm, Dicke: 1,5 cm

Leistung: 200 MW; $t = 1$ μ s; Impulsfolge: 0,1 bis 20 Hz.

Die Hauptanwendung ist die Materialbearbeitung und die Holographie.

Ein Nachteil des gepulsten Lasers ist das Spiking.

Spiking sind statistische Intensitätsschwankungen beim Einschwingen des Lasers (s. Bild).

b.) Der Nd:YAG - Laser (4-Niveau-Laser):

Neodym - Yttrium - Aluminium - Granat: Nd:Y₃Al₅O₁₂

1% Y³⁺ wird im Kristall durch Nd³⁺ ersetzt. Das sind etwa 1,4•10²⁰ Ionen pro cm³.

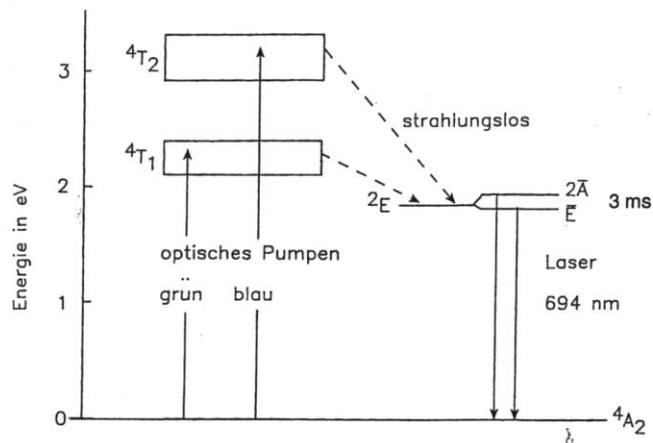
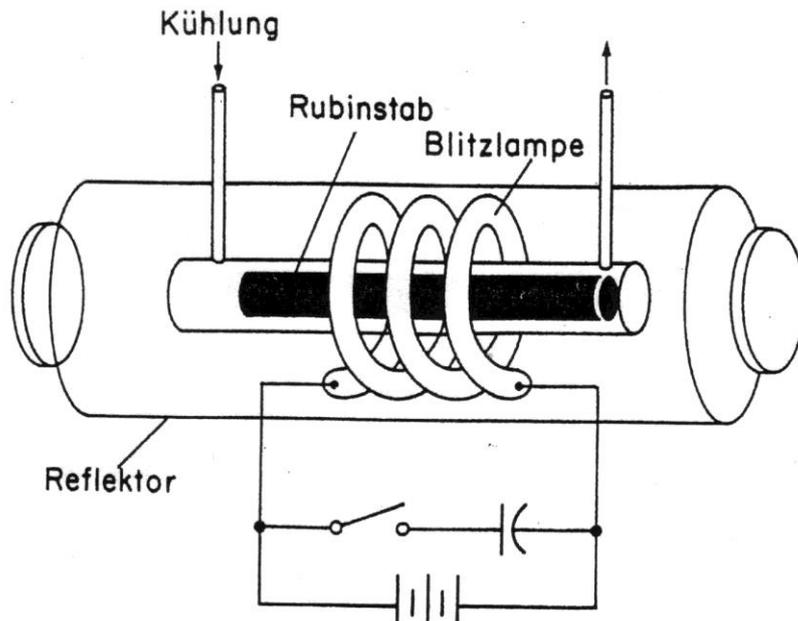


Bild 8.1. Energieniveaus und Übergänge des Rubinlasers.

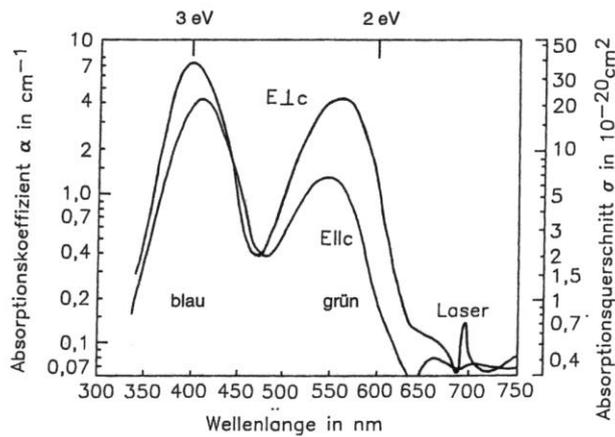


Bild 8.2. Absorptionsspektrum von Rubin ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) bei Zimmertemperatur (obere Kurve: Elektrisches Feld des Lichtes senkrecht zur c -Achse, untere Kurve: parallel) (nach Kneubühl, Sigrist und Lange)

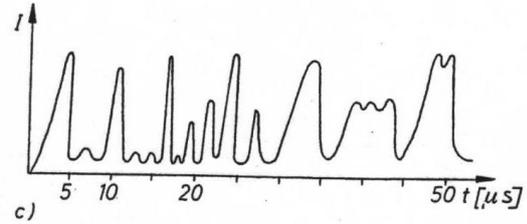
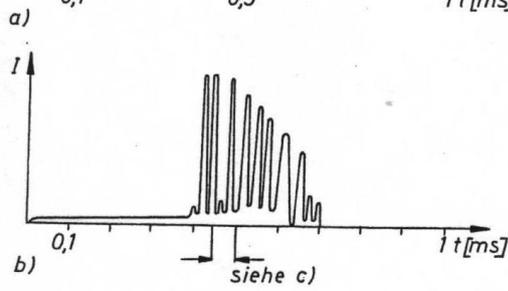
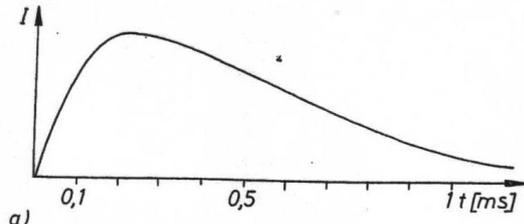


Bild 3.30. Zeitlicher Verlauf a) des Impulses der Pumplichtquelle, b) und c) des Ausgangsimpulses einer Festkörper-Laser-Anordnung (Spiking)

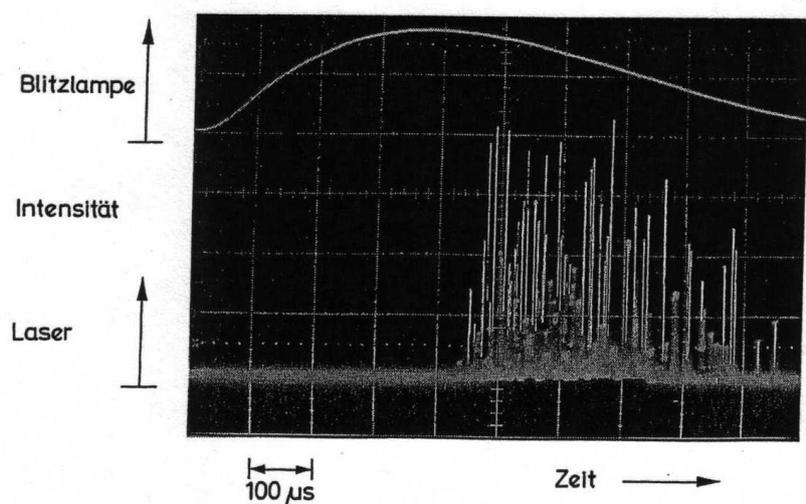
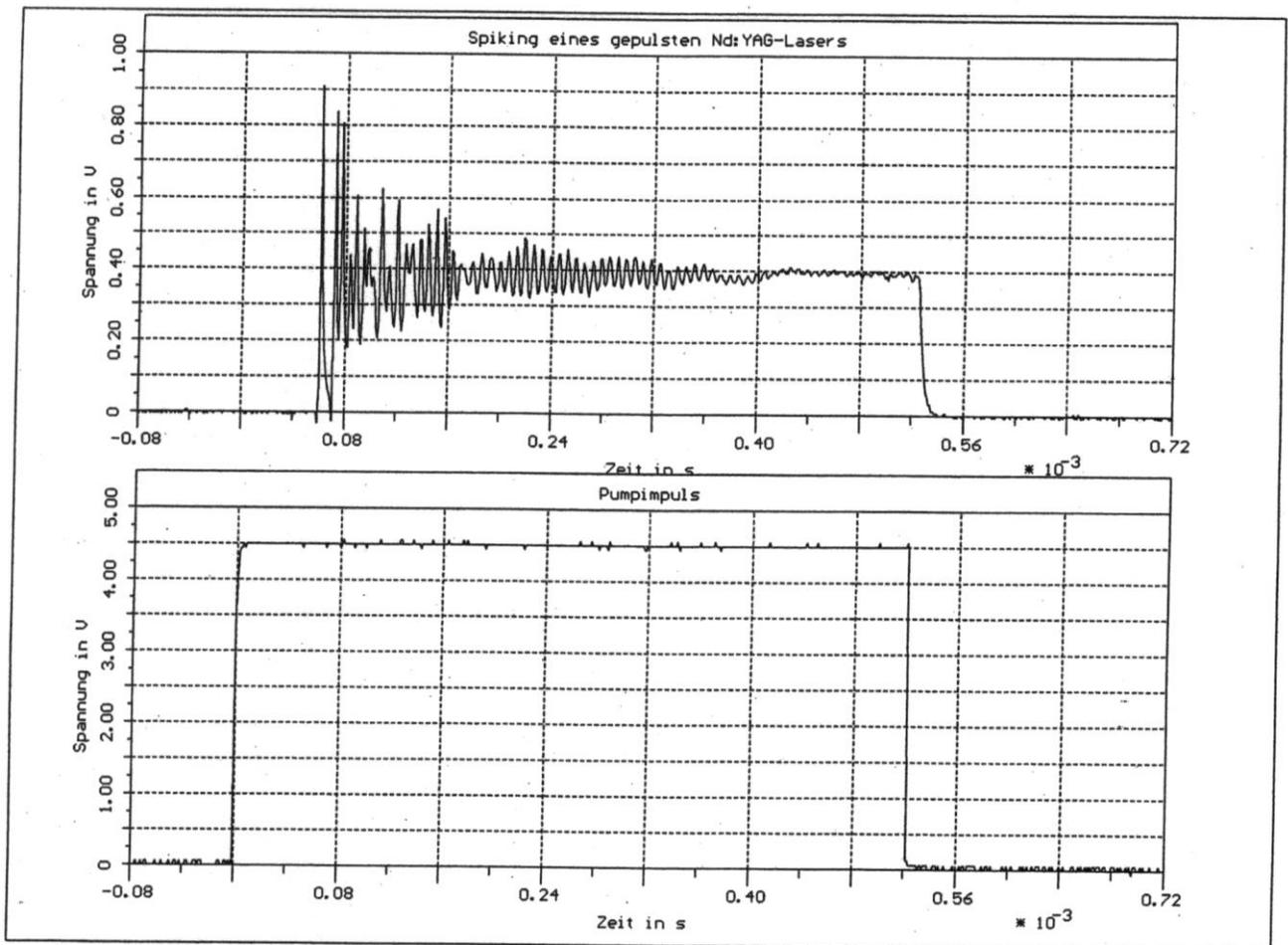
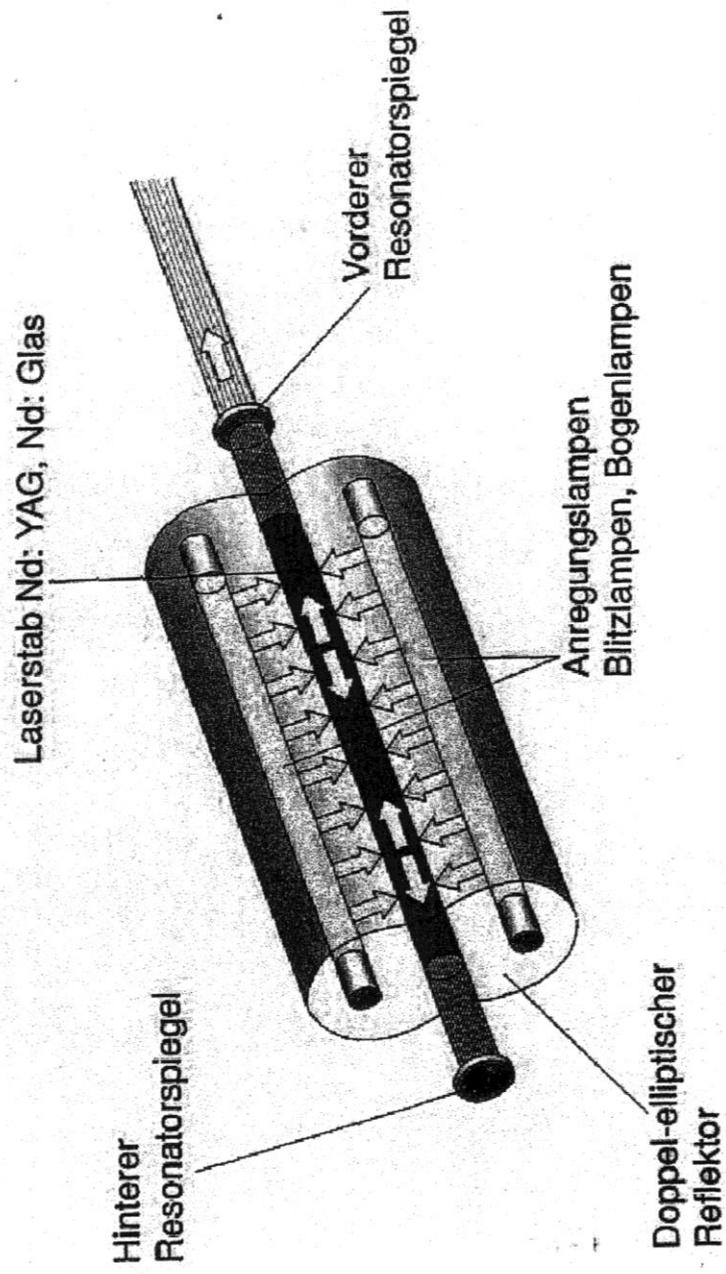


Bild 8.3. Normale Emissionspulse (Spikes) beim Rubinlaser (untere Kurve) und Puls der Blitzlampe (obere Kurve)



Festkörperlaser

PRINZIPIAUFBAU LASER



Nd:YAG

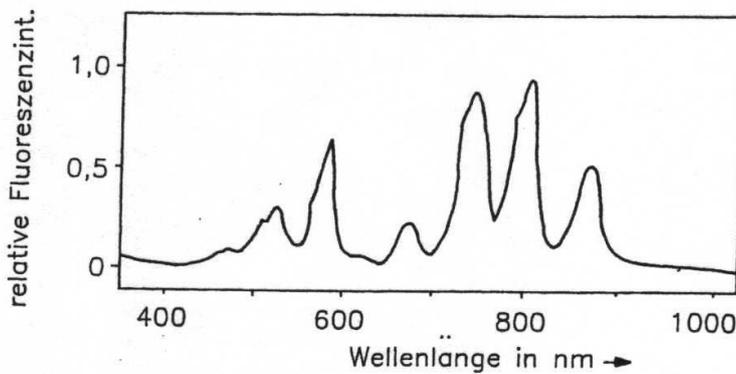
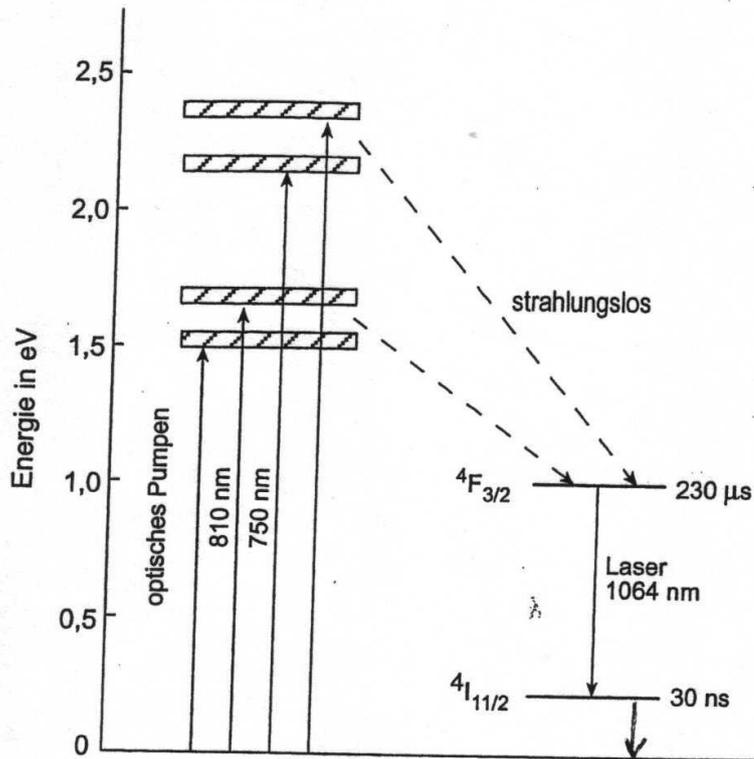
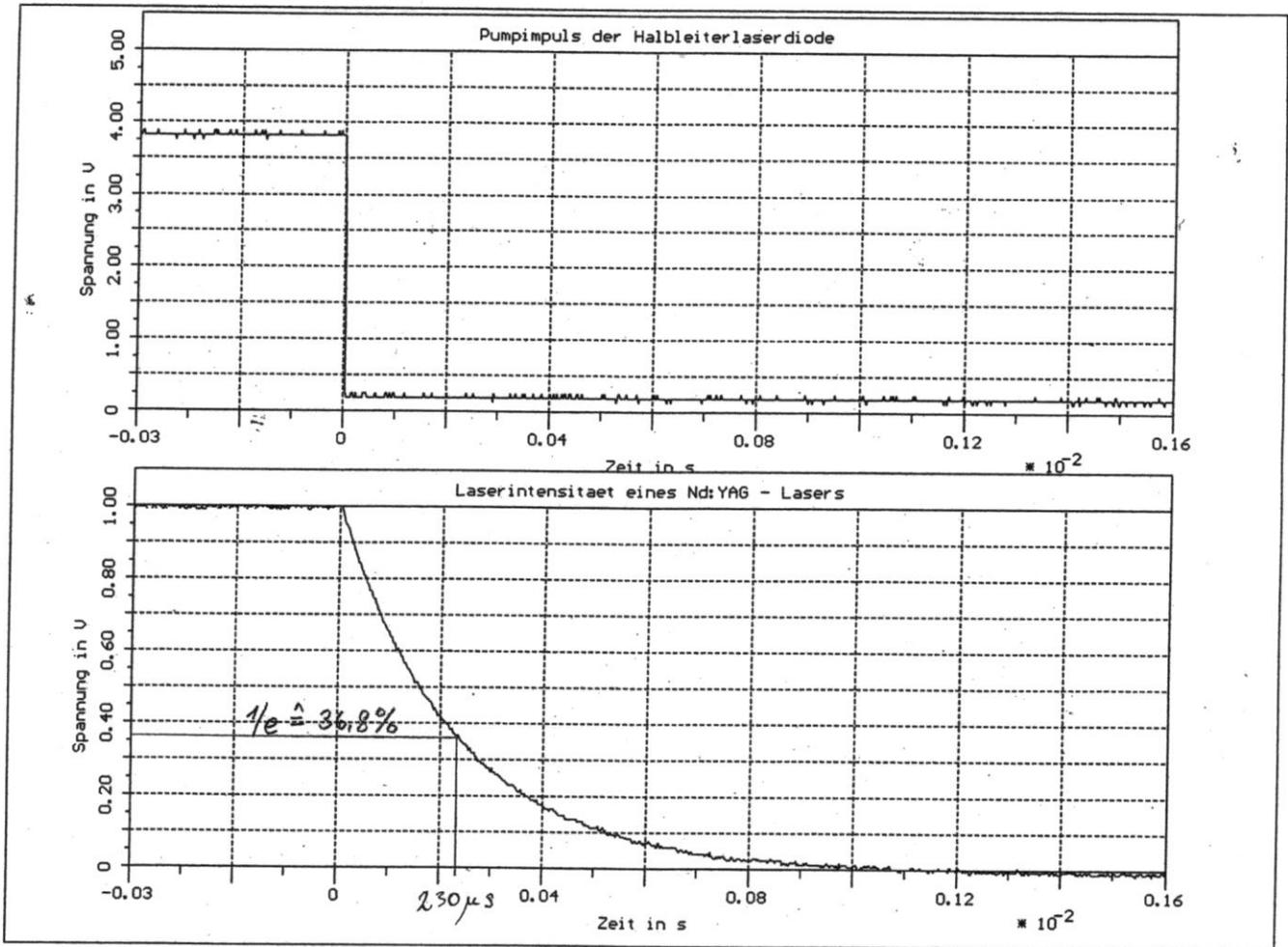
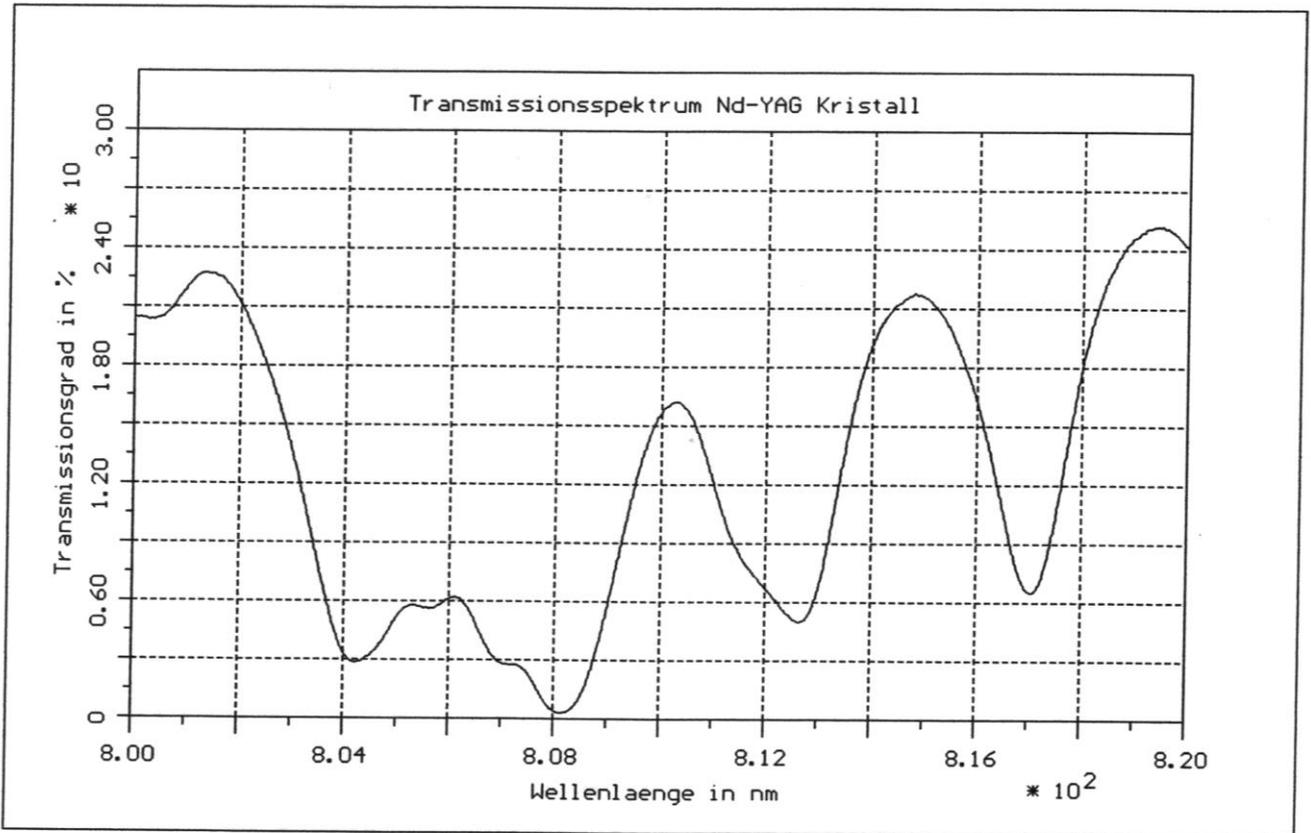


Bild 8.5. Intensität der Fluoreszenz von Nd:YAG bei $1,06 \mu\text{m}$ als Funktion der Wellenlänge des Pumplichts. 808 und 940 nm sind geeignete Wellenlängen zum Pumpen mit Laserdioden





Bemerkungen zum Bild Energieniveauschema:

- 1.) Die Pumpbänder sind schmaler als beim Rubinlaser.
- 2.) Der Nd:YAG - Laser wird meist mit einem Halbleiterlaser gepumpt. Er wird gepulst oder im cw-Mode betrieben. Gepulst: Pulsdauer ≈ 100 ns, Leistung ≈ 100 kW. cw-Betrieb: Leistung einige 100 W.
- 3.) Die Wellenlänge der Laserlinie beträgt 1064 nm und liegt im Infraroten. Durch Frequenzverdopplung erhält man 532 nm (grün).
- 4.) Die Lebensdauer des metastabilen Zustands beträgt 230 μ s.
- 5.) Ein kontinuierlicher Betrieb ist wegen der guten Wärmeleitung des Kristalls möglich.

Die Frequenzverdopplung:

Die Frequenzverdopplung beruht auf nichtlineare optische Effekte.

Das elektrische Feld läßt die Elektronen im Kristall mitschwingen und induziert dadurch Dipolmomente. Die Dichte der Dipolmomente wird beschrieben durch die elektrische Polarisierung \vec{P} .

$$P = \epsilon_0 (\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots), \quad \chi : \text{Suszeptibilität}$$

Beim Festkörper gilt: $\chi_1 \approx 1, \quad \chi_2 \approx 10^{-12} \text{ m/V}, \quad \chi_3 \approx 10^{-21} \text{ m}^2/\text{V}^2.$

Das heißt: Bei kleinen elektrischen Feldern reagiert der Kristall linear.

Der Laser erzeugt aber große elektrische Felder. $E > 10^{10} \text{ V/m} \Rightarrow$ nichtlineare Effekte treten auf.

Erste Experimente wurden 1961 von der Universität Michigan durchgeführt.

Die Frequenzverdopplung wird von dem quadratischen Term erzeugt. Allerdings gibt es bei isotropen Kristallen oder Kristallen mit Punktsymmetrie keinen Term 2. Ordnung bei der Polarisierung.

Der Kristall Kalium-Titanyl-Phosphat (KTP) wandelt ND:YAG - Licht zu 2/3 oder mehr in grünes Licht. KTP: KTiOPO_4 .

$$E = E_0 \cos(\omega t) \Rightarrow P_2 = \epsilon_0 \chi_2 E_0^2 \cos^2(\omega t)$$

$$\text{mit } \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} [1 + \cos(2\alpha)] \text{ folgt:}$$

$$P_2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_2 E_0^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_2 E_0^2 \cos(2\omega t)$$

Das heißt: Nach Strahlungsdurchtritt existiert außer der Primärstrahlung noch Strahlung der Frequenz 2ω .

Es existiert ein Problem: Man muß verhindern, daß Auslöschung zwischen den erzeugten Oberwellen auftritt. Die Oberwellen müssen genauso schnell wie die erzeugende Grundwelle sein. Dies ist meist nicht der Fall, da der Brechungsindex i.A. von der Wellenlänge abhängt.

Das Problem wird mit Hilfe doppelbrechender Kristalle gelöst (Phase Matching). Der Brechungsindex ist für den ordentlichen - und den außerordentlichen Strahl verschieden. Sorgt man dafür, daß die Grundwelle in der ordentlichen Richtung polarisiert ist und die Oberwelle in der außerordentlichen Richtung, so existiert bei entsprechender Kristallorientierung gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit (siehe Bild).

Ein solcher Kristall ist z.B. Kaliumdihydrogenphosphat (KDP): KH_2PO_4 .

Die Kristalldicke kann cm betragen. Der Kristall ist optisch durchsichtig für Wellenlängen von etwa 200 nm bis 1900 nm.

Frequenzverdopplung:

Phasenanpassung durch Doppelbrechung

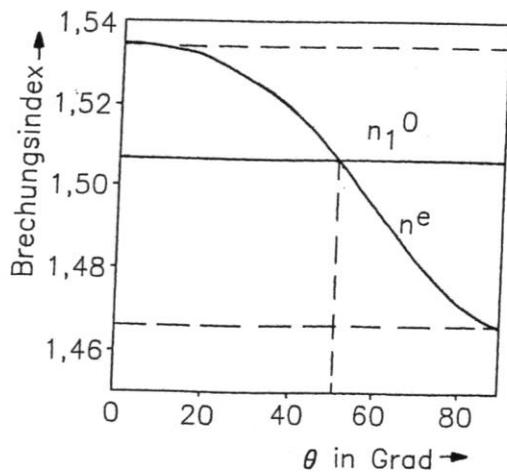
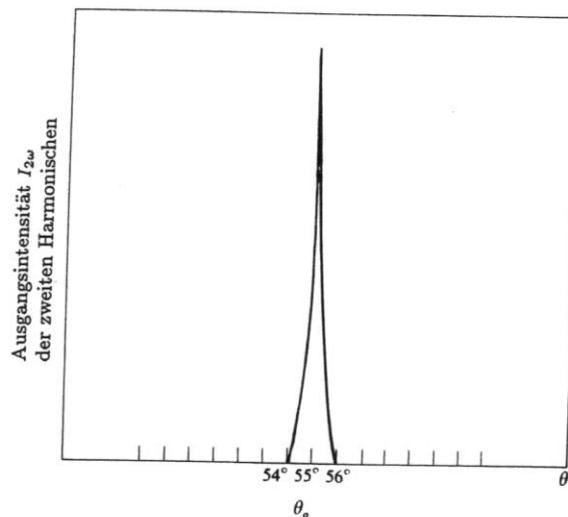
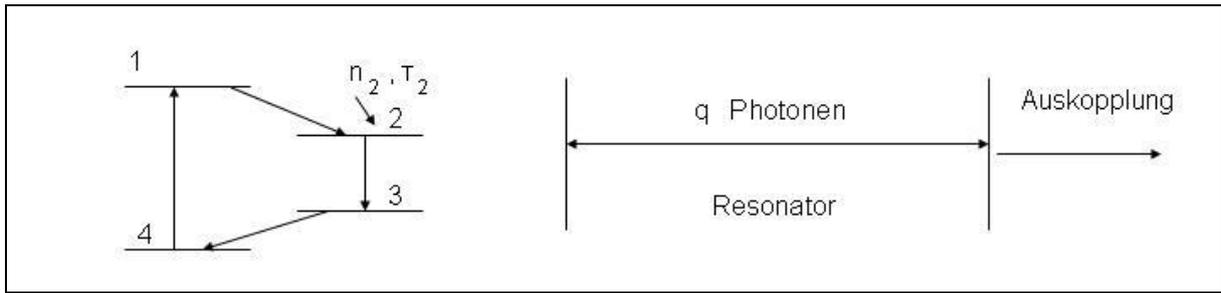


Bild 19.3. Brechungsindex von KDP für Rubin-Laserlicht n_1^o und für dessen 2. Harmonische n^e als Funktion des Winkels zwischen Lichtausbreitungsrichtung und optischer Achse

Abhängig von λ !



Einfaches Ratengleichungsmodell für einen 4-Niveau-Laser



n_2 : Anzahl Elektronen im Niveau 2.

q : Anzahl Photonen im Resonator.

$$\frac{dq}{dt} = \underbrace{a \cdot n_2 \cdot q}_{\text{stimulierte Emission}} - \overbrace{\frac{q}{\tau_R}}^{\text{Resonatorverluste}} \quad (1)$$

a : Einstein-Konstante der stimulierten Emission.

τ_R : Lebensdauer eines Photons im Resonator.

Für Auskoppelverluste gilt:

$$\tau_R = \frac{2L}{c (1 + \sqrt{R_1 R_2}) (1 - \sqrt{R_1 R_2})}$$

$R_{1,2}$: Reflektionsgrad der Spiegel.

$$\frac{dn_2}{dt} = \underbrace{p}_{\text{Pumprate}} - \overbrace{a \cdot n_2 \cdot q}^{\text{stimulierte Emission}} - \underbrace{\frac{n_2}{\tau_2}}_{\text{spontane Emission}} \quad (2)$$

Pumprate: Anzahl Elektronen pro Zeiteinheit.

τ_2 : Lebensdauer der Elektronen im Niveau 2.

$$\frac{dq}{dt} = \underbrace{a \cdot n_2 \cdot q}_{\text{stimulierte Emission}} - \overbrace{\frac{q}{\tau_R}}^{\text{Resonatorverluste}} \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \underbrace{p}_{\text{Pumprate}} - \overbrace{a \cdot n_2 \cdot q}^{\text{stimulierte Emission}} - \underbrace{\frac{n_2}{\tau_2}}_{\text{spontane Emission}} \quad (2)$$

Das sind gekoppelte Differentialgleichungen bzgl. q und n_2 .

Lösungen für den stationären Zustand des Lasers

Stationär bedeutet: $\frac{dq}{dt} = 0$ und $\frac{dn_2}{dt} = 0$

Es existieren zwei Lösungen:

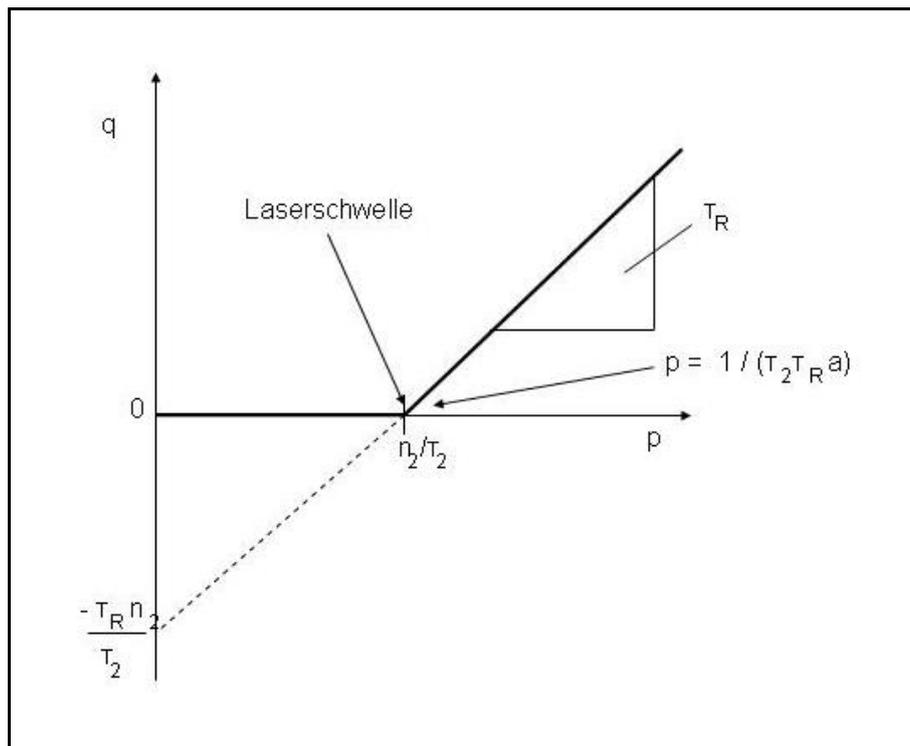
$$a.) \quad q = 0, \quad n_2 = p \cdot \tau_2 \quad (\text{d.h. kein Laserbetrieb})$$

$$b.) \quad q = \left(p - \frac{n_2}{\tau_2}\right) \cdot \tau_R, \quad n_2 = \frac{1}{\tau_R \cdot a} \quad (\text{Geradengleichung})$$

Aus den obigen Gleichungen folgt:

Gleichung b.) gilt nur für $p \geq n_2/\tau_2$, da q nicht negativ sein kann.

Es gibt also eine Schwelle für den Laserbetrieb!



Instationäre Lösung (Einschwingvorgänge)

Numerische Lösung der Differentialgleichungen:

$$\frac{\Delta q}{\Delta t} = a \cdot n_2 \cdot q - \frac{q}{\tau_R} ; \Delta q = q_i - q^* ; q^* = q_{i-1} \quad (1)$$
$$\frac{\Delta n_2}{\Delta t} = p - a \cdot n_2 \cdot q - \frac{n_2}{\tau_2} ; \Delta n_2 = n_{2i} - n^* ; n^* = n_{2(i-1)} \quad (2)$$

$$\Delta q = \left(a \cdot n_2 \cdot q - \frac{q}{\tau_R} \right) \cdot \Delta t \quad (1)$$

$$\Delta n_2 = \left(p - a \cdot n_2 \cdot q - \frac{n_2}{\tau_2} \right) \cdot \Delta t \quad (2)$$

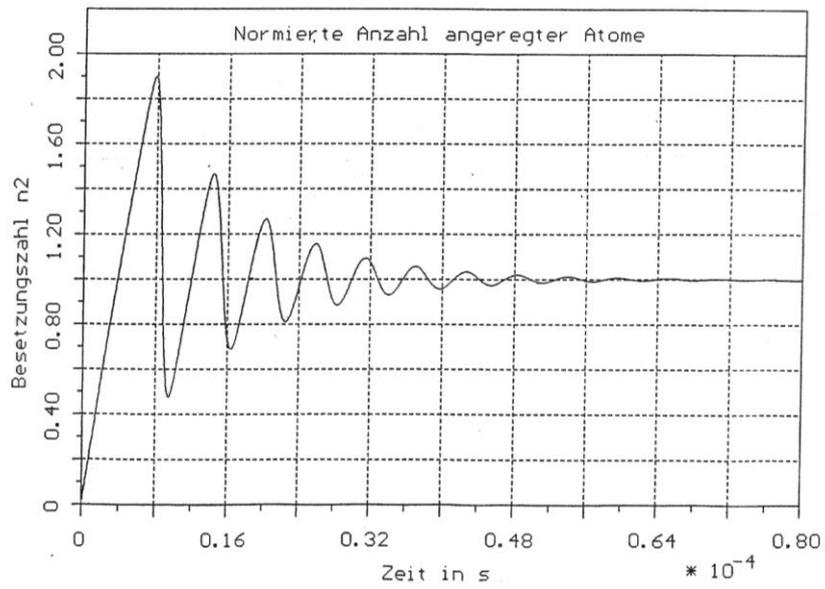
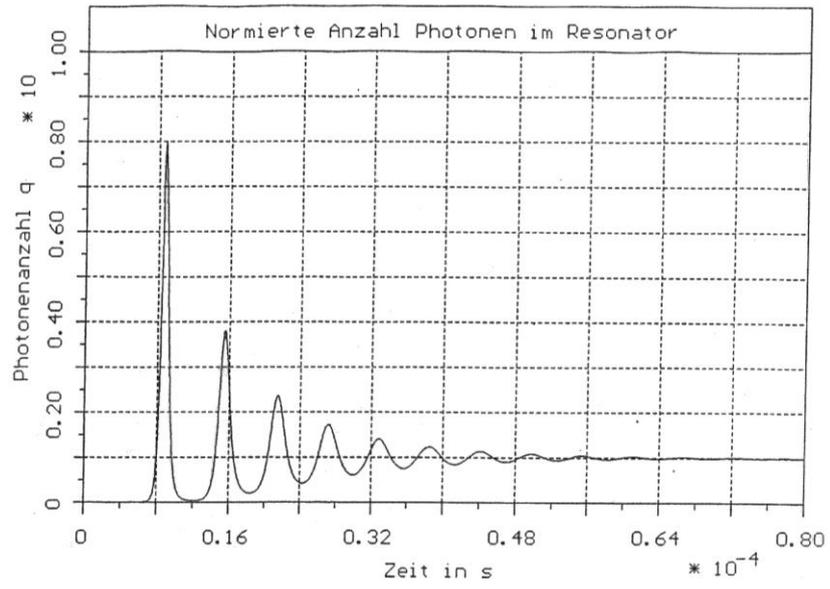
$$q_i = \left(a \cdot n_2^* \cdot q^* - \frac{q^*}{\tau_R} \right) \cdot \Delta t + q^* \quad (1)$$
$$n_{2i} = \left(p - a \cdot n_2^* \cdot q^* - \frac{n_2^*}{\tau_2} \right) \cdot \Delta t + n_2^* \quad (2)$$

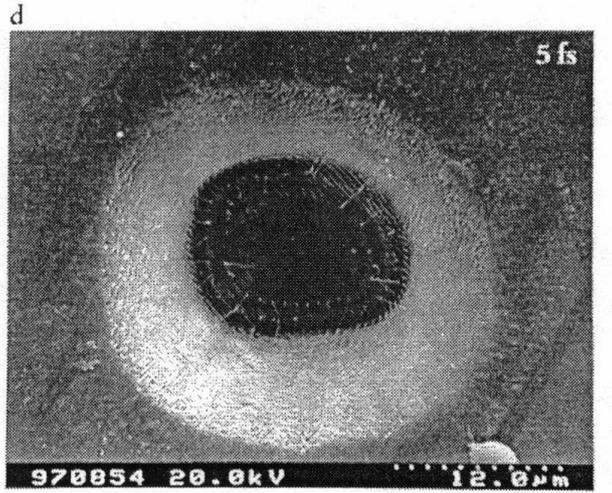
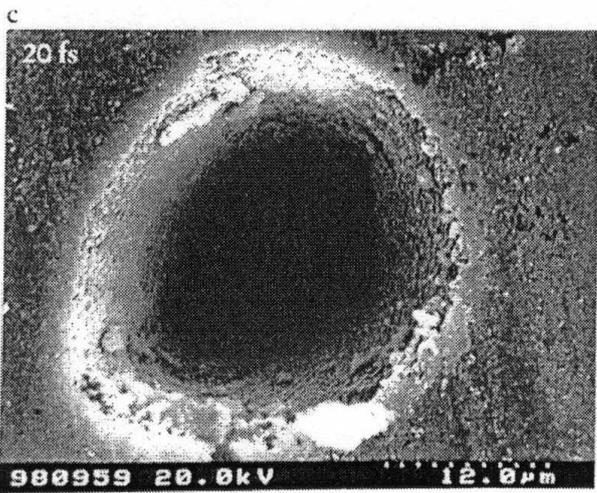
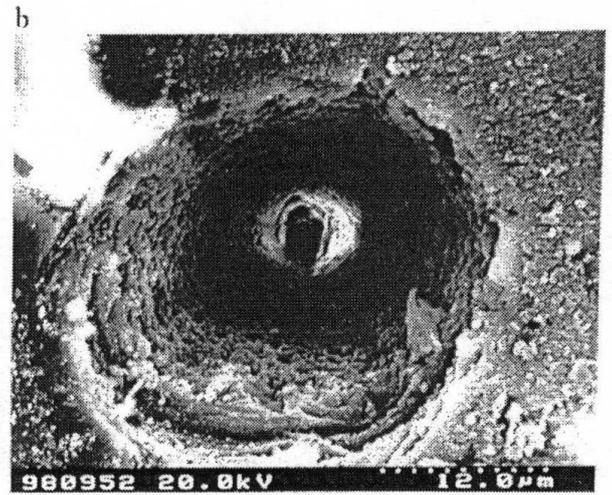
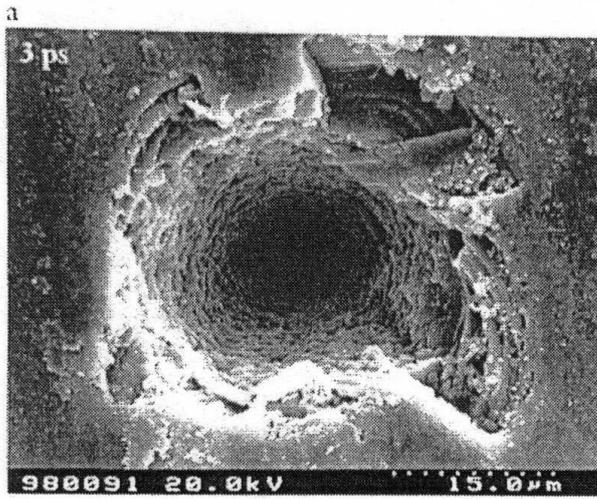
Numerische Berechnung:

Es müssen Anfangsbedingungen festgelegt werden (Beispiel):

$p = 40/\text{ns}$; $\tau_R = 30 \text{ ns}$; $\tau_2 = 30 \mu\text{s}$; $\Delta t = 10 \text{ ns}$; $n_2^* = 0$; $q^* = 10^{-4}$ (durch spontane Emission).

Berechnung: for(i=1, t=0 ; i<1000 ; i++) {
 t = t + Δt ;
 berechne q mit Gl. (1);
 berechne n_2 mit Gl. (2);
 }





Löcher in Glas, gebohrt mit Laserimpulsen unterschiedlicher Zeitdauer.

Kenndaten gepulster Laser

W: Pulsenergie in Joule

τ : Pulsdauer

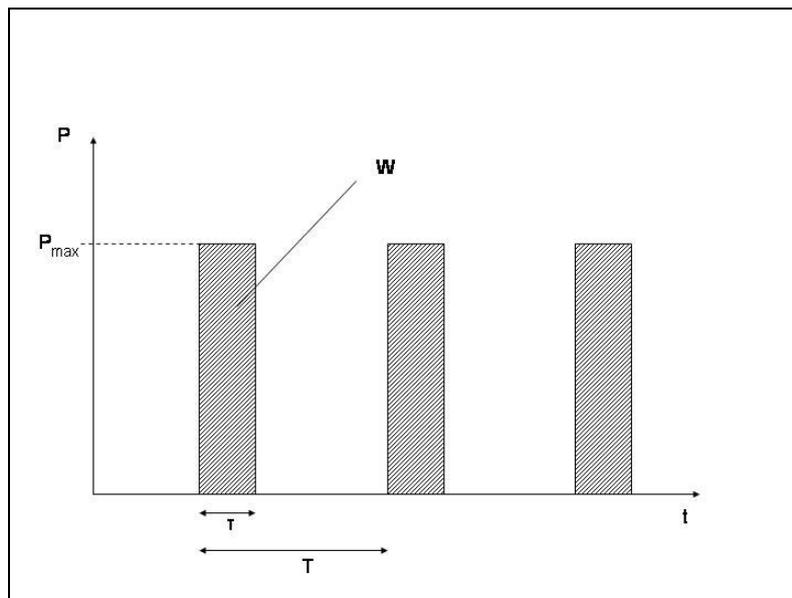
T : zeitlicher Pulsabstand

f : Pulswiederholfrequenz

P_{\max} : Pulsspitzenleistung in Watt

P_m : mittlere Pulsleistung in Watt

$$P_{\max} = \frac{W}{\tau}$$
$$P_m = \frac{W}{T} = W \cdot f$$



Erzeugung von Laserpulsen:

Zweck: Erzeugung von großen Laserleistungen. $Leistung = Energie/Zeit$.

a.) Q - switch oder Kreisgütemodulation. Schalten der Resonatorbedingungen.

1.) Mechanisch: durch Drehspiegel, siehe Bild.

Nachteil: Der Abstand der Pulse untereinander kann nicht verändert werden. Dies ist für eine Signalübertragung z.B. nicht brauchbar.

2.) Optische Schaltung, siehe Bild.

Eine Pockelszelle z.B. aus KDP dreht bei Anlegen einer Spannung die Polarisationssebene.

P_1 und P_2 sind um 90° gekreuzt. Keine Spannung \Rightarrow Resonator ist gesperrt. Anlegen der Spannung: Pockelszelle wirkt wie ein $\lambda/2$ - Plättchen $\Rightarrow 90^\circ$ - Drehung der Polarisationssebene \Rightarrow Der Resonator ist aktiv.

Für die Ausgangsstrahlen gilt: Beide sind polarisiert.

Die Impulsfolge ist beliebig schaltbar. Die minimale Pulslänge ist ungefähr 1 ns.

b.) Gepulste Anregung: Durch Blitzlampen oder Halbleiterlaser.

Richtwerte bei Festkörperlaser:

gepulste Anregung:	$\approx 10 \mu\text{s}$
mechanische Güteschaltung:	$\approx 1 \mu\text{s}$
optische Güteschaltung:	$\approx 1 \text{ ns}$
Modenkopplung:	$\approx 5 \text{ fs } (10^{-15} \text{ s})$

Hieraus folgen Leistungen bis in den GW-Bereich. Die Schwierigkeiten sind: Kleinste Absorptionen führen zu Erwärmung und Zerstörung des jeweiligen Bauelements.

c.) Modenkopplung: "mode-locking" der longitudinalen Moden.

Angestrebt wird die Anregung vieler longitudinaler Moden mit fester, gleicher Anfangsphase.

Longitudinale Moden: $f_q = q \frac{c}{2L} = \frac{q}{T}$, T : Umlaufzeit im Resonator.

Die zeitabhängige Feldstärkeamplitude an einem Ort im Resonator der Länge L ist dann die Summe aus den N - Moden:

$$E(t) = \sum_{q=q_0}^{q_0+N} E_q \cos(2\pi f_q t + \varphi_q) = \sum_{q=q_0}^{q_0+N} E_q \cos(2\pi q \frac{t}{T} + \varphi_q)$$

Die Anregung der Moden mit fester Anfangsphase geschieht durch sinusförmige Modulierung der optischen Weglänge im Resonator mit der Frequenz, die dem Modenabstand entspricht, und starkes Pumpen. Es ist heute möglich $N > 10^5$ Moden zu koppeln.

Die Halbwertsbreite der Pulse beträgt: $\Delta\tau \approx \frac{1}{N \Delta f} = \frac{T}{N}$.

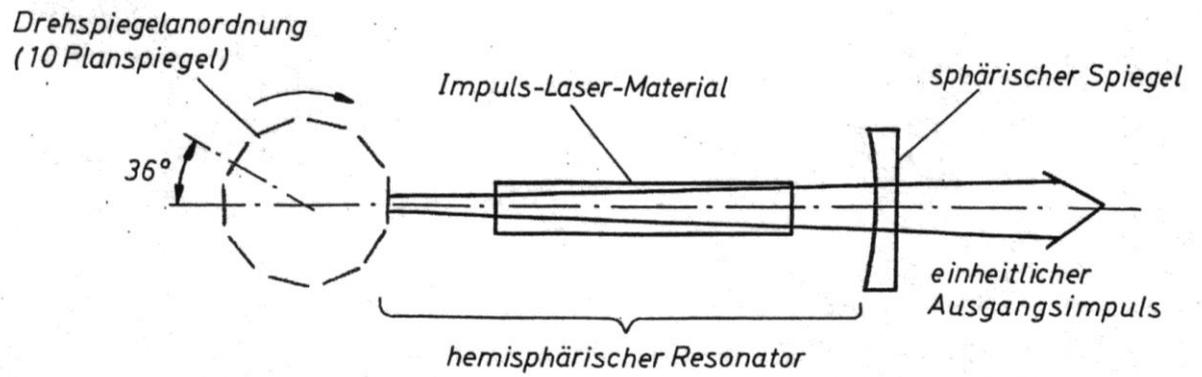


Bild 5.12. Impuls-Laser-Modulation mit einem Drehspiegel

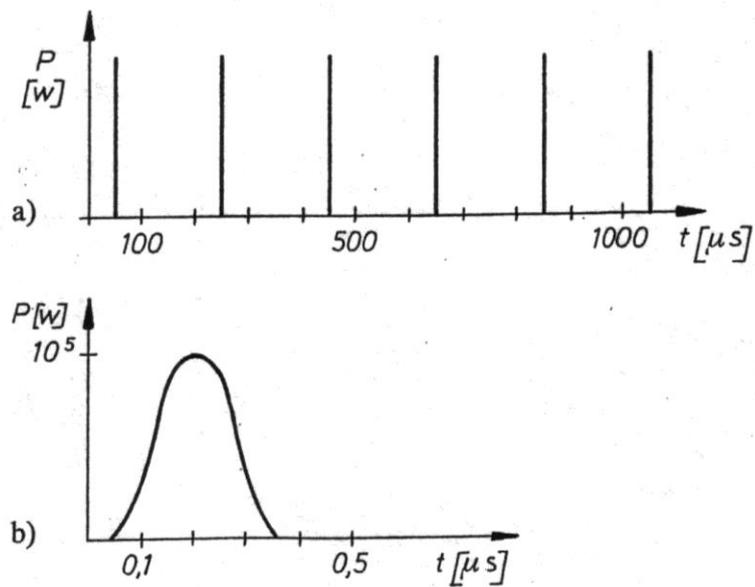


Bild 5.13. Ausgangsimpulse der Laser-Anordnung nach Bild 5.12. a) Zeitmaßstab über mehrere Impulse, b) Zeitmaßstab für einen Impuls aus der in a) dargestellten Folge gedehnt

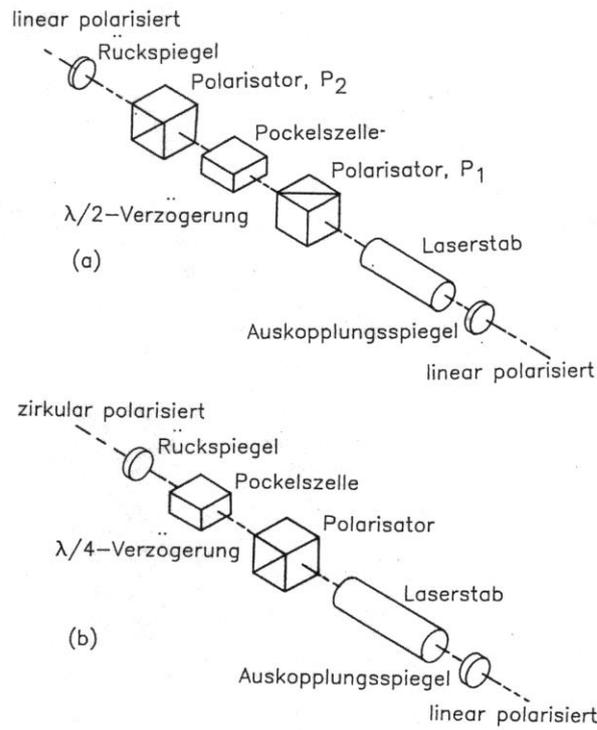
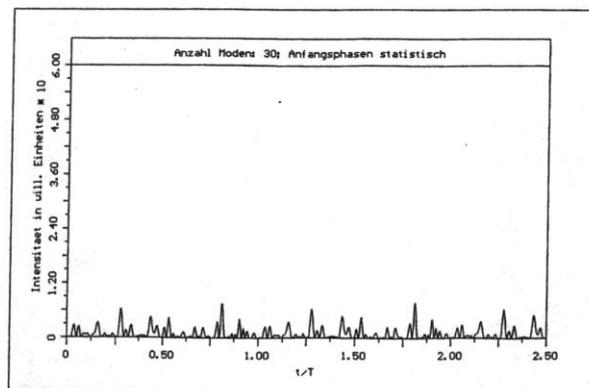
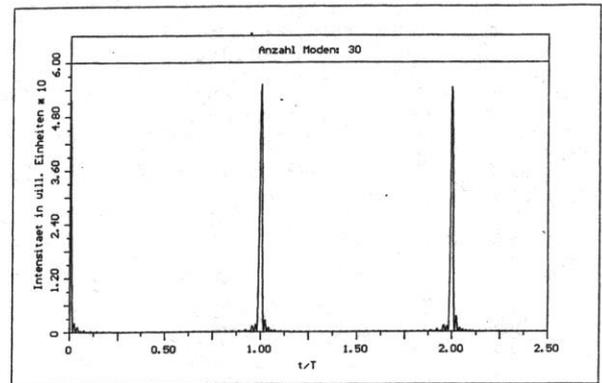
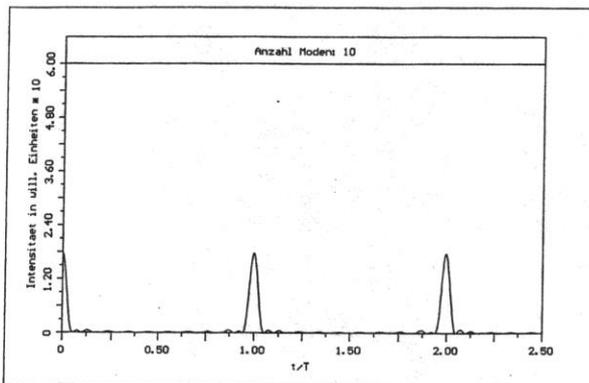
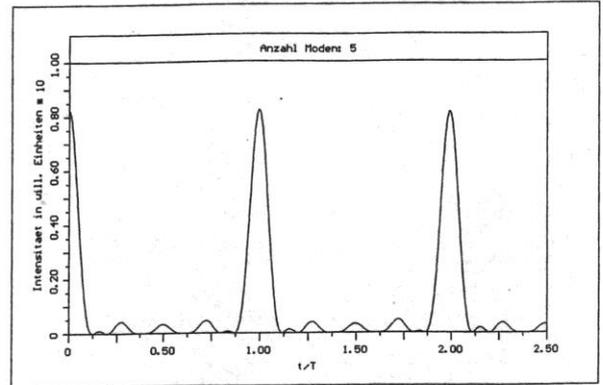
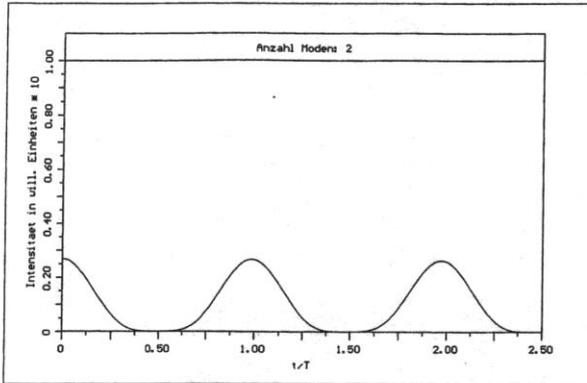
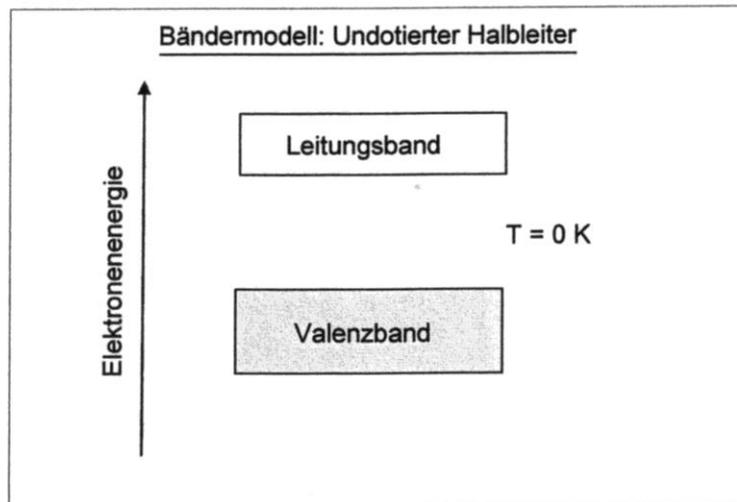


Bild 17.4 a,b. Elektrooptische Güteschaltung (nach Koechner). (a) Anordnung mit $\lambda/2$ -Spannung, beim Einschalten wird der Resonator durchlässig, (b) Anordnung mit $\lambda/4$ -Spannung, beim Abschalten der Spannung wird der Resonator durchlässig



Der Halbleiterlaser:

Der Halbleiterlaser wurde seit 1970 kontinuierlich entwickelt.



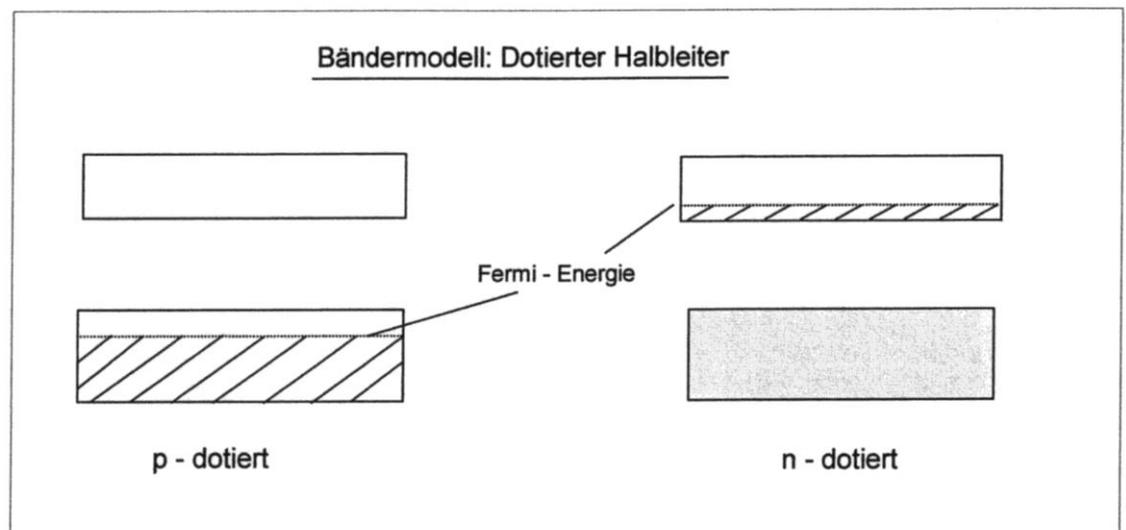
Halbleiter sind z.B. Ge, Si, siehe Periodensystem Gruppe III, IV, V.

N-Dotierung mit z.B. Phosphor oder Arsen oder Antimon.

P-Dotierung mit z.B. Aluminium, Gallium, Indium.

Siehe hierzu Bild Kristallgitter.

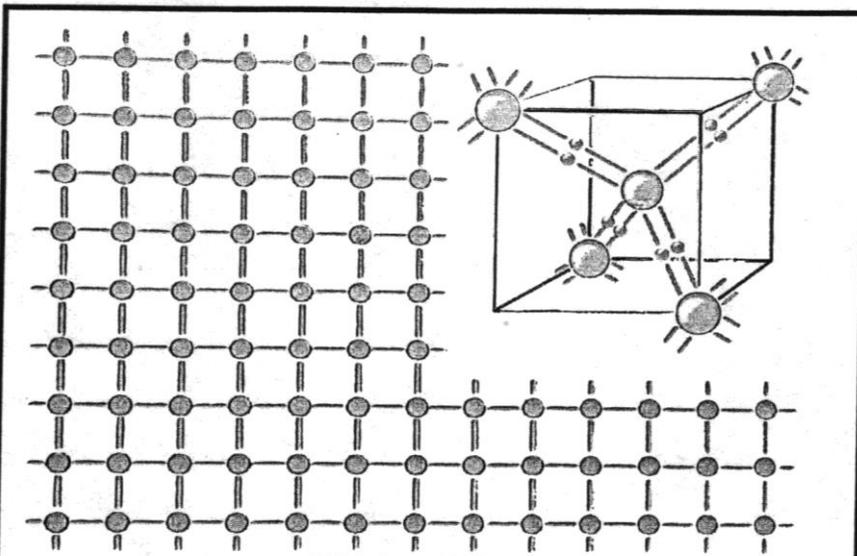
Die folgende Abbildung zeigt das Bändermodell eines dotierten Halbleiters.



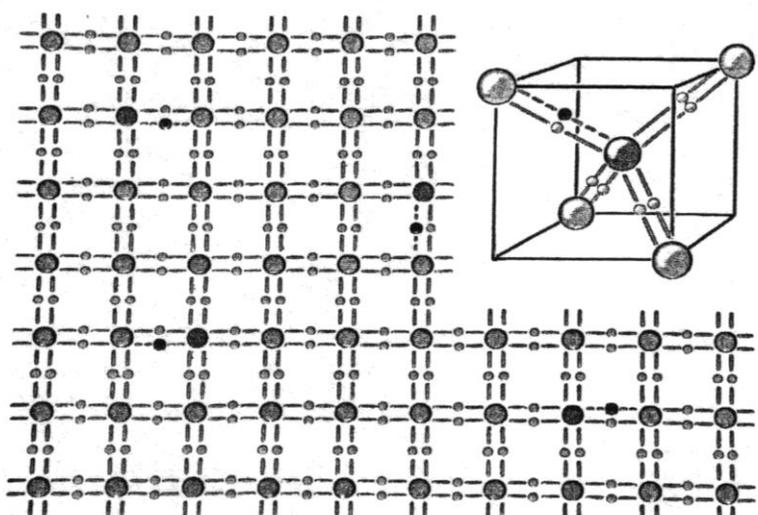
Beim p-n-Übergang entsteht durch Elektronendiffusion eine Potentialdifferenz, s. Bild.

Den Laserresonator erzeugt man durch Verspiegeln oder Polieren der Endflächen. Polieren reicht meist wegen des großen Unterschieds des Brechungsindex (GaAs $\rightarrow n = 3,6$).

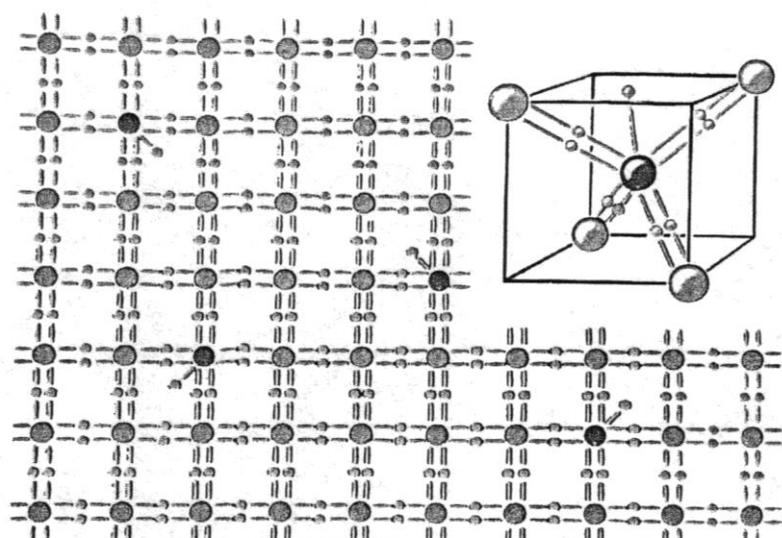
Wichtige Größen für den Betrieb der Laserdiode sind der Strom I und die Temperatur T.



Silizium, undotiert

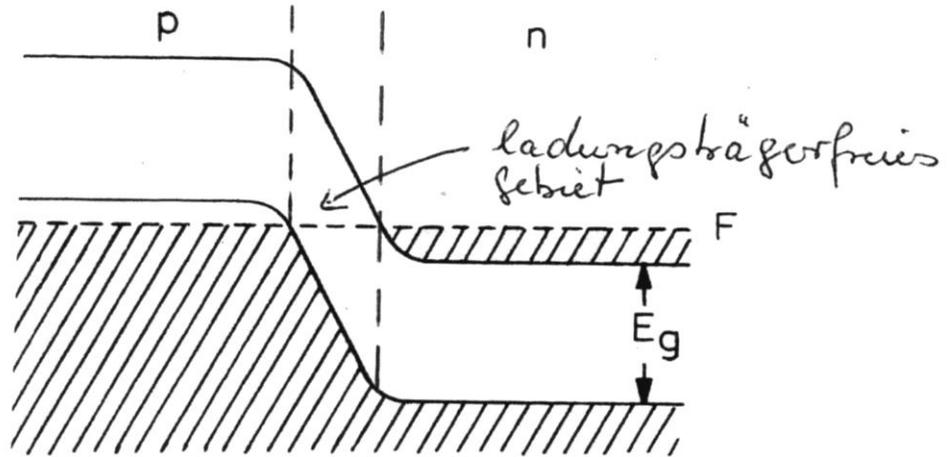


Silizium, p-dotiert (Aluminium, Gallium oder Indium)

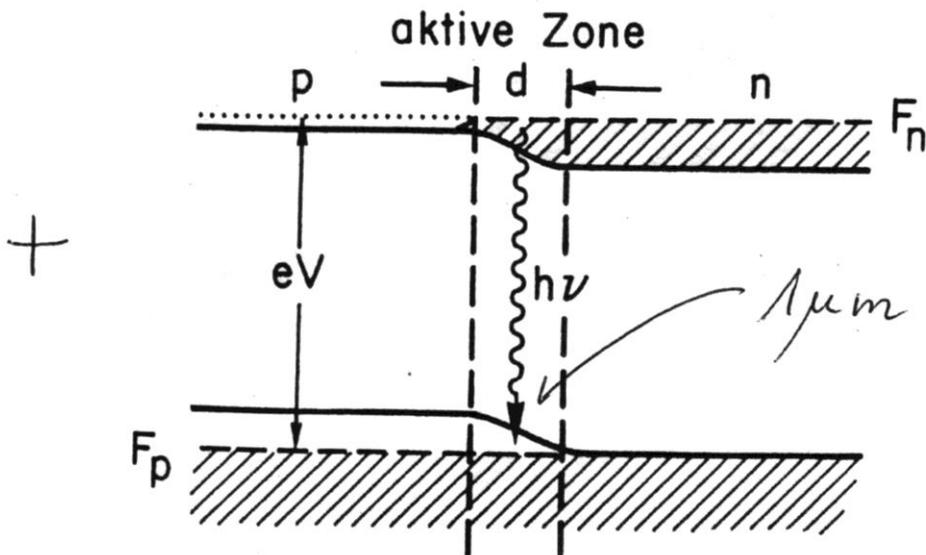


Silizium, n-dotiert (Phosphor, Arsen oder Antimon)

p-n-Übergang ohne angelegte Spannung



p-n-Übergang mit angelegter Spannung V in Durchlaßrichtung.



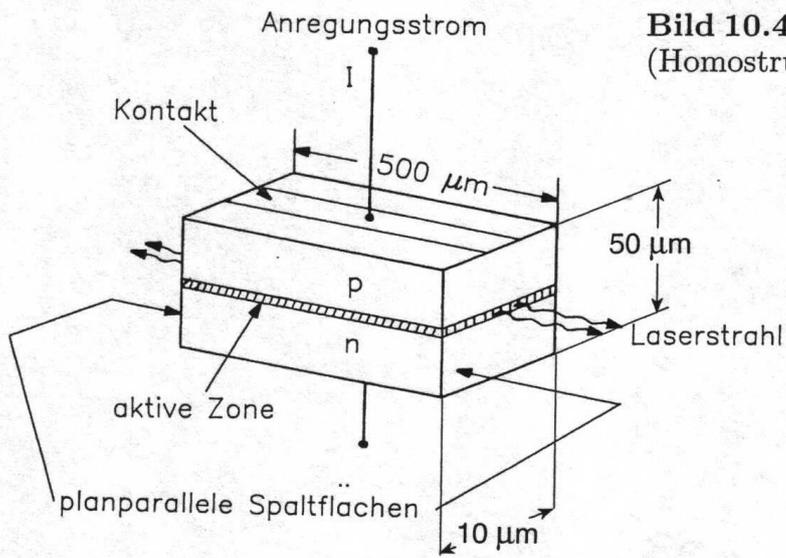


Bild 10.4. Aufbau eines Diodenlasers (Homostruktur) (nach Bleicher)

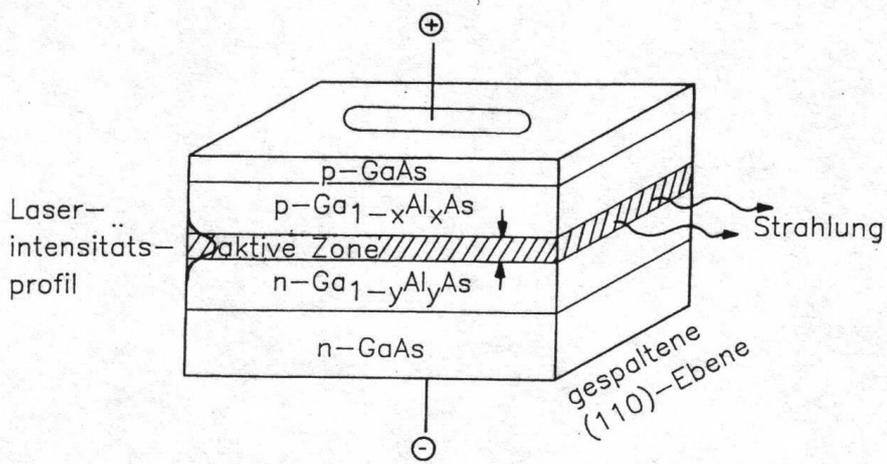


Bild 10.5. Aufbau eines Diodenlasers mit Doppel-Heterostruktur (nach Kneubühl, Sigrist)

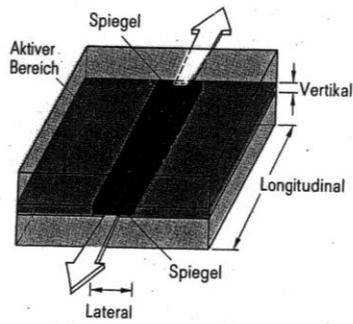


Bild 1 Räumliche Begrenzung des aktiven Bereichs einer Laserdiode: longitudinal durch die Resonatorspiegel, vertikal durch die Heteroschichtfolge und lateral durch zusätzliche innere Strukturierung

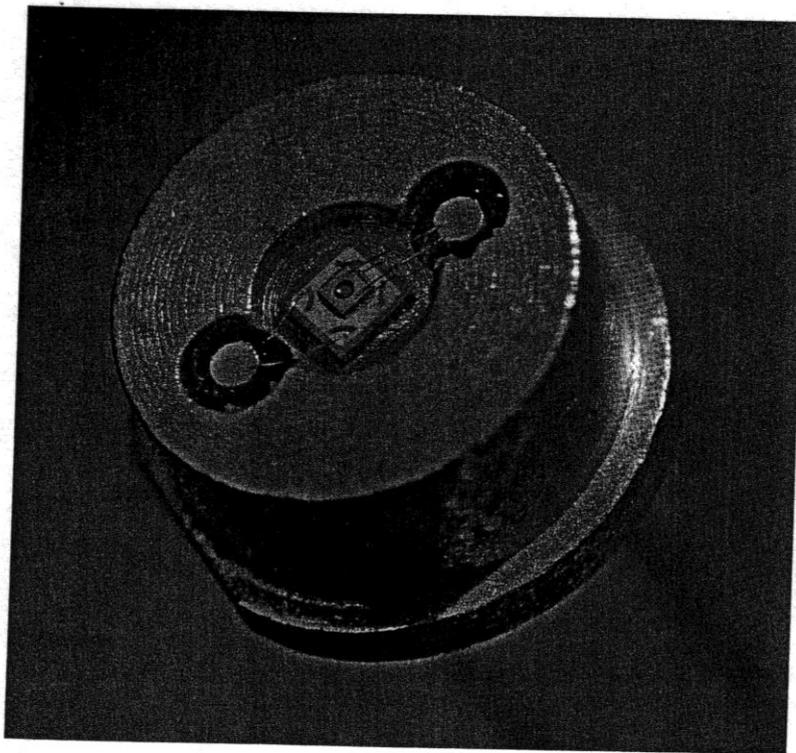


Bild 6 Hochleistungsdiode SFH 404 aus AlGaAs/GaAs für eine Wellenlänge von 830 nm

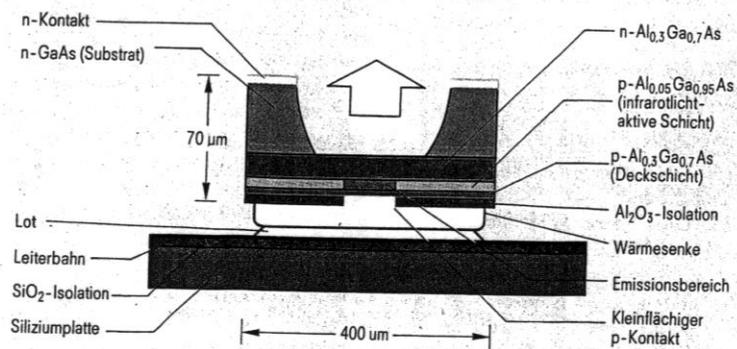


Bild 7 Schematischer Aufbau der Hochleistungsdiode SFH 404 aus AlGaAs/GaAs

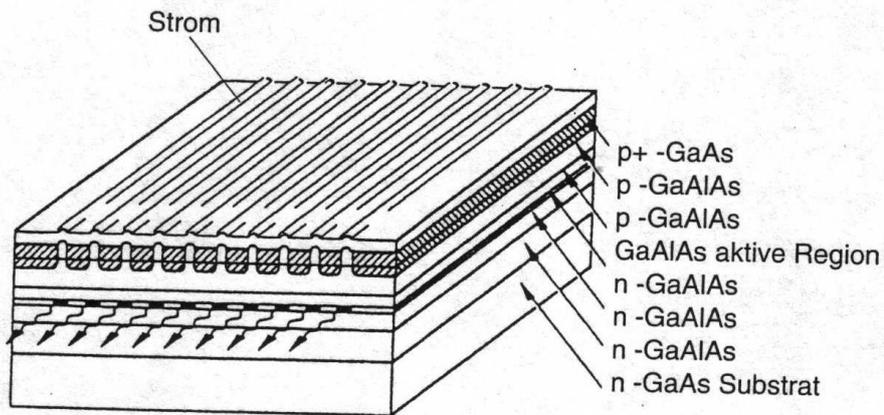


Bild 10.9. Diodenlaser-Array aus mehreren parallel angeordneten Laserdioden-Streifen („multi-stripe gain-guided array“)

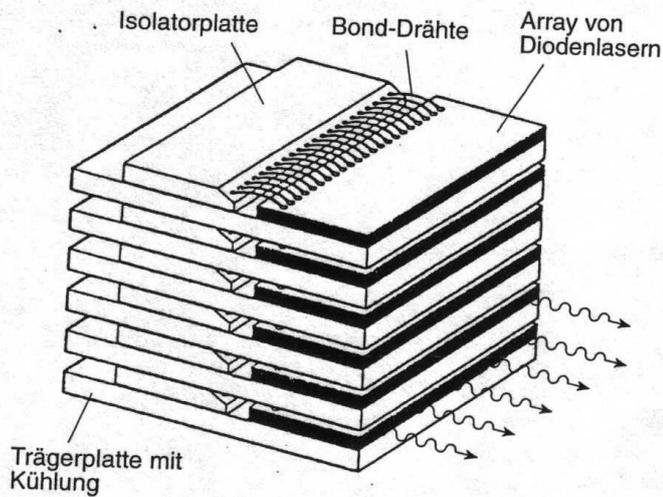


Bild 10.10. Stapel oder Stack von Laserarrays (nach Peuser, Fa. Daimler-Benz, Ottobrunn)

Einige Halbleiterlasertypen:

GaAlAs	880 - 1080 nm	IR
InGaAs	880 - 1080 nm	IR
InGaAsP	1300 - 1550 nm	IR
InGaAlP	630 - 730 nm	VIS
GaInAsSb	1950 nm	FIR
GaN	um 400 nm	blau.

Eigenschaften:

Kein paralleler Strahl ohne Optik. Auch Beugungseffekte.

Die Wellenlänge ist veränderbar, $\approx 20\%$.

Der Laser ist modulierbar bis 10 GHz über den Strom I.

Der Halbleiterlaser ist klein, $\approx 100 \mu\text{m}$. Er hat eine Kohärenzlänge von 30 m.

Typische Anwendungen:

Pumpen von Festkörperlasern.

Nachrichtenübertragung (Lichtleiter).

CD- und DVD-Spieler.

Laserpointer.

Leistungen:

Eine Laserdiode: 200 mW;

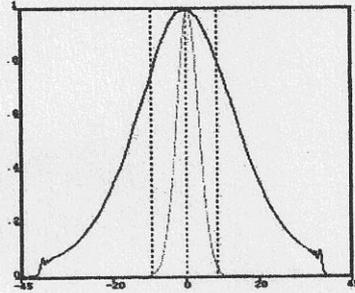
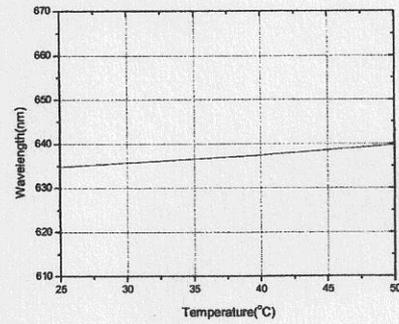
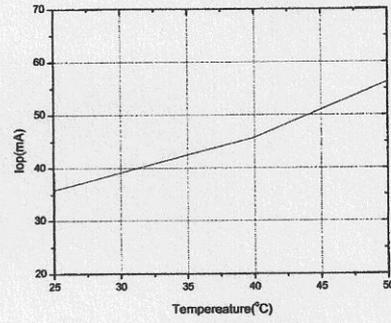
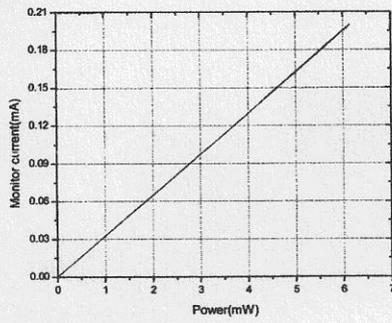
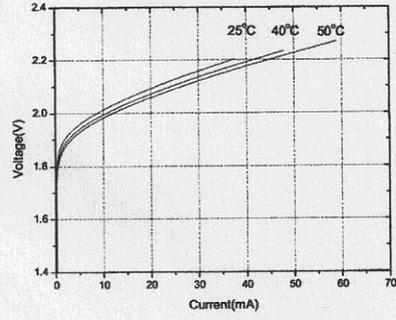
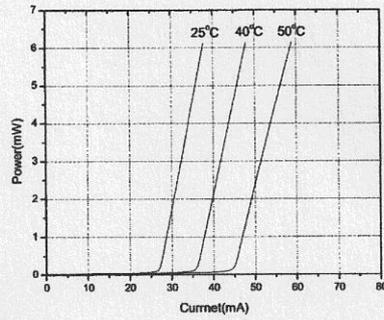
ein Array: 100 W;

ein Stack: einige kW.

AlGaInP Visible Laser Diode

ADL-63054TL

DATE : 2005/10/18 Ver 1.0



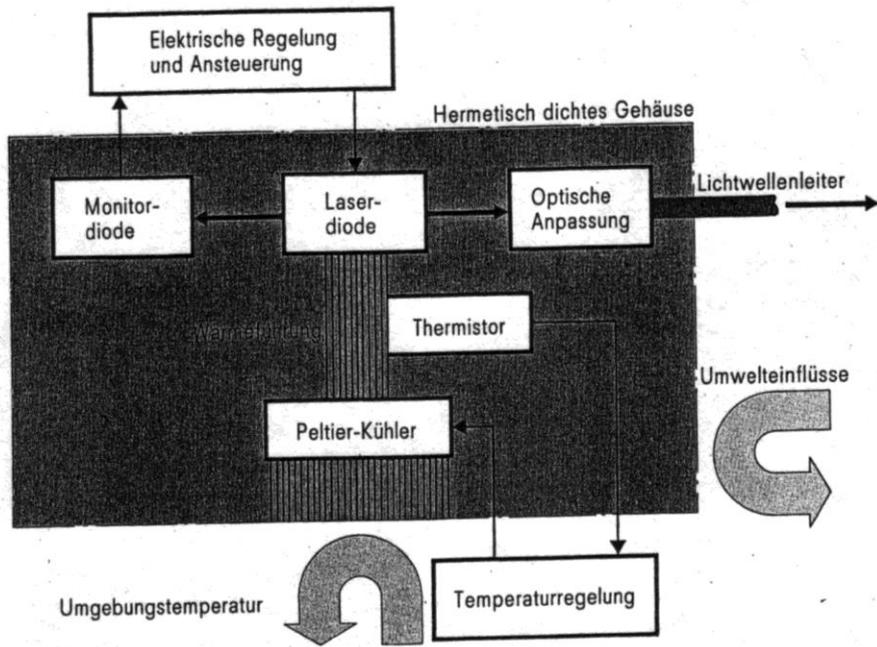


Bild 4 Modulares Aufbauprinzip des Lasersenders

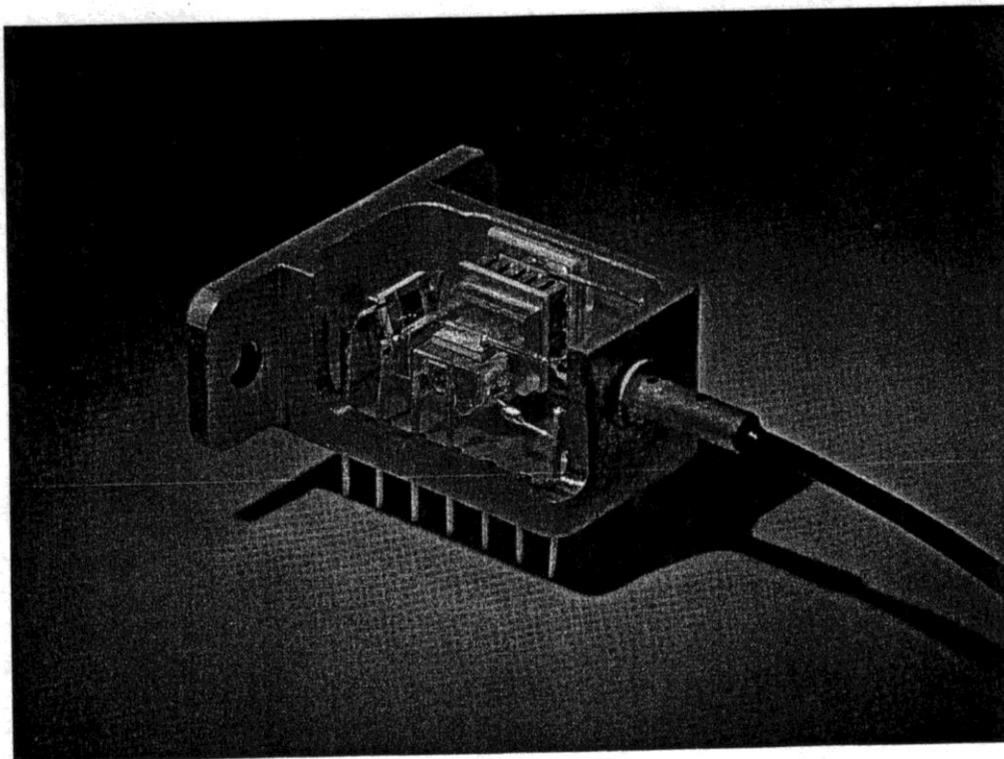
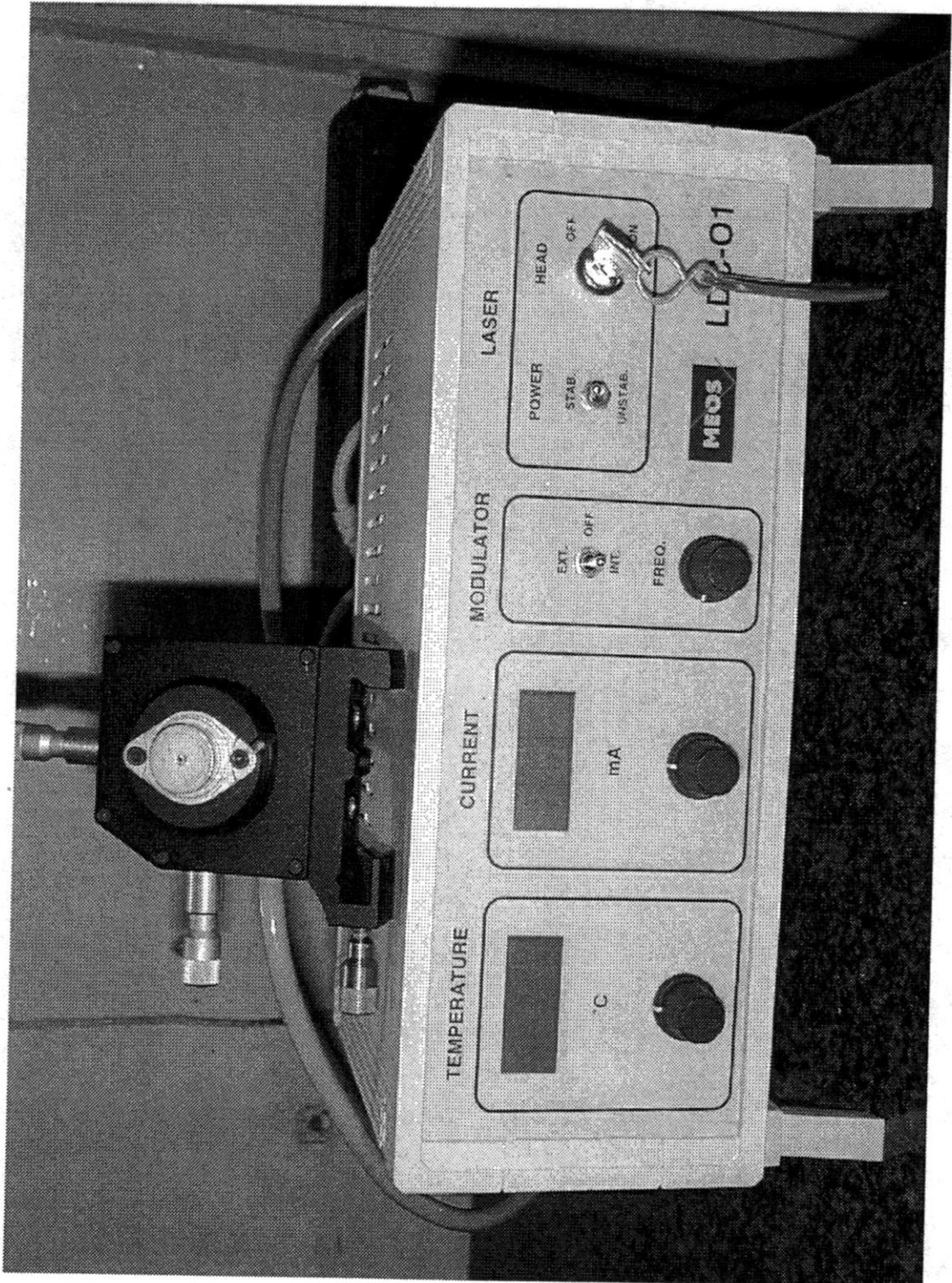


Bild 5 Lasermodul SFH 408 mit Monitor-diode, Laserdiode, angekoppelter Anschlußfaser und Heißleiter (von links) sowie Peltier-Kühler (am Gehäuse)



Das Laser - Doppler - Anemometer

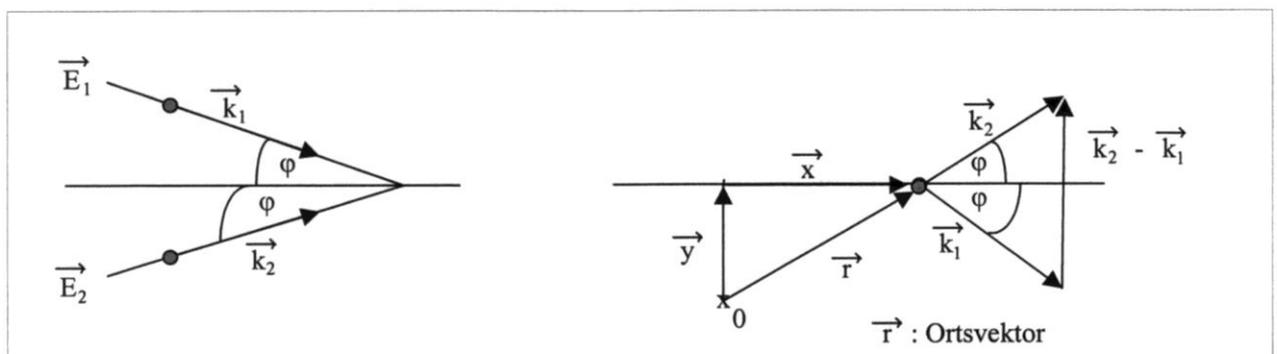
Die Laser-Doppler-Anemometrie ist ein Meßverfahren zur Bestimmung von Geschwindigkeiten. Der Vorteil des Verfahrens ist die berührungslose Messung und das nahezu punktförmige Meßvolumen.

Dies gestattet u.a. auch die Messung von Geschwindigkeitsprofilen.

Es werden allerdings Streuteilchen (Oberflächenrauigkeiten, Teilchen in Flüssigkeiten) benötigt, die das Laserlicht streuen. Das ist nicht unbedingt ein Nachteil des Meßverfahrens.

Meßprinzip: Durch einen Strahlteiler wird ein Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, die sich dann unter einem Winkel kreuzen. In dem Überlagerungsvolumen entstehen Interferenzstreifen. Ein Teilchen, das dieses Interferenzstreifenfeld durchquert, streut Laserlicht in Abhängigkeit von seiner Geschwindigkeit, dem Kreuzungswinkel und der Laserwellenlänge.

Diese Abhängigkeit wird im Folgenden berechnet.



$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \exp[j(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega t)] \quad ; \quad \vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \exp[j(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega t)]$$

mit $|\vec{E}_{01}| = |\vec{E}_{02}| = E_0$, da ein 1:1 Strahlteiler vorliegt.

Interferenz:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Intensität:

$$I \sim |\vec{E}|^2 = \vec{E} \cdot \vec{E}^* = |\vec{E}_1 + \vec{E}_2| \cdot |\vec{E}_1^* + \vec{E}_2^*|$$

Durch Ausmultiplizieren erhält man:

$$I = E_{01}^2 + E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \exp(j[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r}]) + E_{01} E_{02} \exp(-j[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r}])$$

$$I = 2E_0^2 + 2E_0^2 \cos[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r}].$$

Daraus folgt: Es existieren Minima und Maxima.

Für die Maxima gilt die Bedingung:

$$(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r} = m \cdot 2\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Siehe obige Abbildung:

$$\vec{r} = \vec{x} + \vec{y}$$

$$\underbrace{(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{x}}_0 + (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{y} = m \cdot 2\pi$$

0, wegen 90°.

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_x - \vec{k}_y ; \quad \vec{k}_2 = \vec{k}_x + \vec{k}_y$$

$$|\vec{k}_1 - \vec{k}_2| = |-2\vec{k}_y| = 2k_y$$

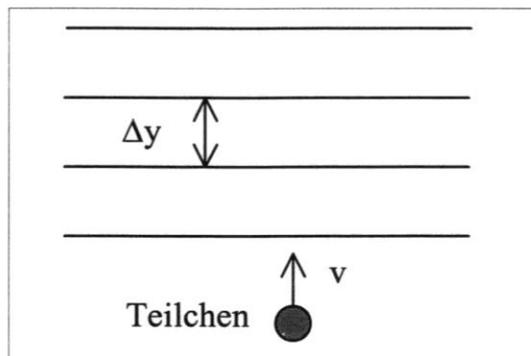
$$(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{y} = 2 |\vec{k}_y| |\vec{y}| \cos(0) = 2 k_y y$$

$$k_y = |\vec{k}| \sin(\varphi) = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\varphi)$$

Daraus folgt: Die Maxima liegen bei

$$2 \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\varphi) y = m 2\pi. \quad \Rightarrow \quad y_m = \frac{m \lambda}{2 \sin(\varphi)} \quad \text{oder}$$

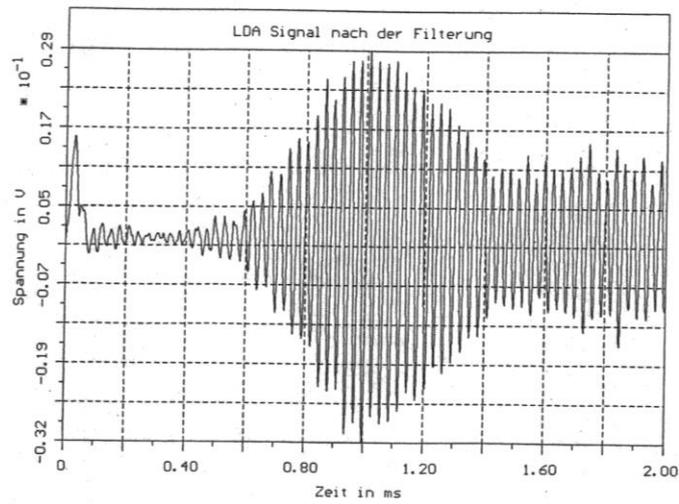
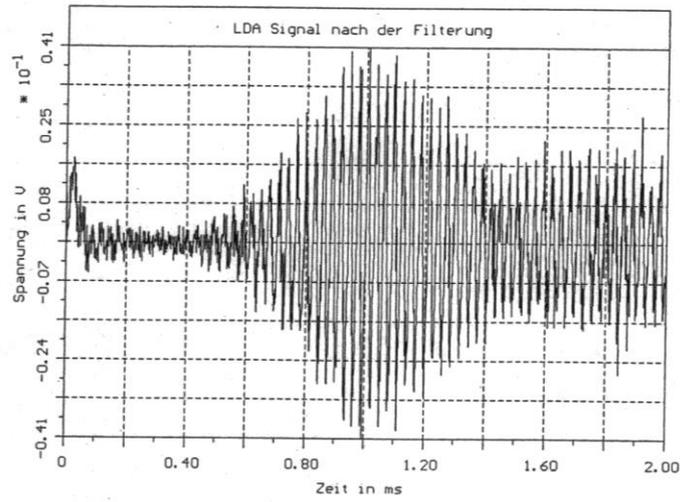
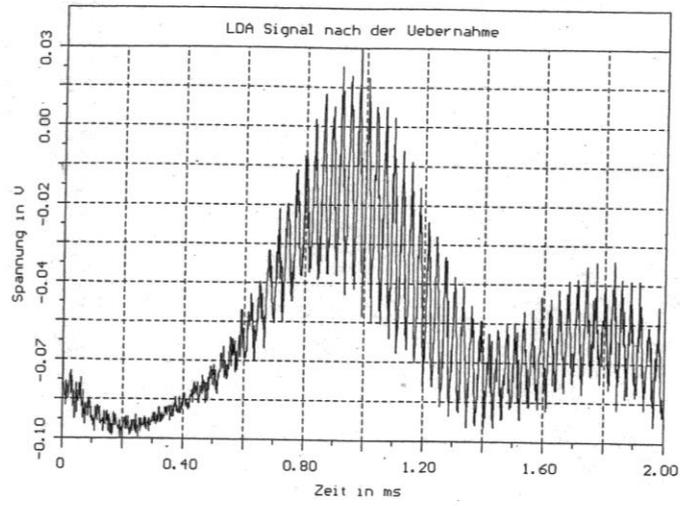
$$\Delta y = \frac{\lambda}{2 \sin(\varphi)} \quad \text{Abstand der Maxima.}$$



Durchqueren Teilchen das Interferenzfeld, entsteht Streulicht der Frequenz f . T sei die Laufzeit des Teilchens von einem Maximum zum nächsten Maximum.

$$v = \frac{\Delta y}{T} \quad \text{mit} \quad f = \frac{1}{T}, \quad \text{also} \quad f = \frac{v}{\Delta y} = \frac{v 2 \sin(\varphi)}{\lambda}$$

$$v = \frac{f \lambda}{2 \sin(\varphi)}$$



Frequenz = 33.82 kHz, (46 Perioden)

Geschwindigkeit = 0.151 m/s

