

Rüdiger Scholz

Laserphysik

foeXLab/Schülerlabor Hannover
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	2
Literatur	2
1 Laser als Lichtquelle: Wellenlängenbereich von Lasern.....	4
2 Bestandteile des Lasers	5
3 Ein wenig Geschichte	5
4 Pumpprozess und Besetzungszahlinversion	6
4.1 Besetzungszahlen.....	6
4.2 Longitudinale/transversale Moden	7
4.3 Beispiel: Grüner Laserpointer	7
5 Eigenschaften des Strahlungsfeldes	8
Impressum	9

Literatur

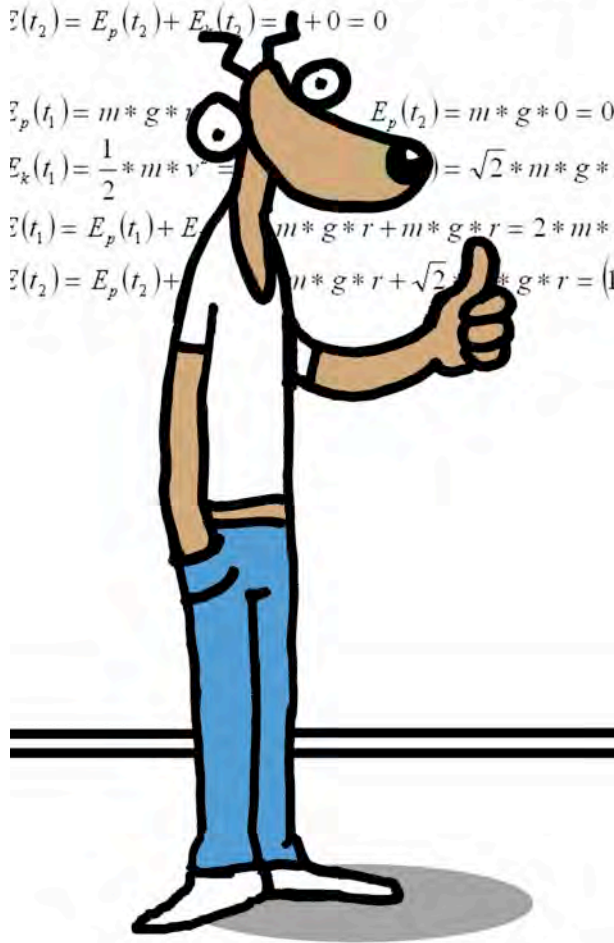
Hinweis zur Quellennutzung: Auch wenn ich bemüht war, wirklich sämtliche Quellen deutlich zu benennen, so ist leider nicht auszuschließen, dass einzelne Gedankengänge eingeflossen sind, deren Herkunft ungenannt blieb, weil sie nicht mehr präsent war. Ich bitte dies zu entschuldigen. Nach einem entsprechenden Hinweis würde ich das angemessen korrigieren.

Laserphysik im foeXLab/Schülerlabor

Hannover

$$\begin{aligned}
 E_p(t_1) &= m \cdot g \cdot r & E_p(t_2) &= m \cdot g \cdot 0 = 0 \\
 E_k(t_1) &= \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = m \cdot g \cdot r & E_k(t_2) &= 0 \\
 E(t_1) &= E_p(t_1) + E_k(t_1) = m \cdot g \cdot r + m \cdot g \cdot r = 2 \cdot m \cdot g \cdot r \\
 E(t_2) &= E_p(t_2) + E_k(t_2) = 0 + 0 = 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_p(t_1) &= m \cdot g \cdot r & E_p(t_2) &= m \cdot g \cdot 0 = 0 \\
 E_k(t_1) &= \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = \sqrt{2} \cdot m \cdot g \cdot r \\
 E(t_1) &= E_p(t_1) + E_k(t_1) = m \cdot g \cdot r + \sqrt{2} \cdot m \cdot g \cdot r = (1 + \sqrt{2}) \cdot m \cdot g \cdot r \\
 E(t_2) &= E_p(t_2) + E_k(t_2) = 0 + 0 = 0
 \end{aligned}$$



1 Laser als Lichtquelle: Wellenlängenbereich von Lasern

Laserphysik ist ein Kerngebiet der Quantenoptik; zahlreiche Querbezüge zu anderen Bereichen der Physik und Ingenieurwissenschaften machen sie zu einem spannenden aber auch herausfordernden Arbeitsfeld. Damit wird aber auch plausibel, das eine kurze Einführung wirklich nur ganz speziell ausgewählte Inhalte liefern kann. Um dieses Problem ein wenig abzumildern, beginnen wir mit einer einfachen Liste wichtiger Themen, Begriffe und Phänomene ohne tiefere Erklärungen

- **Dispersion.** Der Brechungsindex beschreibt auf einfachste Weise die Wechselwirkung von Licht mit Materie. Das an den Atomen eines Materials gestreute Licht überlagert sich gegenseitig und mit dem eingestrahlenen Licht zu einem Feld, das sich langsamer ausbreitet als Licht im Vakuum. Das Verhältnis dieser Ausbreitungsgeschwindigkeiten $c(\text{Vakuum})/c(\text{Materie}) = n$ heißt Brechungsindex. Die Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge $n = n(\lambda)$ nennt man Dispersion.
- **Quantentheorie des elektromagnetischen Feldes.** Seit Albert Einstein die Planck'sche Quantenidee auch auf das Licht selbst bezogen hat, werden zunehmend bessere Quantentheorien des Lichts entwickelt. Derzeit übertrifft die QED, die Quantenelektrodynamik alle anderen Theorien der Physik an Genauigkeit (10^{-12}).
- **Interferometer.** Die Interferenz von Wellen und Quanten hat sich zu dem zentralen Messverfahren in der ultragenauen und -empfindlichen Metrologie entwickelt. Ein aktuelles Beispiel ist die Entdeckung der Gravitationswellen. Die Geräte/Aufbauten/Versuche, die Interferenzen aufspüren und untersuchen nennt man Interferometer. Beispiele sind: Michelson-I., Mach-Zehnder-I., Doppelspalt-I.,
- **Ebene Wellen.** Die einfachsten Lösungen der Maxwell-Gleichungen sind Wellen, deren Phasenflächen unendlich weit ausgedehnt und eben sind und deren Dauer unbegrenzt ist: $E(t) = E_0 \cdot \cos(\omega t - k \cdot z)$. Solche Wellen sind Lösung der Maxwell-Gleichung aber physikalisch völlig unsinnig, weil die dem Energiesatz widersprechen. Allerdings kann man mit ihnen gut rechnen.
- **Unschärferelation.** Diese Relation ist ein besonderes Wesensmerkmal der Quantenphysik. Bestimmte Observable X und Y sind nicht gleichzeitig mit beliebiger Präzision messbar, es gilt vielmehr eine Relation die die jeweiligen Messgenauigkeiten beschränkt: $\Delta X \cdot \Delta Y \geq 1$. In Experimenten der Quantenoptik unterliegen die Genauigkeiten, mit der die Phase ϕ des Strahlungsfeldes und die Anzahl n der Photonen (entspricht klassisch der Intensität) gemessen werden können einer solchen Unschärferelation: $\Delta \phi \cdot \Delta n \geq 1$.
- **Lichtfluktuationen.** Auch wenn es nicht so aussieht, so ist die Intensität von Strahlungsfeldern nie wirklich konstant. Allerdings erfolgen diese Fluktuation meistens so schnell, dass wir sie mit den handelsüblichen Detektoren zeitlich nicht auflösen können. Misst man z. B. die Fluktuationen von Laserlicht aus, so findet man eine Wahrscheinlichkeitsverteilung (Poissonverteilung der Photonen) mit der bestimmte Intensitäten auftreten. Die mittlere Intensität $\langle I \rangle$ einer monochromatischen Lichtquelle der Frequenz f ist definiert als die mittlere Leistung $\langle P \rangle = \langle W \rangle / \Delta t$ dividiert durch die ausgeleuchtete Fläche A . Daraus lässt sich die mittlere Anzahl $\langle n \rangle$ der Photonen mit der Energie $h \cdot f$ in einem Strahlungsfeldpuls der Dauer Δt berechnen:

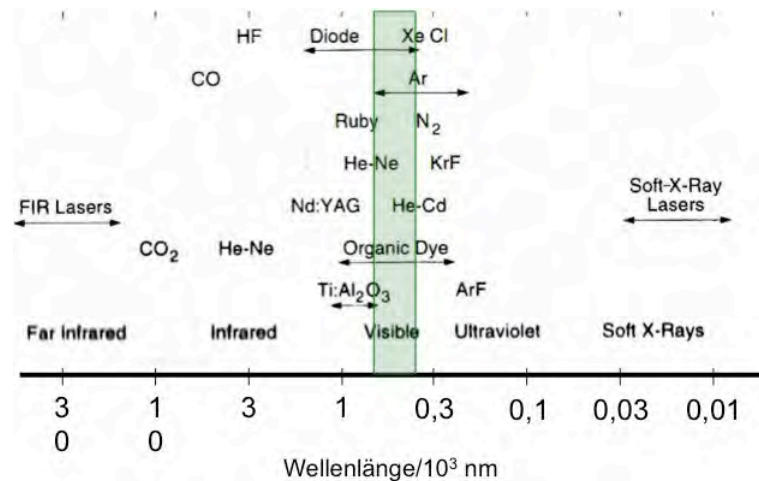
$$\left. \begin{aligned} \langle W \rangle &= \langle P \rangle \Delta t = \langle n \rangle \cdot h f \Rightarrow \langle n \rangle = \langle P \rangle \frac{\Delta t}{h \cdot f} \\ \langle I \rangle &= \frac{\langle P \rangle}{A} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \langle n \rangle = \langle I \rangle \frac{A \Delta t}{h \cdot f} .$$

Für die Unsicherheit Δn , mit der die Intensitätsmessung erfolgt, findet man dann: $(\Delta n)^2 = \langle n \rangle$.

- **Der Photoelektrische Effekt.** Ist die Frequenz f , mit der eine Metalloberfläche beleuchtet wird größer als eine Grenzfrequenz f_G , werden Elektronen aus dem Metall befreit, deren kinetische Energie W_{kin} linear mit der Frequenz zunimmt. A. Einstein wurde für seine quantenphysikalische Interpretation dieses Effektes mit dem Nobelpreis belohnt. Photonen der Energie $h \cdot f$ aus dem Strahlungsfeld übertragen danach diese Energie auf die Elektronen. Ist die Photonenenergie größer als die Austrittsarbeit, die nötig ist, um die Elektronen zu befreien, $h \cdot f > W_A$, steht der Differenzbetrag $\Delta W = h \cdot f - W_A$ für die Beschleunigung der Elektronen zur Verfügung: $W_{\text{kin}} = \Delta W = h \cdot f - W_A$.

- **Spontane Emission vs. induzierte Emission.** Angeregte Atome können die Anregungsenergie durch Abstrahlung von Photonen abgeben. Spontane Emission tritt auf, wenn beeinflusst durch Fluktuationen des Vakuums das angeregte Atom ein Photon abgibt, Richtung und Zeitpunkt der Emission sind unvorhersagbar. Induzierte Emission tritt in Gegenwart eines Strahlungsfeldes auf, das intensiver als das Vakuumfeld ist. Dasselbe Feld, das die Anregung bewirkt hat, induziert die Abgabe eines Photon, kohärent mit dem anregenden.

Vom Infraroten zum nahen UV findet man Lasertypen, die Licht der gewünschten Lichtwellenlänge erzeugen:



Die dabei verwendeten Lasertypen sind sehr unterschiedlicher Art: Unterschiedliche Aggregatzustände (flüssig, fest gasförmig), unterschiedliche Leistungen von Nanowatt bis Gigawatt, teuer oder billig, kontinuierlich oder gepulst. Auch die internen Funktionsarten unterscheiden sich. Ein grundsätzliches Funktionsprinzip wird hier behandelt.

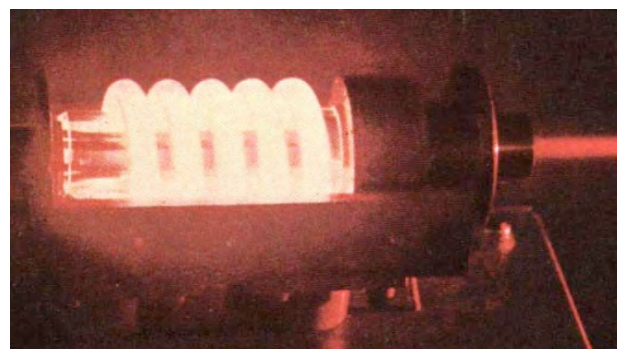
2 Bestandteile des Lasers

- Atome im Laser emittieren Licht, nachdem sie angeregt worden sind (induzierte und spontane Emission). Sie bilden ein verstärkendes Medium in dem eine Inversion der Besetzungszahlen der atomaren Niveaus den natürlichen thermodynamischen Zustand umkehrt: Ein höherliegendes Niveau ist stärker besetzt als ein tiefer liegendes.
- Optische Rückkopplung: Licht wird zwischen Spiegeln resonant reflektiert.
- Im Laser wird Licht, das spontan nach allen Richtungen abstrahlen würde, kollimiert, d. h. in eine Richtung gebracht.
- Laser unterscheiden sich u. a. im Aggregatzustand des Mediums (Gase, Flüssigkeiten, Festkörper)
- Laser unterscheiden sich darin, wie die Energie in das Verstärkungsmedium „eingepumpt“ wird (Gasentladungen, Stromfluss, Blitzlampen oder andere Pumplaser).

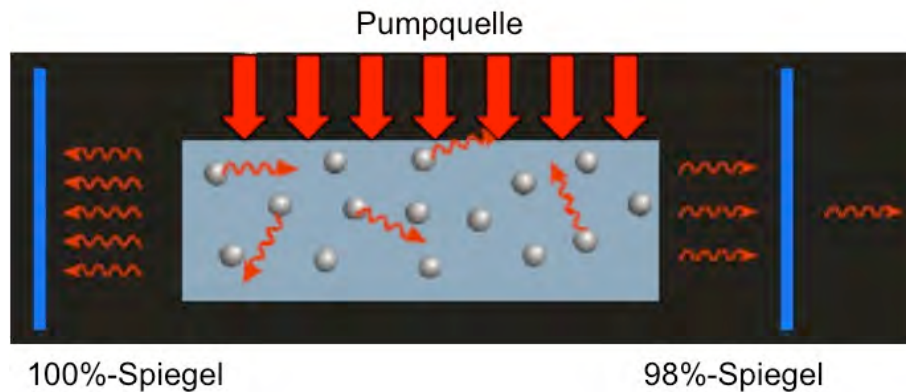
3 Ein wenig Geschichte

Etwa 1958: Arthur Schawlow und Charles H. Townes übertrugen bekannte Verfahren der Erzeugung von Mikrowellenresonatoren auf Lichtresonatoren (theoretische Arbeit).

Pressekonferenz 1960: Theodore Maiman von Hughes Aircraft Company gibt den erfolgreichen Betrieb eines Rubinlaser bekannt (Abb. rechts; Quelle unbekannt).



4 Pumpprozess und Besetzungszahlinversion



- Das Medium verstärkt das Strahlungsfeld durch stimulierte Emission.
- Die Spiegel des Resonators besorgen eine optische Rückkopplung.
- Die Pumpquelle pumpt Energie hinein, um die Besetzungszahl-Inversion zu erzeugen.

4.1 Besetzungszahlen

Damit das Medium des Lasers verstärken kann, muss die induzierte Emission stärker sein, als alle Konkurrenzprozesse, z. B. ihre Umkehrung, die Absorption. Dazu muss *Besetzungszahl-Inversion* herrschen: die Dichte der Atome im oberen Laserzustand (angeregter Zustand) muss größer sein als im unteren Laserzustand (Grundzustand):

$$N_2 > N_1.$$

Dieser Zustand ist nicht leicht zu erreichen. Im thermodynamischen Gleichgewicht geht das z. B. nicht, denn da gilt:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{\Delta W}{k_B T}\right) < 1.$$

Wobei ΔW der Energieabstand zwischen den atomaren Niveaus ist und T die Temperatur. Das führt bestenfalls auf eine Gleichbesetzung bei unendlich großer Temperatur (was es nicht gibt). Man muss also durch „Pumpen“ nachhelfen. Dabei wird den Atomen des Verstärkermedium von außen zusätzlich Energie durch ein Strahlungsfeld zugeführt. Nehmen wir an, wir beleuchten das Medium mit Licht der Frequenz f und der Energiedichte $\rho(f)$. Die Dichte der Atome im Grundzustand nimmt durch Absorption von Strahlung ab:

$$\dot{N}_1|_{\text{Absorption}} = -B_{21} \cdot \rho(f) \cdot N_1.$$

Die Dichte der Atome im angeregten Zustand nimmt in gleicher Weise zu:

$$\dot{N}_2|_{\text{Absorption}} = -\dot{N}_1|_{\text{Absorption}} = B_{21} \cdot \rho(f) \cdot N_2.$$

Induzierte und spontane Emission reduzieren die Dichte angeregter Atome wieder:

$$\dot{N}_2|_{\text{Emission}} = \dot{N}_2|_{\text{spontan}} + \dot{N}_2|_{\text{induziert}} = -\Gamma_s \cdot N_2 - B_{12} \cdot \rho(f) \cdot N_2 = -(\Gamma_s + B_{12} \cdot \rho(f)) \cdot N_2.$$

Jetzt schreiben wir die gesamte Änderung der Dichte der Atome im angeregten Zustand auf, Anregung durch Absorption – Abregung durch Emission:

$$\begin{aligned} \dot{N}_2 &= \dot{N}_2|_{\text{Absorption}} - \dot{N}_2|_{\text{induzierte E}} - \dot{N}_2|_{\text{spontane E}} \\ &= -\Gamma_s N_2 + B_{12} \cdot \rho(f) (N_1 - N_2). \end{aligned}$$

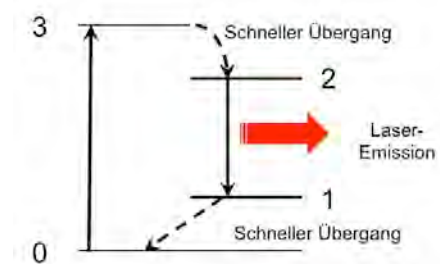
Im stationären Zustand haben wir gleich viel Abregung wie Anregung, also keine Änderung der Dichte angeregter Atome:

$$\dot{N}_2(\text{stationär}) = \dot{N}_1|_{\text{Absorption}} - \dot{N}_2|_{\text{induzierte E}} - \dot{N}_2|_{\text{spontane E}} = 0 \Rightarrow$$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} \cdot \rho(f)}{B_{12} \cdot \rho(f) + \Gamma_s} < 1.$$

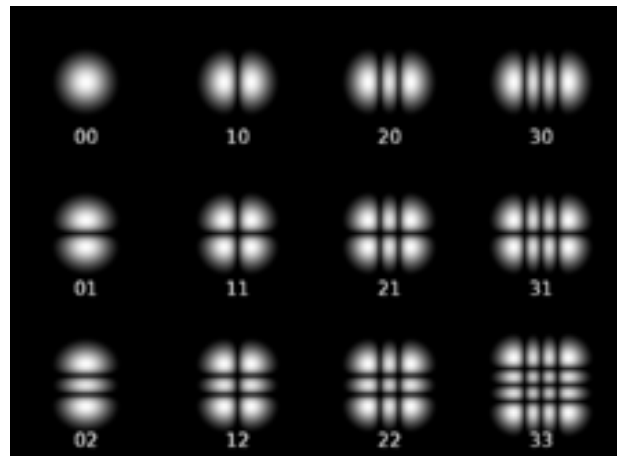
So geht es also auch nicht. Mit einem Zweiniveausystem bekommt man keinen Laser zum Laufen, man benötigt mindestens ein atomares Niveau mehr. Der Rubinlaser ist ein derartiger Dreiniveau-Laser. Pump-Prozess: Bei ihm wird der angeregte Zustand über einen dritten Zustand sehr schnell bevölkert. Der Rubin-Laser lief und es war der erste Laser, der überhaupt lief. Aus Gleichungen wie oben aufgeschrieben lässt sich vorhersagen, welche Pumpleistungen man für bestimmte Medien braucht und mit welchen atomaren System überhaupt Laser laufen können.

Sehr gut eignen sich Vier-Niveau-Systeme (Abb. rechts), in denen das obere Niveau über ein Niveau Nr. 3 schnell bevölkert und das untere noch schneller wieder leer geräumt wird. So lässt sich die notwendige Inversion $N_2 > N_1$ erreichen. Die sog. Laserschwelle, also die minimale Pumpleistung hängt nun von den jeweiligen Übergangswahrscheinlichkeiten ab.



4.2 Longitudinale/transversale Moden

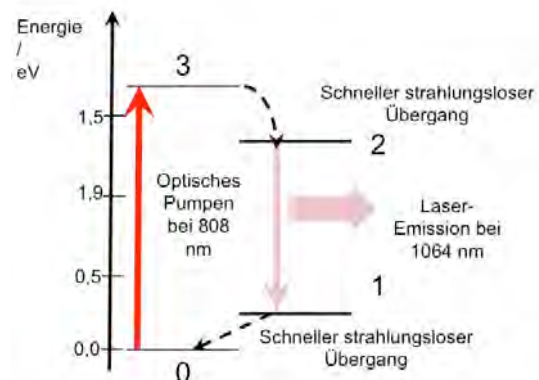
Schließlich muss man sich noch um die Wirkung der Spiegel kümmern. Sie bewirken, dass nur bestimmte Feldverteilungen, sog. Moden, stabil sind. Longitudinale Moden folgen der Forderung, dass nur Vielfache der halben Wellenlänge in den zwische die Spiegel passen ($L_{\text{cav}} = m \cdot \lambda/2$). Transversale Moden sind Ausdruck der Tatsache, dass an den Rändern der Spiegel Beugungserscheinungen auftreten, die zu Feldstärkeknoten und -bäuchen quer zur Ausbreitungsrichtung führen. Die einfachste transversale Mode ist die sog. TEM₀₀-Mode (Abb. rechts). Sie ist kreisförmig und die Intensität nimmt vom Rand zur Mitte gaußförmig zu.



Transversale Modenstruktur bei rechteckigen Spiegeln
Quelle: Wikipedia;

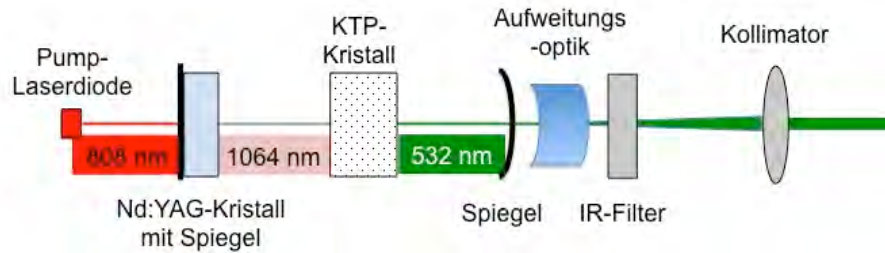
4.3 Beispiel: Grüner Laserpointer

Die Zahl unterschiedlichster Laser-Prozesse durch verschiedene Verstärker-Medien, Pumpprozesse, Spiegelkonfigurationen ist sehr groß. Die Halbleitertechnologie hat die Tür für eine weitere neue Vielzahl z. T. sehr kostengünstiger Laser geführt. Die beliebten Laserpointer gehören dazu. Seit 2012 gibt es Laserdioden, basierend auf dem Halbleiter Indiumgalliumnitrid (InGaN), der grünes Licht abgibt. Bis dahin war das Funktionsprinzip grüner Pointer aufwändiger. Das physikalisch und technologisch interessante Funktionsprinzip soll als Beispiel hier genauer beleuchtet werden.



Niveauschema beim Nd:YAG-Kristall.

Das folgende Bild zeigt den typischen Aufbau eines DPSS-Laserpointer (Diode-pumped-solid-state laser; Dioden gepumpter Festkörperlaser).

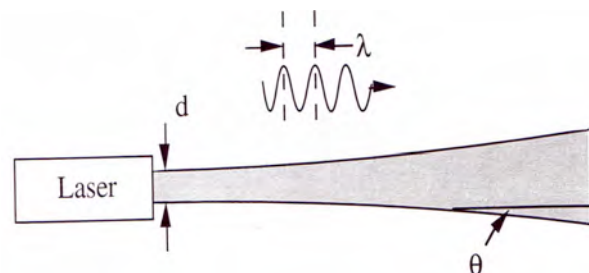


Eine Laserdiode produziert Pump-Licht bei $\lambda = 808 \text{ nm}$. Mit dieser Strahlung werden Elektronen im Nd:YAG-Kristall in das Leitungsband angeregt und besetzen durch thermische Abregung und Niveaus an der unteren Bandkante. Diese haben eine lange Lebensdauer und können daher viel Energie speichern. Bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$ findet Laser-Emission statt. Das untere Laserniveau wird, wieder durch thermische Übergänge, schnell entvölkert.

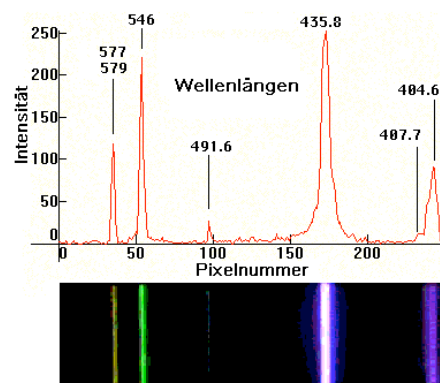
Im nächsten Schritt wird das infrarote Laserlicht durch eine Kalium-Titanyl-Phosphat-Kristall geleitet. Dieses Material hat besondere optische Eigenschaften (nichtlineare Optik). Dort wird die Frequenz des einfallenden Strahlungsfeldes verdoppelt (die Wellenlänge halbiert). Hinter dem KTP-Kristall findet man daher grünes Licht der Wellenlänge 532 nm . Ein Glas-Bandpassfilter filtert die intensive Infrarotstrahlung heraus – fertig ist der grüne Laserpointer. Die Aufweitungs-optik und die Kollimatorlinse verbessern die Strahlqualität.

5 Eigenschaften des Strahlungsfeldes

Das Licht ist kollimiert. Durch Lichtbeugung an der Laseröffnung bleibt eine Restdivergenz (Abb. rechts): Im Fernfeld ein Winkel von etwa $\theta \approx \lambda/d$. Bei einer Wellenlänge von 630 nm und einer Öffnungspupille von 1 mm ist der Winkel: $\theta \approx 0,6 \text{ mrad}$.

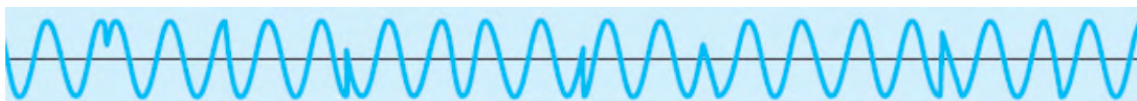


Das Laserlicht ist monochromatisch. Je nach Aufwand lassen sich Laser bauen, die nur noch eine relative Frequenzunsicherheit von unter 10^{-12} haben. Gasentladungslampen (Abb. rechts) haben Linienbreiten vom typischerweise 10^{-5} -fachen der Linienfrequenz.



Laserlicht ist longitudinal kohärent. Die Phasenschwankungen im Laserlicht sind sehr gering. Ein Wellenzug ohne Phasenbrüche ist in einem guten HeNe-Laser leicht 100 m lang und länger. Die Spektrallampe bringt es da nur auf gut 10 mm .

Laserlicht ist transversal kohärent. Die räumliche Kohärenz steht für Fokussierbarkeit des Lichts. Der Brennpunkt perfekt parallelen Lichts hat einen verschwindenden Durchmesser. Solches Licht wäre 100% räumlich kohärent, gibt es aber nicht. Ein HeNe-Laser mit Schulzulassung hat eine Leistung von 1 mW . Ist er gut justiert, lässt er sich auf einen Brennfleck mit dem Durchmesser der Wellenlänge von 630 nm fokussieren. Die Intensität beträgt dann dort 10^5 W/m^2





Impressum

Laserphysik

Rüdiger Scholz

© 2016 R. Scholz foeXLab

SFB C1227

www.uni-hannover.de

Das Werk und seine Teile sind urheberrechtlich geschützt. Jede Nutzung in anderen als den gesetzlich zugelassenen Fällen bedarf der vorherigen schriftlichen Genehmigung des Herausgebers.

Hinweis zu §52a: Weder das Werk noch seine Teile dürfen ohne eine solche Einwilligung gescannt und in ein Netzwerk gestellt werden. Dies gilt auch für Intranets von Schulen und Hochschulen und andere Bildungseinrichtungen.

Trotz sorgfältigster Bearbeitung sind Fehler nie auszuschließen. Für Schäden, die durch Fehler im Werk oder seinen Teilen entstanden sind, kann keine Haftung übernommen werden.

Trotz sorgfältigster Bearbeitung sind Fehler nie auszuschließen. Für Schäden, die durch Fehler im Werk oder seinen Teilen entstanden sind, kann keine Haftung übernommen werden.

Abbildungen: Archiv RS