

Gaslaser

GL

Oliver Matthes, Valentin Boettcher

October 24, 2019

Date Performed: October 24, 2019
Location: HZDR Dresden/Rossendorf Geb. 620/123
Supervisor(s): Martin Rehwald; Tim Ziegler

Contents

1	Einleitung	2
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Besetzungsinversion und Laserbedingung	2
2.2	Optischer Resonator	4
2.2.1	Matrizenoptik	4
2.2.2	Stabilität im Resonator	5
2.3	Modenstruktur und Linienverbreiterung des Laser-Lichtes	6
2.4	Fabry-Perot-Interferometer	6

1 Einleitung

Der LASER ist seit seiner Erfindung in den 1960er Jahren in der modernen Physik zu einem Standardwerkzeug geworden. Unter anderem kann ein Laserstrahl zur Erzeugung von sehr tiefen Temperaturen (Untersuchung von Quanteneffekten, Bose-Einstein Kondensation), zur Erzeugung und Untersuchung von Schockwellen und zur Beschleunigung von Elementarteilchen genutzt werden. Auch in der Technik findet der LASER aufgrund der hohen Kohärenz und Intensität des emittierten Lichtstrahls vielfach Anwendung. So hat man alltäglich mit auf Lasertechnologie basierenden Barcode Scannern und CD-Spielern zu tun. Auch die moderne Telekommunikationstechnik um das Internet nutzt LASER zur Datenübertragung. Zum näheren Verständnis sollte zunächst das Akronym LASER geklärt werden.

Acronym 1.1 (Laser) LIGHT AMPLIFICATION BY STIMULATED EMISSION OF RADIATION.

Dementsprechend verstärkt ein LASER also Licht durch Stimulierte Emission. Da die Stimulierte Emission von Strahlung ein Photon in allen seinen Eigenschaften kopiert, wird im Allgemeinen kohärentes und bedingt durch die Verstärkung sehr intensives Licht erzeugt.

Der grundlegende Aufbau eines Lasers ist erstaunlich einfach. So besteht ein Laser aus:

1. einem aktiven Medium (Gase, Festkörper)
2. einem optischen Resonator (meist rotationssymmetrische, sphärische Spiegel)
3. einer "Energiepumpe" (Lichtblitze, Elektronenstöße)

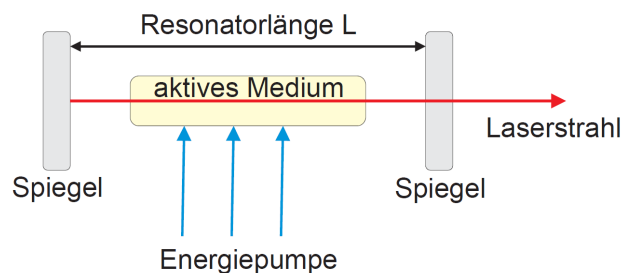


Figure 1: Schema eines Lasers

Die Energiepumpe erzeugt im aktiven Medium eine Ungleichgewichtsbesetzung von Energieniveaus, die die induzierte Emission begünstigt. Die Photonen oszillieren im Resonator mehrfach und werden bei jedem Durchlauf verstärkt, bis sie den Resonator verlassen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Besetzungsinversion und Laserbedingung

Die Elektronen in Atomen nehmen nach der Quantenmechanik nur diskrete Energien an. Wenn ein Elektron seinen Zustand wechselt, wird bei diesem Übergang Licht emittiert oder absorbiert wobei für die Energien E_i und die Frequenz des beteiligten Photons ν gilt:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1)$$

Es gibt drei Prozesse, die nun die Anzahl der Atome im Grundzustand N_1 und der angeregten Atome N_2 beeinflussen.

Absorbtion Ein photon wird von einem Atom absorbiert, welches dementsprechend angeregt wird. Die Häufigkeit dieses Prozesses ist proportional zur spektralen Energiedichte.

Spontane Emission Ein angeregtes Atom geht in einen tieferen Zustand über und sendet ein Photon aus. Dieser Prozess ist unabhängig von der umgebenden spektralen Energiedichte.

Stimulierte Emission Das Atom wird von einem passenden Photon zur Emmission eines zweiten, identischen Photons angeregt und geht in einen tieferen Zustand über. Die Häufigkeit dieses Prozesses ist proportional zur spektralen Energiedichte.

Durch aufstellung von Ratengleichungen für das thermische Gleichgewicht in einem Zweiniveausystem wird deutlich, dass in einem solchen Fall die Spontane Emmission überwiegt und keine Verstärkung auftreten kann, da die Warscheinlichkeit für Absorbion und Stimulierte Emmision gleich, sowie immer mehr Teilchen im Grundzustand als im angeregten Zustand sind.

Für die Photonenzahldichte q gilt mit der spektralen Energiedichte $\rho(\nu)$ und dem Einsteinkoeffizienten für Stimulierte Emission und unter Vernachlässigung der spontanen Emission:

$$\frac{dq}{dt} = \rho(\nu)B_{21}(N_2 - N_1) \quad (2)$$

Damit eine Verstärkung auftritt muss gelten:

$$N_2 > N_1 \quad (\text{Erste Laserbedingung})$$

Eine Besetzungsinversion kann erst mit einem Dreiniveausystem hergestellt werden. Da dort Allerdings das untere Laserniveau der Grundzustand ist, wäre eine sehr hohe Pumprate notwendig. Bei einem Vierniveausystem kann man durch die Nutzung eines selten thermisch besetzten Niveaus schon mit relativ geringen Pumpraten eine Besetzungsinversion erzeugen.

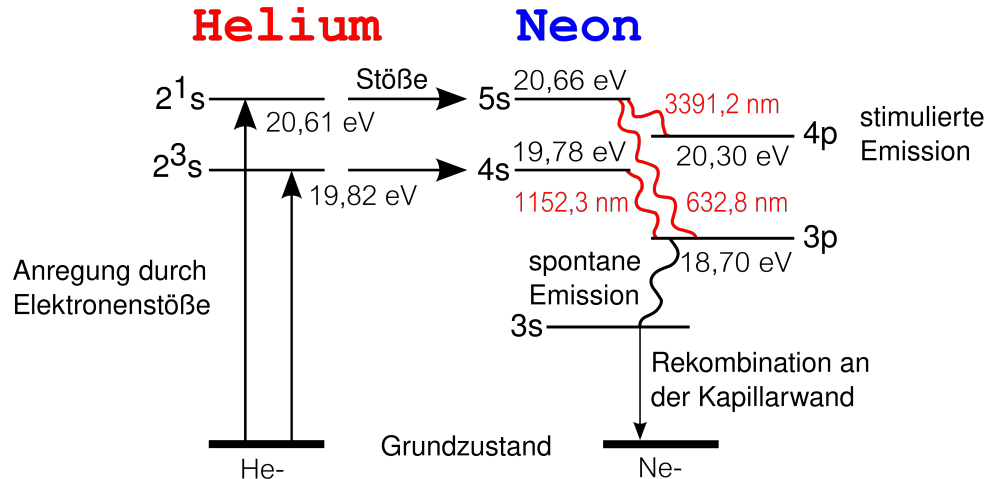


Figure 2: Vierniveausystem des HeNe-Laser

Der HeNe-Laser basiert auf dem in Figure 2 dargestellten Vierniveausystem. Das Helium wird (z.B. mit Elektronenstößen) angeregt (nach 2^1S bzw. 2^3S) und überträgt diese Anregung durch Atomstöße an das Neon, dessen Niveaus ($5S$, $4S$) ähnlich liegen. Der im optisch sichtbaren Bereich liegende Übergang $5S \rightarrow 3P$ wird vorwiegend im HeNe-Laser genutzt und ist für eine Besetzungsinversion besonders vorteilhaft, da die Lebensdauer der S Niveaus höher als die der P Niveaus ist.

Um nun die Verstärkungswirkung des Lasers in Anwendungen zu nutzen, ist eine Betrachtung von Energieverlusten nötig. Üblicherweise durchqueren Photonen einen Resonator der Länge L mehrfach und werden dabei durch stimulierte Emission verstärkt. Allerdings treten auch immer Verluste auf, sodass sich pro doppelten Umlauf die Intensität um einen Faktor $e^{-\kappa}$ korrigiert werden muss, wobei κ der sog. Verlustkoeffizient ist. Nach dieser Betrachtung muss die Verstärkung größer sein als der Verlust. Mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{21} = B_{21} \frac{h\nu}{c}$ ergibt sich:

$$\sigma_{21}(N_2 - N_1) \cdot 2L \geq \kappa \quad (\text{zweite Laserbedingung})$$

Falls nur Verluste bei der Reflexion an den Resonatorspiegeln auftreten, gilt mit den Reflexionskoeffizienten r_1, r_2 :

$$\kappa = -\ln(r_1 \cdot r_2) \quad (3)$$

Falls der Laserprozess stabil ist, stellt sich ein Gleichgewicht ein und die zweite Laserbedingung gilt mit einem Gleichheitszeichen.

2.2 Optischer Resonator

Ein optischer Resonator besteht im einfachsten Fall aus zwei Spiegeln mit den Radien R_1, R_2 im Abstand L . (Siehe auch Figure 1.)

Damit sich in longitudinaler Richtung eine stehende Welle ausbilden kann, muss L ein Vielfaches der halben Wellenlänge des Lichtes sein. Der Abstand der möglichen Frequenzen (Moden) beträgt daher:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (4)$$

Wenn man die elektromagnetische Wellengleichung für in der x, y -Ebene langsam veränderliche Felder nähert (paraxial) ergeben sich analytische Lösungen für strahlenartige Felder. Diese Strahlen zeigen in transversaler Richtung unterschiedliche Intensitätsverteilungen von denen die einfachste und am wenigsten divergierende Mode die Form einer Gaussverteilung hat: **Gauß-Strahl**

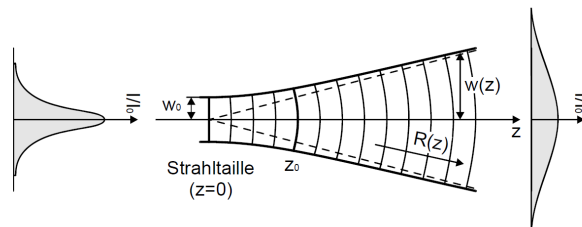


Figure 3: Gauß-Strahl

Dieser Strahl wird, wie in Figure 3 ersichtlich, charakterisiert durch die Strahldicke $w(z)$ und den Radius der Wellenfronten $R(z)$. Die Angabe von Amplitude, Strahlweite $w(z=0) = w_0$ und Wellenlänge beschreibt den Strahl vollständig.

2.2.1 Matrizenoptik

Um eine Stabilitätsbedingung für den Resonator aufzustellen, muss zuerst das Verhalten des Lichtfeldes beschrieben werden. Die Matrizenmethode der Strahlenoptik ist auch auf Gaußstrahlen anwendbar und stellt daher ein probates Mittel dar. Diese basiert auf der zweidimensionalen Darstellung des Lichtstrahles durch einen Vektor:

$$\begin{pmatrix} d \\ \alpha \end{pmatrix} \hat{=} \begin{pmatrix} \text{Abstand zur Achse} \\ \text{Winkel zur Achse} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Das optische System wird durch eine Matrix dargestellt, die man eleganterweise durch Multiplikation der Matrizen der Einzelsysteme erhält.

$$\mathfrak{M}_{\text{System}} = \mathfrak{M}_1 \cdot \dots \cdot \mathfrak{M}_n = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (6)$$

Die hier benötigten Matrizen sind im folgenden aufgeführt.

Element	Matrix	Parameter
freie Ausbreitung	$\begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	Weglänge s
dünne Linse	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$	Brennweite f
sphärischer Spiegel	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}$	Radius R

Table 1: Einige optische Matrizen

Definiert man $\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + i\frac{\lambda}{\pi w^2(z)} = a + i \cdot b$ so transformiert sich dieser Parameter mit der Matrix $\mathfrak{M}_{\text{System}}$ wie folgt:

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (7)$$

So kann man die Kaustik eines Laserstrahls, der in einem Hemisphärischen Resonator entsteht und durch eine Linse mit Brennweite f fokussiert wie folgt berechnet.

Da $R_2 = \infty$ kann man $z = 0$ (Position des Beamwaist) auf die Spiegelposition legen. Aus dem in 2.2.2 diskutierten Anpassungen, ergibt sich der Beamwaist am Endspiegel zu:

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 L(R - L) \quad (8)$$

Wenn s den Weg vor der Linse und x den Weg nach der Linse bezeichnet, dann ergibt sich für den Imaginärteil von q' :

$$b' = b \cdot \frac{AD - CB}{A^2 + B^2 b^2} \quad (9)$$

Damit kann man den Beamwaist des resultierenden Strahls berechnen:

$$w' = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi \cdot b'(x)}} \quad (10)$$

2.2.2 Stabilität im Resonator

Wenn man den Gaußstrahl so anpasst, dass $R(z_1) = R_1$, $R(z_2) = R_2$ (siehe Figure 4) und fordert, dass der Strahl nach zweifacher Reflexion in sich selbst übergeht, so kann man ein geometrisches Kriterium für die Resonatorstabilität.

Mit der Definition

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i}; \quad i = 1, 2 \quad (11)$$

ist ein Resonator stabil, falls:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (12)$$

2.3 Modenstruktur und Linienverbreiterung des Laser-Lichtes

Da, wie in 2.2 diskutiert, mehrere Moden im Resonator stabil sind, werden im Allgemeinen auch mehrere Moden verstärkt. Unterschiedliche Moden werden in der Regel unterschiedlich verstärkt, sodass nur endlich viele Moden die zweite Laserbedingung erfüllen, also über der Verlustgrenze liegen.

Das höhere transversale Moden schneller Divergieren als die Gaußmode, sind bei diesen Moden die Beugungsverluste größer, sodass meist nur wenige davon über der Verlustgrenze liegen.

Die Longitudinalen Moden unterscheiden sich in ihren Frequenzen und liegen mit steigender Resonatorlänge zunehmend dicht (4). Die stimulierte Emission akzeptiert aufgrund der sog. **Linienverbreiterung** mehrere Frequenzen, also mehrere longitudinale Moden, die sich die Besetzungsinversion teilen müssen.

Für die Linienverbreiterung sind unter anderem die Energie-Zeit Unschärfe, strahlungsfreie Übergänge, elastische Stöße (Druckverbreiterung) und der Dopplereffekt (Dopplerverbreiterung) verantwortlich. Dabei unterscheidet zwischen *homogener*- (die ersten drei Beispiele) und *inhomogener* Linienverbreiterung, wobei erstere auf alle Gasatome gleichzeitig und letztere nur auf bestimmte Atomgruppen wirkt.

Beim HeNe-Laser in diesem Versuch überwiegt die Dopplerverbreiterung, deren halbwidthsbreite hier angegeben werden soll.

$$(\Delta\nu)_{\text{Doppler}} = 2 \cdot \nu_0 \left(\frac{2kT \ln 2}{mc^2} \right)^{1/2} \quad (13)$$

where: T – Temperatur
 ν_0 – Zentralfrequenz
 m – mittlere Atommasse

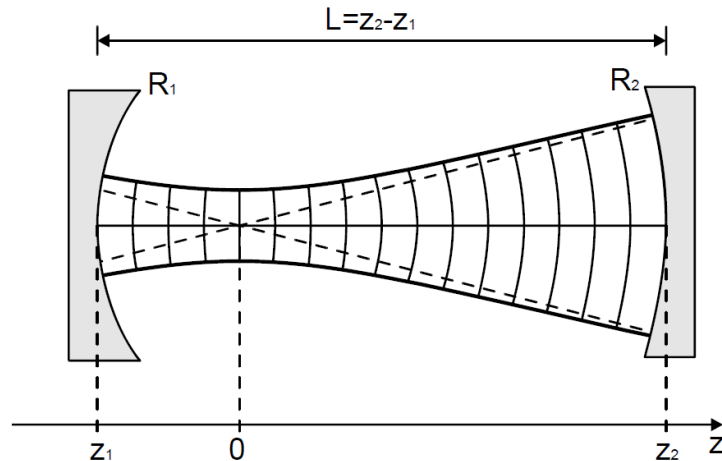


Figure 4: Gauß-Strahl im Resonator

quelle!

ev. folgen, quelle!

Brewsterf

2.4 Fabry-Perot-Interferometer

Das *Fabry-Perot-Interferometer* (im Folgenden FPI) beruht auf Vielstrahlinterferenz, worin sich auch seine hohe spektrale Auflösung begründet. Die einfallende Welle wird zwischen zwei planparallelen Flächen (genannt Etalon, Abstand d , Reflexionsvermögen R) sehr oft reflektiert. Die Wellen, die das Etalon verlassen, interferieren nur bei bestimmten Abständen d oder Wellenlängen λ konstruktiv.

Damit kann das FPI sowohl als Interferometer zur Messung von Frequenzen, als auch als Modenfilter eingesetzt werden.

Der *freie Spektralbereich* (FSR) des FPI gibt an, wie weit die Einzelnen passierenden Frequenzen auseinander liegen und kann zur Kalibrierung von Frequenzdifferenzen genutzt werden. Es gilt:

$$\text{FSR} = \frac{c}{2 \cdot d} = \delta\nu \quad (14)$$

Die *Finesse* des FPI ist der Quotient aus FSR und Halbwertsbreite der Peaks, also ein Maß für die Auflösung des FPI:

$$\mathfrak{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (15)$$

Es sollte also $R \rightarrow 1$ gelten.

Es ist zu beachten, dass die hier aufgeführten Beziehungen nur bei senkrechten Strahleinfall gelten.