

# **Versuch 61 - Der HeNe-LASER**

**TU Dortmund, Fakultät Physik  
Fortgeschrittenen-Praktikum**

Jan Adam

jan.adam@tu-dortmund.de

Dimitrios Skodras

dimitrios.skodras@tu-dortmund.de

21. Februar 2014

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
1.1	Absorbtion und Emission . . . . .	1
1.2	Aufbau des LASER . . . . .	2
1.3	Eigenschwingungen des Resonators . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Durchführung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>4</b>

# 1 Theorie

Ein LASER verstärkt kohärentes Licht einer bestimmten Wellenlänge, das durch angeregte Emission erzeugt und verstärkt wird (**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation). Er besteht dabei aus drei notwendigen Komponenten. Das aktive Lasermedium zur Bestimmung des Strahlungsspektrums und die Pumpquelle für die stimulierte Emission, sowie ein Resonator zur Verstärkung des Strahls.

## 1.1 Absorption und Emission

Grundsätzlich wird versucht, einfallendes Licht bei Wechselwirkung des Strahlungsfelds  $\rho(\nu)$  mit dem Lasermedium zu verstärken. Vorzustellen ist sich ein System aus zwei möglichen Zuständen - Grundzustand und 1. angeregter Zustand - mit den zugehörigen Besetzungszahlen  $n_1$  und  $n_2$ , sowie einer Energiedifferenz  $\Delta E$ . Das Zwei-Niveau-System ist zwar für die LASER-Konstruktion unzureichend, soll hier jedoch zur Anschauung genügen.

Wenn nun ein Photon eine  $\Delta E$  entsprechende Energie hat, kann es vom Medium absorbiert werden und das Atom anregen. Angeregte Atome können durch spontane Emission wiederum ein Photon jener Energie emittieren. Alternativ dazu ist es möglich, dass mittels eines einfallenden Photons das Atom unter stimulierter Emission in den Grundzustand übergeht. Das hierbei emittierte Photon ist in Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung dem stimulierenden identisch.

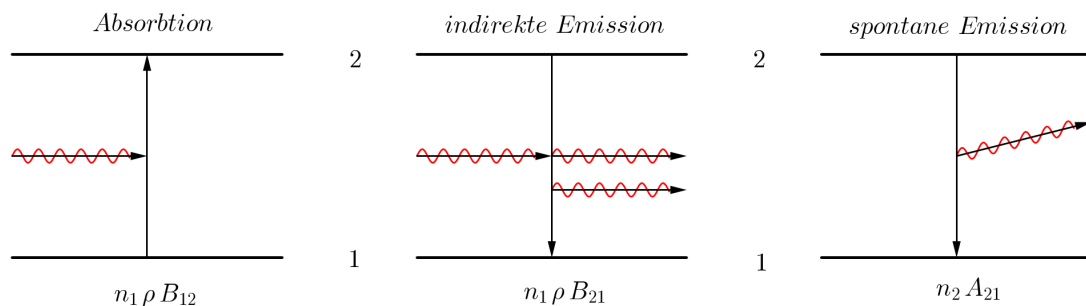


Abbildung 1: Absorption und Emission eines Zwei-Niveau-Systems

Die in Abbildung 1 aufgeführten Ausdrücke stehen jeweils für die absorbierten bzw. emittierten Photonen  $\dot{N}$ , bestimmt durch die Besetzungszahlen, das Strahlungsfeld und den nun hinzugekommenen konstanten Einsteinkoeffizienten  $B_{12}$ ,  $B_{21}$  und  $A_{21}$ , die jeweils als ein Maß der Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Niveaus 1 und 2 angesehen werden können. Sofern keine Verluste auftreten, lassen sich zeitlichen Änderungen der

Besetzungsdichten wie folgt formulieren

$$\begin{aligned}\frac{dn_1}{dt} &= -n_1 B_{12} \rho + n_2 B_{21} \rho + n_2 A_{21} \\ \frac{dn_2}{dt} &= +n_1 B_{12} \rho - n_2 B_{21} \rho - n_2 A_{21}\end{aligned}$$

Um die Kohärenz und die stete Verstärkung des Felds  $\rho$  zu gewährleisten, ist ein Überwiegen von stimulierter Emission gegenüber spontaner Emission erforderlich. Hierfür muss die Besetzungszahl des angeregten Zustands  $n_2$  höher sein als die, des Grundzustands (Besetzungsinversion), was im thermischen Gleichgewicht nicht mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung vereinbar ist. Daher muss dem LASER-Medium permanent Energie in Form von Elektronenstößen oder optischen Anregungen zugeführt werden.

## 1.2 Aufbau des LASER

Da die Verstärkung exponentiell mit dem Laufweg durchs LASER-Medium anwächst, ist es von hohem Interesse, diesen zu vergrößern. Dies geschieht durch einen Resonator, der den Strahl mithilfe von zwei Spiegeln entsprechend Abbildung 2 immer wieder durch das Medium führt. Beide Spiegel können hierbei jeweils planparallel oder sphärisch sein.

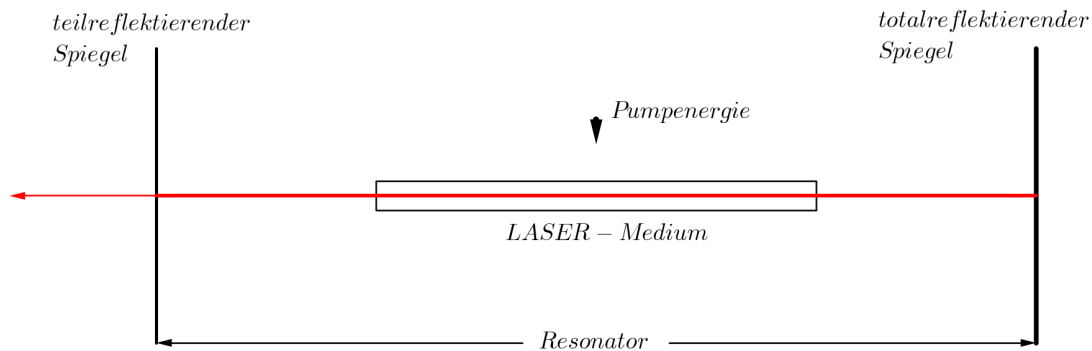


Abbildung 2: Konzeptioneller Aufbau eines LASERs

Bei einem konfokalen Resonator, dessen Spiegelbrennpunkte aufeinander fallen, sind die unvermeidbaren formabhängigen Intensitätsverluste an den Spiegeln möglichst gering. Sind sie kleiner als die Verstärkung, so hat man einen selbsterregenden Oszillator und damit einen optisch stabilen Resonator. Hierfür notwendig ist die Einhaltung des Bereichs (1) der Resonatorparameter  $g_i = 1 - \frac{L}{r_i}$ , mit  $L$  als Resonatorlänge und  $r_i$  als Krümmungsradien der Spiegel.

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 < 1 \quad (1)$$

Der HeNe-LASER funktioniert mit einem Gasgemisch aus Helium und Neon im Verhältnis von 5 zu 1 bei einem Druck von etwa 133 Pa. Das Neon ist das LASER-Material und

Helium wird Pumpgas benutzt. Die Besetzungsinversion wird durch elektrische Entladung realisiert, wobei das Helium in metastabile Zustände angeregt wird. Diese Anregungsenergie wird durch STöße zweiter Art an das Neon übertragen, woraufhin Inversion auftritt. Ein Brewsterfenster ermöglicht einen verlustarmen Lichtaustritt. LASER-Aktivität wird bei mehreren Wellenlängen festgestellt, mit der roten  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  als intensivste.

### 1.3 Eigenschwingungen des Resonators

Die Resonanzbedingung (1) können wegen  $L \gg \lambda_{\text{LASER}}$  viele Wellenlängen erfüllen. Die Anzahl  $q$  der Wellenlängen wird longitudinale Mode genannt. Transversale Moden sind durch Imperfektionen ebenfalls möglich und werden angelehnt an Hohlleitern mit  $\text{TEM}_{lpq}$  bezeichnet, mit  $l$  und  $p$  als transversale Modenzahlen und Knoten der x- bzw. y-Richtung. Aufgrund von zunehmenden Verlusten bei höheren Moden mit geringerer Symmetrie, können nur wenige transversale Moden isoliert und verstärkt werden. Die Feldverteilungen für konfokale Resonatoren mit runden Spiegeln werden angenähert durch

$$E_{lpq} \propto \cos(l\varphi) \frac{4\rho^2}{(1+Z^2)(1+l)/2} L_p^q \left( \frac{4\rho^2}{1+Z^2} \right) \exp \left( -\frac{\rho^2}{1+Z^2} \right) \exp \left( -i \left( \frac{(1+Z)\pi R}{\lambda} + \frac{\rho^2 Z}{1+Z^2} - (l-2p+1) \left( \frac{\pi}{2} - \arctan \left( \frac{1-Z}{1+Z} \right) \right) \right) \right)$$

mit:  $\rho = \left( \frac{2\pi}{\lambda R} \right)^{\frac{1}{2}}$  und  $Z = \frac{2z}{R}$

mit  $L_p^q(x)$ , den zugeordnete Laguerre-Polynomen. Hierdurch lassen sich beobachtbare Intensitätsverteilungen berechnen. Die verlustärmste Mode höchster Symmetrie ist die  $\text{TEM}_{00}$  Grundmode ohne Nullstellen in transversaler Richtung. Beschrieben wird sie durch die Gaußverteilung

$$I(r) = I_0 e^{-2\frac{r^2}{w^2}}, \quad (2)$$

mit  $I_0$  als Maximalintensität,  $r$  als Abstand zur optischen Achse und  $2w$  als doppelten Strahlradius. Berechnen lässt sich der Strahlradius im Abstand  $z$  von der minimalen Taille  $w_0$  durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\theta z}{w_0} \right)^2}, \quad \text{mit der Strahldivergenz } \theta = \frac{\lambda}{\pi} w_0. \quad (3)$$

## 2 Durchführung

Zur Justage des HeNe-LASERs befindet sich ein Justier-LASER auf einer optischen Schiene. Zudem können zwei Schirme mit Fadenkreuz und Beugungsblende hinter den Justier-LASER und ans andere Ende der optischen Schiene angebracht werden. Sind entsehende Beugungsringe direkt im Fadenkreuz, ist der LASER auf die optische Achse

justiert. Nun werden Plasmarohr und Resonatorspiegel auf die optische Schiene gebracht und der Justier-LASER ausgestellt. Nach Anstellen des Stroms auf  $I = 6,5 \text{ mA}$  und etwas Nachjustage ist eine LASER-Tätigkeit zu beobachten.

Zur Überprüfung der Stabilitätsbedingung (1) wird die LASER-Leistung mithilfe einer Photodiode und die Resonatorlänge auf ihr Maximum eingestellt. Die Resonatorspiegel werden dabei stetig voneinander entfernt. Um TEM-Moden zu beobachten wird ein Wolframdraht ( $d = 5 \text{ }\mu\text{m}$ ) zwischen Resonatorspiegel und LASER-Rohr angebracht und verschoben, sodass verschiedene Moden auf dem optischen Schirm erkennbar sind. Sobald die Moden stabilisiert sind wird der Schirm durch eine Photodiode getauscht und die Intensität entlang des Strahlquerschnitts indirekt durch die Stromstärke gemessen. Die Polarisation lässt sich durch Einstellen eines Polarisators hinter dem teildurchlässigen Spiegel bestimmen. Hierzu wird die Intensität abermals mit der Photodiode ermittelt in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung. Die Wellenlänge lässt sich einfach durch den Abstand von Beugungsmaxima erzeugt durch ein Gitter bzw. einen Spalt berechnen.

### **3 Auswertung**

### Literatur

