

Bericht zum Versuch **Physik und Technik des Helium-Neon-Lasers**

Michael Goerz, Anton Haase

15. Januar 2007

FREIE UNIVERSITÄT BERLIN
Fortgeschrittenenpraktikum Teil A
Tutor: C. Frischkorn

Inhalt

1	Einführung	2
1.1	Prinzip des Lasers	2
1.1.1	Emission und Absorption: Einstein Koeffizienten	2
1.1.2	Besetzungsinversion und Superfluoreszenz	3
1.1.3	Resonanzkammer, Moden und Laseremission	3
1.2	He-Ne-Laser	4
1.3	Linienbreite	5
2	Fragestellung	5
3	Versuchsaufbau und Durchführung	6
4	Auswertung	7
4.1	Justierlaserleistung, Polarisation, und Transmissivität der Spiegel	7
4.2	Modenstruktur und Resonatorlänge des Justierlasers	7
4.3	Stabilitätsgrenze am passiven Resonator	8
4.4	Messung der Laserverstärkung an der Plasmaröhre	8
4.5	Leistung und Polarisation des Messlasers	8
4.6	Bestimmung der Spiegelradien	8
4.7	Messung der Longitudinalmodenabstandsabhängigkeit	8
4.8	Analyse der Modenstruktur	9
4.9	Dopplerbreite und Power Dip	9
5	Zusammenfassung	9

1 Einführung

1.1 Prinzip des Lasers

Der Laser (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) ist ein Aufbau zur Erzeugung kohärenten gerichteten und monochromatischen Lichts, der auf den Prinzipien von Absorption und Emission von Photonen in Materie beruht

1.1.1 Emission und Absorption: Einstein Koeffizienten

Jedes Material mit zwei oder mehr Energieniveaus kann grundsätzlich Photonen absorbieren und dabei von einem niedrigeren Energieniveau E_k in ein höheres Energieniveau $E_i = E_k + h\nu$ angeregt werden; umgekehrt kann es Photonen emittieren, um vom höheren in das niedrigere Energieniveau zu gelangen.

Emission und Absorption können durch die drei Einstein-Koeffizienten beschrieben werden:

B_{ki} Stimulierte Absorption: Das Atom absorbiert ein Photon der Energie $h\nu$ und wird in das höhere Energieniveau angeregt.

B_{ik} Stimulierte Emission: Ein Photon der Energie $h\nu$ bewirkt die Relaxation des Atoms in das niedrigere Energieniveau. Dabei wird ein zweites Photon gleicher Energie erzeugt, dass zum ersten kohärent ist.

A_{ik} Spontane Emission: Das Atom relaxiert spontan in das niedrigere Energieniveau, dabei wird ein Photon der Energie $h\nu$ emittiert.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom in einem Strahlungsfeld der Energiedichte w_ν vom niedrigeren in das höhere Energieniveau wechselt, beträgt.

$$P_{ki} = B_{ki} \cdot w_\nu \quad (1)$$

Der umgekehrte Vorgang, die Emission, wird beschrieben durch

$$P_{ik} = B_{ik} \cdot w_\nu + A_{ik} \quad (2)$$

Unter normalen Bedingungen gibt es ein Gleichgewicht von Emission und Absorption, die Besetzungszahlen der Zustände folgen der Boltzmann-Verteilung

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-h\nu/kT} \quad (3)$$

mit den statistischen Gewichten $g = (2J + 1)$.

Verwendet man die gesamte Besetzungsbilanz (Emission gleich Absorption)

$$A_{ik}N_i + B_{ik}w_\nu N_i = B_{ki}w_\nu N_k \quad (4)$$

erhält man eine Formel für die spektrale Energiedichte

$$w_\nu(\nu) = \frac{A_{ik}/B_{ik}}{(g_i/g_k)(B_{ik}/B_{ki}) \cdot e^{h\nu/kT} - 1} \quad (5)$$

Dies lässt sich vergleichen mit der Planckschen Formel für die spektrale Energiedichte

$$w_\nu(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (6)$$

Daraus ergibt sich eine Beziehung für die Einsteinkoeffizienten:

$$B_{ik} = \frac{g_k}{g_i} B_{ki} \quad (7)$$

$$A_{ik} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ik} \quad (8)$$

1.1.2 Besetzungsinversion und Superfluoreszenz

In dem oben diskutierten Gleichgewichtsfall sind Absorption und induzierte Emission gleich (für gleiche statistische Gewichte g), sodass das Strahlungsfeld nicht verstärkt wird. Der Zweck eines Lasers ist aber, genau so eine Verstärkung hervorzurufen. Dazu müssen die besetzten Zustände invertiert werden: Eine starke Besetzung des energetisch höheren Zustands und eine geringere Besetzung des energetisch niedrigeren. Die induzierte Emission wird dann vorherrschend. Es lässt sich zeigen, dass Absorption und induzierte Emission in diesem Gleichgewicht gleich wahrscheinlich sind, sodass das einfallende Strahlungsfeld *nicht* verstärkt wird.

Um die Besetzungsinversion technisch durchzuführen, muss ein weiteres Niveau 3 über Niveau 2 verwendet werden, auf das die Elektronen „gepumpt“ werden. Von Niveau 3 gehen sie dann in Niveau 2 über, wo sie längere Zeit stabil sind. Damit ist die gewünschte Besetzungsinversion zwischen Niveau 1 und Niveau 2 erreicht.

Wenn die Lebensdauer von Niveau 2 abgelaufen ist, kommt es zu spontaner Emission von Niveau 2 auf Niveau 1, dabei wird ein Photon frei. Dieses Photon kann nun weitere Emissionen stimulieren. Dank der Besetzungsinversion kann es zu einer Kaskade stimulierter Emission kommen, die schnell eine große Zahl kohärenter Photonen erzeugt. Dieser Effekt wird Superfluoreszenz genannt.

1.1.3 Resonanzkammer, Moden und Laseremission

Um den Superfluoreszenzeffekt zu einem echten Laser zu erweitern, müssen die Photonen durch Spiegel in den Resonator zurückreflektiert werden um noch mehr induzierte Emission anzuregen. Das Pumpen wird dabei aufrechterhalten, sodass ein kontinuierlicher Laserstrahl entsteht, der an einem der Spiegel (Halbdurchlässigkeit) ausgekoppelt wird. Der Drei-Niveau-Laser ist der einfachstmögliche Aufbau, die meisten Laser bestehen aus mehr als drei Stufen, das Konzept bleibt dabei aber unverändert. Für einen kontinuierlichen Laserstrahl sind aus technischen Gründen mehr als drei Niveaus nötig.

Durch das Hinzufügen der Spiegel wird ein Resonator realisiert, in dem das Strahlungsfeld stehende Wellen ausbildet. Die Resonatorlänge hat somit einen wesentlichen Einfluss auf die Verstärkung des Strahlungsfeldes. Für die exakte Reproduktion der Wellen beim doppelten (oder mehrfachen) Durchgang durch die Resonatorkammer muss das Licht konstruktiv interferieren (stabiler Resonator). Auf Grund der diskreten Abmessungen des Resonators ist dies nur für

bestimmte Wellenlängen, sog. Moden möglich. Im Idealfall wird nur eine der Moden maximal verstärkt, so dass man maximale Monochromasie erreicht. In Laserrealisierungen kommt es jedoch auf Grund der Dopplerverbreiterung zur Verstärkung mehrerer Moden (vergl. Abb. 1).

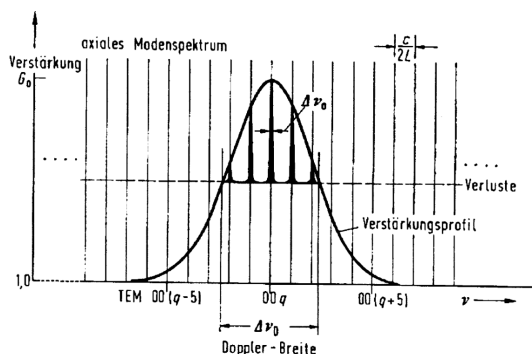


Abb. 1: Verstärkung unterschiedlicher Moden

Der Aufbau der Resonatorkammer kann durch die Art der Spiegel variieren. Auf Grund der besseren Justierbarkeit verwendet man häufig leicht gekrümmte Spiegel mit definiertem Krümmungsradius R_1 und R_2 , welche ein Austreten der Lichtstrahlen aus dem Resonator verhindern. In einem solchen Fall ist die Frequenz der erlaubten Moden durch

$$\nu_{qmn} = \frac{c}{2d} \left(q + (m + n + 1) \frac{1}{\pi} \arccos \left(\sqrt{\left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{d}{R_2}\right)} \right) \right) \quad (9)$$

gegeben, wobei d die Länge des Resonators und q , m bzw. n die Ordnung (Anzahl der Knotenflächen) der transversalen bzw. longitudinalen Moden angibt. Zum Erreichen eines stabilen Resonators müssen die Abmessungen und Krümmungsradien zudem der Stabilitätsbedingung

$$0 \leq g_1 g_2 < 1 \quad (10)$$

mit $g_1 = 1 - \frac{d}{R_1}$ und $g_2 = 1 - \frac{d}{R_2}$ genügen.

1.2 He-Ne-Laser

Der Helium-Neon-Laser operiert nicht mit drei, sondern mit vier Niveaus. Der allgemeine Aufbau ist in Abb. 2a dargestellt. Er besteht aus einer Gasentladungsröhre, die mit einem He-Ne-Gemisch gefüllt ist. Die Enden der Röhre stehen im Brewsterwinkel, um polarisiertes Licht zu gewährleisten. Links und Rechts sind die Spiegel zur Erzeugung des Resonators.

Die Anregungs- und Emissionsvorgänge sind in Abb. 2b zu sehen. Durch Gasentladung wird das Helium vom 1^1S_0 -Zustand in den 2^1S_0 -Zustand gepumpt. Über Stöße gibt das Helium-Atom seine gesamte Energie an das Neon-Atom an, um es in den $3S$ -Zustand zu versetzen. Die dazu noch fehlende Energie kommt aus der thermischen Energie. Da die Lebensdauer der $3S$ -Zustände im Neon um eine Größenordnung größer sind als die der $2P$ -Zustände, ist damit eine Besetzungsinversion zwischen diesen beiden Niveaus erreicht.

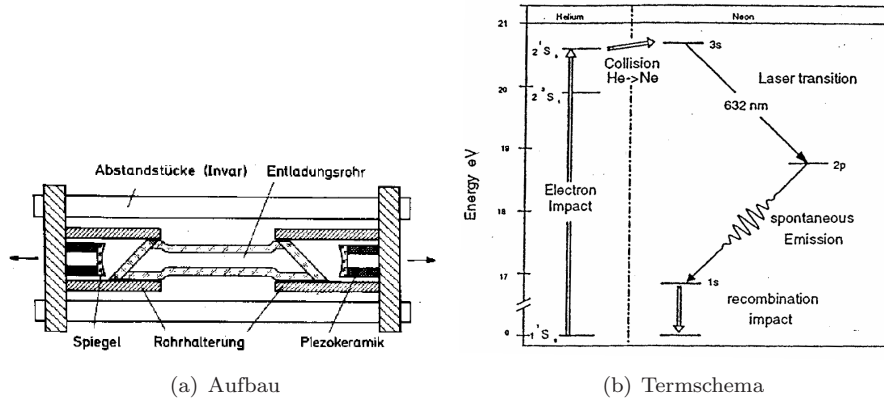


Abb. 2: Aufbau und Termschema des He-Ne-Lasers

Die Elektronen, die sich dann nach der induzierte Emission im 2p-Zustand befinden, gehen durch spontane Emission zunächst in den 1s-Zustand und dann durch Rekombination in Form von Stößen mit anderen Atomen oder der Außenhaut in den Grundzustand über.

1.3 Linienbreite

Die Monochromasie eines Lasers basiert auf der Verstärkung einzelner Moden des sichtbaren (oder unsichtbaren) elektromagnetischen Spektrums. Der ideale Zustand, dass ein Laser nur Licht genau einer Wellenlänge emittiert, würde eine unendlich lange Lebensdauer des jeweiligen angeregten Zustandes voraussetzen. Dies ist in der Realität jedoch nicht gegeben. Vielmehr wird der Zusammenhang zwischen der minimalen Linienbreite (natürliche Linienbreite) direkt durch die Zeit-Energie-Unschärferelation beschrieben. Es gilt

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\Delta\tau}, \tag{11}$$

wobei $\Delta\tau$ die Lebensdauer des Zustandes angibt.

Der wesentlich stärkere Effekt bei der Verbreiterung der Laserstrahlung wird jedoch durch den Dopplereffekt verursacht. Nimmt man eine Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung der Gasatome beim Helium-Neon-Laser an, so ergibt sich eine Dopplerverbreiterung von

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \cdot \ln 2}{m}}, \tag{12}$$

für die $\Delta\nu_D \gg \Delta\nu$ gilt.

2 Fragestellung

Ziel des Versuchs ist die Überprüfung von Aufbau und Eigenschaften eines Lasers. Es wird ein Helium-Neon-Laser mit offenem Resonator aufgebaut, die relevanten optischen Eigenschaften der dabei verwendeten Bauteile wird zuvor untersucht. Schließlich werden die Eigenschaften der erhaltenen Laserstrahlung (Leistung, Intensität, Moden) gemessen.

3 Versuchsaufbau und Durchführung

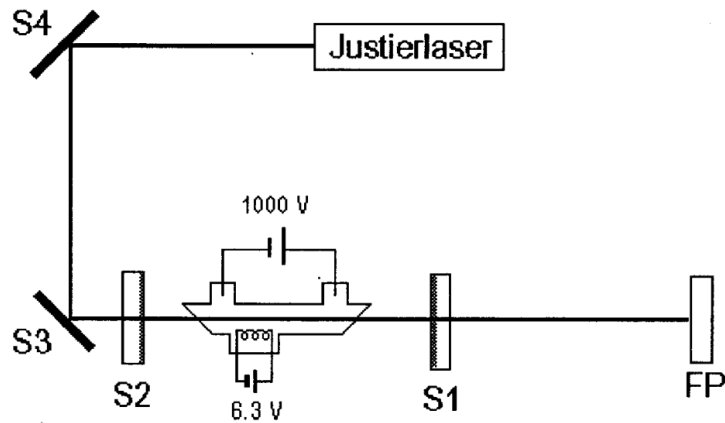


Abb. 3: Versuchsaufbau

Der gesamte Versuchsaufbau ist in Abb. 3 dargestellt. Der erste Teil des Versuchs wurde ausschließlich mit dem Justierlaser durchgeführt. Zunächst haben wir dazu den Justierlaser auf die feste Messchiene ausgerichtet, sodass er über die gesamte Schienenlänge genau auf den testweise eingesetzten Spiegel S1 traf.

Sodann haben wir mit einem anstelle des Fabry-Perot-Etalons (FP) eingesetzten Powermeter die Leistung des Justierlasers bestimmt. Durch Einsetzen eines Polarisationsfilters unmittelbar vor dem Powermeter konnten wir die Polarisation des Laserstrahls messen, indem wir die Stellung des Filters bei maximaler und minimaler durchgelassener Intensität verglichen. Ebenso konnte die Durchlässigkeit der beiden Spiegel S1 und S2 gemessen werden. Der Powermeter musste vor jeder Einzelmessung auf Null kalibriert werden.

Mit dem Fabry-Perot-Etalon und dem daran angeschlossenen Oszilloskop konnte dann die Modenstruktur des Justierlasers bestimmt werden. Um die Werte quantifizieren zu können, haben wir die gemessenen Zeitabstände auf dem Oszilloskopschirm mit dem bekannten freien Spektralbereich des Fabry-Perot-Etalons von 2.0 GHz verglichen. Aus den ermittelten Werten war die Resonatorlänge des Justierlasers zu bestimmen.

Als Vorbereitung für den Aufbau des Helium-Neon-Lasers wurde aus den beiden Spiegeln S2 und S1 ein passiver Resonator (ohne He-Ne-Röhre) für den Justierlaser aufgebaut. Die Stabilitätsgrenze des Aufbaus wurde ausgemessen, indem wir beide Spiegel solange auseinandergeschoben haben, bis keine Moden mehr sichtbar waren. Aus dem erhaltenen Wert konnte der Radius der verwendeten Spiegel nochmal überprüft werden.

Danach haben wir die Resonanzspiegel wieder entfernt und die Helium-Neon-Plasma-Röhre eingesetzt und die Laserverstärkung (Einschalten der Gasentladung) gemessen. Dazu wurde ein Bandpassfilter verwendet sodass nur das Licht um die Hauptlaserlinie von ca. 633 nm gemessen wurde.

Schließlich haben wir den vollständigen Helium-Neon-Laser aufgebaut und daran wie zuvor am Justierlaser Strahlungsleistung und Polarisation gemessen.

Durch Verschieben der Spiegel haben wir dann nocheinmal die Stabilitätsgrenze und daraus die Radien der verwendeten Spiegel gemessen.

Im Anschluss daran konnten wir die Moden unseres He-Ne-Lasers analysieren. Dazu wurden sie sowohl (mit einer Linse aufgeweitet) auf einem Schirm betrachtet, als auch vom Fabry-Perot-Etalon erfasst. Mithilfe einer Irisblende konnte der Strahl so eingengt werden, dass nur noch eine Mode sichtbar war.

Bei zwei sichtbaren Longitudinalmoden konnten wir den Abstand der Moden auf dem Oszilloskop in Abhängigkeit vom Resonatorabstand bestimmen.

Abschließend haben wir bei einer Resonatorlänge von 25.5 cm das gesamte Modenspektrum aufgezeichnet und ausgemessen.

Mit dem Oszilloskop im Nachleuchtemodus haben wir versucht, die Doppler-Breite (vgl. Abb. 1) und daraus die Plasmatemperatur zu bestimmen.

4 Auswertung

4.1 Justierlaserleistung, Polarisation, und Transmissivität der Spiegel

Für den Justierlaser haben wir am Powermeter eine Leistung von

$$I = (1.41 \pm 0.01) \text{ mW}$$

gemessen.

Mit eingesetztem Polarisationsfilter war eine minimal Intensität von $1 \cdot 10^{-4}$ mW bei einem Winkel von $(181 \pm 5)^\circ$ und eine maximale Intensität von (0.76 ± 0.01) mW bei $(95 \pm 5)^\circ$ zu beobachten, wobei 90° einer vertikalen Polarisation entspricht. Der Laserstrahl ist also vertikal (linear) polarisiert.

Bringt man die Spiegel S1 und S2 in den Laserstrahl, erhält man für S1 ($R = \infty$) eine Intensität von (8 ± 1) mW und für S2 ($R = 30$ cm) eine Intensität von (18 ± 1) mW. Die entsprechenden Transmissionskoeffizienten der beiden Spiegel sind also

$$\begin{aligned} T_{S1} &= 5.7 \text{ ‰} \\ T_{S2} &= 12.8 \text{ ‰} \end{aligned}$$

4.2 Modenstruktur und Resonatorlänge des Justierlasers

Die am Oszilloskop abgelesene doppelte Spektralbreite beträgt 3.460 ms ($2 \cdot 2.0$ GHz), der Abstand zwischen den zwei sichtbaren Moden demgegenüber 560 μ s. Aus

$$d = \frac{c}{2 \cdot \Delta\nu} \quad (13)$$

erhält man für die Resonatorlänge den Wert

$$d = (23.2 \pm 0.1) \text{ cm}$$

Dieses Ergebnis ist als realistisch einzustufen.

4.3 Stabilitätsgrenze am passiven Resonator

Die Stabilitätsgrenze am passiven Resonator war bei einem Wert von (30.0 ± 0.5) cm erreicht. Da der eine der beiden Spiegel planar ist, ergibt das Stabilitätskriterium sofort

$$g_2 = 1 - \frac{d}{R_2} \stackrel{!}{=} 1 \quad \Rightarrow \quad R_2 = d \quad (14)$$

Die Stabilitätsgrenze gibt also unmittelbar den Radius des Spiegels an. Das Ergebnis ist mit dem Vergleichswert identisch.

4.4 Messung der Laserverstärkung an der Plasmaröhre

Vor dem Anschalten der Plasmaröhre war eine Intensität von (0.40 ± 0.01) mW zu messen. Dies ist – wie zu erwarten – eine deutlich geringere Leistung als die des Justierlasers. Wir haben diesen Wert dann auf der Skala in einem empfindlichen Messbereich auf den Wert 1 umkalibriert. Nachdem Hinzuschalten der Gasentladung war der Wert 1.4 abzulesen. Die Gasentladung verstärkt den Laser also um den Faktor 1.4.

4.5 Leistung und Polarisation des Messlasers

Die Leistung des Messlasers konnte bestimmt werden zu

$$I = (0.580 \pm 0.002) \text{ mW}$$

Es zeigt sich, wie erwartet, dass das Hinzufügen des Resonators eine deutlich höhere Laserleistung erlaubt. Allerdings ist die Leistung deutlich geringer als die des Justierlasers.

Nach dem Einsetzen des Polarisationsfilters ergab sich ein Maximum bei $(176 \pm 5)^\circ$, ein Minimum bei $(85 \pm 5)^\circ$. Die Polarisation des Messlasers ist also wiederum vertikal.

4.6 Bestimmung der Spiegelradien

Durch Verschieben von Spiegel S1 konnten wir noch einmal die Stabilitätsgrenze des Lasers ausfindig machen. Diese lag bei (30.5 ± 0.5) cm. Wie schon in 4.3 erläutert, ist dies genau der Spiegelradius R_2 . Das Ergebnis ist wiederum identisch mit dem Vergleichswert.

4.7 Messung der Longitudinalmodenabstandsabhängigkeit

Wir haben die Resonatorlänge auf (30.0 ± 0.5) cm, (28.0 ± 0.5) cm, bzw. (25.5 ± 0.5) cm eingestellt und jeweils auf dem Oszilloskop den Abstand zwischen zwei Longitudinalmoden abgelesen. Die gemessenen und die nach der Formel

$$\Delta\nu = \frac{c}{2d} \quad (15)$$

berechneten Vergleichswerte sind in Tabelle 1 dargestellt. Alle Werte sind verträglich.

d / cm	$\Delta\nu/10^8\text{Hz}$	$\Delta\nu_{\text{theo}}/10^8\text{Hz}$
30.0 ± 0.5	5.087(0)	4.997 ± 0.083
28.0 ± 0.5	5.549(0)	5.353 ± 0.096
25.5 ± 0.5	5.896(0)	5.878 ± 0.115

Tabelle 1: Longitudinalmodenabstandsabhängigkeit

4.8 Analyse der Modenstruktur

Bei offener Blende haben wir die sieben sichtbaren Moden ausgemessen, um sie mithilfe der Formel

$$\Delta\nu_{qmn} = \frac{c}{2d} \left[\Delta q + (\Delta m + \Delta n) \frac{1}{\pi} \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{d}{R_2}} \right) \right] \quad (16)$$

zu analysieren. Die dabei gemessenen Frequenzabstände waren

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{12} &= 0.693(6) \cdot 10^8 \text{Hz} \\ \Delta\nu_{13} &= 1.757(2) \cdot 10^8 \text{Hz} \\ \Delta\nu_{14} &= 4.208(1) \cdot 10^8 \text{Hz} \\ \Delta\nu_{15} &= 6.150(3) \cdot 10^8 \text{Hz} \\ \Delta\nu_{16} &= 7.583(9) \cdot 10^8 \text{Hz} \\ \Delta\nu_{17} &= 9.896(0) \cdot 10^8 \text{Hz} \end{aligned}$$

Dagegen ergibt Gl. 16 schon ein kleinstes $\Delta\nu$ von $2.195 \cdot 10^8 \text{Hz}$, für $\Delta q = \Delta m = 0$ und $\Delta n = 1$. Die gemessenen Werte lassen sich also nicht sinnvoll zuordnen. Möglicherweise handelt es sich um einen Ablesefehler.

4.9 Dopplerbreite und Power Dip

Um die Einhüllende des Modenspektrums sichtbar zu machen, haben wir das Oszilloskop in den Nachleuchtemodus gebracht. Es war eine deutliche Gaußkurve mit einem Power Dip von zwei Skalenteilen Tiefe und $4.97 \cdot 10^8 \text{Hz}$ Breite in der Mitte zu beobachten. Die Breite der Gaußkurve ließ sich mit $7.75 \cdot 10^8 \text{Hz}$ abschätzen.

Aus diesem Wert lässt sich theoretisch aus Gl. 12 die Plasmatemperatur errechnen. Man erhält den viel zu kleinen Wert von 105.2 K. Die Erklärung hierfür ist die in Abb. 1 eingezeichnete Verlustgrenze. Für uns sichtbar ist nur der Teil der Gaußkurve oberhalb dieser Grenze, sodass die von uns bestimmte Halbwertsbreite viel zu klein ist. Leider gibt es keine Möglichkeit, dies zu korrigieren, zwar könnte man willkürlich die Halbwertsbreite tiefer unten abmessen, aber auch dies wäre keine sinnvolle Aussage.

5 Zusammenfassung

Es ist uns in diesem Versuch erfolgreich gelungen, den Helium-Neon-Laser aufzubauen. Wir haben alle gewünschten Eigenschaften sowohl des Justier- als auch

des Messlasers messen bestätigen können. Einzig die Analyse der Modenstruktur ist uns aus ungeklärter Ursache – wahrscheinlich wegen einem Ablesefehler – nicht gelungen. Eine Berechnung der Plasmatemperatur ließ sich aus den oben diskutierten Gründen nicht aus den Daten gewinnen.