

# Aufbau eines durchstimmbaren Halbleiterlasers Sättigungs- und Polarisationspektroskopie an Rb

Michael Albiez, Jonas Ries

3.-14. April 2000

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Aufbau und Justierung eines Halbleiterlasers</b>	<b>3</b>
2.1	Theorie . . . . .	3
2.1.1	Prinzip des Lasers . . . . .	3
2.1.2	Prinzip des Halbleiterlasers . . . . .	5
2.1.3	Optische Resonatoren . . . . .	7
2.1.4	Externe optische Rückkopplung . . . . .	9
2.2	Im Experiment verwendete Geräte . . . . .	9
2.2.1	Das Gitter . . . . .	9
2.2.2	Das Wavemeter . . . . .	10
2.2.3	Temperaturregelung . . . . .	11
2.3	Charakterisierung eines freilaufenden Lasers . . . . .	13
2.4	Laser mit Gitterfeedback . . . . .	17
2.4.1	Aufbau des Lasers . . . . .	17
2.4.2	Justierung des Lasers . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Sättigungsspektroskopie an Rubidium</b>	<b>20</b>
3.1	Die $D_2$ -Linie von Rubidium . . . . .	20
3.2	Theorie zur Sättigungsspektroskopie . . . . .	22
3.3	Im Experiment verwendete optische Geräte . . . . .	24
3.3.1	Dielektrische Spiegel . . . . .	24
3.3.2	Polarisationsstrahlteilerwürfel . . . . .	25
3.3.3	Das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen . . . . .	26
3.3.4	Das $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen . . . . .	27
3.3.5	Der optische Isolator . . . . .	28
3.4	Versuchsaufbau, Durchführung und Auswertung . . . . .	29
3.4.1	Messung in Emission . . . . .	29
3.4.2	Messung in Absorption . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Polarisationsspektroskopie an Rubidium</b>	<b>33</b>
4.1	Theorie . . . . .	33
4.1.1	qualitative Funktion der Polarisationsspektroskopie . . . . .	33
4.1.2	quantitative Behandlung . . . . .	34
4.1.3	Abschätzung der Werte von $\Delta\alpha(\omega_0)0 : \Delta\alpha_0$ für den Übergang $F=2 \rightarrow F'$ von $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	36
4.2	Aufbau, Durchführung und Auswertung . . . . .	39
4.2.1	Aufbau und Durchführung . . . . .	39
4.2.2	Auswertung . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Schlussbetrachtung</b>	<b>42</b>

# 1 Einleitung

Die Entwicklung des Halbleiterlasers hat in vielen Bereichen der Physik zu revolutionären Entwicklungen geführt. Halbleiterlaser sind preiswert, klein, sie besitzen einen hohen Wirkungsgrad und lassen sich gut stabilisieren und sie sind über weite Frequenzbereiche erhältlich.

In der ersten Woche unseres Praktikums haben wir einen durchstimmbaren Halbleiterlaser aufgebaut und justiert. Mit Hilfe dieses Lasers konnten wir in der zweiten Woche Sättigungs- und Polarisationspektroskopie an Rubidium betreiben. Es sollte die Hyperfeinstruktur des D2-Übergangs von Rubidium auf beide Arten aufgenommen und der Unterschied gezeigt und verstanden werden. In Zukunft soll der Laser auf Grund seiner Stabilität und Durchstimmbarkeit als Injektionslaser für einen Laser zur Laserkühlung benutzt werden und letztendlich der Erforschung optischer Eigenschaften eines Bose-Einstein-Kondensats dienen.

Wir möchten uns herzlich bei Markus Oberthaler und Bernd... für die ausgezeichnete Betreuung bedanken.

## 2 Aufbau und Justierung eines Halbleiterlasers

### 2.1 Theorie

#### 2.1.1 Prinzip des Lasers

Der Halbleiterlaser beruht auf der Wechselwirkung eines Lichtfeldes mit elektronischen Anregungen im Halbleiter. Wir betrachten dazu ein Zweiniveau-System mit der Grundzustandsenergie  $E_1$  und der Energie des angeregten Zustands  $E_2$ .  $N_1$  und  $N_2$  sei die Anzahl der Elektronen im jeweiligen Zustand. Beim Halbleiterlaser sind das Elektronen im Valenz- und Leitungsband. Bei Übergängen zwischen den Niveaus werden Photonen der Energie  $h\nu = E_2 - E_1$  absorbiert oder spontan oder stimuliert emittiert:

- Spontane Emission: Die spontane Emissionswahrscheinlichkeit  $dW_{21}^{sp} = A_{21}dt$  ist unabhängig vom Strahlungsfeld.  $\tau$  ist die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes,  $A_{21} = \tau^{-1}$ . Der Zeitpunkt der Emission, die Phase sowie Emissions- und Polarisationsrichtung sind statistisch, die Strahlung ist daher inkohärent.
- Induzierte Absorption: Durch Absorption eines Photons kann das System vom Grundzustand in den angeregten Zustand gelangen. Die Absorptionswahrscheinlichkeit  $dW_{12}^{ind}$  ist proportional zur spektralen Energiedichte des Strahlungsfeldes  $\rho(\nu) = |\mathcal{E}(\nu)|^2$ :

$$dW_{12}^{ind} = \rho(\nu)B_{12}dt$$

- Stimulierte Emission: Befindet sich ein Elektron im oberen Energieniveau des Systems, kann es unter Einwirkung des äußeren Strahlungsfeldes in das untere Niveau übergehen. Das dabei emittierte Photon besitzt die gleiche Frequenz, Phase, Richtung und Polarisation wie das stimulierende Photon, d.h., das emittierte Photon ist in der gleichen Mode wie das stimulierende. Die Wahrscheinlichkeit für stimulierte Emission ist:

$$dW_{21}^{ind} = \rho(\nu)B_{21}dt$$

Die Koeffizienten  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  und  $B_{12}$  heißen „Einstein-Koeffizienten“.

Für den stationären Fall muss die Absorptionsrate gleich der gesamten Emissionsrate sein:

$$A_{21}N_2 + B_{21}\rho(\nu)N_2 - B_{12}N_1\rho(\nu) = 0 = \dot{N}_1 = -\dot{N}_2 = \dot{n} \quad (1)$$

$n$  ist die Photonenzahl.

Im thermischen Gleichgewicht gilt die Boltzmann-Verteilung:

$$N_i = \frac{Ng_i}{Z}e^{-E_i/kT} \quad (2)$$

$g_i$  ist das statistische Gewicht des Zustands der Energie  $E_i$ ,  $Z$  die Zustandssumme.

Durch Einsetzen von Gl. (2) in Gl. (1) und mit  $E_2 - E_1 = h\nu$  erhält man durch Auflösen nach  $\rho(\nu)$ :

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}/B_{21}}{(g_1/g_2)(B_{12}/B_{21})(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (3)$$

Aus dem Vergleich mit der Planck'schen Formel der Energiedichte der Hohlraumstrahlung

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

folgen folgende Beziehungen zwischen den Einstein-Koeffizienten:

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1}B_{21} \quad \text{und} \quad A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}B_{21} \quad (4)$$

Die Zahl der Moden  $m(\nu)$  pro Volumeneinheit im Frequenzintervall  $\nu$  bis  $\nu + d\nu$  erhält man durch Betrachtung stehender Wellen in einem Hohlraum zu:

$$m(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}d\nu \quad (5)$$

Aus Gl. (4) und Gl. (5) folgt, dass die induzierte Emissionswahrscheinlichkeit immer dann größer als die spontane Emissionswahrscheinlichkeit ist wenn das induzierende

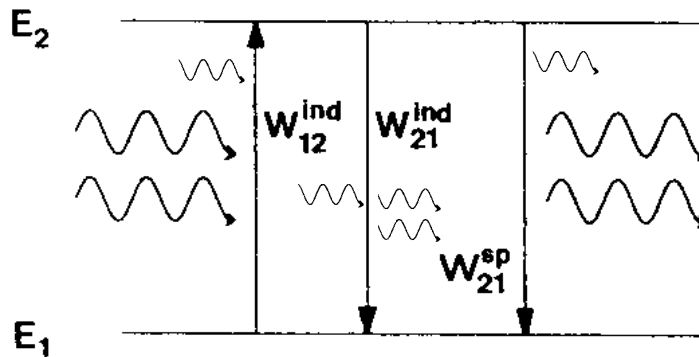


Abbildung 1: Strahlungsübergänge eines Zweiniveau-Systems, aus [6]

Strahlungsfeld in dieser Mode mehr als ein Photon enthält, d.h. wenn gilt:

$$\rho(\nu) > \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu \quad (6)$$

Dies ist eine Voraussetzung für den Laser, die durch eine selektive Rückkopplung in einem optischen Resonator erreicht werden kann (s.u.).

Die andere Voraussetzung ist, dass die Photonenzahl zunimmt. Unter Vernachlässigung der spontanen Emissionswahrscheinlichkeit wenn Gl. (6) erfüllt ist folgt aus Gl. (1) und bei gleichen statistischen Gewichten aus Gl. (4):

$$\dot{n} = -\dot{N}_2 = (N_2 - N_1)B_{21}\rho(\nu) > 0 \quad \text{d.h.} \quad N_2 > N_1 \quad (7)$$

Diese Voraussetzung für eine Verstärkung des Strahlungsfeldes heißt Besetzungsinversion und steht im krassen Widerspruch zur Boltzmann-Verteilung (2), das thermische Gleichgewicht muss also erheblich gestört werden. Dieses nennt man Pumpen.

### 2.1.2 Prinzip des Halbleiterlasers

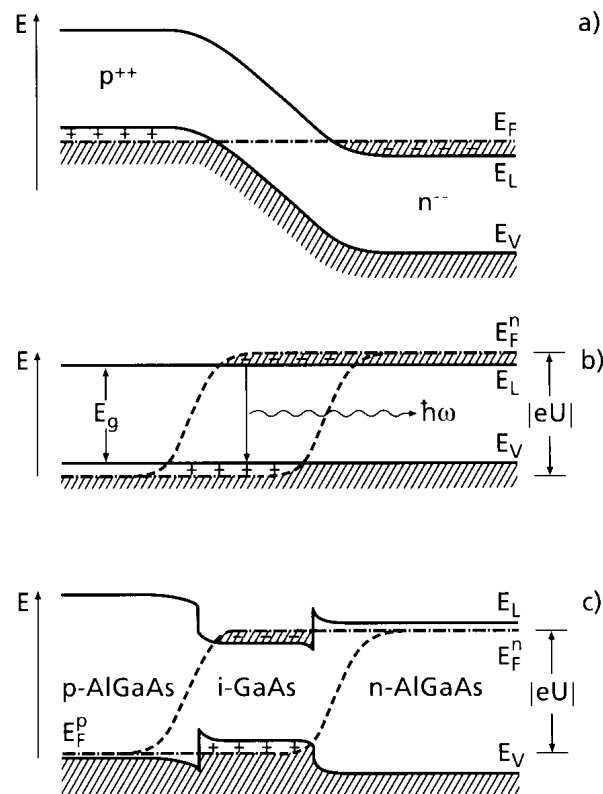


Abbildung 2: Bänderschemata des Halbleiterlasers: a) p-n-Übergang ohne äußere Spannung, b) p-n-Übergang mit angelegter Spannung, c) p-n-Übergang mit intrinsischer optisch aktiver Schicht und angelegter Spannung; aus [5]

Der Halbleiterlaser ist im einfachsten Modellfall ein in Durchlassrichtung gepolter  $pn$ -Übergang, der mit Nichtgleichgewichtselektronen und -löchern überflutet wird. Bei Rekombination eines Lochs mit einem Elektron wird ein Photon emittiert. Dies ist das Prinzip der LED. Damit die Diode zu lasern beginnt, muß eine Besetzungsinversion herrschen. Die Bedingung dafür soll im Folgenden hergeleitet werden:

Die Leitungsbandkante mit der Energie  $E_L$  entspricht dem Energieniveau  $E_2$ , ebenso entspricht die Energie der Valenzbandkante  $E_V$   $E_1$ , da nur an den Bandkanten optische Elektronenübergänge stattfinden. Für die Besetzung der Nichtgleichgewichtselektronen und -löcher lassen sich Quasiferminiveaus  $E_F^n$  und  $E_F^p$  einführen (siehe Abb. 2 (b)). Nähert man die Zustandsdichte an den Rändern des Leitungs- und Valenzbandes durch konstante Zustandsdichten  $D_L(E_L)$  und  $D_V(E_V)$  an erhält man mit der Fermi-Besetzungswahrscheinlichkeit

$$f(E_{L/V}) = \left\{ 1 + \exp \left[ (E_{L/V} - E_F^{n/p}) / kT \right] \right\}^{-1} \quad (8)$$

$N_2 = D_L(E_L)f(E_L)$ . Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind hier aber nicht unabhängig von  $N_1$ , sondern proportional zum „Platz“ im unteren Niveau  $1 - f(E_V)$ . Entsprechendes gilt für  $N_1$ . Daraus folgt analog zu Gl. (7) für die Bedingung für Besetzungsinversion:

$$-B_{21}D_L(E_L)f(E_L)D_V(E_V)(1 - f(E_V)) + B_{12}D_V(E_V)f(E_V)D_L(E_L)(1 - f(E_L)) < 0 \quad (9)$$

oder

$$f(E_L) > f(E_V)$$

was

$$E_F^n - E_F^p > E_L - E_V = E_g \quad (10)$$

entspricht.

Die Quasiferminiveaus müssen also energetisch weit voneinander entfernt sein, damit durch eine außen anliegende Inversionsspannung  $U = (E_F^n - E_F^p)/e$  Besetzungsinversion erreicht werden kann. Dieses setzt eine sehr hohe Dotierung voraus.

Die heute verwendeten Laserdioden sind meist Doppelheterostruktur Laser (Abb. 2 (c)). Zwischen den p- und n-dotierten Schichten mit größerer Bandlücke befindet sich eine schwach dotierte oder intrinsische Schicht mit geringerer Bandlücke, die aktive Schicht, wo Besetzungsinversion stattfindet. Die Elektronen und Löcher, die die aktive Schicht überfluten, sind wegen der Diskontinuitäten im Leitungs- und Valenzband in dieser Schicht „eingesperrt“. Dadurch wird die strahlende Rekombination erhöht. Dieser Effekt wird als „electrical confinement“ bezeichnet.

Da der Brechungsindex der aktiven Zone für die erzeugte Wellenlänge höher ist als der der angrenzenden Schichten, wird das erzeugte Licht an den Grenzschichten größtenteils total reflektiert und im GaAs-Kanal gebündelt. Dieses ist das „optical confinement“. Die Breite der aktiven Schicht wird dadurch begrenzt, indem der Kontakt schmal gehalten wird und den Stromfluss auf einen engen Bereich einschränkt (Abb. 3). Der aktive Kanal besitzt eine typische Abmessung von  $0.2 \times 0.1 \times 250 \mu m$ . Aus diesem Grund divergiert das Licht aus den Diodenlasern stark ( $10^\circ \times 30^\circ$ ) und muss durch eine Linse kollimiert werden. Die Asymmetrie des Lichtes rührt von der rechteckigen Form des aktiven Kanals her. Je schmaler er ist, desto stärker divergiert das Licht in diese Richtung, vergleichbar mit dem Beugungsbild eines Spaltes.

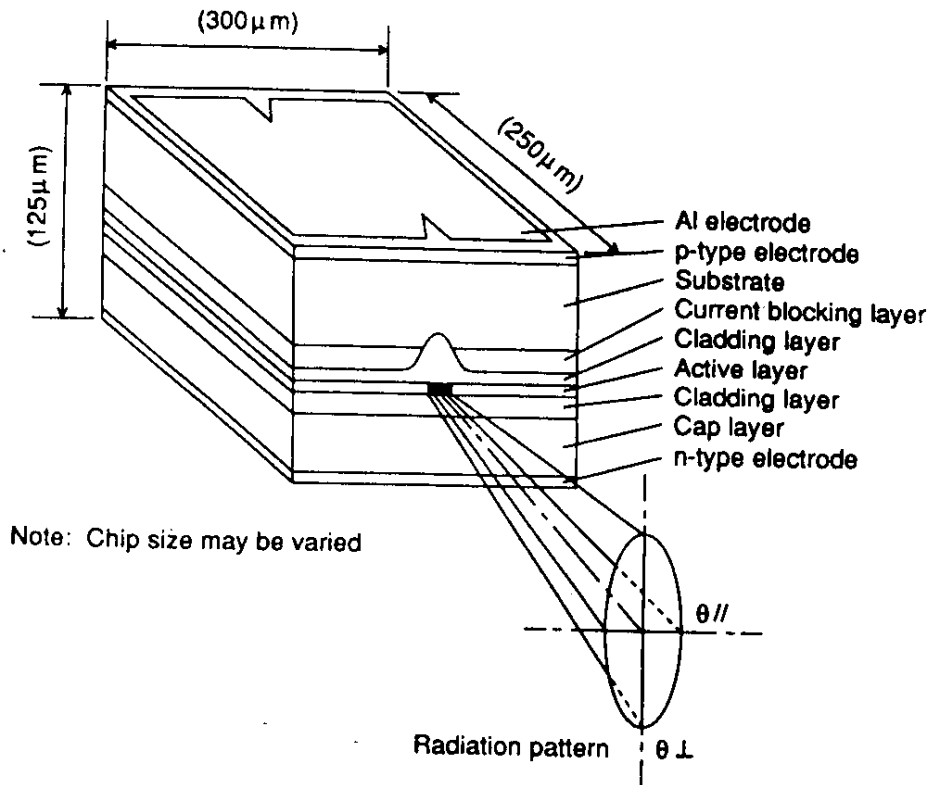


Abbildung 3: Aufbau eines Diodenlasers, aus [10]

### 2.1.3 Optische Resonatoren

Neben der Verstärkung des Lichtes im aktiven Medium durch Besetzungsinversion ist auch eine optische Rückkopplung für das Funktionieren des Lasers unerlässlich, da dann nur wenige Moden verstärkt werden und die stimulierte Emission die spontane Emission überwiegt.

Im Halbleiterlaser ist der Verstärkungsbereich  $\Delta\nu \approx 10\text{nm}$  vergleichsweise breit. Die Moden des Resonators sind je nach Güte  $Q$  ziemlich scharf. Sie haben einen Abstand von:

$$\delta\nu \simeq c/(2nL) \quad (11)$$

Im Laser schwingt immer diejenige Mode mit der größten Verstärkung an (Abb. 4). Für die Linienbreite  $\Delta\nu_L$  des Lasers gilt die Schawlow-Townes Beziehung:

$$\Delta\nu_L \geq \frac{\pi h\nu_L \Delta\nu_C^2}{P_L} \quad (12)$$

$$\Delta\nu_C = \frac{c}{Q} = \frac{c}{2L} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}$$

ist die Linienbreite des Resonators,  $P_L$  die Ausgangsleistung des Lasers. Diese Beziehungen gelten strenggenommen für den Halbleiterlaser nicht, denn auf Grund der Kopplung zwischen Amplituden- und Phasenfluktuationen, die von der Abhängigkeit des Bre-

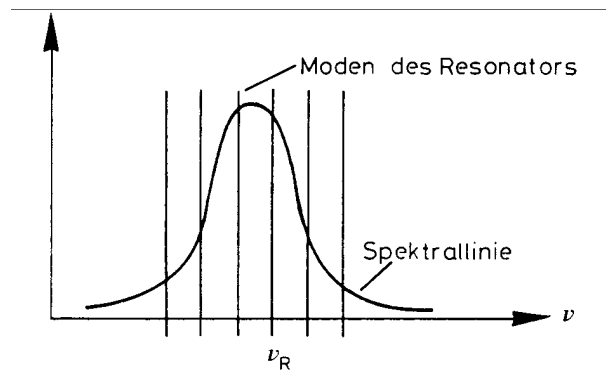


Abbildung 4: Wirkung des Laserresonators, aus [6]

chungsindex vom Gain herrührt, ist die Linienbreite beim Halbleiterlaser ca. 50 mal größer.

Durch eine geeignete Wahl von Halbleiter und Dotierung lassen sich Halbleiterlaser über große Wellenlängen- und Intensitätsbereiche herstellen (Abb. 5)

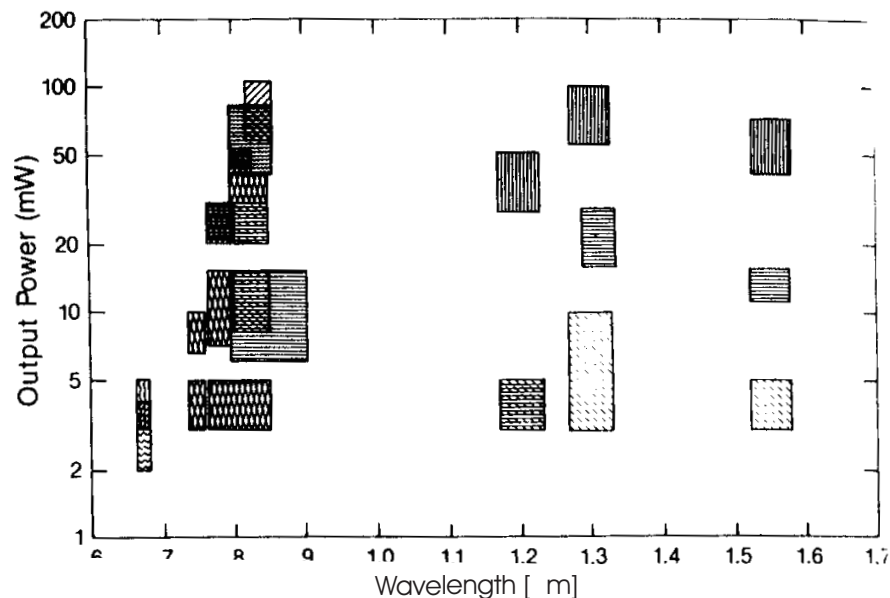


Abbildung 5: Wellenlängen und Leistung von Halbleiterlasern, aus [10]

Eine optische Rückkopplung kann beim Diodenlaser schon durch Spalten des Wavers erreicht werden, wodurch das Licht an Vorder- und Rückseite des Kanals teilweise reflektiert wird. Meist wird eine Seite total verspiegelt, die andere dagegen entspiegelt, um eine höhere Ausgangsleistung zu erzielen. Außerdem wird dadurch eine externe Rückkopplung erleichtert.

Die Frequenz des freilaufenden Halbleiterlasers (d.h. ohne externe Rückkopplung) läßt sich durch Variation von Temperatur und Diodenstrom steuern. Einerseits wird hierdurch der Energieabstand der Laserniveaus und damit das Verstärkungsprofil verändert, andererseits verändert sich durch die Abhängigkeit des Brechungsindex  $n$  von Temperatur und Ladungsträgerdichte die optische Weglänge des Resonators und damit die Lage



der Resonatormoden. Eine kontinuierliche Durchstimmung wird im Allgemeinen nicht erreicht, da sich Verstärkungsprofil und Resonatorweglänge nicht synchron verschieben und daher Modensprünge auftreten.

### 2.1.4 Externe optische Rückkopplung

Durch die Verwendung externer Resonatoren lassen sich stabile und über weite Bereiche durchstimmbare Laser mit einer sehr geringen Linienbreite im kHz-Bereich aufbauen (vgl. Gl. (12)).

Bei unserem Aufbau wirft ein optisches Gitter in Littrow-Anordnung (siehe Abschnitt 2.2.1) die erste Beugungsordnung in den Laser zurück und bildet zusammen mit der verspiegelten Rückseite des aktiven Kanals den Resonator. Der Ausgangsstrahl ist der Strahl nullter Ordnung. Das Gitter dient dazu, eine einzige Mode dieses externen Resonators auszuwählen. Durch den Abstand zwischen Gitter und Laserdiode ist die Länge des Resonators gegeben, durch eine Veränderung dieser Länge durch Verschieben des Gitters läßt sich die Wellenlänge verschieben (durchstimmbarer Bereich ca. 4 GHz). Wird das Gitter während der Verschiebung so gedreht, dass auch der Laserstrahl mit neuer Wellenlänge direkt zurückgeworfen wird, läßt sich der durchstimmbare Bereich nochmals vergrößern (auf mehrere zehn GHz). Nach weiterem Verschieben des Gitters springt der Laser auf eine neue Mode.

Zur Feinabstimmung des Gitters eignet sich hervorragend ein Piezoelement: Durch Anlegen einer Spannung an polare Kristalle tritt eine zur Spannung proportionale Verkürzung oder Verlängerung des Kristalls auf.

## 2.2 Im Experiment verwendete Geräte

### 2.2.1 Das Gitter

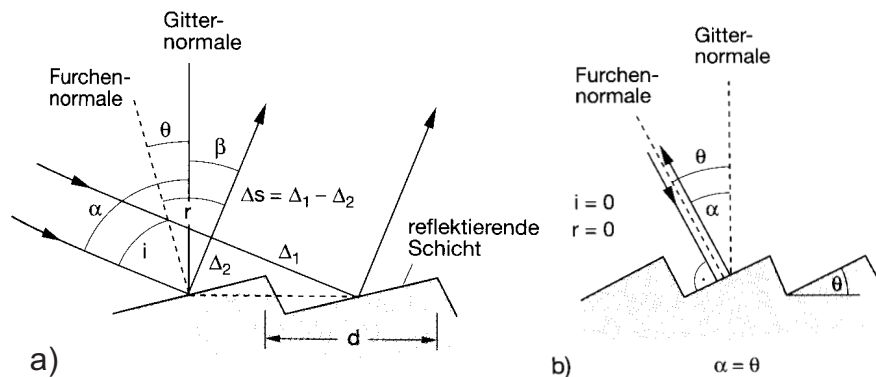


Abbildung 6: a) Reflexionsgitter, b) Littrow-Anordnung, aus [2]

Reflexionsgitter werden entweder durch Ritzen von Furchen in eine ebene Glasplatte oder holographisch hergestellt.  $\alpha$  und  $\beta$  seien Einfallswinkel und Ausfallswinkel gegen die Gitternormale,  $d$  sei der Gitterabstand, dann ist der Gangunterschied  $\Delta s = d(\sin \alpha + \sin \beta)$  (Abb. 6 a)) und konstruktive Interferenz tritt auf wenn

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda.$$

Licht, das von einer einzelnen Furche reflektiert wird besitzt ein Beugungsbild ähnlich dem eines Spaltes. Die gebeugte Intensität ist maximal, wenn Einfallswinkel und Ausfallswinkel gleich sind, für andere Richtungen nimmt sie ab. Die Intensität der Ordnung eines Gitters ist somit maximal, wenn der Winkel  $\theta$  der Furchennormale gegen die Gitternormale (Blaze-Winkel) so geschaffen ist, dass das Intensitätsmaximum einer Furche in Richtung des Beugungsbildes der Ordnung liegt:

$$\theta = \frac{\alpha + \beta}{2}$$

Daraus folgt für den Blaze-Winkel:

$$\theta = \frac{\alpha}{2} + \frac{1}{2} \arcsin \left[ \frac{m\lambda}{d} - \sin \alpha \right]$$

Da  $\theta$  von der Wellenlänge abhängig ist, kann das Gitter nur für eine Wellenlänge optimiert werden.

Ist der Blazewinkel  $\theta$  so, dass das einfallende Licht senkrecht auf die Furchenfläche fällt (Abb 6 b)), so wird die  $m$ -te Interferenzordnung für die Wellenlänge  $\lambda$  in Einfallsrichtung zurückreflektiert ( $\beta = \alpha$ ) wenn gilt:

$$\Delta s = 2d \sin \alpha = m\lambda$$

Diese Anordnung heisst Littrow-Anordnung, das Gitter arbeitet als wellenlängenselektierender Spiegel.

### 2.2.2 Das Wavemeter

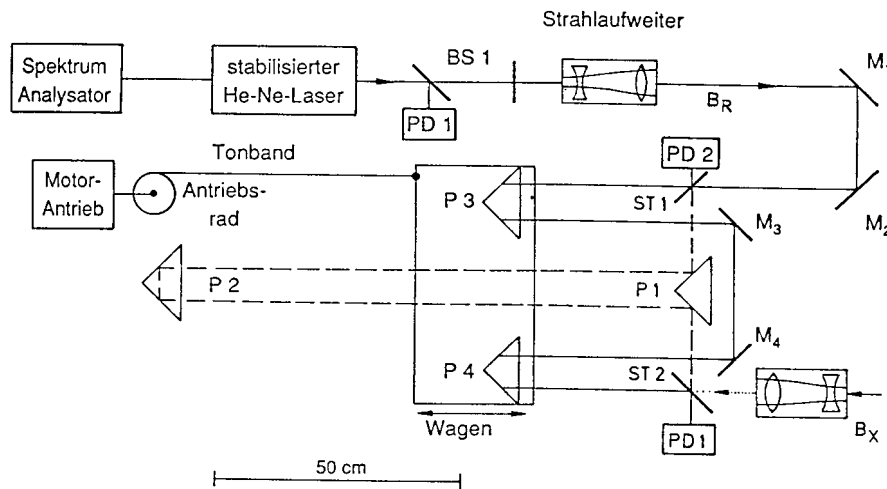


Abbildung 7: Funktionsweise des Wavemeters, aus [1]

Das von uns verwendete Wavemeter arbeitet nach dem Prinzip des Michelson-Lambdameters und ermöglicht eine absolute Messung der Wellenlänge eines Lasers mit einer Genauigkeit von  $10^{-8}$  oder 5 MHz. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 7 zu sehen:

Ein stabilisierter Laserstrahl mit genau bekannter Wellenlänge wird aufgespalten und später zur Interferenz gebracht. Der eine Strahl durchläuft eine zeitlich veränderliche Strecke. Die dadurch auf der Photodiode PD1 auftretenden Intensitätsschwankungen werden gezählt. Der Ausgangsstrahl des Lasers mit der zu messenden Wellenlänge wird genau antiparallel zum Referenzstrahl durch das Interferometer geschickt. Die Photodiode PD2 misst auch hier die durch Interferenz entstehenden Intensitätsimpulse. Aus dem Verhältnis der über den gleichen Zeitraum ermittelten Zählraten  $m_R$  und  $m_x$  lässt sich die Frequenz des Probelasers bestimmen:

$$\lambda_x = \frac{m_R}{m_x + \epsilon} \frac{n_L(\lambda_x)}{n_L(\lambda_R)} \lambda_R \quad (13)$$

$n_L$  ist der gesamte, von der Wellenlänge, Temperatur, Luftdruck und -feuchtigkeit abhängige Brechungsindex,  $\epsilon < 2$  berücksichtigt, dass bei Start und Stop der Zähler die Phase der Interferenzintensität nicht bekannt ist.

### 2.2.3 Temperaturregelung

Eine gute Temperaturregelung ist für den Laser unerlässlich, da selbst eine geringe Temperaturänderung die Eigenschaften des Lasers und besonders die Geometrie zwischen Laser und Gitter beeinflusst und damit die Wellenlänge verändert. Eine Temperaturstabilität von 10 mK wird angestrebt.

Als Temperatursensor dient eine der Sperrstrom einer Diode, der gesamte Aufbau wird durch ein Peltier-Element gekühlt oder erwärmt. Ein Peltier-Element besteht im Wesentlichen aus einem Metallstück an dessen Enden Stücke eines anderen Metalls befestigt sind. Wird durch diese Anordnung ein Strom geschickt, erwärmt sich die eine und kühlt sich die andere Verbindungsstelle. Dieses ist der umgekehrte Effekt zur Thermospannung: Werden zwei Metalle verbunden gleichen sich die Fermi-Niveaus an, es entsteht eine Kontaktspannung. Würden die freien Enden miteinander verbunden, entstünde auch hier die gleiche Kontaktspannung, es könnte kein Strom fließen. Da die Kontaktspannung aber temperaturabhängig ist, fließt bei unterschiedlichen Temperaturen der Lötstellen ein Strom.

Die Temperaturregelung übernimmt eine Steuereinheit, deren prinzipielle Funktionsweise hier kurz erläutert werden soll:

Der mit Hilfe des Temperatursensors gemessene Strom wird in eine Spannung umgewandelt und mit einer der eingestellten Temperatur entsprechenden Spannung über eine Vergleichselektronik verglichen. Mit der beim Vergleich entstehenden Ausgangsspannung wird das Peltier-Element betrieben. Die Vergleichselektronik besteht im Wesentlichen aus drei regelbaren Einheiten, dem Proportionalverstärker, dem Integrator und dem Differenzierer, die zusammen wirken:

**Proportionalverstärker:** Der Operationsverstärker (OV) hält beide Eingänge auf gleichem Potential. Außerdem nimmt er keinen Strom auf. Der durch  $R_1$  fließende Strom  $I_1 = \frac{U_e}{R_1}$  fließt somit auch durch  $R_2$  und erzeugt dort die Ausgangsspannung  $U_a = -\frac{R_2}{R_1} U_e$ , die das Peltier-Element regelt. Eine Abweichung von der Soll-Temperatur sorgt somit für eine sofortige entgegengerichtete Funktion des Peltier-Elements. Eine völlige Temperaturstabilisierung kann alleine mit der Proportionalregelung nicht erreicht werden,

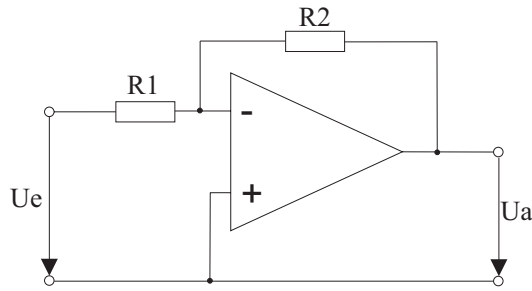


Abbildung 8: Proportionalverstärker

da bei Erreichen der Soll-Temperatur nicht mehr gekühlt oder geheizt wird, aber immer noch ein Temperatúraustausch mit der Umgebung statt findet.

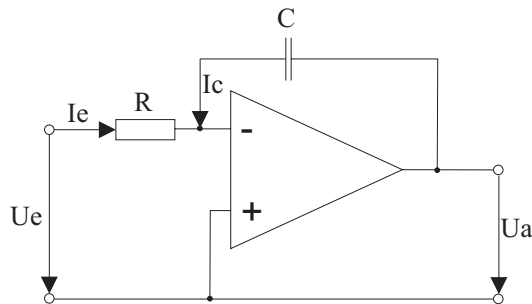


Abbildung 9: Integrator

**Integrator:** Der Eingangsstrom  $I_e = \frac{U_e}{R}$  ist entgegengesetzt gleich dem Ladestrom  $I_C = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dU_a}{dt}$ . Für die Ausgangsspannung folgt daraus:

$$U_a = -\frac{1}{RC} \int U_e dt + U_a(0)$$

Der Integrator verzögert also die Reaktion des Kühlelements und ermöglicht eine gute Temperaturstabilisierung: Muss das System z.B. gekühlt werden, würde es bei reiner Proportionalstabilisierung einige mK über dem Sollwert einen Gleichgewichtszustand erreichen, diese Abweichung wird vom Integrator gespeichert und als Offset der Ausgangsspannung hinzu gefügt.

Bei unserem Temperaturregler traten auch bei kleinstmöglichem Integralanteil heftige Oszillationen auf. Die Ersetzung des Kondensators C ( $10\mu\text{F}$ ) durch einen größeren ( $47\mu\text{F}$ ) reduzierte die Ausgangsspannung  $U_a$  und damit den Integralanteil.

**Differenzierer:** Für den Eingangsstrom gilt:  $I_e = C \frac{dU_e}{dt} = \frac{-U_a}{R}$ . Daraus folgt für die Ausgangsspannung:

$$U_a = -RC \frac{dU_e}{dt}$$

Der Differenzierer liefert also eine der Änderung der Eingangsspannung proportionale Ausgangsspannung und steuert das Peltier-Element entgegen, bevor die Soll-Spannung erreicht wird. Oszillationen werden so gedämpft, das Kühlelement reagiert schneller.

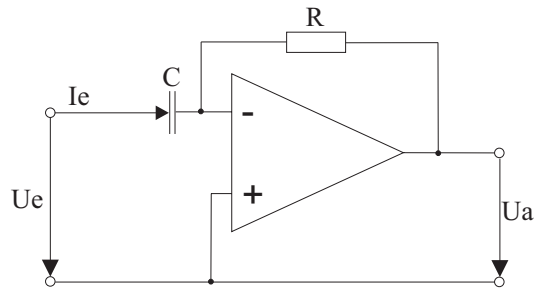


Abbildung 10: Differenzierer

Ein Beispiel für einen oszillierenden Einschwingvorgang mit zu hohem Integralanteil findet sich in Abb. 11, eines für den optimalen Einschwingvorgang in Abb. 12.

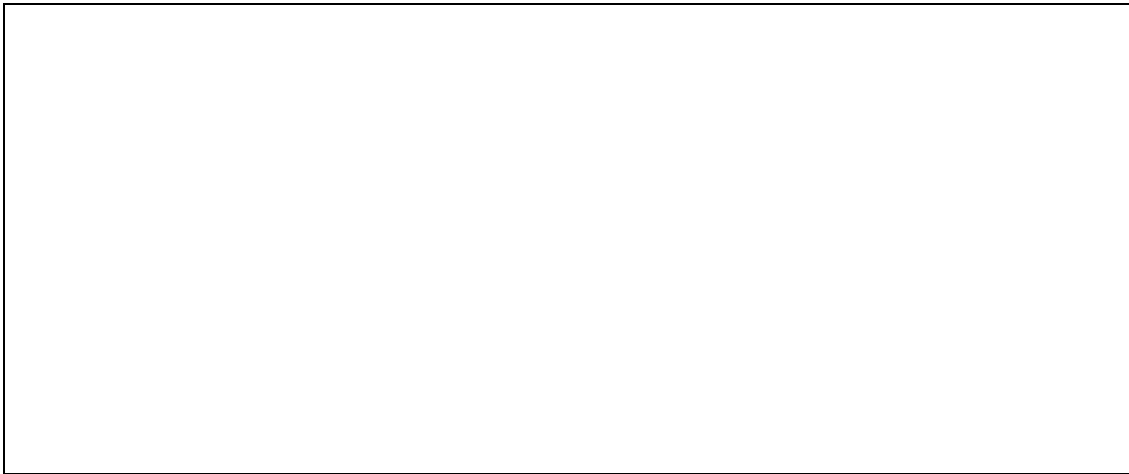


Abbildung 11: Oszillierende Einschwingung

### 2.3 Charakterisierung eines freilaufenden Lasers

In Abb. 13 ist die Laserleistung unseres Halbleiterlasers gegen den Diodenstrom aufgetragen. Bei kleinen Strömen ist die Laserleistung gering, die spontane Emission überwiegt, der Laser arbeitet als Leuchtdiode. Bei einer gewissen Schwellstromstärke  $I_{th}$  (der Threshold-Stromstärke) steigt die Laserleistung stark an, der Laserprozess setzt ein. Die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromstärke wird näherungsweise durch  $I_{th} \propto \exp(T/T_0)$  beschrieben und rührt von der Verschlechterung des elektrischen Confinements infolge des Aufweichens der Fermikante her.  $T_0$  liegt typischerweise um  $100^\circ\text{C}$ .

In Abb. 14 ist die Schwellstromstärke (aus Abb. 13 durch extrapolation der geraden Abschnitte der Kurven abgelesen) logarithmisch gegen die Temperatur aufgetragen. Ein exponentielle Zusammenhang ist zu erkennen, die einzelnen Punkte liegen näherungsweise auf einer Geraden. Allerdings hätte eine lineare Abhängigkeit dasselbe Bild ergeben, da der untersuchte Temperaturbereich sehr klein ist. Die Linearregression ergibt eine Geradensteigung von  $\frac{1}{T_0} = 0,0057$ , das einer Temperatur von  $T_0 = 157\text{K}$  entspricht, ein viel zu niedriger Wert. Unsere Messung erstreckt sich über einen viel zu kleinen Bereich

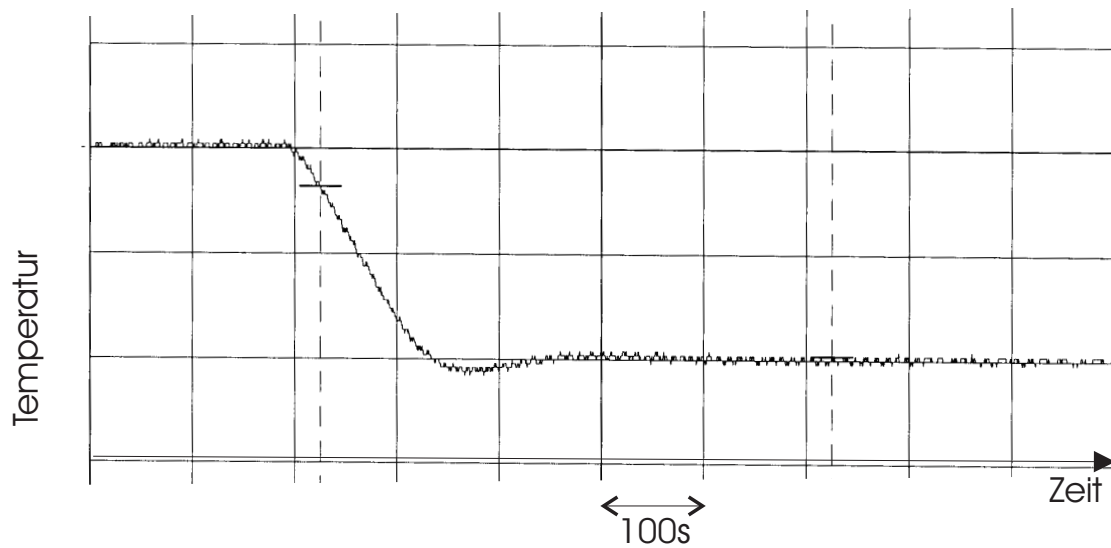


Abbildung 12: Guter Einschwingvorgang

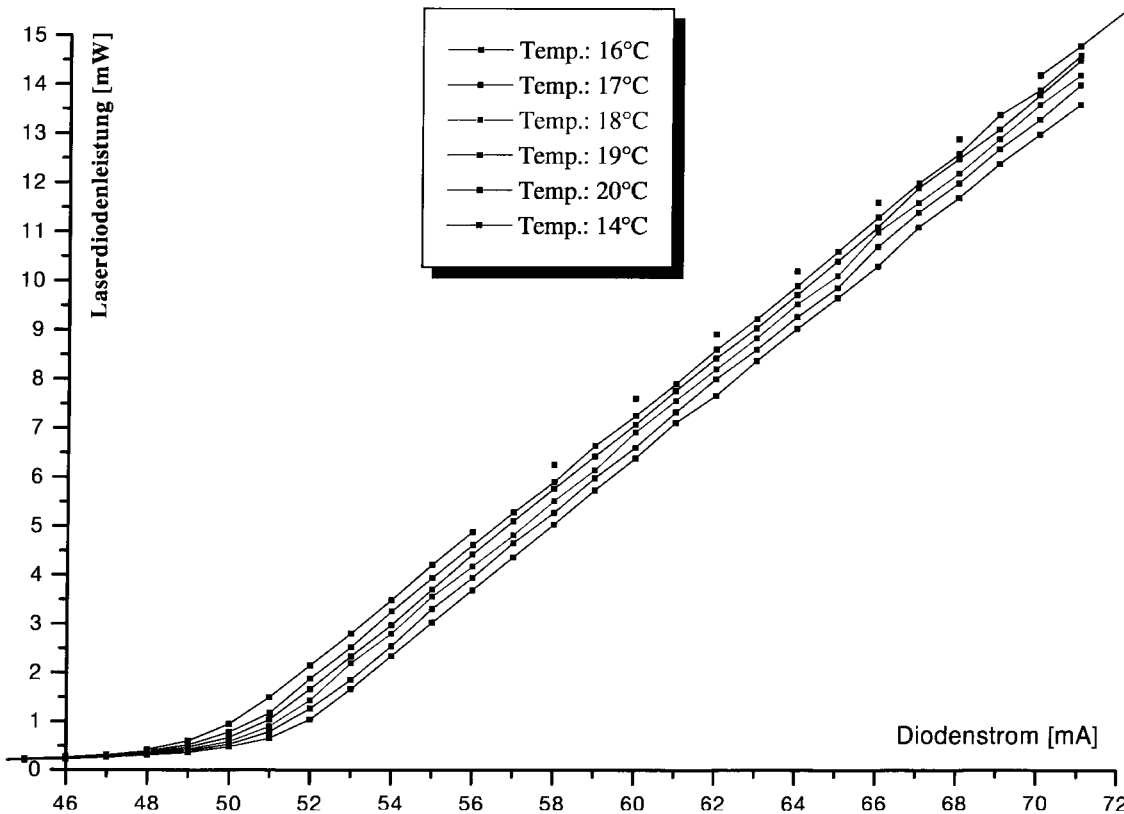


Abbildung 13: Abhängigkeit der Laserleistung vom Diodenstrom bei unserem freilaufenden Laser

und die Ablesegenauigkeit der Schwellenstromstärke war zu gering, um ein akzeptables Ergebnis zu erreichen.

In Abb. 15 ist die von uns mit dem Wavemeter gemessene Temperaturabhängigkeit

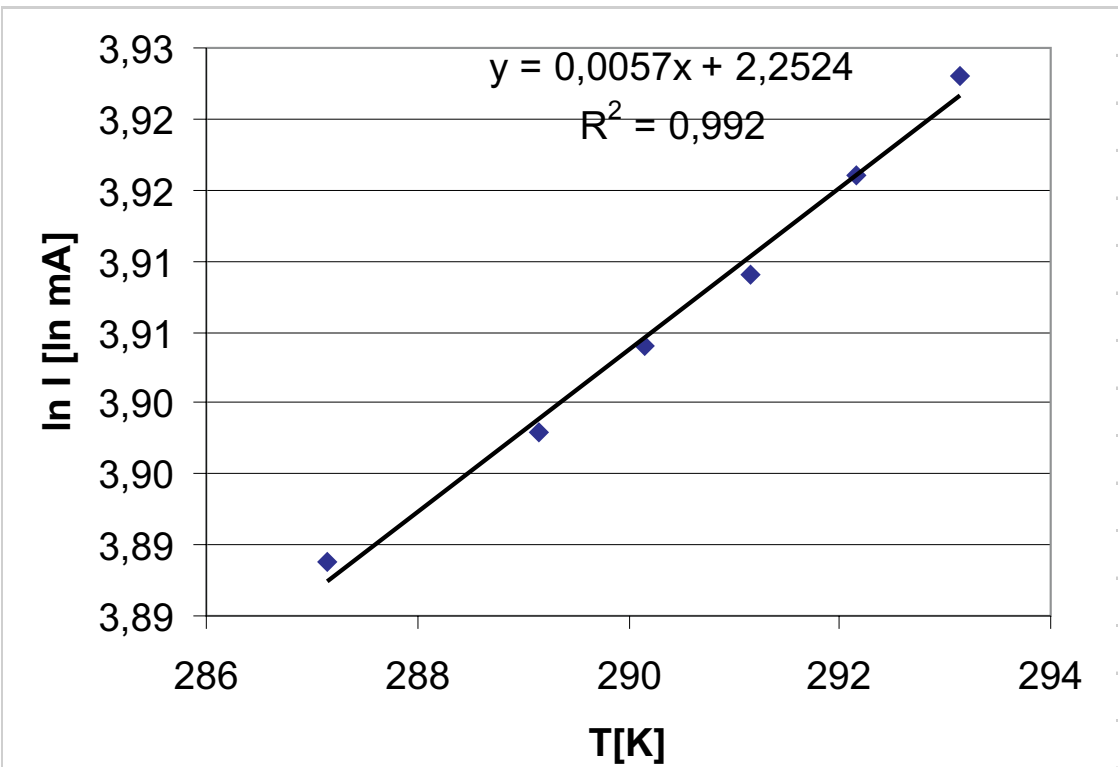


Abbildung 14: Der Threshold-Strom, logarithmisch gegen die Temperatur aufgetragen, erlaubt die Bestimmung von  $T_0$

der Wellenlänge des freilaufenden Lasers aufgetragen. Einige Modensprünge (z.B. bei  $22^\circ\text{C}$ ) sind zu erkennen. In Abb. 16 ist die Wellenlänge unseres Lasers für verschiedene Temperaturen gegen den Diodenstrom aufgetragen. Der Laser besitzt in diesem Temperatur- und Diodenstrombereich vier Moden mit Modensprüngen zwischen 779,6 und 780,6 nm, zwischen 780,8 und 781,2 nm (bei  $T$  kleiner als  $25^\circ\text{C}$ ) und zwischen 781,2 und 781,6 nm ( $T = 25^\circ\text{C}$ ). Bei fester Temperatur steigt mit steigendem Diodenstrom die Wellenlänge, auch eine höhere Temperatur hat eine größere Wellenlänge zur Folge.

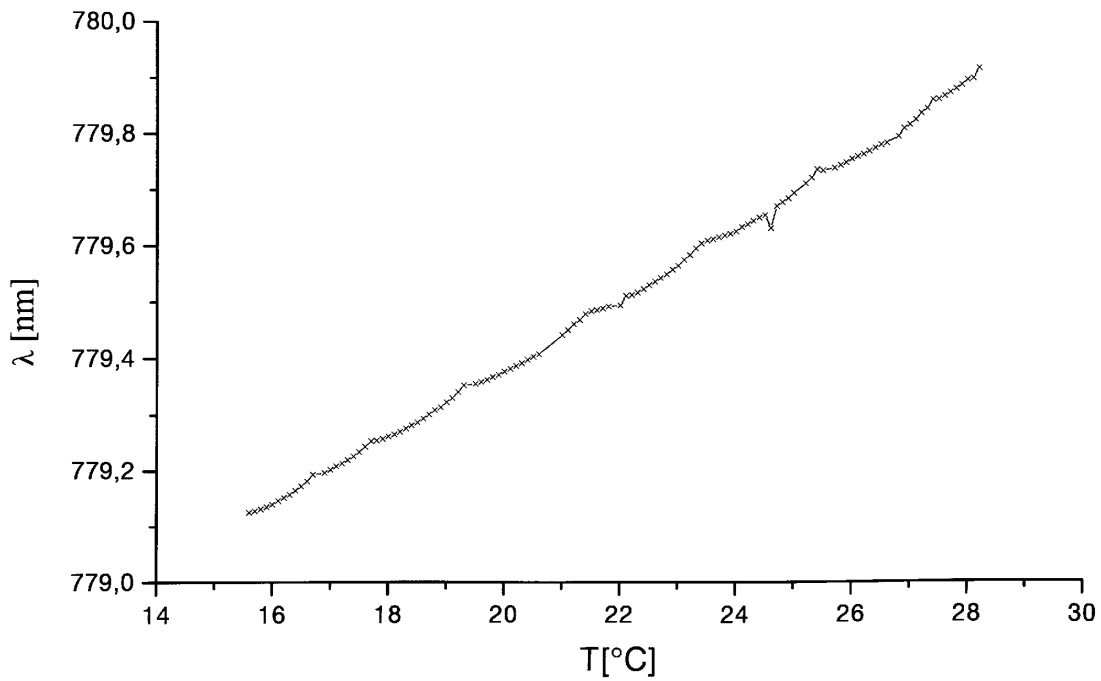


Abbildung 15: Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge des freilaufenden Lasers,  $I=75$  mA

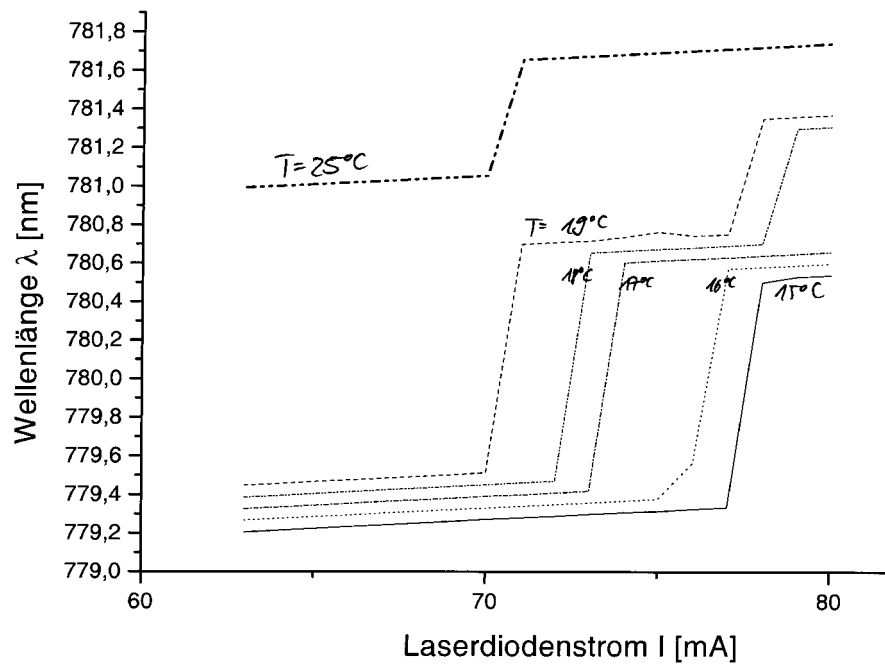


Abbildung 16: Abhängigkeit der Wellenlänge vom Diodenstrom beim freilaufenden Laser



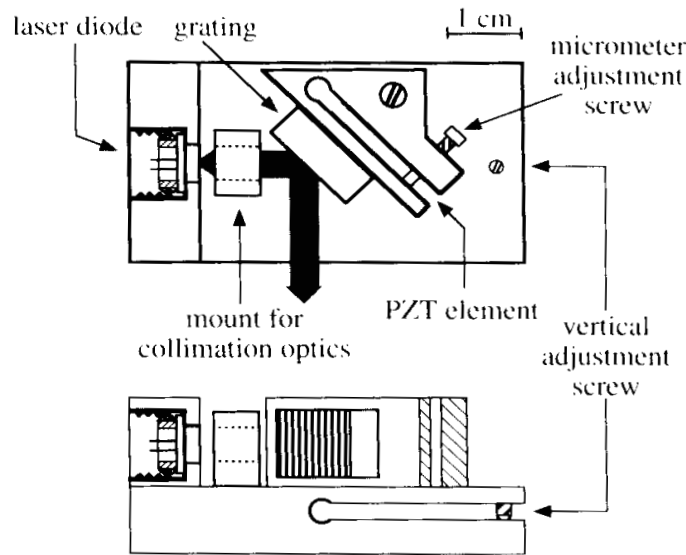


Abbildung 17: Aufbau des Lasers, aus [9]

## 2.4 Laser mit Gitterfeedback

### 2.4.1 Aufbau des Lasers

Der Aufbau des Lasers ist in Abb. 17 zu sehen, ein Foto befindet sich in Abb. 18.

Die Laserdiode befindet sich direkt in der Linsenhalterung, die drehbar im Laserhalterungsblock befestigt wird. Das Gitter ist auf der mit Hilfe einer Mikrometerschraube und dem Piezo-Element drehbaren Zunge der Gitterhalterung befestigt. Auch die Bodenplatte ist über eine Mikrometerschraube in vertikaler Richtung justierbar. Zwischen der Bodenplatte und dem Aluminiumblock, der als Wärmereservoir dient, befindet sich das Peltier-Element zur Temperaturstabilisierung. Der Temperatursensor ist in den Laserhalterungsblock eingelassen. Die Elektronik ist über Steckbuchsen verbunden. Eine Abdeckung aus Plexiglas mit einem kleinen Austrittsloch für den Laser verbessert die Temperaturstabilisierung.

### 2.4.2 Justierung des Lasers

Zur Kollimation des Lasers wird der Gitterhalterungsblock abgenommen und der Laserstrahl wird auf eine entfernte Wand gerichtet. Die Kollimatorlinse wird so eingestellt, dass der Laserstrahl nicht divergiert und direkt an der Diode die gleichen Abmessungen hat wie an der Wand. Es muss überprüft werden, dass der Laser keinen Fokus vor der Wand hat. Aufgrund des rechteckigen Querschnitts des aktiven Kanals ist der Laserstrahl länglich und wird horizontal ausgerichtet. Jetzt ist auch die Polarisation definiert.

Nun werden die Daten des freilaufenden Lasers aufgenommen (Kapitel 2.3), und zwar die Temperatur- und Stromabhängigkeit der Wellenlänge (Beispiele sind in Abb.15 und Abb. 16 zu sehen) und die Laserleistung in Abhängigkeit vom Diodenstrom (Beispiel in

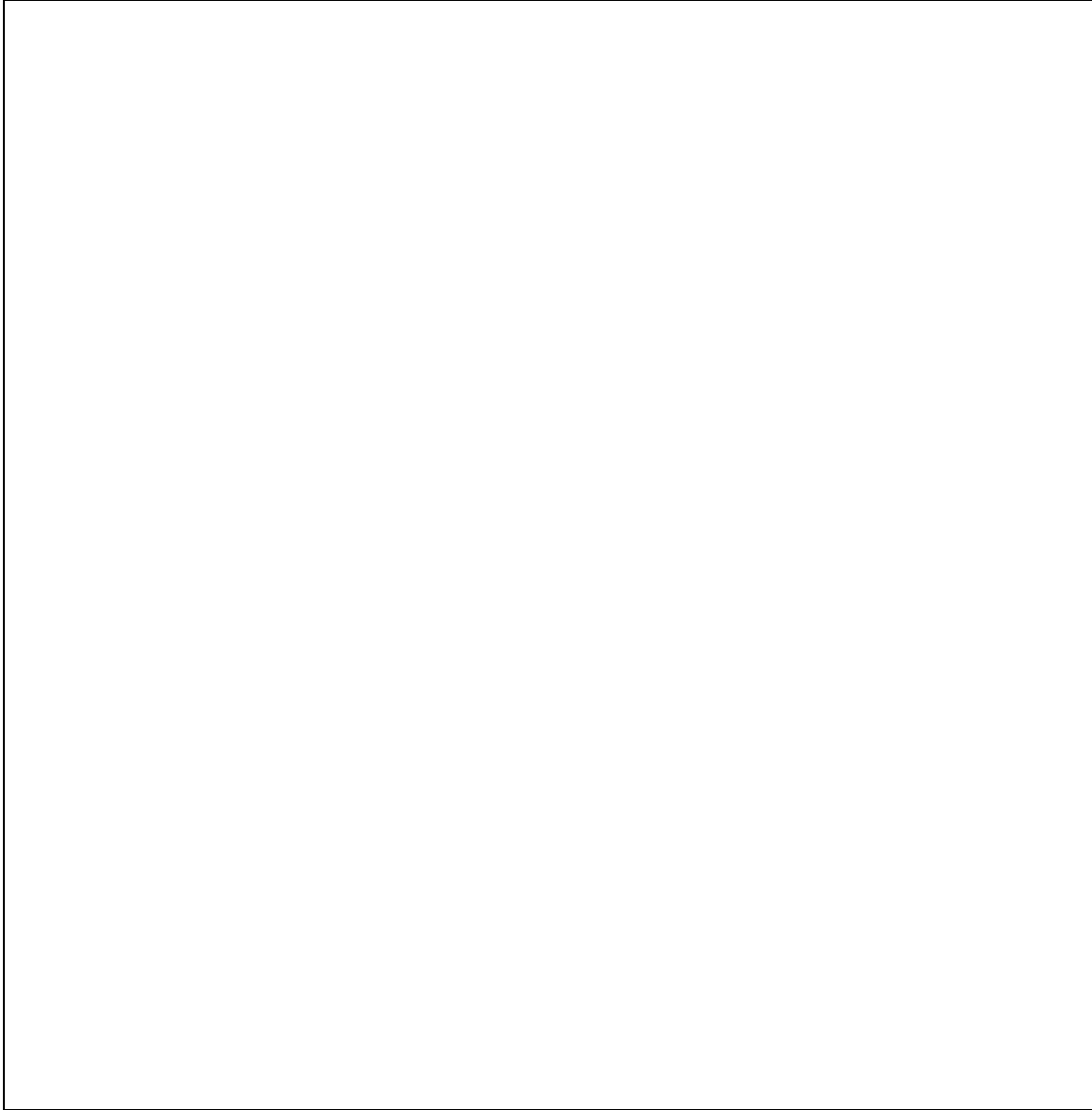


Abbildung 18: Der Laser

Abb. 13). Diese Daten dienen der Wahl des optimalen Arbeitspunktes, bei der Folgendes zu berücksichtigen ist: Generell sind tiefere Temperaturen zu bevorzugen, da hier die Leistung und die Lebensdauer des Lasers größer sind. Höhere Diodenströme bringen eine höhere Leistung. Bei der gewählten Temperatur und dem gewählten Strom sollte der Laser die gewünschte Wellenlänge besitzen und es sollte möglichst kein Modensprung in der Nähe sein.

Auch Laserdioden des selben Typs besitzen sehr unterschiedliche Kennlinien. Es gibt Laser, die sich auch mit externer Rückkopplung nicht auf eine Wellenlänge einstellen lassen, auch wenn diese im spezifizierten Intervall liegt. Wir waren deshalb dazu gezwungen, die erste Laserdiode gegen eine baugleiche auszutauschen, da mit der ersten Laserdiode ein stabiler Betrieb nur bis 779,5 nm und ab 181,0 nm möglich war. Die gewünschte Wellenlänge liegt aber bei 780,02 nm

Die Justierung des Gitters ist aufwendiger, schließlich muss der rückgekoppelte Laserstrahl ein Feld von  $0.2 \times 0.1 \mu\text{m}$  treffen. Zuerst wird der Laserstrahl grob ausgerichtet, dann mit Hilfe der Mikrometerschrauben feiner, indem jeweils von einer Seite ein Streifen dickeren Papiers in den Strahlengang gehalten wird. Auf dem Streifen darf von keiner Seite kommend der Laserreflex zu sehen sein, da er bei richtiger Ausrichtung gleichzeitig abgeblockt wird.

Die Feinjustierung erfolgt mit Hilfe der „Threshold-Methode“. Der Diodenstrom wird knapp unter den Schwellenwert geregelt, nun wird das Gitter mit Hilfe der Mikrometerschrauben gedreht. Bei gelungener Rückkopplung leuchtet der Laser auf. Bei geringerem Diodenstrom wird dieses Verfahren wiederholt. Die vertikale Gitterausrichtung kann im Folgenden konstant gehalten werden. Durch fortlaufende horizontale Drehung des Gitters erhält man nacheinander vielfaches Aufleuchten und Erlöschen des Lasers: Die Verkürzung der Resonatorlänge stimmt nicht genau mit der Drehung des Gitters überein, so dass zwischendurch der reflektierte Strahl nicht zurück gekoppelt wird, bis eine andere Resonatormode besser passt. Mit Hilfe des Wavemeters wird diejenige Mode ausgewählt, die am nächsten an der gewünschten Wellenlänge liegt.

Nach Gl. (11) lässt sich für eine Wellenlänge von 780 nm und einen Abstand Laser – Gitter von 1,5 cm ein Modenabstand von 0,02 nm errechnen. Dieser Wert stimmt gut mit dem von uns beim Drehen des Gitters gemessenen Modenabstand überein.

Die genaue Einstellung auf die gewünschte Wellenlänge eines atomaren Rb-Übergangs geschieht direkt mit Hilfe einer Rubidiumzelle. Auf den Piezo wird eine Dreiecksspannung im Hz-Bereich gegeben und langsam der Piezooffset, der Diodenstrom und die Temperatur geregelt, bis im Infrarot-Viewer die Zelle aufblitzt. Im letzten Schritt wird die Dreiecksspannung ausgeschaltet und der Laser direkt auf die Linie eingestellt.

In Abb. 19 ist die Wellenlänge gegen den Diodenstrom aufgetragen. Hier wird der Bereich von 779,98 nm bis 780,07 nm kontinuierlich ohne Modensprung erreicht. Die Differenz von 0,09 nm entspricht einer Frequenzdifferenz von 44 GHz. Bei der richtigen Kombination von Diodenstrom und Temperatur erreicht unser Laser allein mit der Piezosteuerung einen Scanbereich von über 15 GHz um den gewünschten Punkt ohne Modensprung.

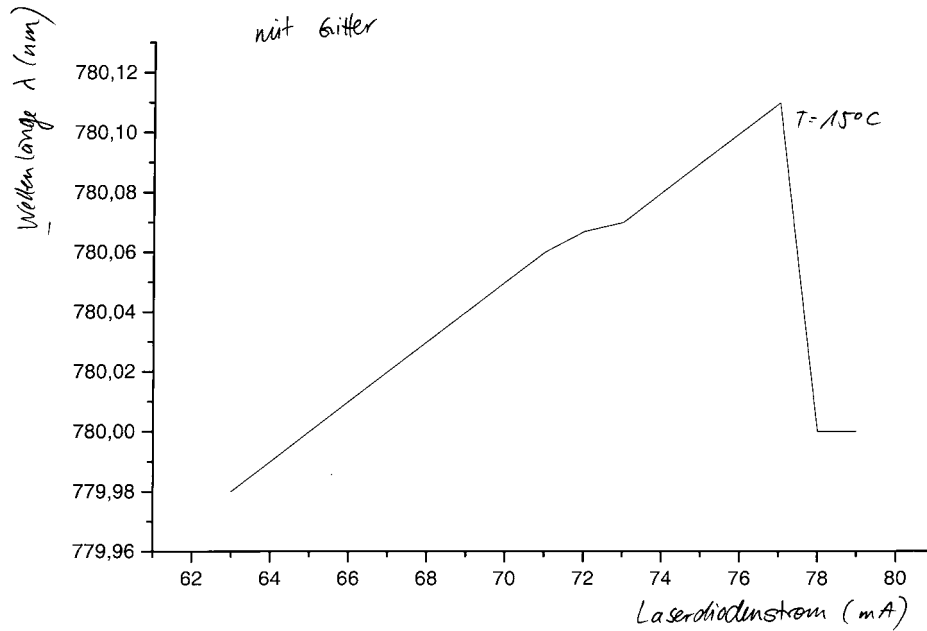


Abbildung 19: Diodenstromabhängigkeit der Wellenlänge beim rückgekoppelten Laser. Deutlicher Modensprung bei  $I=77\text{mA}$

### 3 Sättigungsspektroskopie an Rubidium

#### 3.1 Die $D_2$ -Linie von Rubidium

Wir wollen mit unserem Laser die Hyperfeinstruktur der  $D_2$ -Linie von Rubidium also des Übergangs  $5S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5P_{\frac{1}{2}}$  aufnehmen. Dieser Übergang hat eine Wellenlänge von ungefähr 780,026 nm. In der hier verwendeten Rubidiumzelle befindet sich sowohl  $^{85}\text{Rb}$  als auch  $^{87}\text{Rb}$ . Um die verschiedenen Linien zu verstehen, gehen wir noch einmal auf die Hyperfeinstruktur dieses Übergangs ein. Rubidium ist ein Atom mit einem Elektronenspin  $s=\frac{1}{2}$  und einem Kernspin von  $I=\frac{5}{2}$  bei  $^{85}\text{Rb}$  und  $I=\frac{3}{2}$  bei  $^{87}\text{Rb}$ . Bei der Hyperfeinstruktur betrachtet man zusätzlich zur Kopplung des Bahndrehimpulses  $\mathbf{l}$  und des Elektronenspins  $\mathbf{s}$  zu  $\mathbf{J}=\mathbf{l}+\mathbf{s}$  auch noch die Wechselwirkung des dieses Elektronendrehimpulses  $\mathbf{J}$  mit dem Kernspin  $\mathbf{I}$ , was wiederum eine Kopplung dieser beiden Größen zum Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{F}=\mathbf{J}+\mathbf{I}$  bewirkt und damit eine weitere Aufspaltung der Feinstruktur-niveaus. Zu diesem Gesamtdrehimpuls gehört eine Quantenzahl  $F$ , die zusammen mit den Quantenzahlen  $J$ ,  $l$  und  $s$  das jeweilige Hyperfeinniveau charakterisiert. Bei  $^{85}\text{Rb}$  ist der maximale Wert von  $F$  im  $5S_{\frac{1}{2}}$ -Zustand die Summe von  $J$  und  $I$ , also  $F=3$  und entsprechend der minimale Wert der Betrag der Differenz der beiden Quantenzahlen  $F=2$ . Dieses Niveau spaltet also in zwei Unterniveaus auf. Analog ergeben sich bei  $^{87}\text{Rb}$  für den  $5S_{\frac{1}{2}}$ -Zustand zwei Untere Zustände mit  $F=1$  und  $F=2$ . Beim  $5P_{\frac{3}{2}}$ -Niveau ist für  $^{85}\text{Rb}$  der maximale Wert  $F=4$  und der minimale  $F=1$ . Damit ergeben sich 4 Unterniveaus, nämlich mit  $F=1,2,3,4$ . Bei  $^{85}\text{Rb}$  erhält man die auch vier verschiedene mögliche Unterniveaus mit  $F=0,1,2,3$ . Insgesamt ergeben sich für die beiden interessanten Zustände also folgende Aufspaltungen:

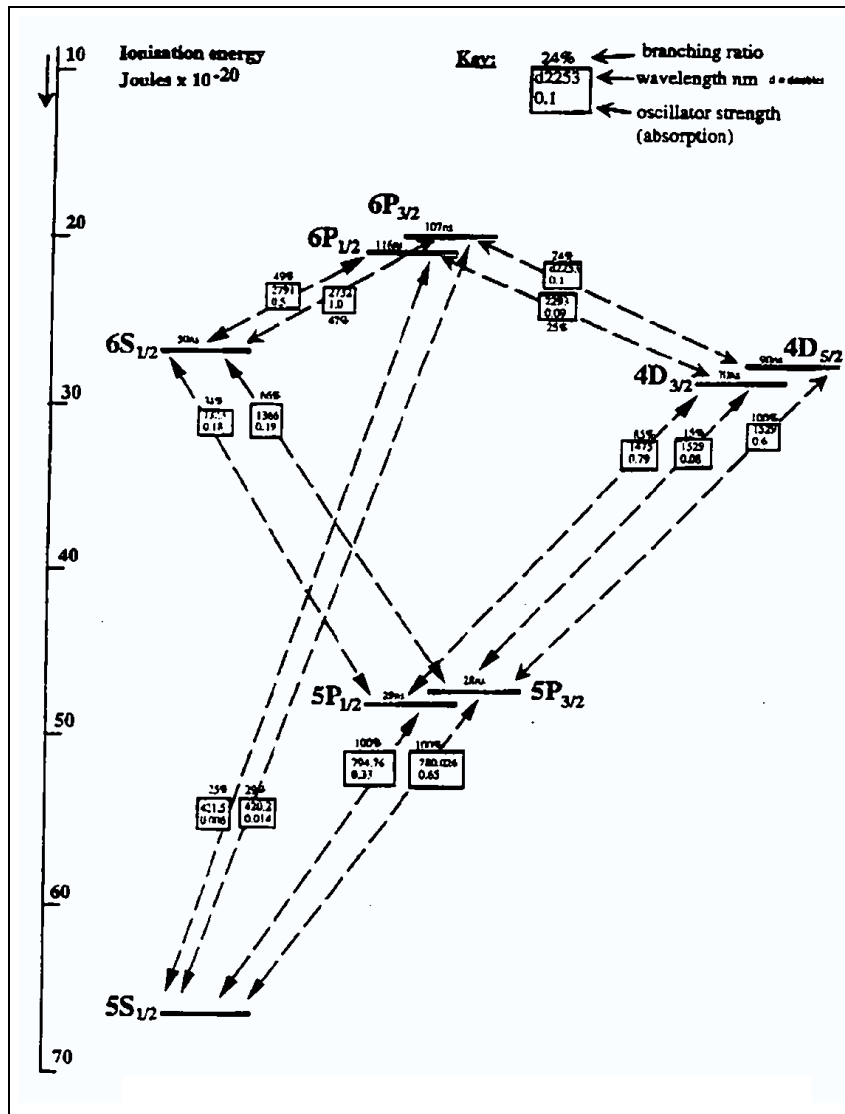


Abbildung 20: Rubidiumspektrum

Anhand der Auswahlregel  $F = 0, \pm 1$  für optische Übergänge kann man sich überlegen, welche Linien bei der Sättigungsspektroskopie zu sehen sein sollten. Wie in Abbildung eingezeichnet kann man die möglichen Linien zunächst grob in vier Linien (jeweils 2 für <sup>85</sup>Rb und <sup>87</sup>Rb) aufteilen. Es gibt bei <sup>85</sup>Rb die Übergänge  $F=3 \rightarrow F$  und  $F=4 \rightarrow F$ , sowie bei <sup>87</sup>Rb von  $F=1 \rightarrow F$  und von  $F=2 \rightarrow F$ . Bei genügend hoher Auflösung, die man mit der Sättigungsspektroskopie erreichen sollte, kann man sehen, daß innerhalb dieser Linien noch verschiedene Peaks auftreten, die den einzelnen Werten von  $F$  gemäß der Auswahlregel entsprechen. Man erwartet also in jeder der oben genannten Linien 3 weitere Peaks. Im Experiment sieht man, daß noch zusätzliche Peaks innerhalb der Linien auftreten. Diese sogenannten *crossovers* treten immer auf, wenn für zwei Übergänge mit den Frequenzen  $\nu_1$  und  $\nu_2$ , die ein gemeinsames uneres oder oberes Niveau haben, der Frequenzabstand  $\nu_1 - \nu_2$  kleiner ist als die Dopplerbreite der einzelnen Übergänge. Dann kann eine eingesahlte Frequenz  $\frac{1}{2}(\nu_1 + \nu_2)$  eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse von Atomen auf den Übergang mit  $\nu_1$  sättigen und der reflektierte Strahl die gleiche

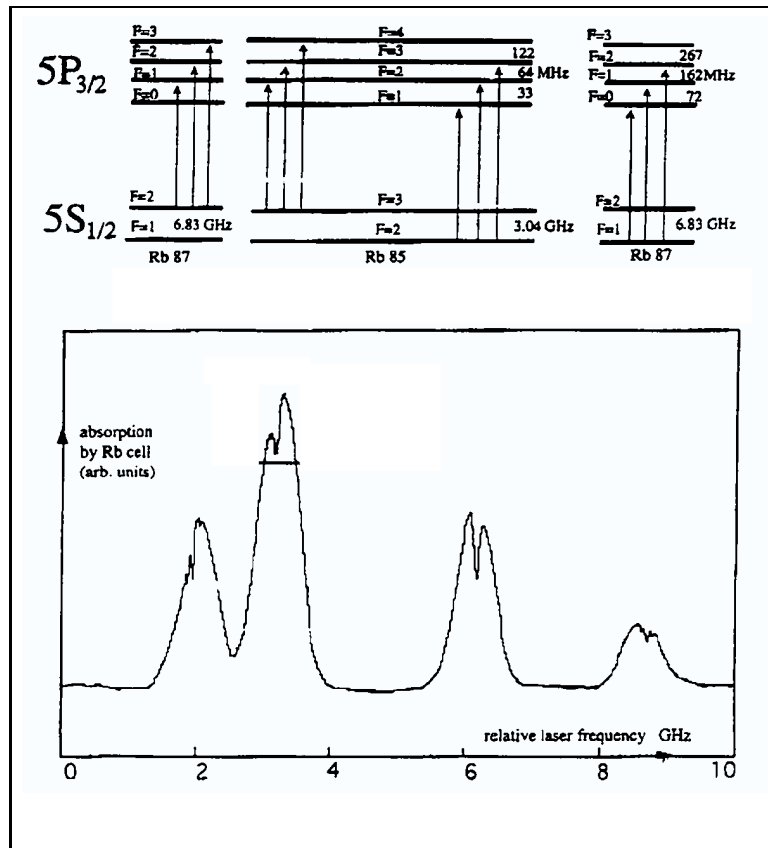


Abbildung 21: D2-Linie

Geschwindigkeitsklasse auf den Übergang mit  $\nu_2$ . Damit erhält man zusätzlich zur normalen Sättigung der Geschwindigkeitsklasse mit  $v=0$  (siehe nächster Abschnitt) noch die Sättigung von Atomen einer Geschwindigkeit  $gv \neq 0$  und dadurch neben  $\nu_1$  und  $\nu_2$  einen Peak bei  $\frac{1}{2}(\nu_1 + \nu_2)$ , wodurch bei der Sättigungsspektroskopie das Spektrum linienreicher aussieht als bei anderen Verfahren.

### 3.2 Theorie zur Sättigungsspektroskopie

Wir betrachten zunächst ein gasförmiges Medium aus Atomen mit dopplerverbreiterten Absorptionsübergängen, durch das eine monochromatische Welle (Laser) mit der Wellenzahl  $k$  läuft. Der zu untersuchende Übergang habe eine homogene Linienbreite  $\delta\omega_n$ , die bei Raumtemperatur sehr viel kleiner ist als die Dopplerbreite. Im Gleichgewicht haben die Atome in der Zelle eine Geschwindigkeitsverteilung, die einem Gaußprofil mit Zentralgeschwindigkeit  $v_0 = 0$  entspricht. Falls die Welle eine Frequenz  $\nu$  hat, die nicht der Frequenz des Übergangs entspricht, so können nur Atome einer gewissen Geschwindigkeit  $v$  wegen der Dopplerverschiebung durch den Übergang in ein energetisch höheres Niveau gehoben werden. Dadurch befinden sich nach dem Durchgang des Lasers weniger Atome dieser Geschwindigkeit im unteren Zustand.

Der Laser brennt also ein Loch der Breite  $\delta v = \frac{\delta\omega_n}{k}$  in die Geschwindigkeitsverteilung im unteren Zustand. Nach dem Durchgang durch das Gas wird der Laser an einem Spiegel reflektiert und läuft erneut (in entgegengesetzter Richtung und oft deutlich abge-

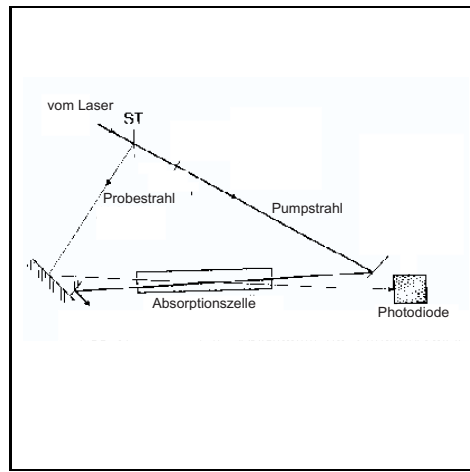


Abbildung 22: Prinzipieller Aufbau

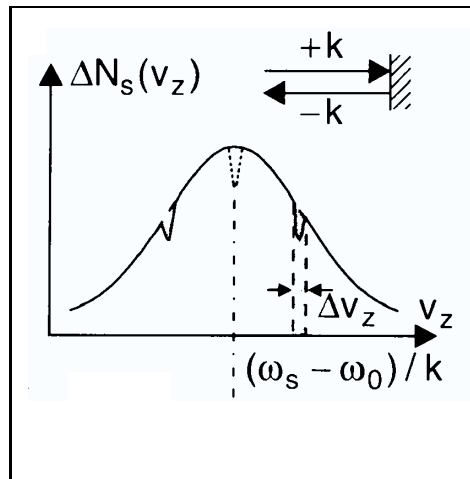


Abbildung 23: Änderung der Besetzungsinversion

schwächt) durch das Gas. Jetzt können nur Atome der entgegengesetzten Geschwindigkeit  $-v$  in das obere Niveau angehoben werden, wodurch sich wieder ein Loch der gleichen Breite in der Geschwindigkeitsverteilung ergibt. Die beiden absorbierten Geschwindigkeiten liegen symmetrisch zur Geschwindigkeit  $v_0=0$  (vergleiche Abbildung).

Die Gesamtabsorption des Laserlichts setzt sich zusammen aus den Absorptionen bei den beiden Durchgängen durch das Gas. Ist die Frequenz des Lasers gerade der Frequenz des Übergangs, regt der Laser genau die Atome mit Geschwindigkeit  $v=0$  an. Der reflektierte Strahl sieht dann eine bereits verkleinerte Besetzungszahl von Atomen mit Geschwindigkeit  $v=0$  und kann deshalb weniger Atome anregen. Die Absorption des Lasers hat für bei exakt der Übergangsfrequenz also ein lokales Maximum. Genau diese Tatsache nützt man bei der Sättigungsspektroskopie aus. Man mißt die Intensität des reflektierten Strahls mit einer Photodiode und stimmt den Laser so lange durch, bis die Absorption minimal, das heißt das Signal in der Photodiode maximal wird. Das Loch in der Geschwindigkeitsverteilung bei  $v=0$  heißt Lambdip. Seine Breite ist ungefähr zwei Größenordnungen kleiner als die Breite des Dopplerprofils der Linie. Die spektrale Auflösung ist bei der Sättigungsspektroskopie nicht mehr durch die Dopplerbreite, son-

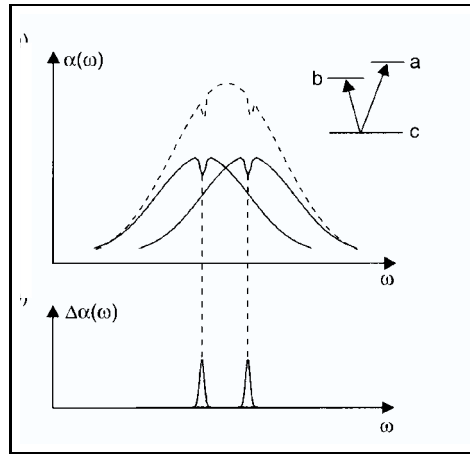


Abbildung 24: Beispiel

dem durch die Breite der erzeugten Lambdips bestimmt, was zur Folge hat, daß man zum Beispiel die Hyperfeinstrukturaufspaltung sehen kann. Diese verbesserte Auflösung soll noch an einem Beispiel erläutert werden, wo die Dopplerprofile zweier benachbarter Übergänge überlappen, so daß man sie nicht als getrennte Linien erkennen kann. Ihre Lambdips sind dagegen sehr wohl getrennt.

### 3.3 Im Experiment verwendete optische Geräte

#### 3.3.1 Dielektrische Spiegel

Mit Metallspiegeln erreicht man wegen der relativ großen Absorption nur Reflexionskoeffizienten von ungefähr  $R=0,9$ . Dieses Reflexionsvermögen reicht für viele Anwendungen nicht aus. Deshalb nützt man die Interferenz bei der Reflexion an vielen dünnen Schichten mit unterschiedlichen Brechzahlen  $n$  und kleiner Absorption aus. Für eine maximale Reflexion müssen sich die reflektierten Teilwellen alle phasenrichtig überlagern, also einen Gangunterschied  $\delta$  von  $k\lambda$  haben. Diese Spiegel sind natürlich wellenlängen- und stark winkelabhängig und müssen für jede Wellenlänge und jeden Winkel unterschiedlich gebaut werden.

Oft wählt man den Brechungsindex der ersten Schicht wesentlich größer als den von Luft und die restlichen Schichten mit  $n_i > n_{i+1}$ . Bei der Reflexion an der ersten Schicht ist dann zu beachten, daß das Licht einen Phasensprung von  $\pi$  erleidet, wie es bei Reflexion an optisch dichteren Medien immer gegeben ist. Man wählt als Stärke der ersten Schicht also  $d_1 = (4\kappa+1)\frac{\lambda}{4}$ . Bei der Reflexion an den weiteren Schichten tritt dieser Phasensprung nicht auf und deswegen wählt man als Dicke  $d_i = (2\kappa + 1)\frac{\lambda}{2}$ . Man kann heute bei Verwendung von bis zu 30 Schichten Spiegel mit einem Reflexionsvermögen von 0,99999 herstellen, die im sichtbaren jeweils für einen Wellenlängenbereich von  $\pm 30\text{nm}$  um die zentrale Wellenlänge abdecken, so daß man auch für durchstimmbare Laser den Strahlengang nicht in Abhängigkeit von der Wellenlänge ändern muß.



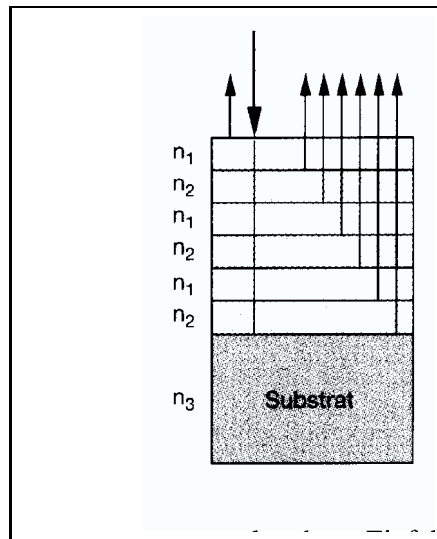


Abbildung 25: Dielektrischer Spiegel

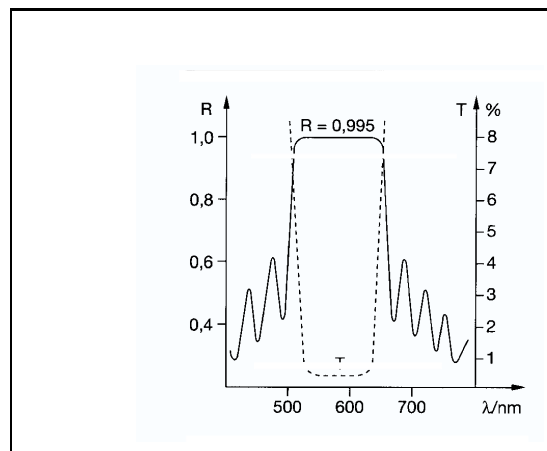


Abbildung 26: Wellenlängenabhängigkeit des Spiegels

### 3.3.2 Polarisationsstrahlteilerwürfel

In Strahlengängen muß man oft einen Strahl in zwei Teile zerlegen. Dazu benutzt man oft sogenannte Polarisationsstrahlteilerwürfel. Diese bestehen im Prinzip aus einem Würfel eines optisch einachsigen, anisotropen Kristalls, der entlang seiner Diagonalen aufgeschnitten ist und wieder zusammengeklebt ist, wobei zwischen den beiden Teilen ein Dünnschichtpolarisator eingearbeitet wird. Anisotrope Kristalle wie zum Beispiel Kalkspat haben für verschiedene Schwingungsrichtungen des elektrischen Feldes einer elektromagnetischen Welle verschiedene Brechungsindizes und damit auch verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Dielektrizitätskonstante hier kein Skalar ist, sondern ein Tensor, was zur Folge hat, daß die dielektrische Polarisation  $\mathbf{P}$  im allgemeinen nicht parallel zu  $\mathbf{E}$  ist. Die Schwingungsrichtung der induzierten Dipole im Medium weicht also in Abhängigkeit vom Winkel der Schwingungsrichtung der einfallenden elektromagnetischen Welle zu einer ausgezeichneten Achse im Kristall, der sogenannten optischen Achse, von der Schwingungsrichtung der einfallenden

Welle ab. Beim Dielektrizitätstensor läßt sich genau wie beim Trägheitstensor immer ein Koordinatensystem finden, in dem er diagonal wird (Hauptachsentransformation). Die Hauptwerte des Tensors, also die Diagonalelemente in der Hauptachsendarstellung, entsprechen gemäß  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$  einem Brechungsindex  $n_i = \sqrt{\epsilon_i}$ . Wir benutzen hier einen einachsigen Kristall, das heißt, daß zum Beispiel  $n_1 = n_2 \neq n_3$  gilt. Die optische Achse ist dann die z-Richtung des Hauptachsensystems. Dann ist der Brechungsindex für eine elektromagnetische Welle, die in der Ebene senkrecht zur optischen Achse, also senkrecht zur z-Richtung schwingtunabhängig von der Schwingungsrichtung in der Ebene und damit genügt es, eine Welle in ihren Schwingungsanteil senkrecht und parallel zur optischen Achse zu zerlegen, um das ihr Verhalten im Kristall zu bestimmen.

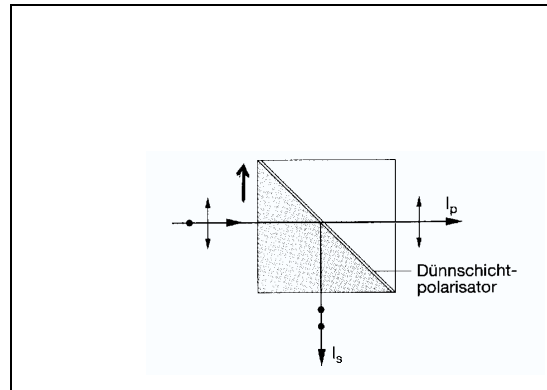


Abbildung 27: Polarisations-Strahlteilerwürfel

Fällt nun eine elektromagnetische Welle in einem Winkel von  $90^\circ$  auf die optische Achse, so laufen sowohl der senkrecht, wie auch der parallel polarisierte Anteil der Welle ohne Brechung durch den Kristall, sehen aber unterschiedliche Brechungsindizes, was zur Folge hat, daß sowohl ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit als auch ihre Wellenlänge im Kristall verschieden sind. Die Grenzschicht zwischen den beiden Teilen des Würfels ist aus einem Material mit einem Brechungsindex, der dafür sorgt, daß der Winkel für den parallel polarisierten Anteil gerade dem Brewsterwinkel  $\alpha_B = \arctan \frac{n_2}{n_1}$  entspricht. Deswegen ist der reflektierte Anteil dieser Teilwelle Null und damit die reflektierte Welle vollständig senkrecht zur optischen Achse polarisiert. Der Dünnschichtpolarisator zwischen den beiden Teilen des Würfels funktioniert im Prinzip für die senkrecht polarisierte Welle genau wie ein dielektrischer Spiegel, so daß von diesem Anteil praktisch nichts durch den Polarisator transmittieren kann. Deshalb ist die transmittierte Welle parallel zur optischen Achse polarisiert.

### 3.3.3 Das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen

Die  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte dient dazu, aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes zu machen. Dazu verwendet man wieder optisch anisotrope einachsige Kristalle wie im letzten Abschnitt. Der Kristall, der in Form einer dünne planparallelen Platte mit der optischen Achse in der Plattenebene geschliffen ist wird so gedreht, daß die optische Achse  $45^\circ$  gegen die Polarisationsrichtung der einfallenden Welle gedreht ist. Die einfallende Welle kann in einen Anteil, der senkrecht zur optischen Achse polarisiert ist, und in einen Anteil parallel zur optischen Achse zerlegt werden. Diese beiden Teilwellen sehen verschie-

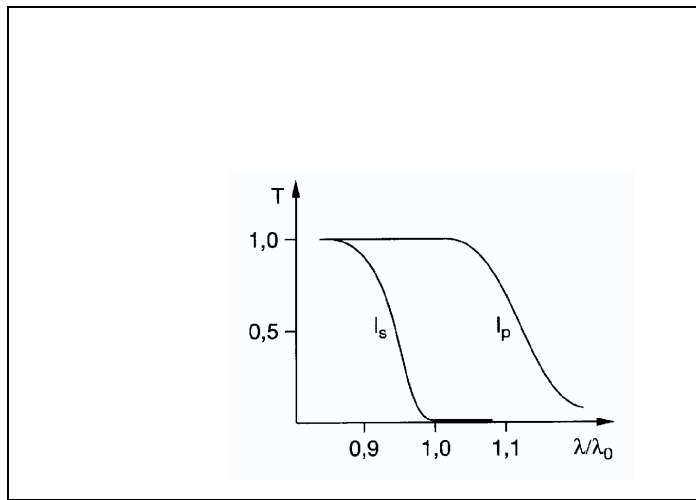
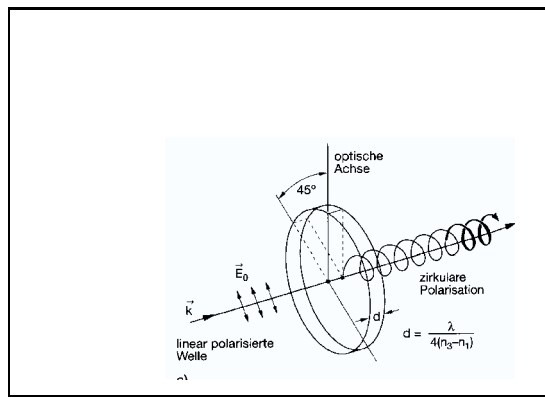


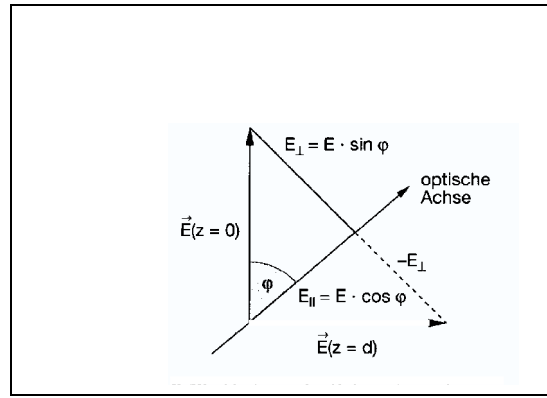
Abbildung 28: Wellenlängenabhängigkeit der Transmission

Abbildung 29: Funktion des  $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens

dene Brechungsindizes und haben dadurch nach Durchlaufen der Strecke  $d$  die relative Phasenverschiebung  $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} d \Delta n$  gegeneinander. Die Dicke  $d$  der Platte wird nun so gewählt, daß  $\Delta\phi = 90^\circ$  wird. Dann ist die austretende Welle zirkular polarisiert. Man unterscheidet noch zwischen zero order plates, bei denen die Phasenverschiebung genau  $\frac{\pi}{2}$  ist und higher order plates, bei denen die Phasenverschiebung  $(2m + 1)\frac{\pi}{2}$  ist. Wenn man den Winkel gegen die optische Achse nicht  $45^\circ$  wählt, erhält man eine elliptisch polarisierte Welle.

### 3.3.4 Das $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen

Mit  $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen kann die Schwingungsebene von linear polarisiertem Licht um einen vorgegebenen Winkel  $\alpha$  gedreht werden. Sie ist genau so aufgebaut wie die  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte, ist aber doppelt so dick. Hat der E-Vektor der einfallenden Welle den Winkel  $\phi$  gegen die optische Achse, so läßt sich  $\mathbf{E}$  in die beiden Komponenten  $E_{\parallel} = E \cos \phi$  und  $E_{\perp} = E \sin \phi$  parallel beziehungsweise senkrecht zur optischen Achse zerlegen. Nach Durchlaufen der Platte ist zwischen diesen beiden Komponenten eine Phasendifferenz von  $\pi$  entstanden, es gilt  $\kappa_{\perp} - \kappa_{\parallel} = \pi$ . Damit ergibt sich hinter der Platte:

Abbildung 30: Funktion des  $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens

$$E_{\parallel} = E \cos \phi e^{i(\kappa_{\parallel} d + \omega t)}$$

$$E_{\perp} = E \sin \phi e^{i(\kappa_{\perp} d + \omega t)} = -E \sin \phi e^{i(\kappa_{\parallel} d + \omega t)}$$

Damit hat sich der E-Vektor bei  $z=d$  um den Winkel  $\alpha = 2\phi$  gedreht und es kann durch einstellen von  $\phi$  jede beliebige Drehung  $\alpha$  der Polarisationsrichtung erreicht werden.

### 3.3.5 Der optische Isolator

Oft darf kein reflektiertes Licht zurück in den Laser kommen, da dies die Stabilität beeinträchtigt. Deshalb braucht man einen optischen Isolator, der genau das verhindern soll. Er besteht aus zwei Polarisatoren, die einen Winkel von  $45^\circ$  einschließen und einem nicht optisch aktiven Medium in einem starken homogenen Magnetfeld dazwischen. Das Magnetfeld ist so dimensioniert, daß es aufgrund des Faradayeffektes die Polarisationsrichtung des Strahls, der aus dem ersten Polarisator kommt, um  $45^\circ$  dreht. Deswegen läßt der zweite Polarisator die Welle ungehindert durch. Kommt nun eine reflektierte Welle aus der entgegengesetzten Richtung in den Isolator, wird diese vom zweiten Polarisator linear polarisiert und anschließend vom Magnetfeld gedreht. Diese Drehung findet jetzt so statt, daß die Polarisationsrichtung der Welle einen Winkel von  $90^\circ$  mit dem ersten Polarisator einschließt und deswegen die reflektierte Welle vollständig abgeblockt wird.

Der Faradayeffekt läßt sich folgendermaßen erklären. Das nicht optisch aktive Medium wird im Magnetfeld optisch aktiv und dreht die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts um den Winkel  $\alpha$ , wobei die Gesetzmäßigkeit  $\alpha = V l B$  gilt. Hierbei ist  $V$  die materialspezifische Verdetkonstante und  $l$  die Länge des Mediums im Magnetfeld. Die Verdetkonstante ist vor allem von der Wellenlänge abhängig. Die atomistische, sehr vereinfachte Deutung des Faradayeffekts geht davon aus, daß die schwingenden Ladungen im Magnetfeld eine Präzessionsbewegung mit der Larmorfrequenz  $\omega_L = \frac{e}{m} B$  ausführen. Die linearpolarisierte einfallende Welle kann man zerlegen in eine linkszirkular und eine rechtszirkularpolarisierte Welle. Wegen der zusätzlichen Präzession hat die eine die Frequenz  $\omega + \omega_L$  und die andere  $\omega - \omega_L$ . Damit erhalten die beiden verschiedenen Anteile der ursprünglichen Welle eine gegenseitige Phasenverschiebung, das Medium ist also optisch aktiv geworden, was den Faradayeffekt erklärt.

## 3.4 Versuchsaufbau, Durchführung und Auswertung

### 3.4.1 Messung in Emission

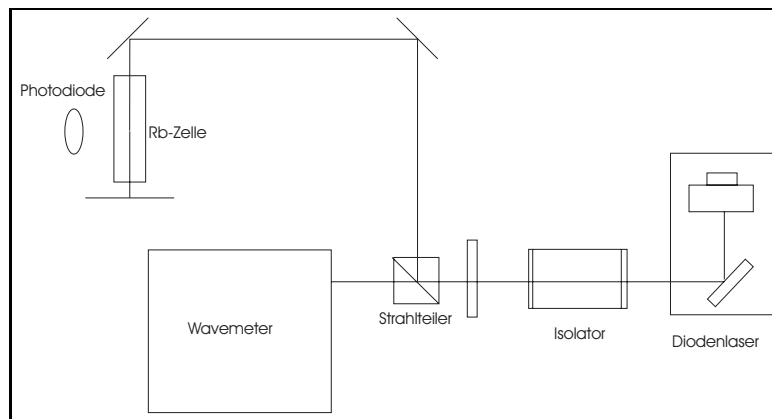


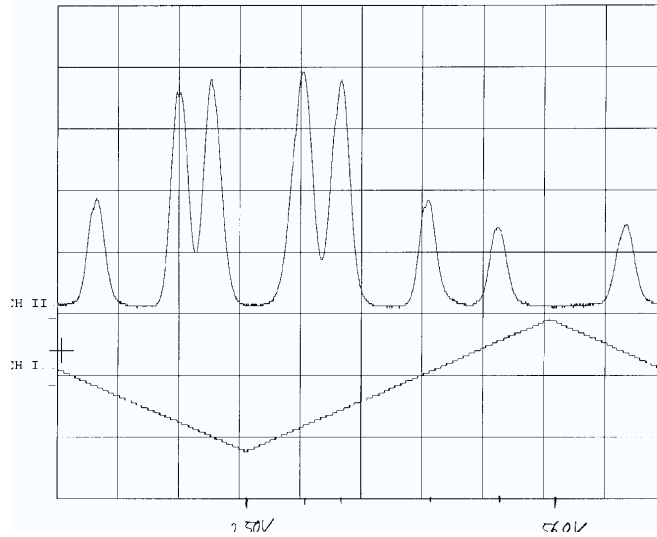
Abbildung 31: Aufbau für Messung in Emission

**Aufbau und Durchführung** Bei der Sättigungsspektroskopie in Emission wird mit der Photodiode direkt die Fluoreszenz des Rubidiumgases in der Zelle gemessen. Der Isolator dient dazu, einen eventuell reflektierten Strahl abzublocken. Die Kombination aus  $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen und Polarisationsstrahlteilerwürfel regelt die Intensität des Strahls, der letztlich durch die Zelle läuft. Der Probestrahl wurde hier zunächst dadurch realisiert, daß der Pumpstrahl an einem Spiegel reflektiert wird. Die Intensität des Probestrahls ist also relativ groß, was eine gute Auflösung wegen des kleinen Signal zu Rauschverhältnisses unmöglich macht. Deshalb wurde später der Spiegel durch eine Glasplatte ersetzt, so daß die Intensität des Probestrahls wesentlich geringer wurde. Die grobe Einstellung der Laserfrequenz nehmen wir mit einem IR-viewer vor. Dabei wird mit Hilfe des Piezos die Frequenz moduliert, bis die Zelle fluoresziert, was man durch ein Aufflackern im viewer sehen kann. Hat man die Frequenz grob eingestellt, wird ebenfalls mit dem Piezo die Frequenz des Laserstrahls kontinuierlich mit ca. 15 Hz über die vier D2-Linien des Rubidium durchgestimmt. Die Photodiode ist mit einem Oszilloskop verbunden, das uns die gewünschten Linien aufnimmt. Die Daten können dann anschließend in einen Computer eingelesen und digitalisiert werden.

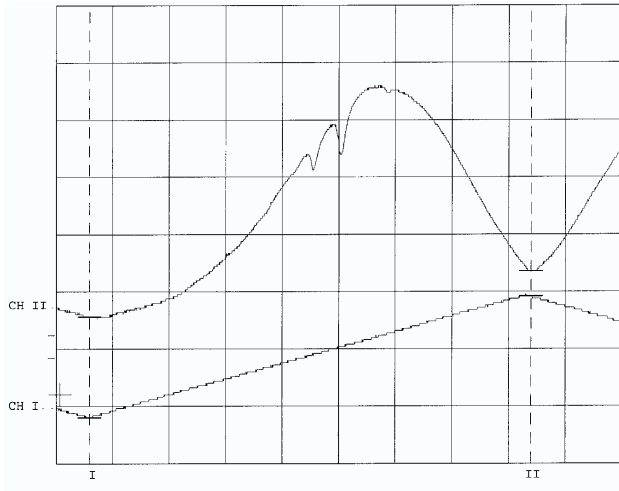
**Auswertung:** Im Gesamtüberblick in Abb. 32 unserer gemessenen Emissionslinien sind alle vier erwarteten Linien zu sehen. Die Spannung des Piezos wurde zwischen 250 V und 560 V variiert, auf dem Wavemeter ließ sich für diesen Spannungsbereich ein Wellenlängenintervall zwischen 780,064 nm und 780,044 nm ablesen. Der Literaturwert für die D2-Rubidiumlinie liegt für Luft bei 780,027 nm, für Vakuum bei 780,23 nm. Die Genauigkeit des Lambdameters wird mit 0,0002 nm angegeben, die Abweichung rührt also wahrscheinlich von einer falschen Einstellung des Wavemeters oder von einer ungenauen Justierung her. Die relativen Abstände stimmen aber im Rahmen der hier möglichen Auflösung mit der Theorie überein. Im Gesamtbild ist die Auflösung zu gering, um die einzelnen Linien aufzulösen.

In der Detailaufnahme von Linie 1 ( $F=2 \rightarrow F'$ ) erstreckt sich das Dopplerprofil über die gesamte Breite, man erkennt gut die Lambdips der Linien von  $F = 2$  auf  $F' = 2$  und

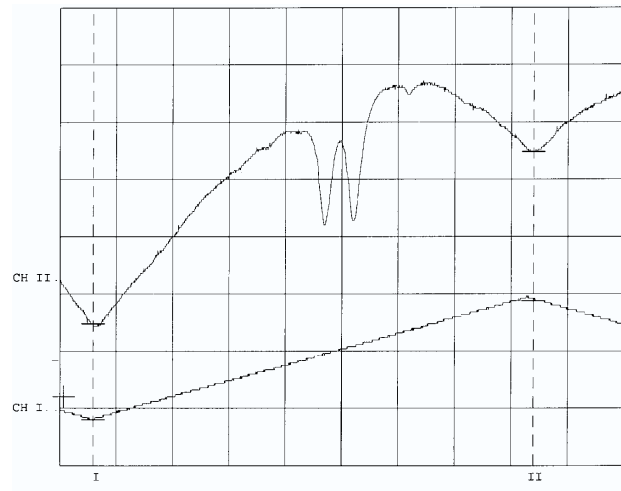
### D2-Linie



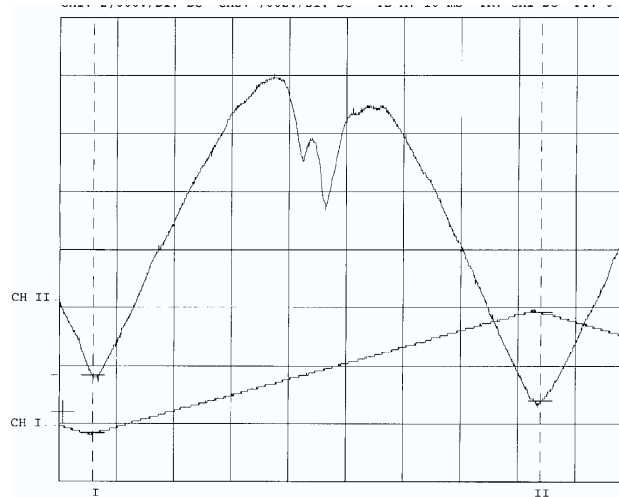
### Linie 1



### Linie 2



### Linie 3



### Linie 4

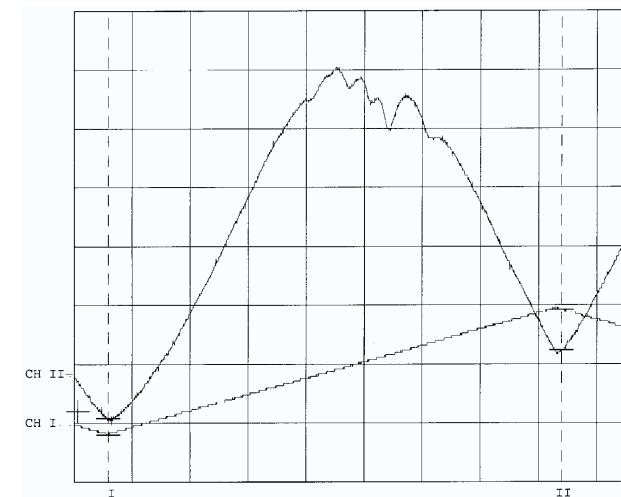


Abbildung 32: Rb-Linien in Emissions-Sättigungsspektroskopie

3. Die Linie des Übergangs auf  $F' = 1$  befindet sich nicht mehr im Messbereich. Die Linien der Crossovers sind gut zu erkennen und liegen wie erwartet genau zwischen den Linien der zugehörigen Übergänge. Aus dem linken Crossover und der  $F' = 2$ -Linie lässt sich damit die Position der  $F' = 1$ -Linie wie eingezeichnet bestimmen.

In Linie 2 sind alle erwarteten Übergänge und Crossovers zu sehen, in Linie 3 und 4 ebenso, wenn auch einige Linien nur schwach sind.

### 3.4.2 Messung in Absorption

#### Aufbau und Durchführung

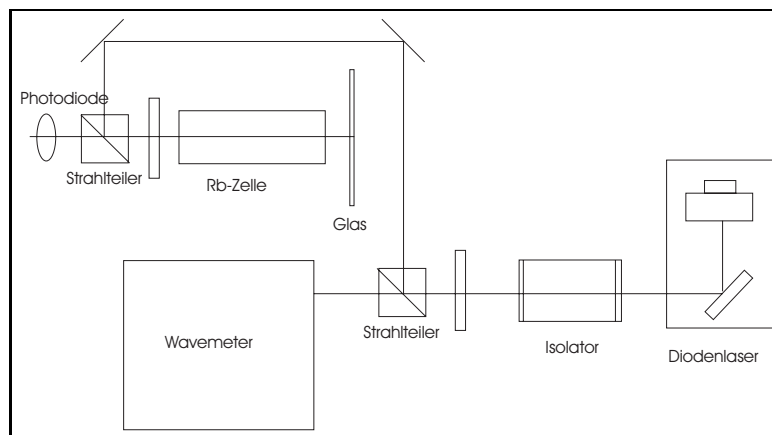


Abbildung 33: Aufbau für Messung in Absorption

Bei der Messung in Absorption wurde die Intensität des Probestrahls von der Photodiode aufgenommen. Der Laserstrahl wird über den Strahlteiler durch eine  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte in die Zelle geleitet. Auch hier ist der Probestrahls der an einer Glasplatte reflektierte Anteil des Pumpstrahls. Die  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte dient allein dazu, daß an der Photodiode überhaupt Intensität ankommt (siehe Funktionsweise des Polarisationsstrahlteilerwürfels). Auch in diesem Versuch wird die Frequenz des Lasers mit 15 Hz durchgestimmt und die Daten in einen Computer eingelesen. Die restlichen optischen Elemente im Strahlengang haben die gleiche Aufgabe wie bei der Messung in Emission.

#### Auswertung

Im Vergleich zur Emission sind die Linien in Absorption kontrastreicher und besser aufgelöst. Im Gesamtbild sind schon die größten Lamb-Dips zu sehen. Die Frequenzskala ist eine lineare relative Skala, für deren Eichung die Werte von zwei Linien aus der Literatur übernommen wurden. Wie bei der Emission lassen sich alle Linien sowie die Crossovers zumindest erahnen. Die relativen Abstände stimmen auch hier mit der Theorie überein, es lassen sich die Abstände der Energieniveaus des Rubidiums ablesen.

Abbildung 34: Rb-Linien in Absorptions-Sättigungsspektroskopie



## 4 Polarisationspektroskopie an Rubidium

### 4.1 Theorie

#### 4.1.1 qualitative Funktion der Polarisationspektroskopie

Im Gegensatz zur Sättigungsspektroskopie, wo die Änderung der Absorption eines Probestrahls infolge der Sättigung des Übergangs durch einen Pumpstrahl ausgenutzt wird, verwendet die Polarisationspektroskopie die Änderung des Polarisationszustandes des Probestrahls infolge einer durch den Pumpstrahl bedingten Änderung des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten. Zunächst wird der durchstimmbare Strahl eines Lasers in einen schwachen linear polarisierten Probestrahls und einen starken zirkularpolarisierten Pumpstrahl zerlegt, die sich in der Absorptionszelle kreuzen. Im Probestrahls stehen zwei gekreuzte Polarisatoren (einer vor und einer hinter der Absorptionszelle), so daß am Detektor bei ausgeblendetem Pumpstrahl nur sehr wenig Intensität ankommt (siehe Abbildung). Trifft der zirkularpolarisierte  $\sigma^+$ -Pumpstrahl auf die Atome in der Zelle, so kann dieser nur Übergänge mit  $\Delta m_F = +1$  anregen, wobei  $m_F$  die Quantenzahl der Projektion des Gesamtdrehimpulses  $\mathbf{F}$  auf die durch die Richtung des Pumpstrahls ausgezeichnete Richtung ist. Deshalb werden durch den Pumpstrahl nicht alle Teilniveaus mit der Quantenzahl  $m$  im unteren Zustand gleichmäßig entleert, beziehungsweise im oberen Zustand gleichmäßig aufgefüllt (siehe Abbildung). Deswegen wird vom Pumpstrahl eine Besetzung der  $m$ -Niveaus erzeugt, die vom thermischen Gleichgewicht abweicht und deswegen bestimmte Drehimpulsrichtungen wahrscheinlicher macht und damit das Gas in der Zelle optisch anisotrop macht. Analog zum Verhalten von Licht beim Durchgang durch aktive Medien wird dann die Polarisationsrichtung des einfallenden linear polarisierten Probestrahls in Abhängigkeit der Differenz der Laserfrequenz und der Frequenz des Übergangs gedreht, was zur Folge hat, daß der zweite Polarisator vor der Diode ein größeres Signal durchläßt.

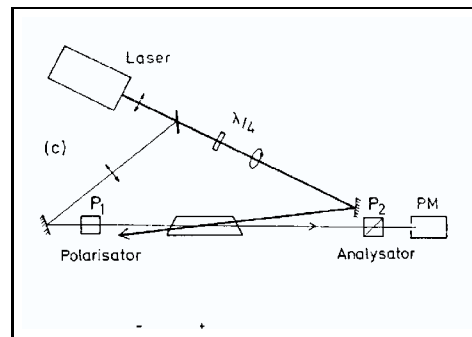


Abbildung 35: Prinzipieller Aufbau

Ein wesentlicher Punkt ist, daß man bei der Polarisationspektroskopie wie auch bei der Sättigungsspektroskopie dopplerfrei mißt und damit Linienbreiten in der Größe der homogenen Linienbreite des Übergangs auflösen kann. Wenn nämlich die Frequenz des Lasers um mehr als die homogene Linienbreite von der des Übergangs abweicht, können zwar Atome einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse  $v \neq 0$  angeregt werden, aber der Probestrahls, der ja entgegengesetzt zum Pumpstrahl durch das Gas läuft, wird von einer Geschwindigkeitsklasse mit der entgegengesetzten Geschwindigkeit  $-v$  absorbiert.

Deshalb spürt der Probelaser die durch das Pumplicht angeregten Atome nicht und seine Polarisationsrichtung wird nicht gedreht.

#### 4.1.2 quantitative Behandlung

Wir setzen den linear polarisierten Probestrahl zusammen aus zusammen aus einer linkszirkularpolarisierten  $\sigma^+$ -Welle

$$E^+ = \frac{1}{2}(\hat{x} + i\hat{y})E_0 e^{i(\omega t - k^+ z)} e^{-\frac{\alpha^+}{2}z}$$

und einer rechtszirkularpolarisierten  $\sigma^-$ -Welle

$$E^- = \frac{1}{2}(\hat{x} - i\hat{y})E_0 e^{i(\omega t + k^- z)} e^{-\frac{\alpha^-}{2}z}$$

Hierbei seien  $\alpha^+$  und  $\alpha^-$  die Absorptionskoeffizienten in der Gaszelle, die wegen der optischen Anisotropie des Gases verschieden sind. Nach dem Weg  $L$  durch die Gaszelle ergibt sich damit eine Phasendifferenz

$$\Delta\phi = (k^+ - k^-)L = \frac{\omega}{c}(n^+ - n^-)L$$

und eine Amplitudendifferenz

$$\Delta E = E_0(e^{-0,5\alpha^+L} - e^{-0,5\alpha^-L}).$$

Eigentlich trägt auch der wegen der Spannungsdoppelbrechung an den Fenstern der Rubidiumzelle auftretende Unterschied im Absorptionskoeffizienten und im Brechungsindex für die Änderung der Polarisation eine Rolle, was wir aber bei der hier erreichbaren Auflösung getrost vernachlässigen können. Hinter der Rubidiumzelle erhält man als Gesamtamplitude wieder die Summe beider Anteile

$$E(z = L) = E^+ + E^- = \frac{1}{2}E_0 e^{i\omega t} [(\hat{x} + i\hat{y})e^{-ik^+L - \frac{\alpha^+}{2}L} + (\hat{x} - i\hat{y})e^{-ik^-L - \frac{\alpha^-}{2}L}]$$

Dies läßt sich mit den Größen  $n := \frac{1}{2}(n^+ + n^-)$ ,  $\alpha := \frac{1}{2}(\alpha^+ + \alpha^-)$  und der Relation  $k = \frac{\omega}{c}n$  umschreiben zu

$$E(z = L) = \frac{1}{2}E_0 e^{i\omega t} e^{-i\omega\frac{nL}{c} - \frac{1}{2}\alpha L} [(\hat{x} + i\hat{y})e^{-i\Delta} + (\hat{x} - i\hat{y})e^{i\Delta}]$$

Hierbei wurde noch  $\Delta := \omega\frac{\Delta n L}{2c} - i\frac{\Delta\alpha L}{4}$  verwendet mit  $\Delta n := n^+ - n^-$  und  $\Delta\alpha = \alpha^+ - \alpha^-$ . Im Experiment ist die Durchlaßrichtung des zweiten Polarisators immer etwas gegenüber dem idealen  $90^\circ$ -Winkel um einen kleinen Winkel  $\Theta$  gedreht, womit für die transmittierte Amplitude

$$E_t = E_x \sin \Theta + E_y \cos \Theta \quad \text{folgt.}$$

Hierbei ist die  $y$ -Richtung die Durchlaßrichtung des ersten Polarisators.

In der Praxis sind die Differenzen  $\Delta\alpha$  und  $\Delta n$  und damit auch  $\Delta$  klein, so daß man die Exponentialfunktion bis zum linearen Term entwickeln kann. Entwickelt man zusätzlich  $\sin \Theta$  und  $\cos \Theta$  für kleine Winkel  $\Theta$ , so ergibt sich für die transmittierte Welle

$$E_t = \frac{1}{2} E_0 e^{i\omega t} e^{-i\omega \frac{nL}{c} - \frac{1}{2}\alpha L} (\Theta + \Delta)$$

Das von der Photodiode aufgenommene Signal ist proportional zur Intensität der Welle, also zum Betragsquadrat des E-Feldes:

$$S(\omega) \propto c\epsilon_0 |E_t|^2$$

Weil auch exakt gekreuzte Polarisatoren noch eine Restintensität  $I = \xi I_0$  durchlassen, ergibt sich für das Signal an der Photodiode:

$$S(\omega) = I_0 e^{-\alpha L} (\xi + |\Theta + \Delta|^2)$$

Einsetzen des Ausdrucks für  $\Delta$  liefert:

$$S(\omega) = I_0 e^{-\alpha L} \left[ \xi + \Theta^2 - \frac{\omega}{c} L \Theta \Delta n + \left( \frac{\omega}{2c} L \Delta n \right)^2 + \left( \frac{L \Delta \alpha}{4} \right)^2 \right]$$

Es ist zu beachten, daß die Absorptionsänderung  $\Delta\alpha$  von den Atomen bewirkt wird, die gleichzeitig mit der Probewelle und der Pumpwelle wechselwirken können, die sich also in der Geschwindigkeitsklasse  $v=0 \pm \frac{\omega_0}{k}$  befinden. Deshalb hat  $\Delta\alpha(\omega)$  wie die Übergangslinie selbst auch ein Lorentz-Profil

$$\Delta\alpha(\omega) = \frac{\Delta\alpha(\omega_0)}{1+x^2}, \quad \text{mit } x = \frac{\omega - \omega_0}{\gamma}$$

Hierbei ist  $\gamma$  die Halbwertsbreite des Übergangs. Aus der Kramers-Kronig-Relation, die den Brechungsindex und den Absorptionskoeffizienten verknüpft (der Absorptionskoeffizient ist ja im Wesentlichen der imaginärteil des Brechungsindex) ergibt sich damit:

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{2\omega_0} \frac{\Delta\alpha(\omega_0)x}{1+x^2}.$$

Damit kann man nun das Signal an der Photodiode für  $\omega \approx \omega_0$  allein als Funktion von  $\omega$  und  $\Delta\alpha(\omega_0)$  und  $x$  angeben:

$$S(\omega) = I_0 e^{-\alpha L} \left[ \xi + \Theta^2 + \frac{1}{2} \Theta \Delta\alpha(\omega_0) L \frac{x}{1+x^2} + \left( \frac{\Delta\alpha(\omega_0)L}{4} \right)^2 \frac{1}{1+x^2} \right]$$

Das Signal enthält einen frequenzunabhängigen Untergrund, der auch ohne Pumpwelle vorhanden ist und dadurch entsteht, daß zum einen auch bei sehr guten gekreuzten Polarisatoren ein geringer Teil der Intensität transmittiert und zum anderen im Experiment der Winkel zwischen den Polarisatoren nie genau  $90^\circ$  beträgt. Das dispersive Signal, das das aufgenommene Spektrum der Polarisationspektroskopie im Wesentlichen von dem der Sättigungsspektroskopie unterscheidet ist der Term mit  $\frac{x}{1+x^2}$  und seine Größe ist abhängig von der Differenz  $\Delta\alpha(\omega_0)$  der Absorptionskoeffizienten für die links- und die rechtszirkularpolarisierte Welle bei der Übergangsfrequenz. Um das aufgenommene Spektrum zu verstehen, muß man also diese  $\Delta\alpha(\omega_0)$  für die verschiedenen Übergänge (innerhalb eines der vier untersuchten "Hauptübergänge", das heißt für die Übergänge mit verschiedenem  $F'$ ) kennen. Im folgenden Abschnitt wollen wir herausfinden, welche der Unterlinien des Übergangs  $F=2 \rightarrow F'$  für  $^{87}\text{Rb}$  ein ausgeprägtes dispersives Verhalten zeigen sollten und welche nicht.

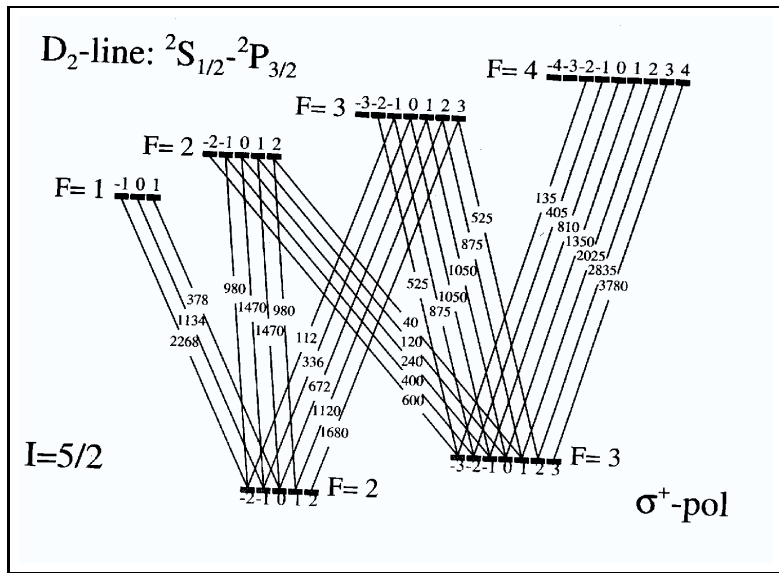


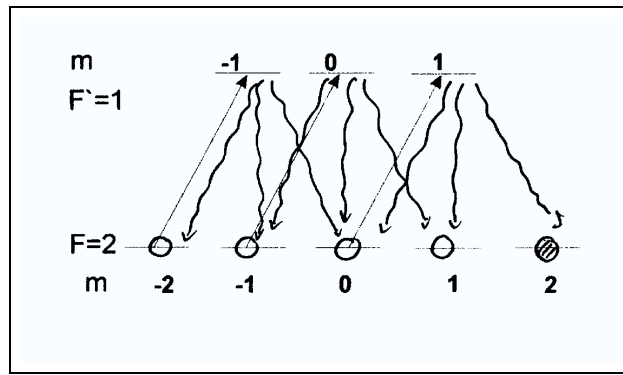
Abbildung 36: Clebsch-Gordan Koeffizienten für die D2-Linie

### 4.1.3 Abschätzung der Werte von $\Delta\alpha(\omega_0)_0 : \Delta\alpha_0$ für den Übergang $F=2 \rightarrow F'$ von $^{87}\text{Rb}$

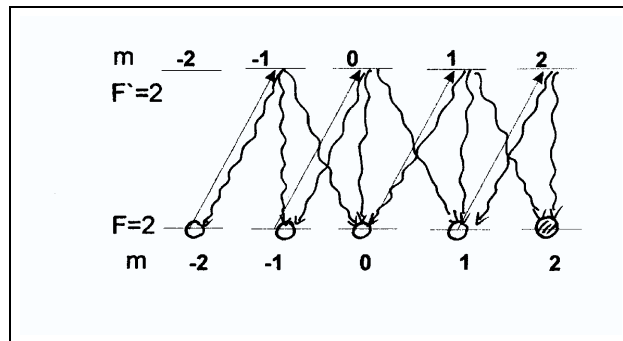
Um die Größe des Unterschieds  $\Delta\alpha_0$  in den Absorptionskoeffizienten für den links- beziehungsweise rechtszirkularpolarisierten Anteil des linear polarisierten Probestrahls zu bestimmen braucht man die sogenannten Clebsch-Gordan-Koeffizienten (Abb. 36), die eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit von Übergängen zwischen den verschiedenen  $m$ -Niveaus der beteiligten Hyperfeinzustände machen. In Abb.36 sind die Clebsch-Gordan-Koeffizienten für den  $\sigma^+$ -polarisierten Anteil aufgezeichnet. Die Koeffizienten für  $\sigma^-$  könne daraus wie folgt abgelesen werden: Der Koeffizient für einen Übergang von  $m_F$  auf  $m_{F'} = m_F - 1$  für  $\sigma^-$  ist der gleiche wie der von  $-m_F$  auf  $-m_{F'} = -m_F + 1$  für  $\sigma^-$ . Wir haben in unserer Polarisationspektroskopie nur die Linie  $F=2 \rightarrow F'$  aufgenommen, so daß wir uns hier auch darauf beschränken wollen. Wir müssen uns hier also  $\Delta\alpha_0$  für  $F' = 1, 2, 3$  anschauen. Im Folgenden gehen wir davon aus, daß unser Pumpstrahl effektiv arbeitet, das heißt, daß der Druck in der Zelle gering genug ist, um eine Besetzungsinversion aufzubauen, bevor sie durch Stöße wieder ins Gleichgewicht übergeht.

**Übergang auf  $F'=1$**  Abbildung 37 ist von links nach rechts zu lesen. Die durchgezogenen Pfeile bezeichnen die Übergänge, die vom  $\sigma^+$ -polarisierten Pumpstrahl angeregt werden. Die angeregten Zustände können dann jeweils gemäß den geschlängelten Pfeilen wieder zerfallen. Der Pumpstrahl erzeugt insgesamt also eine starke Besetzung des  $m_F = 2$ -Niveaus, so daß man näherungsweise davon ausgehen kann, daß sich alle Atome in diesem Niveau befinden. Von diesem Niveau aus kann nur der  $\sigma^-$ -Anteil absorbiert werden, da sich bei  $\sigma^+$  die Quantenzahl  $m$  um eins erhöhen würde und für  $m'=3$  kein Zustand existiert. Wir würden hier also ein sehr großes  $\Delta\alpha_0$  erwarten, was ein sehr stark dispersives Signal für diesen Übergang im Polarisationspektrum bedeuten würde.

Falls der Pumpstrahl nicht effektiv genug arbeiten kann, das heißt falls der Druck in der Zelle zu groß ist, sind die  $m_F$ -Zustände gleich besetzt und es könnten insgesamt, wenn

Abbildung 37: Übergang auf  $F'=1$ 

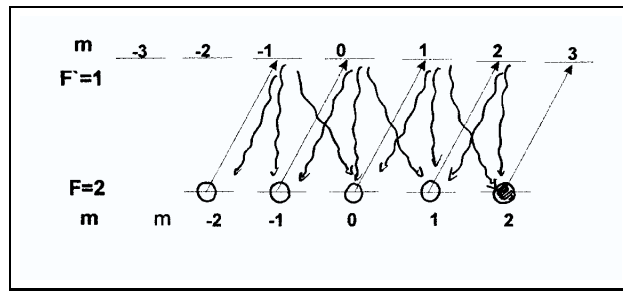
man alle  $F$ -Zustände betrachtet beide Anteile gleich stark absorbiert werden. Trotzdem sättigt der Pumpstrahl wie bei der Sättigungsspektroskopie jeweils die  $\sigma^+$ -Übergänge, so daß der  $\sigma^+$ -Anteil des Probestrahls insgesamt doch weniger absorbiert wird, was wieder ein( wenn auch viel schwächeres) Dispersionssignal zur Folge hätte.

Abbildung 38: Übergang auf  $F'=2$ 

**Übergang auf  $F'=2$**  Auch hier sorgt der Pumpstrahl dafür, daß sich alle Atome im  $m_F = 2$ -Niveau befinden. Es kann wie im oben geschilderten Übergang auf  $F'=1$  wieder nur der  $\sigma^-$ -Anteile des Probestrahls absorbiert werden. Im Gegensatz zu oben gibt es aber eine Absorptionmöglichkeit für  $\pi$ -Licht, da auch  $m_{F'} = 2$  existiert (mit einem Clebsch-Gordan Koeffizienten von 1960, also genau doppelt so groß wie der für  $\sigma^-$ ). Wir erwarten also auch für  $F'=2$  ein dispersives Signal, das im Vergleich zu dem bei  $F'=1$  aber wesentlich schwächer sein sollte.

Auch hier würde mangelnde Wirkung des Pumpstrahls das Signal abschwächen.

**Übergang auf  $F'=3$**  Im Gegensatz zu den beiden oben geschilderten Fällen ist hier jetzt eine Absorption sowohl des  $\sigma^+$ , als auch des  $\sigma^-$  Anteils möglich, da  $m_{F'} = 3$  existiert. Der Clebsch-Gordan Koeffizient für  $\sigma^+$  ist 1680, der für  $\sigma^-$  ist 112. Deshalb wird der  $\sigma^-$ -Anteil wesentlich schwächer absorbiert, was wiederum ein stark dispersives Verhalten des Übergangs im Absorptionsspektrum bedeutet. Dem entgegen wirkt, daß der Pumpstrahl den Übergang auf  $m_{F'} = 3$  sättigt und damit die Absorption für  $\sigma^+$

Abbildung 39: Übergang auf  $F'=3$ 

etwas schwächer macht. Dieser Effekt sollte aber so klein sein, daß die charakteristische dispersive Linienform trotzdem gut erkennbar sein sollte.

Eigentlich müßte für alle Übergänge  $\Delta\alpha_0$  verschieden von Null sein. Beim Übergang auf  $F'=1$  erwarten wir den größten Wert .

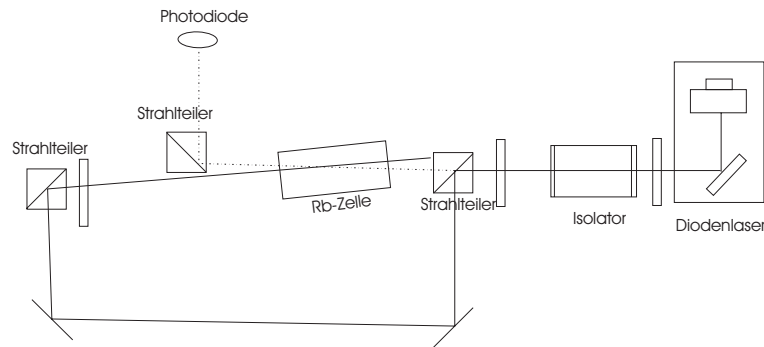


Abbildung 40: Aufbau für Polarisationsmessung

## 4.2 Aufbau, Durchführung und Auswertung

### 4.2.1 Aufbau und Durchführung

Bei der Polarisationspektroskopie wurde die Intensität des Laserstrahls zunächst durch die Kombination aus  $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen und Isolator variabel gemacht. Das zweite  $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen dient dazu, die Intensität der Probestrahls gegenüber der des Pumpstrahls zu verändern. Der Pumpstrahl wird durch das  $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen wahlweise  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ , oder  $\pi$ -polarisiert und anschließend in die Zelle fokussiert. Der linear polarisierte Probestrahls wird so in die Zelle eingestrahlt, daß er sich mit dem Pumpstrahl in der Zelle überdeckt. Der Winkel zwischen den beiden Strahlen muß dabei so klein wie möglich eingestellt werden, damit an der Diode ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis möglich wird. Die beiden Strahlteiler, durch die der Probestrahls läuft sind so eingestellt, daß ein kleiner Teil des Lichts auch bei abgeblocktem Pumplichts die Photodiode erreicht (die Polarisatoren sind also nicht perfekt gekreuzt). Deswegen haben verschieden gerichtete Drehungen der Polarisation des Probestrahls verschiedene Auswirkungen auf das Signal an der Photodiode: eine Drehung in die eine Richtung bewirkt eine Abnahme des Signals, in die andere Richtung eine Zunahme (siehe Auswertung), wodurch wir die verschiedenen polarisationen des Rubidiumgases deutlich unterscheiden können. Die Aufnahme der Werte erfolgt wie bei der Sättigungsspektroskopie mit Hilfe eines Oszilloskops, von dem die Daten in einen Computer eingelesen werden können.

### 4.2.2 Auswertung

In Abb. 41 sind die Polarisationspektren für verschiedene Polarisationen des Pumpstrahls sowie die jeweilige Dopplerlinie, die man erhält, wenn der Pumpstrahl abgedeckt wird, aufgetragen. In Abb42 wurde die Dopplerlinie von der Polarisationslinie subtrahiert, die Linien sind deutlich kontrastreicher. Außerdem wurde hier die Frequenzskala über die zwei Crossovers CO(2,3,2) und CO(2,3,1) geeicht und die Kurven wurde horizontal so verschoben, dass das Crossover CO(2,3,1) bei allen Kurven übereinander liegt.  $0^\circ$  entspricht  $\pi$ -Polarisiertem Licht. Hier sollte sich das gleiche Bild wie bei Sättigungsspektroskopie in Absorption ergeben, allerdings ist das Bild in 41 an der vertikalen Achse gespiegelt, da das Oszilloskop auf eine andere Flanke getriggert war. Außerdem ist die Auflösung jetzt geringer, da sich Pump- und Probestrahls nur kreuzen und nicht mehr über die ganze Länge überlappen.

Abbildung 41: Polarisationspektroskopie: Linie 1



Abbildung 42: Polarisationsspektroskopie: Linie1: Differenz zur Dopplerlinie

$45^\circ$  entspricht einem  $\sigma^+$ -polarisierten Pumpstrahl,  $-45^\circ$  einem  $\sigma^-$ -polarisierten.

Bei  $\sigma^+$  erkennt man das dispersive Verhalten des  $F'=3$ -Übergangs. Die Intensität der Linie in ?? steigt mit wachsender Frequenz über die Dopplerlinie, sinkt dann deutlich und nähert sich schließlich wieder der Dopplerlinie an. Bei  $\sigma^-$  sollte dieser Linienverlauf an der Dopplerlinie gespiegelt sein, da in die entgegengesetzte Richtung gedreht wird. Bei  $F'=3$ -Linie wird der entsprechende Linienteil vom stärkeren Crossover überlagert. Dennoch erkennt man deutlich ein Umklappen der ersten Flanke.

Das Verhalten von  $F'=2$  sollte prinzipiell deutlicher ausgeprägt sein als bei  $F'=3$  (vgl. Theorie), allerdings ist hier wie auch bei  $F'=1$  das Signal so schwach, dass die Linien gar nicht zu sehen sind.

Auch ist deutlich zu erkennen, dass bei  $\sigma^+$  der Linienverlauf für  $F'=3$  unter der Dopplerlinie liegt, bei  $\sigma^-$  aber oberhalb. Dies lässt sich dadurch erklären, dass wir die Polarisatoren nicht exakt gekreuzt haben. Bei ( $\sigma^+$ ) wird die Polarisation des Probe- strahls so gedreht, dass die Transmission durch den zweiten Polarisator weiter abnimmt, bei ( $\sigma^-$ ) dagegen nimmt sie zu.

Die Crossovers sind unabhängig von der Polarisation des Pumpstrahls und werden deswegen nicht verändert.

Die Restlichen Winkel sind Übergänge zwischen  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Polarisation des Pumpstrahls.

## 5 Schlussbetrachtung

Beim Aufbau des Lasers konnten wir die Arbeitsweise in optischen Labors kennen lernen und ein erfreuliches Ergebnis erzielen. Auch die sättigungs- und polarisationsspektroskopischen Aufnahmen der Hyperfeinstruktur der D2-Rubidiumlinie konnten waren überzeugend. In Sachen Auflösung und Kontrast sind aber sicher noch Verbesserungen möglich. Um aus dem Experiment absolute Ergebnisse zu erhalten, wäre weitaus größerer Aufwand nötig gewesen. Deswegen fand hauptsächlich eine qualitative Betrachtung statt. Wir konnten aber unsere Ergebnisse mit Literaturwerten vergleichen und einige quantitative Schlussfolgerungen ziehen.

Alles in Allem ein schönes Praktikum!

## Literatur

- [1] Demtröder: Laserspektroskopie
- [2] Demtröder: Experimentalphysik 2
- [3] Demtröder: Experimentalphysik 3
- [4] Kittel: Festkörperphysik
- [5] Ibach und Lüth: Festkörperphysik
- [6] Kneubühl und Sigrist: Laser
- [7] Hecht: Optik
- [8] MacAdam, Steinbach and Wieman: A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb, Am. J. Phys. 60 (12), December 1992
- [9] Ricci et al.: A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics, Optics Communications 117 (1995)
- [10] Wieman and Hollberg: Using diode lasers for atomic physics, Rev. Sci. Instrum. 62 (1), January 1991