

Protokoll zum FP-Versuch A246  
Hochauflösende Laserspektroskopie

Michael Nirschl, Moritz Ringle

05./06.06.2000

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Thema</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Diodenlaser . . . . .	3
2.1.1	Funktionsweise und Charakteristika . . . . .	3
2.1.2	Durchstimmung . . . . .	4
2.2	Fabry-Pérot-Etalon . . . . .	4
2.3	Rubidiumspektrum, Hyperfeinstruktur . . . . .	6
2.4	Absorptionsspektroskopie . . . . .	7
2.4.1	Dopplerbegrenzte Spektroskopie . . . . .	7
2.4.2	Sättigungsspektroskopie . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Beschreibung</b>	<b>8</b>
3.1	Intensitätsmessung . . . . .	8
3.2	Fabry-Pérot-Etalon als Frequenznormal . . . . .	9
3.3	Lineare Spektroskopie . . . . .	9
3.4	Nichtlineare Spektroskopie . . . . .	9
<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Fehler</b>	<b>9</b>
4.1	Intensitätsmessung . . . . .	9
4.2	Fabry-Pérot-Etalon als Frequenznormal . . . . .	11
4.3	Lineare Absorptionsspektroskopie der $D_1$ -Linien von $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$	13
4.3.1	Interpretation des Spektrums . . . . .	13
4.3.2	Hyperfeinstruktur . . . . .	15
4.3.3	Auflösung . . . . .	16
4.3.4	Isotopenverschiebung . . . . .	16
4.3.5	Dopplerprofil . . . . .	16
4.4	Nichtlineare Spektroskopie . . . . .	16
4.4.1	Sättigung einer Anregung im Rubidium-Spektrum . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>26</b>
5.1	Auflösung von linearer und nichtlinearer Spektroskopie . . . . .	26
5.2	Hyperfeinstrukturaufspaltung . . . . .	26
5.3	Isotopenverschiebung . . . . .	27

# 1 Thema

In diesem Versuch wird das Absorptionsspektrum von Rubidium in seiner natürlichen Isotopenmischung im Bereich 794 nm ( $D_1$ -Linien) aufgenommen. Die Hyperfeinstruktur des  $5P_{1/2}$ -Termes bzw. die daraus resultierende Aufspaltung der  $D_1$ -Linien wird dabei mit Methoden der Laserspektroskopie vermessen.

## 2 Theorie

Im folgenden wird kurz das zum Verständnis der einzelnen Komponenten und der Methode des Versuchs Notwendige erläutert, soweit es über elementare Kenntnisse aus den Bereichen Halbleiterdioden, Laser und Atomspektren hinausgeht. Für eine detailliertere Erörterung sei auf die Versuchsanleitung [5] und auf die dort zitierte Literatur<sup>1</sup> verwiesen.

### 2.1 Diodenlaser

#### 2.1.1 Funktionsweise und Charakteristika

Ein Diodenlaser ist eine Halbleiterdiode, die Laserstrahlung emittiert, wenn sie in richtiger Polung von einem Strom durchflossen wird. Der Einfachheit halber sei das Prinzip dieses Lasers hier am Bild eines einfachen pn-Überganges erläutert. Der Ladungsträgertransport einer solchen Diode vollzieht sich im wesentlichen im Valenzband des p-dotierten Teiles (durch Löcherleitung) und im Leitungsband des n-dotierten Teiles (durch Elektronen); die Differenz zwischen der maximalen Energie im Valenzband und der minimalen Energie im Leitungsband ist die Gapenergie  $E_G$ . Am pn-Übergang der Diode befindet sich im stromlosen Fall die ladungsträgerarme Zone. Legt man nun eine Spannung in Durchlassrichtung an, d. h. Pluspol an p-Bereich und Minuspol an n-Bereich, so driften von beiden Seiten die Majoritätsladungsträger in die Sperrschicht. Dort erfolgen dann Übergänge der aus dem n-Bereich einwandernden Elektronen aus dem Leitungsband in das Valenzband (Löcher aus dem p-Bereich) oder mit anderen Worten, die einwandernden Löcher und Elektronen rekombinieren. Durch die Wahl geeigneter Halbleiter und geeignete Dotierung kann erreicht werden, dass ein großer Teil dieser Übergänge optisch erfolgt, dass also die freiwerdende Energie  $E_G$  in Form eines Lichtquants der Frequenz  $\frac{E_G}{h}$  abgegeben wird. Die Linienbreite  $\Delta k$  dieses spontanen Überganges liegt im allgemeinen bei etwa  $100 \text{ cm}^{-1}$ , da er ja nicht zwischen zwei diskreten Niveaus sondern zwischen zwei Energiebändern erfolgt. Indem man das Strahlungsfeld durch geeignete Maßnahmen in der aktiven Zone einschließt und den Halbleiterkristall entweder selbst als Resonator benutzt oder in einen externen Resonator einbringt, kann man weiterhin erreichen, dass der Prozess der stimulierten Emission den der spontanen Emission überwiegt und dass die Diode ab einer gewissen Stromstärke  $I_{thr}$  Laserstrahlung in der Ebene der aktiven Zone (senkrecht zur Stromrichtung) emittiert. Der Diodenlaser ist ein annähernd ideales Vierniveausystem: Der Pumpprozess erfolgt über das Einbringen von Elektronen in das Leitungsband am Rande der aktiven Zone (Niveau 1) von dort wechseln sie während einer Zeitdauer im Picosekundenbereich durch den Elektronenleitungsprozess in das metastabile Niveau 2, das Leitungsband in der aktiven Zone; die Zerfallszeit dieses Zustands liegt in der Größenordnung von Nanosekunden. Von dort erfolgt der Laserübergang in das Valenzband der aktiven Zone (Niveau 3). Dieses Niveau wird dann über den Löcherleitungsprozess wieder sehr schnell in das vierte Niveau entleert.

---

<sup>1</sup>Quantitative Angaben in diesem Abschnitt sind, außer wo eine explizite Angabe erfolgt, einer dieser Quellen entnommen.

Bei einem Diodenlaser kann also bereits bei relativ geringem Energieinput hohe Besetzungsinversion erreicht werden. Diodenlaser erreichen daher eine Effizienz von bis zu 50% und *cw*-Outputleistungen<sup>2</sup> über 20 mW. Die Outputleistung ist dabei über einen weiten Bereich proportional zum Strom  $I - I_{thr}$ , die Steigung der Geraden heißt *slope efficiency*. Der mit verschiedenen Diodenlasern abdeckbare Wellenlängenbereich erstreckt sich vom fernen Infrarot (60  $\mu\text{m}$ ) bis in den sichtbaren Bereich (550 nm). Der Modenabstand eines Lasers, bei dem der Kristall als Resonator genutzt wird, ist mit etwa  $10^{10}$  Hz aufgrund der kleinen longitudinalen Abmessungen des Halbleiterkristalls groß ( $\delta\nu \sim \frac{c}{2nL}$ ), so dass Einmodenbetrieb leicht gewährleistet werden kann. Die kleinen und unsymmetrischen transversalen Abmessungen der aktiven Zone bewirken eine relativ hohe und unsymmetrische Strahldivergenz, die durch eine geeignete Kollimatorlinse behoben werden muss.

### 2.1.2 Durchstimmung

Um ein Atomspektrum in der Umgebung einer Resonanz aufzunehmen, benötigt man eine Lichtquelle, deren Frequenz über den interessierenden Bereich (*ROI*) kontinuierlich verändert werden kann, man nennt dies auch „durchstimmen“ der Lichtquelle. Theoretisch ist der durchstimbare Bereich eines Diodenlasers erst einmal durch die Linienbreite des Überganges aus dem Leitungs- ins Valenzband begrenzt. Allerdings kann dieser große Bereich nur zu einem kleinen Teil genutzt werden, was verständlich wird, wenn man die zur Veränderung der Laserfrequenz genutzten Methoden betrachtet: in diesem Versuch Temperaturänderung und Variation des Diodenstromes. Diese verschieben sowohl das Verstärkungsprofil des aktiven Mediums (Verschiebung der Bandgrenzen) als auch das Modenprofil des Resonators (primär über die Änderung des Brechungsindizes mit der Temperatur). Da dies asynchron geschieht, treten Modensprünge auf, wenn eine neue Resonatormode an eine günstigere Stelle im Verstärkungsprofil gerückt ist. Möchte man echt kontinuierliche Durchstimmung erreichen, so muss man einen äußeren Resonator benutzen, dessen Moden man gezielt manipulieren kann. In unserem Fall wird eine sogenannte Littrow-Anordnung benutzt [5, Abb. 1], im wesentlichen wird dabei ein Gitter als äußerer Resonator-„Spiegel“ genutzt. Da nur das Beugungsmaximum der Ordnung  $-1$  in den Laser zurückgekoppelt wird, kann man über den Gitterwinkel gezielt eine Frequenz selektieren.

Im Versuch kann langfristig die Diodentemperatur gesteuert werden, um die Laserfrequenz in den richtigen Bereich zu bringen. Für die einzelnen Scans werden in einer sog. *feed-forward*-Schaltung der Gitterwinkel und der Diodenstrom verändert, um ein kontinuierliches, (relativ) lineares Durchfahren des interessierenden Frequenzbereiches zu erreichen.

## 2.2 Fabry-Pérot-Etalon

Das Fabry-Perot-Etalon (FPE) wird im Versuch als Frequenznormal (Skala) genutzt. Im wesentlichen besteht ein FPE aus zwei (beim ebenen FPE planparallelen) Spiegeln festen Abstands. Aufgrund von Vielstrahlinterferenz ist die Transmission eines FPE abhängig von Einfallswinkel und Frequenz des eingestrahlteten Lichtes gemäß

$$I_T = I_0 \frac{1}{1 + F^2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (1)$$

---

<sup>2</sup>*cw* = *continuous wave*; also im kontinuierlichen, nicht-gepulsten Betrieb

wobei

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (2)$$

$$\delta = 2\pi\Delta s/\lambda + \Delta\Phi \quad (3)$$

$$\Delta s = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)} \quad (4)$$

Dabei sind:

$R$  Reflektionsvermögen der Spiegel,

$\Delta s$  optischer Wegunterschied zweier benachbarter Teilstrahlen,

$\Delta\Phi$  Phasensprung bei Reflexion,

$d$  Abstand der Spiegel,

$n$  Brechungsindex des Zwischenspiegelmediums,

$\alpha$  Einfallswinkel zum Spiegel.

Die transmittierte Intensität in Abhängigkeit von  $\delta$  ist in Abb. 1 aufgetragen. Aus

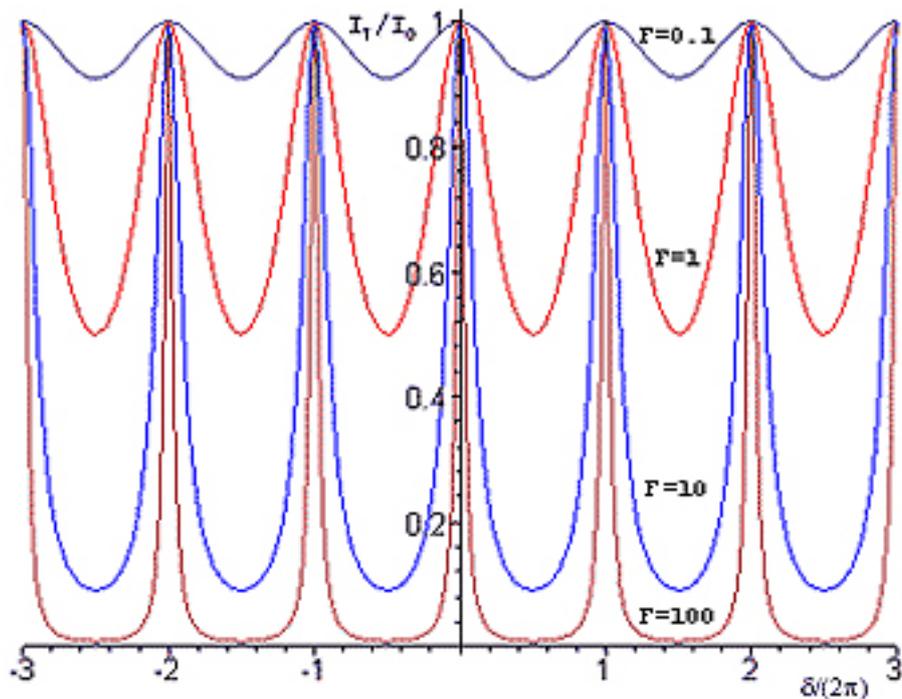


Abbildung 1: Transmission des Fabry-Pérot-Etalons

der oben gegebenen Formel Gl. (1) ergibt sich für senkrechten Einfall der Frequenzabstand zwischen zwei Maxima, der freie Spektralbereich  $\Delta\nu_{FSR}$ , zu:

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2nd} \quad (5)$$

Dazu kommen dann noch transversale Moden, die im Falle des verwendeten konfokalen Resonators zu einer Verringerung von  $\Delta\nu_{FSR}$  um den Faktor 2 führen.

Falls  $F \gg 1$  gilt ferner für die Halbwertsbreite der Transmissions-Peaks:

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2nd} \quad (6)$$

Die durch das Reflexionsvermögen bestimmte Finesse  $\mathcal{F}$  des FPE ist definiert als

$$\begin{aligned}\mathcal{F} &= \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\Delta\nu_{FWHM}} \\ &= \frac{\pi}{2}\sqrt{F}\end{aligned}\quad (7)$$

Für das Auflösungsvermögen des FPE  $\frac{\nu}{\Delta\nu_{FWHM}}$  gilt:

$$\frac{\nu}{\Delta\nu_{FWHM}} = \frac{2nd}{\lambda}\mathcal{F}\quad (8)$$

### 2.3 Rubidiumspektrum, Hyperfeinstruktur

Das Rubidiumspektrum ist das typische Spektrum eines Alkalimetalls. Rubidium hat die Elektronenkonfiguration  $[\text{Kr}]5s^1$ , d.h. neben abgeschlossenen Schalen gibt es ein einzelnes ungepaartes Elektron im  $5s$ -Niveau. Die an optischen Übergängen beteiligten Atomterme sind deshalb in erster Linie Anregungen des  $5s$ -„Leuchtelektrons“, und so sind sie auch benannt (mit Großbuchstaben). Die prominenteste Linie im Rb-Spektrum ist die sogenannte  $D$ -Doppellinie, die dem Übergang zwischen dem durch Spin-Bahn-Kopplung feinstrukturaufgespaltenen  $5P$ -Niveau und dem  $5S$ -Niveau entspricht. Im Versuch wird nur der  $D_1$ -Übergang niedrigerer Frequenz  $5P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$  bei 794.760 nm [4] gemessen. Aufgrund der unterschiedlichen reduzierten Massen und der unterschiedlichen Kernvolumina hat diese Linie in den beiden natürlich vorkommenden Rb-Isotopen  $^{85}\text{Rb}$  (72.165%) und  $^{87}\text{Rb}$  (27.835%) [3] leicht unterschiedliche Wellenlängen. Außerdem sind die beiden Niveaus durch die Kopplung von Kernmoment  $\vec{I}$  und Elektronmoment  $\vec{J}$  Hyperfeinstrukturaufgespalten. Eine (nicht maßstabsgetreue) Skizze der relevanten Niveaus findet sich in Abb. 2. Die verschiedenen Eigenwerte des Gesamtmomentes

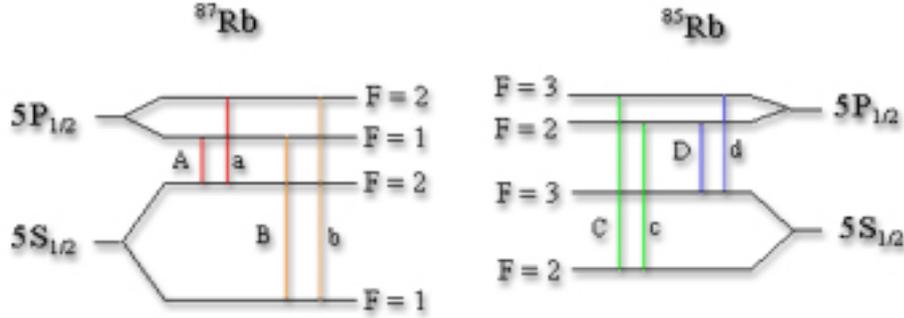


Abbildung 2: Skizze der am untersuchten Übergang beteiligten Rb-Terme

$\vec{F}$  ergeben sich dabei aus der Clebsch-Gordon-Zerlegung

$$V_I \otimes V_J \cong V_{I+J} \oplus V_{I+J-1} \oplus \dots \oplus V_{|I-J|}$$

mit  $J = 1/2$  und dem Kernmoment  $I = 5/2$  für  $^{85}\text{Rb}$  und  $I = 3/2$  für  $^{87}\text{Rb}$ . Die Energieaufspaltung  $\Delta E$  eines Termes mit den Quantenzahlen  $F, I, J$  ist analog zur Spin-Bahn-Kopplung gegeben durch:

$$\Delta E = \frac{A(nL_J)}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]\quad (9)$$

Hierbei ist  $A(nL_J)$  die Hyperfeinstrukturkonstante des gesplitteten Elektrontermes. Für die Rubidiumterme aus Abb. 2 ergeben sich damit folgende Aufspaltungen:

$$^{87}\text{Rb } \Delta E_{F=1} = -\frac{5}{4}A(nL_J), \Delta E_{F=2} = \frac{3}{4}A(nL_J)$$

$$^{85}\text{Rb } \Delta E_{F=2} = -\frac{7}{4}A(nL_J), \Delta E_{F=3} = \frac{5}{4}A(nL_J)$$

## 2.4 Absorptionsspektroskopie

Bei der Laser-Absorptionsspektroskopie bestrahlt man eine Probe des zu untersuchenden Gases mit monochromatischem Laserlicht variabler Frequenz und registriert über den interessierten Frequenzbereich die transmittierte Intensität; in der Nähe einer Resonanz gilt für den Absorptionskoeffizienten des ruhenden Mediums, wenn man den Einfluss der übrigen Resonanzen vernachlässigt:

$$\kappa(\nu) = \kappa_0 \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2} \quad (10)$$

Diesem Lorentzprofil wird in einem Gas mit Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung  $n(v_x) \propto e^{-(v_x/v_w)^2}$  durch die Bewegung der Atome in der Probe zusätzlich noch ein Doppler-Gaussprofil

$$\propto \exp\left(-\left(\frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0 v_w}\right)^2\right) \quad (11)$$

überlagert ( $v_w$ : wahrscheinlichste Geschwindigkeit =  $\sqrt{2kT/m}$ ). Die Halbwertsbreite dieses Dopplerprofils

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{8kT \ln(2)/m} \quad (12)$$

übersteigt im vorliegenden Fall die natürliche Linienbreite

$$\Delta\nu = (2\pi\tau)^{-1} \quad (13)$$

bei weitem (größenordnungsmäßig 500 MHz gegen 10 MHz). Das aus der Faltung des natürlichen und des Doppler-Linienprofils resultierende Profil nennt man Voigtprofil.

Die Dopplerverbreiterung ist dabei ein Beispiel für eine inhomogene Linienverbreiterung, d. h. in einem Frequenzbereich trägt jeweils nur eine Klasse von Atomen zur Absorption bei; die natürliche Linienbreite ist dagegen eine homogene Linienverbreiterung, d. h. die Absorptionswahrscheinlichkeit bei einer bestimmten Frequenz ist für alle Atome gleich groß.

### 2.4.1 Dopplerbegrenzte Spektroskopie

Bei der dopplerbegrenzten Spektroskopie wird die maximal erreichbare Auflösung durch die Breite des Voigtprofils bestimmt, die wiederum durch die Breite des Dopplerprofils dominiert wird. Die maximal auflösbare Frequenzdifferenz entspricht daher etwa 500 MHz (Rayleigh-Kriterium). Die Linienbreite des Lasers beträgt etwa 1 MHz [5, S. 7] und kann hier wie auch im folgenden vernachlässigt werden.

### 2.4.2 Sättigungsspektroskopie

Da man mit dem Laser eine monochromatische Lichtquelle mit hoher räumlicher Leistungsdichte zur Verfügung hat, ist es möglich das Gebiet der linearen, dopplerbegrenzten Spektroskopie zu verlassen. Mit wachsender eingestrahelter Intensität wird der Grundzustand des angeregten Überganges immer mehr entleert und der angeregte Zustand stärker bevölkert, bis im Grenzfall  $I \rightarrow \infty$  Gleichbesetzung erreicht

wird (Inversion kann im 2-Niveau-System nicht erzeugt werden, da der Einsteinkoeffizient für induzierte Emission gleich dem für Absorption ist). Der Sättigungsparameter des Überganges ist

$$S = \frac{2B_{ge}I/c}{\gamma_g + \gamma_e} \quad (14)$$

$$=: I/I_{sat}$$

wobei  $B_{ge}$  der Einsteinkoeffizient für induzierte Übergänge (Absorption und stimulierte Emission) zwischen den Niveaus  $g$  und  $e$  ist,  $I$  die eingestrahlte Intensität und  $\gamma_i$  die Relaxationsrate des Niveaus  $i$  (Herleitung von Gl.(14) in [2, Kap. 7]). Die Sättigung führt zu einer Verbreiterung des homogenen Linienprofils gemäß

$$\kappa(\nu) = \kappa_0 \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2(1 + S)} \quad (15)$$

d. h. die Linienbreite erhöht sich um den Faktor  $\sqrt{1 + S}$ .

Durchfährt man nun mit einem einzigen Laser die gesamte dopplerverbreiterte Resonanz, so ergibt sich bei jeder Frequenz  $\omega$  im *inhomogen* verbreiterten Profil Sättigung für die Atomklasse mit dieser Frequenz. Das lokale Minimum in der Besetzung des Grundzustandes bei der Geschwindigkeit  $v_x = (\omega - \omega_0)/k$  heißt Bennett-Loch. Es hat die sättigungsverbreiterte homogene Breite  $\Delta\nu_s = \Delta\nu\sqrt{1 + S}$ , und das Minimum liegt um den Faktor  $S/(1 + S)$  unter der sättigungsfreien Besetzungsdichte. Da dies aber bei allen Frequenzen gleichermaßen der Fall ist, erhält man als resultierendes Profil wieder ein Voigtprofil, das um den Faktor  $\sqrt{1 + S}$  unter dem ohne Sättigung gemessenen Profil liegt.

Teilt man jedoch den Laserstrahl in einen Pumpstrahl hoher Leistungsdichte und einen Abtaststrahl niedriger Leistungsdichte und lässt diese beiden Strahlen in entgegengesetzter Richtung auf die Probe treffen, so kann man das Bennett-Loch als Lamb-Dip in der Absorptionskurve des Abtastlasers wahrnehmen. Stimmt man nämlich den Laser durch, so sättigt der Pumpstrahl Atome mit Geschwindigkeitskomponente  $v_x = +(\omega - \omega_0)/k$ , während der Abtaststrahl von Atomen mit Geschwindigkeit  $v_x = -(\omega - \omega_0)/k$  absorbiert wird. Damit wird aber lediglich in der Nähe der Resonanzfrequenz, wo beide Laser mit der gleichen Klasse von Atomen ( $v_x = 0$ ) wechselwirken, der Einfluss der Sättigung sichtbar. Als Ergebnis zeigt sich hier bei der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  im Spektrum eine Vertiefung mit der Breite  $\Delta\nu_s$ . Betrachtet man zwei benachbarte Resonanzen, deren Dopplerprofile sich überlagern, so ergibt sich ein zusätzlicher Lambdip bei der Atomgeschwindigkeit  $v_x$  mit  $kv_x = \omega - \omega_0^{(1)} = -(\omega - \omega_0^{(2)})$ , also in der Mitte der beiden Resonanzen (*cross-over-resonance*).

## 3 Beschreibung

### 3.1 Intensitätsmessung

Bei diesem Versuchsteil messen wir die vom Laser emittierte Intensität. Dabei variieren wir den Diodenstrom in der Laserdiode, und messen die Abhängigkeit der Ausgangsleistung. Die Intensität wird mit einer Photodiode, die zur Verwendung mit dem nachgeschalteten Powermeter geeicht ist, gemessen, nachdem wir den Laserstrahl abgeschwächt haben, um den Meßbereich des Powermeters nicht zu verlassen. Aus dieser Anordnung kann man zum einen den Schwellwert  $I_{thr}$  bestimmen, bei dem der Laserbetrieb einsetzt, und zum anderen die nachfolgende Steigung der Leistung mit dem Diodenstrom. Dies haben wir beides mit einem Geradenfit bewerkstelligt. Der x-Achsenabschnitt gibt dann den Schwellenstrom an, die Steigung entsprechend die Steigerung der Leistung mit dem Diodenstrom.

## 3.2 Fabry-Pérot-Etalon als Frequenznormal

Um für die aufzunehmenden Spektren ein Frequenznormal zu haben, wird ein Fabry-Pérot-Etalon aufgebaut. Mit Hilfe des sichtbaren Pildiolasers wird dazu eine Anordnung wie in [5, Abb. 7] dargestellt aufgebaut. Der Strahl wird auf einen Glaskeil geschickt. Die Reflexion von der Vorderseite und der transmittierte Strahl werden geblockt und die Reflexion von der Rückseite wird durch eine Lochblende geschickt, um den Strahlquerschnitt zu verkleinern. Über zwei Spiegel wird der Laser von dort durch das FPE gelenkt, danach wird er mit einer Linse auf eine Photodiode fokussiert, deren Ausgang an einen Oszilloskop-Kanal angeschlossen wird. Das Oszilloskop wird mit dem Triggerausgang der Scan-Control (Durchstimm-Einheit) des Diodenlasers getriggert. Zur Strahljustierung benutzen wir *beamwalking*, dabei steuert man erst durch Ausrichtung des ersten Spiegels den Eingang des FPEs an und versucht dann nach Entfernung des FPE-Rohres durch Ausrichtung des zweiten Spiegels die Position des Rohrausganges zu treffen. Dieses Verfahren wird iteriert.

## 3.3 Lineare Spektroskopie

Im nächsten Schritt wird die Anordnung für lineare Spektroskopie gemäß [5, Abb. 7] aufgebaut. Dazu wird der am Glaskeil transmittierte Strahl über zwei Spiegel durch die Proben-Zelle gelenkt und hinter dieser mit einer Linse auf eine weitere Photodiode fokussiert.

## 3.4 Nichtlineare Spektroskopie

Nun haben wir den Aufbau zur linearen Spektroskopie erweitert, um eine Sättigungsspektroskopie vorzunehmen [5, Abb. 8]. Den bisherigen Laserstrahl durch die Rb-Zelle verwenden wir als Pumpplaser weiter. Den zweiten bisher geblockten Reflex des Keils verwenden wir nun als Probelaser. Dazu lenken wir ihn mit einem Spiegel in Gegenrichtung zum Pumpplaser durch die Rb-Zelle. Um möglichst starke Sättigung zu beobachten, haben wir darauf geachtet, daß sich Pump- und Probelaser in der Rb-Zelle möglichst gut überlappen. Dazu müssen die Strahlen so justiert werden, daß sie die Apparatur ungefähr parallel durchlaufen und in der Rb-Zelle möglichst gut aufeinanderliegen. Um dann die Intensität des Probelasers zu messen, koppeln wir diesen mit einem Spiegel aus, und messen die Intensität mit einer Photodiode. Das Ergebnis, sowie die Kurve des Etalon als Eichkurve, haben wir auf einem Oszilloskop dargestellt. Dessen Daten haben wir mit einem PC ausgelesen und verarbeitet.

# 4 Ergebnisse und Fehler

## 4.1 Intensitätsmessung

Die von uns gemessenen Werte sind in Tabelle 1 aufgeführt und in Abbildung 3 noch einmal geplottet. Wir haben einen Attenuator mit einem Faktor 0,264 verwendet und den Laser bei einer Temperatur von  $19,1 \pm 0,1$  °C betrieben. Der Sprung im Fehler rührt vom Wechsel des Meßbereichs des Powermeters her. Die doppelten Werte für gleiche Diodenströme kommen daher, daß wir einmal bei steigendem Diodenstrom und einmal bei fallendem Diodenstrom gemessen haben. Um die Werte dann zu plotten, haben wir nach dem Diodenstrom sortiert. Den Geradenfit haben wir auf den Beginn des ansteigenden Bereichs beschränkt, da weiter rechts unser Powermeter bereits in Sättigung ging, und somit die Daten verfälscht wurden. Aus den Werten des Geradenfits ergibt sich ein Schwellenstrom von  $I_0 = \frac{-c}{m} = 36,34 \pm 7,04$  mA, sowie eine Slope Efficiency von  $m = 11,15 \pm 1,44 \frac{mW}{A}$ , die man auch

$I_{in}$ [mA]	$\Delta I_{in}$ [mA]	$P_{out}$ [ $\mu W$ ]	$\Delta P_{out}$ [ $\mu W$ ]
3	1	0,43	0,8
3	1	0,43	0,8
7	1	0,43	0,8
13	1	0,43	0,8
13	1	0,43	0,8
17	1	0,43	0,8
23	1	0,43	0,8
23	1	0,43	0,8
29	1	0,43	0,8
31	1	0,43	0,8
31	1	0,43	0,8
37	1	0,43	8
37	1	0,43	8
39	1	0,43	8
41	1	0,43	8
41	1	0,43	8
45	1	0,43	8
50	1	0,43	8
50	1	0,43	8
55	1	0,43	8
55	1	0,43	8
60	1	0,43	8
64	1	0,43	8

Tabelle 1: Meßwerte der Ausgangsleistungen bei verschiedenen Diodenströmen

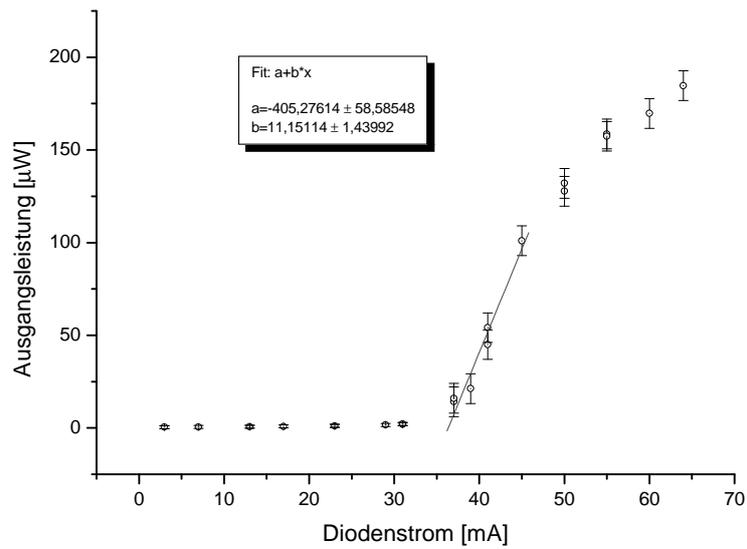


Abbildung 3: Abhängigkeit der Ausgangsleistung vom Diodenstrom

als Quanteneffizienz ausdrücken kann, wobei man ausnützt, daß die Wellenlänge 794 nm beträgt. Für diese erhält man  $0,00714 \pm 0,00092$  Photonen pro Elektron.

## 4.2 Fabry-Pérot-Etalon als Frequenznormal

Nach Gl. (7) und Gl. (2) ergibt sich die Finesse eines FPE mit  $R = 90\%$  zu  $\mathcal{F} = 29.8$ . Der freie Spektralbereich des verwendeten FPE wurde (nicht in diesem Versuch) zu  $\Delta\nu_{FSR} = 149.9348(2)$  MHz bestimmt. Daraus ergibt sich eine theoretische Halbwertsbreite  $\Delta\nu_{FWHM} = 5.03073 \dots$  MHz.

Die im Versuch gemessene Transmissionskurve des FPE ist in Abb. 4 wiedergegeben. Ihr wurde mit dem Nichtlinearen Fitter eine Airy-Funktion angepasst. Der Airy-Fit (mit Untergrund und x-Offset) ergibt für die aufgenommene Transmissionskurve die Gleichung

$$U = 17.38 \text{ mV} \frac{1}{1 + 10.7 \sin^2 (1495 \text{ s}^{-1}(t - 0.0100 \text{ s}))} + 0.5 \text{ mV} \quad (16)$$

mit den Fehlern wie in Abb. 4 angegeben. Daraus ergibt sich also ein  $F$ -Wert von  $F = 10.7 \pm 1.1\%$  und damit nach Gl. (7) eine Finesse von  $\mathcal{F} = \mathbf{5.14 \pm 0.06}$ .

Außerdem werden die Peakpositionen bestimmt und mit einem Geradenfit, bei dem der oben angegebene Wert für den Peakabstand  $\Delta\nu_{FSR}$  benutzt wird, wird folgende Zeit-Frequenzbeziehung erstellt

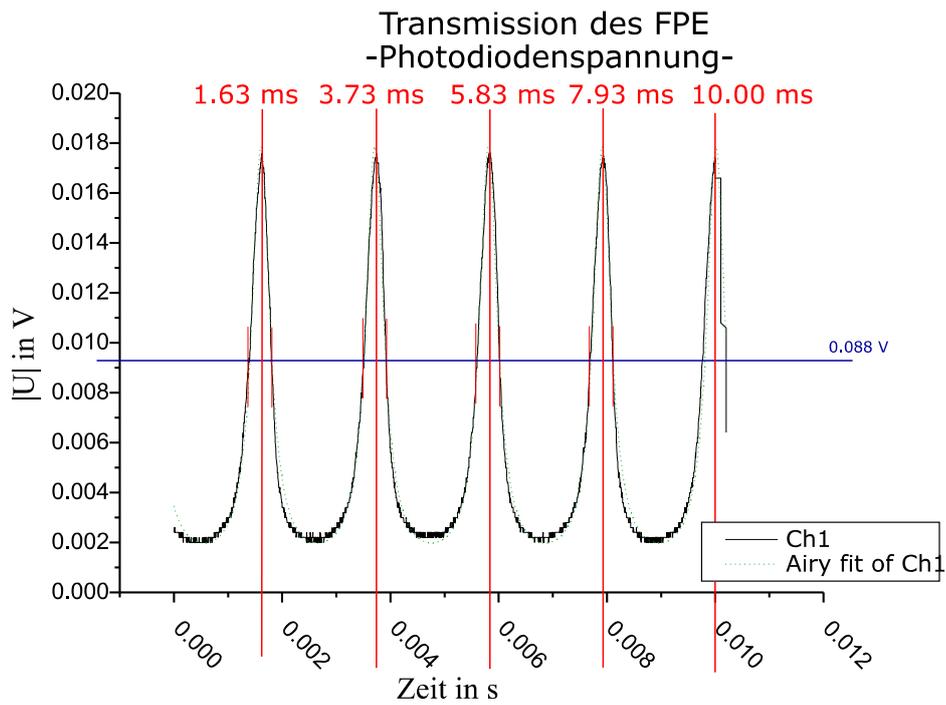
$$\nu = (32.9 \pm 1.2) \text{ MHz} + (71570 \pm 180) \text{ MHz} \cdot t/s \quad (17)$$

Die Halbwertsbreiten und Positionen der einzelnen Peaks sind:

Peak	$\Delta\nu_{FWHM}$	t
1	0.44 ms	1.62 ms
2	0.43 ms	3.74 ms
3	0.44 ms	5.84 ms
4	0.44 ms	7.93 ms
5	—	10.00 ms
∅	$(0.44 \pm 0.01) \text{ ms}$	$2.100 \pm 0.005 \text{ ms}$ (durchschnittlicher Peakabstand)
∅	$(31.31 \pm 0.71) \text{ MHz}$	

wobei für die Ablesefehler der einzelnen Daten ein Wert von 0.02 ms angesetzt wurde. Daraus ergibt sich eine Finesse von  $\mathcal{F} = \mathbf{4.77 \pm 0.11}$ . Bei diesem Wert ist allerdings zu beachten, dass der Untergrund der Photodiode nicht berücksichtigt worden ist, weshalb die Halbwertsbreite etwas zu tief abgelesen wurde und der angegebene Wert für die Finesse etwas zu klein ausfällt. Im Rahmen dieses Vorbehaltes wird der aus dem Fit erhaltene, genauere Wert bestätigt.

Der von uns gemessene Wert für die Finesse von etwa 5 liegt erheblich unter dem theoretisch berechneten von etwa 30. Dies mag zum einen daran liegen, dass die Finesse nicht allein durch die Reflektivität der Spiegel sondern auch noch durch Abweichungen der Oberflächen von der richtigen Form und unvollständige Parallelität beeinflusst wird. Die Gesamtfinesse errechnet sich dabei als Kehrwert der Summe der reziproken Einzelbeiträge. Eventuell kam dann noch hinzu, dass die Spiegelreflektivität durch Staub oder ähnliches verringert war. Ein Faktor zwei rührt möglicherweise daher, dass aufgrund der Transversalmoden der freie Spektralbereich halb so groß ist wie beim ebenen FPE.



Fit: Ch1		
Model: Airy		
$y = P1 [1 + P2 \sin^2(P3(x-P4))]^{-1} + P5$		
Chi <sup>2</sup> = 2.4579E-7		
P1	0.01738	±0.00005
P2	10.70792	±0.12396
P3	1495.07738	±0.33685
P4	0.01001	±1.3168E-6
P5	0.00049	±0.00003

Abbildung 4: Transmission des Fabry-Pérot-Etalons und Airy-Fit

### 4.3 Lineare Absorptionsspektroskopie der $D_1$ -Linien von $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$

#### 4.3.1 Interpretation des Spektrums

Um das erhaltene Spektrum auszuwerten, wird in mehreren Schritten vorgegangen. Zunächst soll die Zeitskala des Oszillogrammes in Frequenzeinheiten umgekehrt werden. Dazu werden die Peaks der Etalon-Transmission bestimmt (Abb. 5). Diese haben den genau bekannten Frequenzabstand  $\Delta\nu_{FSR}$ . Damit wird dann eine Eichkurve Frequenz gegen Zeit erstellt (nicht abgebildet). Diese Kurve wird interpoliert, d. h. für alle 2046  $t$ -Werte des Oszillogramms werden entsprechende  $\nu$ -Werte berechnet. Dann werden die Spannungsmesswerte gegen die Frequenzwerte aus der Interpolation aufgetragen. Die Positionen der Etalon-Peaks können sehr genau bestimmt werden, ihr Abstand ist im Vergleich zur Skala des Spektrums recht gering und der Frequenzabstand  $\Delta\nu_{FSR}$  ist sehr genau bekannt, daher dürfte der Fehler bei dieser Frequenzzeichnung im Vergleich zu den anderen Fehlern (s. u.) vernachlässigbar sein.

In dem so gewonnenen Frequenzspektrum werden die  $D_1$ -Linien identifiziert und Gaußpeakfits durchgeführt (Abb. 6, Bezeichnungen aus Abb. 2). Die Ergebnisse der

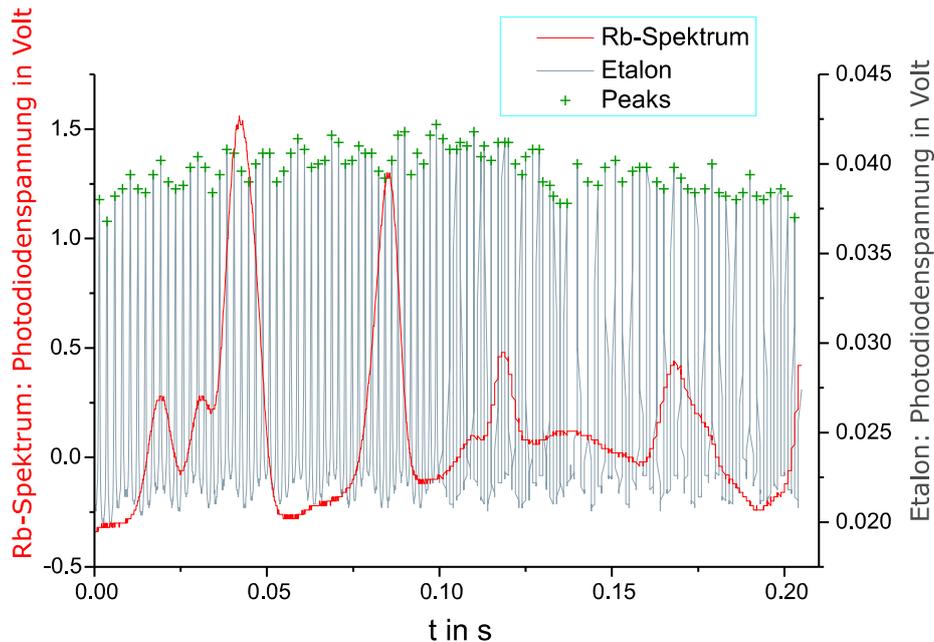


Abbildung 5: Lineare Spektroskopie: Oszillogramm mit Etalon-Transmission

Peakfits sind in Tab. 2 dargestellt, die zugehörigen Fitgüten finden sich in Abb. 6. Die Werte für die Peakfläche sind mit dem ersten 3-Peak-Fit unnormiert worden auf die in [5, Abb. 2] gegebenen Werte (Summe der drei experimentellen Peakflächen = Summe der drei bzw. vier theoretischen Intensitäten), die angegebene Breite ist der  $2\sigma$ -Wert. Es ist anzumerken, dass insbesondere die Peakflächen einen größeren Fehler haben als in Tab. 2 angegeben, da die Baseline nicht waagrecht verläuft (kein konstanter Untergrund). Dies liegt daran, dass dem Spektrum die Dreiecksfunktion des durch die Feed-Forward-Schaltung der Scan-Control variierten Diodenstromes aufgeprägt ist. Daher wäre es kommenden Gruppen vielleicht zu empfehlen, eine Referenzmessung ohne Probe durchzuführen, um von den Messwerten der Referenzmessung dann das aufgenommene Spektrum zu subtrahieren.

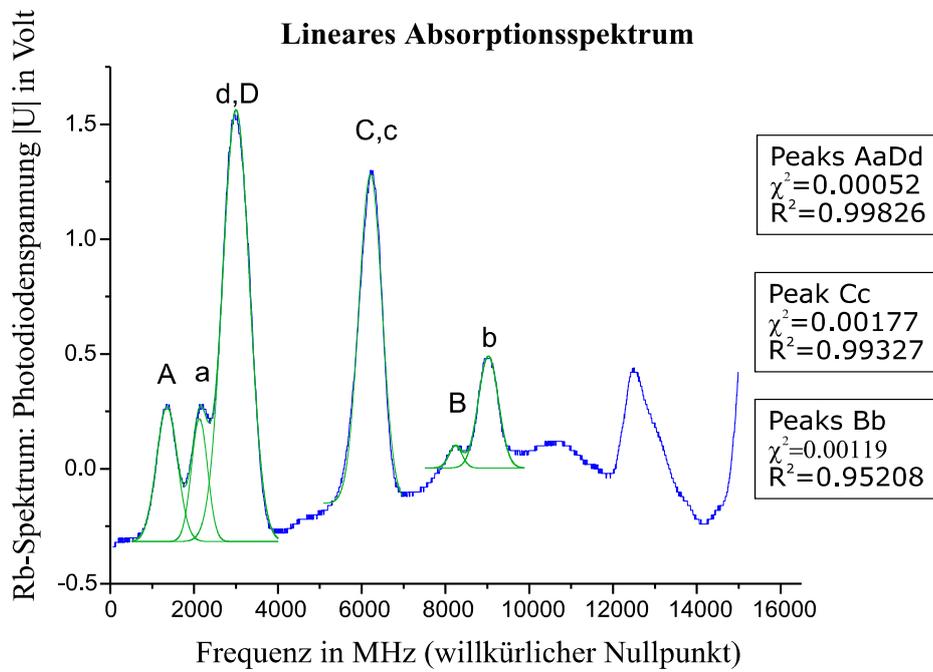


Abbildung 6: Lineare Spektroskopie: Rb-Spektrum mit Gaußpeakfits

Peak	Frequenz (MHz)	Fehler (MHz)	Breite (MHz)	Fehler (MHz)	Fläche (th)	Fläche	Fehler
A	1353	2.0	499.8	5.3	45.0	37.1	0.5
a	2128	2.1	384.6	4.8	45.0	26.0	0.3
D,d	3000	0.7	642.2	2.0	126.0	152.9	0.6
C,c	6210	1.5	549.4	4.0	90.0	99.6	0.9
B	8240	15.1	312.4	33.7	9.0	3.8	0.4
b	9025	3.4	480.5	8.8	45.0	29.6	0.6

Tabelle 2: Dopplerpeaks des Rubidiumspektrums (linear)

Dies setzt natürlich einen stabilen Laserbetrieb voraus, damit die beiden zeitlich getrennten Messungen vergleichbar bleiben. Hier möchte ich den zusätzlichen Fehler abschätzen, indem ich die steigende Flanke (nur die interessiert) einer per Augenfit bestimmten Dreiecksgrundlinie vom Spektrum subtrahiere und die Peakpositionen neu bestimme (Abb. 7, Tab. 3). Die Abweichung von den in Tab. 2 gegebenen Werten gibt eine Abschätzung für den Baseline-Fehler. Dieser Baseline-Fehler ist im

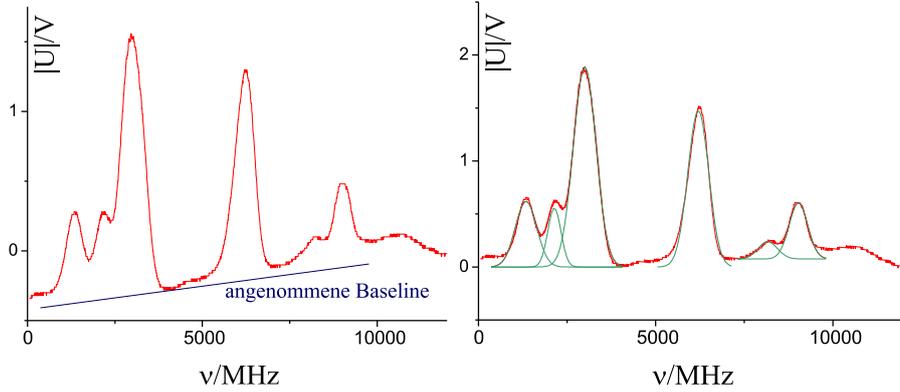


Abbildung 7: Lineare Spektroskopie: Rb-Spektrum Baseline-Korrektur

Peak	Frequenz (MHz)	Abweichung (MHz)	Breite (MHz)	Abweichung (MHz)	Fläche	Abweichung
A	1344.4	8.6	599.4	99.6	44.9	7.7
a	2140.5	12.0	370.5	14.1	24.9	1.1
D,d	2995.9	3.9	640.6	1.6	146.2	6.7
C,c	6203.0	7.0	591.0	41.6	105.2	5.6
B	8164.5	75.6	549.4	237.0	10.8	6.9
b	9027.8	3.0	526.0	45.6	33.6	4.0

Tabelle 3: Dopplerpeaks des Baseline-korrigierten Rubidiumspektrums

Vergleich zu den auftretenden Frequenzdifferenzen relativ klein. Daher wird im folgenden mit den Peakdaten aus Tab. 2 gerechnet, wobei als Fehler aber die Wurzel der Quadratsumme von Fitunsicherheit und Baseline-Fehler benutzt wird (Streng genommen sind die beiden Fehler natürlich nicht unkorreliert, aber die Korrelation ist eher schwach).

### 4.3.2 Hyperfeinstruktur

Aus den Spektrallinien ergeben sich die folgenden vorläufigen Ergebnisse in Bezug auf die Hyperfeinstruktur der  $5S_{1/2}$ - und  $5P_{1/2}$ -Terme von Rubidium.

#### Hyperfeinstrukturaufspaltung

$^{85}\text{Rb } 5S_{1/2}$	3210 MHz	$\pm 8$ MHz	$(\nu_{C,c} - \nu_{D,d})$
$^{87}\text{Rb } 5S_{1/2}$	6887 MHz	$\pm 77$ MHz	$(\nu_B - \nu_A)$
$^{87}\text{Rb } 5S_{1/2}$	6896 MHz	$\pm 13$ MHz	$(\nu_b - \nu_a)$
$^{87}\text{Rb } 5S_{1/2}$	6896 MHz	$\pm 13$ MHz	gew. Mittel
$^{87}\text{Rb } 5P_{1/2}$	785 MHz	$\pm 77$ MHz	$(\nu_b - \nu_B)$
$^{87}\text{Rb } 5P_{1/2}$	775 MHz	$\pm 15$ MHz	$(\nu_a - \nu_A)$

$^{87}\text{Rb } 5P_{1/2}$	776 MHz	$\pm 15$ MHz	gew. Mittel
<b>Hyperfeinstrukturkonstanten</b>			
$^{85}\text{Rb } A(5S_{1/2})$	<b>1070 MHz</b>	<b><math>\pm 3</math> MHz</b>	$\frac{1}{3}(\nu_{C,c} - \nu_{D,d})$
$^{87}\text{Rb } A(5S_{1/2})$	3444 MHz	$\pm 39$ MHz	$\frac{1}{2}(\nu_B - \nu_A)$
$^{87}\text{Rb } A(5S_{1/2})$	3448 MHz	$\pm 6$ MHz	$\frac{1}{2}(\nu_b - \nu_a)$
$^{87}\text{Rb } A(5S_{1/2})$	<b>3448 MHz</b>	<b><math>\pm 6</math> MHz</b>	gew. Mittel
$^{87}\text{Rb } A(5P_{1/2})$	392 MHz	$\pm 39$ MHz	$\frac{1}{2}(\nu_b - \nu_B)$
$^{87}\text{Rb } A(5P_{1/2})$	388 MHz	$\pm 7$ MHz	$\frac{1}{2}(\nu_a - \nu_A)$
$^{87}\text{Rb } A(5P_{1/2})$	<b>388 MHz</b>	<b><math>\pm 7</math> MHz</b>	gew. Mittel

Hierbei ist anzumerken, dass bei  $^{85}\text{Rb}$  durch die unbekannte Hyperfeinaufspaltung des  $5P_{1/2}$ -Termes ein zusätzlicher Fehler für die ermittelte Aufspaltung des  $^{85}\text{Rb } 5S_{1/2}$ -Termes und die daraus berechneten Hyperfeinstrukturkonstante entsteht.

### 4.3.3 Auflösung

Die minimal auflösbare Frequenzdifferenz dürfte relativ nahe bei der Hyperfeinaufspaltung des  $^{87}\text{Rb } 5P_{1/2}$ -Termes also bei etwa 776 MHz liegen. Daraus ergibt sich mit  $\nu = c/\lambda \approx 377.8$  THz eine Auflösung von  $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ .

### 4.3.4 Isotopenverschiebung

Aus den gemessenen gesplitteten Linien kann man die Frequenz der nicht aufgespaltenen  $D_1$ -Linien in  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  zurückberechnen (in der benutzten Frequenzskala!), und so eine Aussage über die Frequenz-Verschiebung der  $D_1$ -Linien durch den Isotopeneffekt treffen. Eine Aussage über die Lage der *Terme* in  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  zueinander kann man daraus allein natürlich noch nicht treffen.

$^{85}\text{Rb}$	4872 MHz	$\pm 4$ MHz	$\nu_{C,c} - \frac{7}{4}A(5S_{1/2})$ $= \frac{5}{12}\nu_{C,c} + \frac{7}{12}\nu_{D,d}$
$^{87}\text{Rb}$	4424 MHz	$\pm 5$ MHz	$\nu_b - \frac{5}{4}A(5S_{1/2}) - \frac{3}{4}A(5P_{1/2})$ $= \frac{3}{8}\nu_b + \frac{2}{8}\nu_a + \frac{3}{8}\nu_A$
Isotopenshift	<b>449 MHz</b>	<b><math>\pm 6</math> MHz</b>	

Bei der Ermittlung dieser Werte wurden – wo mehrere Berechnungsmöglichkeiten bestanden – stets die Linien mit dem kleinsten Fehler verwendet.

### 4.3.5 Dopplerprofil

Nach Gl. 11 und Gl. 12 beträgt die erwartete Breite des Dopplerprofils  $\Delta\nu_{FWHM} \approx 500$  MHz bzw.  $2\sigma \approx 430$  MHz. Die isolierte Linie mit dem geringsten Fehler in der Halbwertsbreite, ist die Linie zum mit  $b$  benannten Übergang. Hier ergibt der Peakfit einen Wert von  $2\sigma = 481 \pm 46$  MHz. Die Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert ist also recht gut, insbesondere wenn man bedenkt, dass der theoretische Wert auch nur eine Näherung für die Breite des Voigtprofils darstellt, und wenn man in Betracht zieht, dass der gefittete Wert für den benachbarten  $B$ -Peak etwa um den gleichen Betrag *unter* dem theoretischen Wert liegt.

## 4.4 Nichtlineare Spektroskopie

Im folgenden haben wir verschiedene Oszilloskopbilder untersucht. Da die Einheiten der Spannung und der x-Position unwichtig sind, haben wir Sie ausgelassen. Die

Peak	$\nu$ [MHz]	$\Delta\nu$ [MHz]	Übergang
A	1386,51	31,89	$^{87}\text{Rb } 5P_{1/2}(\text{F}=1) \leftarrow 5S_{1/2}(\text{F}=2)$
a	2201,79	32,5	$^{87}\text{Rb } 5P_{1/2}(\text{F}=2) \leftarrow 5S_{1/2}(\text{F}=2)$
D	2902,91	32,98	$^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}(\text{F}=2) \leftarrow 5S_{1/2}(\text{F}=3)$
4	3078,76	33,14	Crossover-Resonanz
d	3260,29	33,33	$^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}(\text{F}=3) \leftarrow 5S_{1/2}(\text{F}=3)$
c	5938,85	37,96	$^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}(\text{F}=2) \leftarrow 5S_{1/2}(\text{F}=2)$
7	6135,93	38,2	Crossover-Resonanz
C	6312,02	38,35	$^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}(\text{F}=3) \leftarrow 5S_{1/2}(\text{F}=2)$

Tabelle 4: Position der ermittelten Peaks

x-Werte von Peaks etc. in den Oszilloskop-Kurven haben wir mittels der Etalon-Eichung in Vielfache des freien Spektralbereichs des Etalons umgerechnet, den wir kennen. Dazu haben wir die Peaks der Etalon-Kurven bestimmt, die erhaltenen Abstände zum ersten Peak gegen die Ordnung geplottet, und die erhaltene Kurve einem Fit mit einem Polynom dritten Grades unterworfen. Für die Etalon-Kurve des gesamten Sättigungsspektrums haben wir auf Grund der größeren Menge an Datenpunkten ein Polynom vom Grad 7 anfitzen können. Mit dieser Funktion können wir nun x-Werte bezogen auf den 0-Punkt der Etalon-Kurve in Frequenzen umrechnen.

Als erstes haben wir eine Sättigungsspektroskopie aufgenommen. Dabei haben wir einen Diodenstrom von  $44 \pm 1$  mA und eine Temperatur von  $19,1 \pm 0,1$  °C verwendet. Die Oszilloskop-Kurve und die Etalon-Kurve sind in den Abbildungen 8 und 9 dargestellt. In dem Spektrum haben wir 8 Peaks ermittelt. Vorher haben wir die Eichfunktion zu

$$\begin{aligned} \frac{\nu}{\nu_{fsr}} = & 0,04395 + 336,85686 \cdot (x - x_0) + 124,75543 \cdot (x - x_0)^2 + \\ & + 15805,28491 \cdot (x - x_0)^3 - 459310,48247 \cdot (x - x_0)^4 + \\ & + 5636570 \cdot (x - x_0)^5 - 30016800 \cdot (x - x_0)^6 + \\ & + 56953500 \cdot (x - x_0)^7 \end{aligned}$$

mit  $x_0 = 0,0026173285$  bestimmt. Allerdings lassen sich aus der Etalon-Eichung keine absoluten Frequenzen bestimmen. Deshalb haben wir Frequenzen immer relativ zur Position des ersten Etalon-Peaks angegeben, dessen Position wir natürlich als Frequenz nicht genau kennen. In Tabelle 4 sind die 8 Peaks aufgelistet, die dem Spektrum aus der linearen Spektroskopie überlagert sind. Außerdem ist bereits die Zuordnung zu den einzelnen Übergängen des Rubidiums angegeben. Peak 4 und 7 können als Crossover-Resonanzen zu den Peaks D und d bzw. c und C identifiziert werden. Aus den Frequenzen dieser Peaks können wir nun die Hyperfeinstrukturaufspaltungen für  $^{85}\text{Rb } 5S_{1/2}$ ,  $^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}$  und  $^{87}\text{Rb } 5P_{1/2}$  bestimmen. Die Grundzustandsaufspaltung von  $^{87}\text{Rb}$  können wir nicht bestimmen, weil die entsprechenden Linien außerhalb unseres Meßbereichs lagen. Da wir wissen, daß der Kernspin von  $^{87}\text{Rb}$   $\frac{3}{2}$  beträgt, sowie der von  $^{85}\text{Rb}$   $\frac{5}{2}$ , können wir aus dieser Aufspaltung die Hyperfeinstrukturkonstanten errechnen. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 5 angegeben. Die Auflösung, die mit diesem Versuchsaufbau durchführbar ist, läßt sich durch die Hyperfeinaufspaltung der  $^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}$ -Linie abschätzen. Damit erhält man  $9,67 \cdot 10^7 \pm 3,57 \cdot 10^7$ . Allerdings stellt dies nur eine obere Grenze für die Auflösung dar. Verwendet man die Dip-Breite als  $\Delta\nu$  ergibt sich eine Auflösung von  $1,34 \cdot 10^7$ .

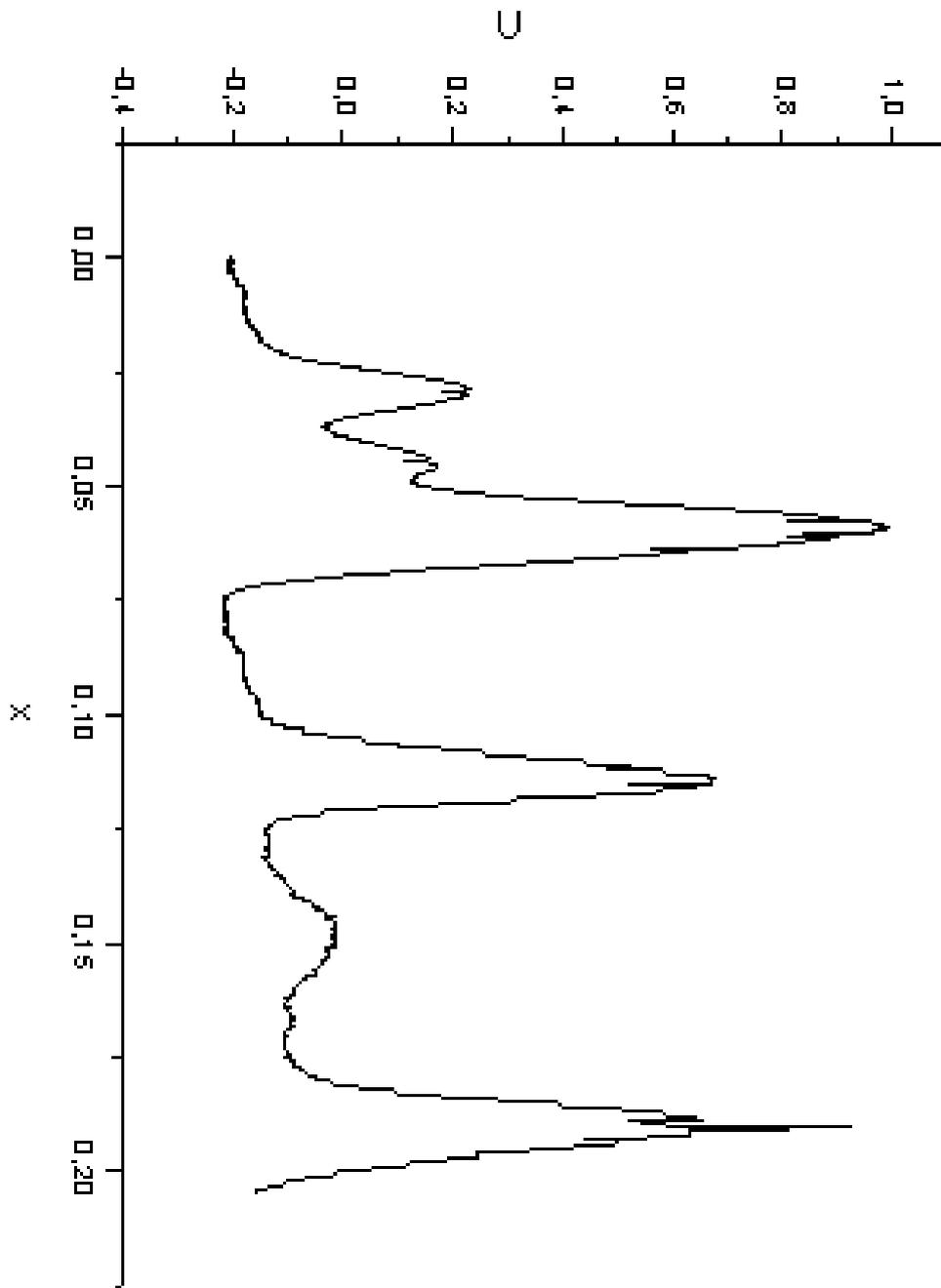


Abbildung 8: Rubidium-Spektrum

Niveau	Aufspaltung [MHz]	Fehler [MHz]	$A_{hfs}$ [MHz]	Fehler [MHz]
$^{87}\text{Rb } 5P_{1/2}$	815,28	45,53	407,64	22,77
$^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}$	357,38	46,89	119,127	15,63
$^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}$	373,17	53,96	124,39	17,99
$^{85}\text{Rb } 5S_{1/2}$	305,17	50,81	1017,24	16,94
$^{85}\text{Rb } 5S_{1/2}$	303,59	50,29	1011,98	16,76

Tabelle 5: Ergebnisse zur Hyperfeinstrukturaufspaltung

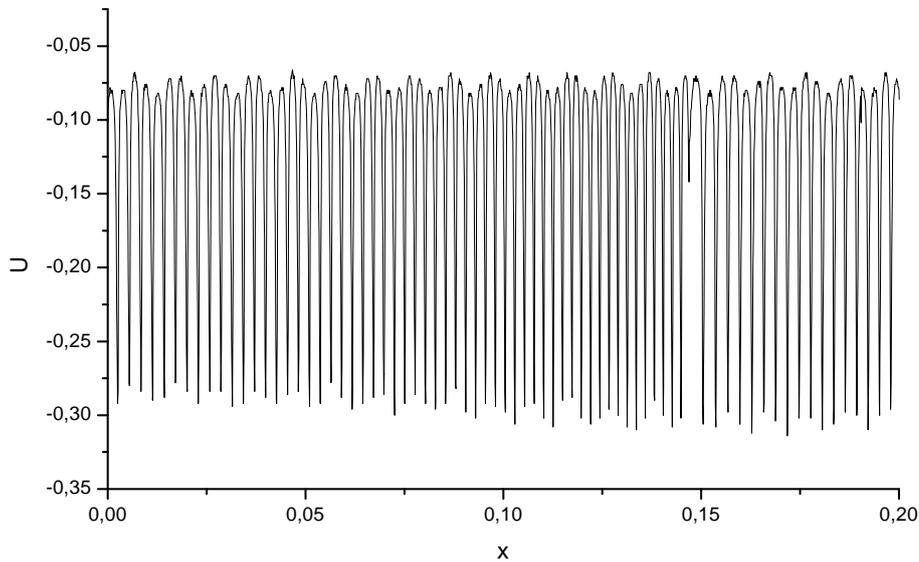


Abbildung 9: Etalon-Kurve als Eichkurve

#### 4.4.1 Sättigung einer Anregung im Rubidium-Spektrum

Nun haben wir uns eine Linie im Spektrum ausgesucht ( $D$ ), und für diese die Abhängigkeit von der einfallenden Intensität untersucht. Dazu haben wir verschiedene Abschwächer in den Pump-Strahl gestellt. Wiederum haben wir die Kurven in Frequenzen umgeiecht, wobei wir jeweils eine Etalon-Kurve ausgewertet haben, wie bereits beim letzten Spektrum. Um die Linie möglichst gut aufzulösen, haben wir das Spektrum nicht vollständig aufgenommen, sondern jeweils nur den Doppler-Buckel des Peaks, den wir untersucht haben. Diesen mußten wir vor der Analyse des Lamb-Dips abziehen. Dazu haben wir außerhalb der Dips eine Gauß-Kurve angefitet, und diese subtrahiert. Die resultierenden Spektren sind in den Abbildungen 10 bis 20 zu sehen. Die Koeffizienten des Eichpolynoms ( $a + b * x + c * x^2 + d * x^3$ ) sind in Tabelle 6, die Breite und Höhe des Dipfits sind in Tabelle 7 aufgeführt. Leistungen sind immer bezogen auf die nichtabgeschwächte angegeben. Mit den Daten aus der Leistungsmessung können wir die nichtabgeschwächte Leistung abschätzen. Allerdings haben wir die beiden Messungen an verschiedenen Tagen durchgeführt, und verschiedene Diodenströme und damit Lasermoden verwendet.

Man weiß aus der Theorie, wie sich Tiefe und Breite mit dem Sättigungsparameter  $S$  verändern ( $A \propto \frac{S}{1+S}$  und  $\Delta\nu \propto \sqrt{1+S}$ ).  $S$  gibt dabei das Verhältnis der Absorptionsrate zur Relaxationsrate an. Um nun die Sättigungsleistung zu ermitteln, haben wir  $A$  gegen  $P$  und  $\Delta\nu^2$  gegen  $P$  geplottet. An diese Plots haben wir nun die erwarteten Funktionen gefittet. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 22 und 21 zu sehen. Bei dem Geraden-Fit haben wir die ersten drei sowie den letzten Wert ausgelassen, da sie offensichtlich aus der linearen Tendenz ausscheren. Zumindest für die ersten drei Werte ist dies nicht verwunderlich, da die Dips nur noch sehr klein sind. Bei dem Peak ohne Abschwächung scheint ein systematischer Fehler vorzuliegen, den wir uns allerdings nicht erklären können. Trotzdem haben wir diesen Wert dann auch bei dem Fit der anderen Funktion weggelassen, was dazu geführt hat, daß sich die beiden Ergebnisse deutlich angenähert haben. Nun kann man bei

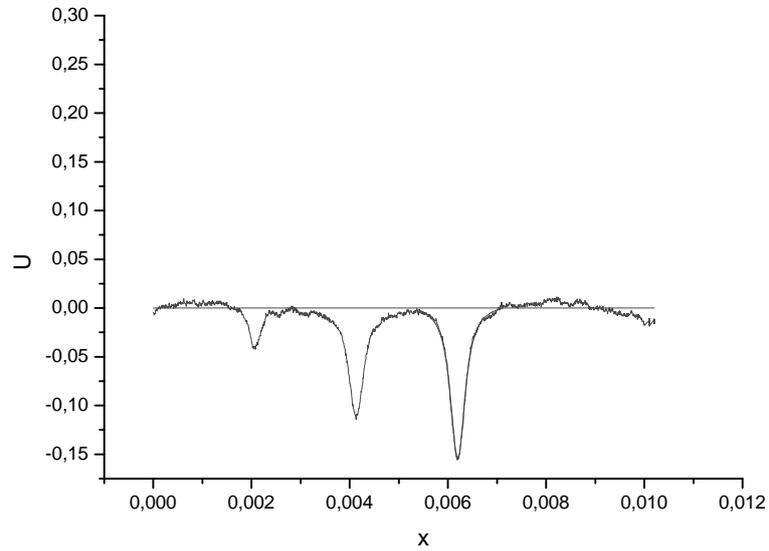


Abbildung 10:  $^{85}\text{Rb}$   $5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 1

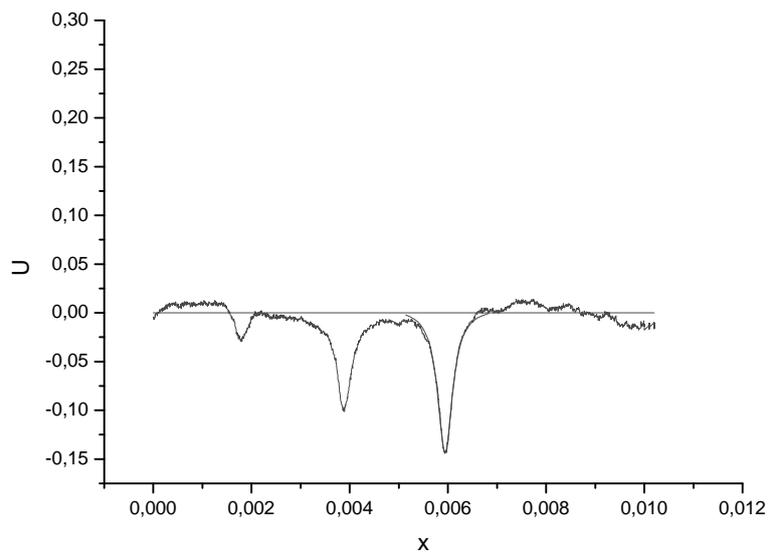


Abbildung 11:  $^{85}\text{Rb}$   $5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,628

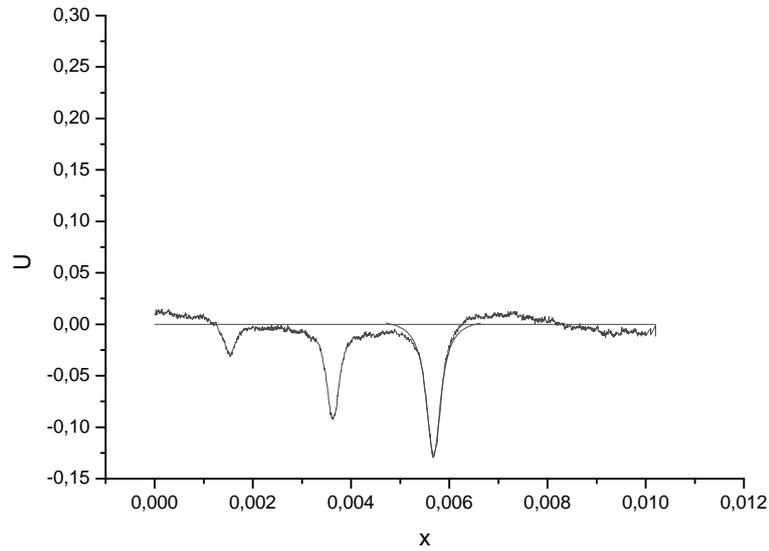


Abbildung 12:  $^{85}\text{Rb}$   $5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,543

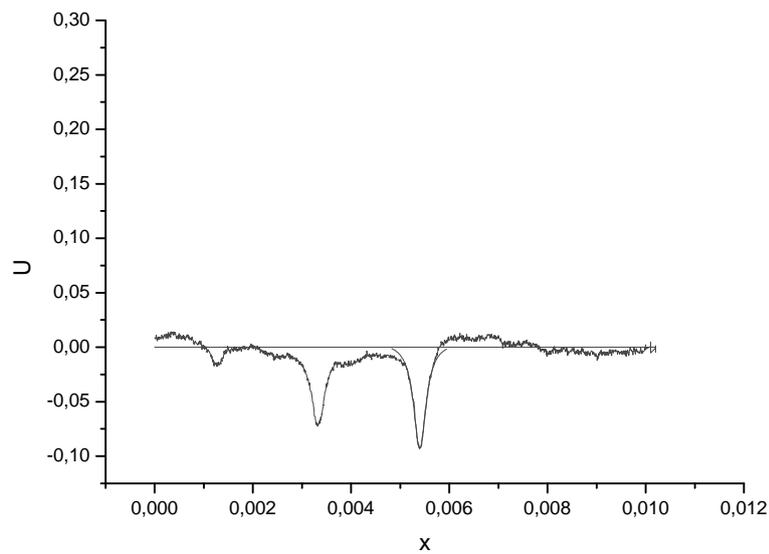


Abbildung 13:  $^{85}\text{Rb}$   $5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,264

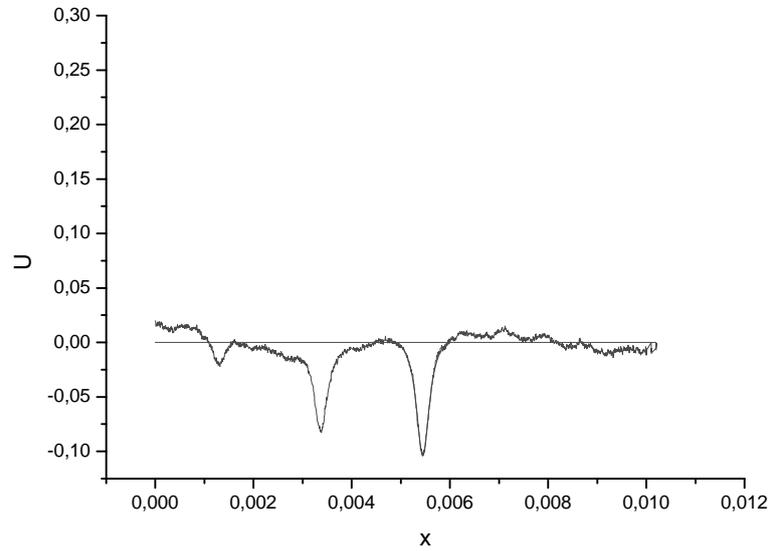


Abbildung 14:  $^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,341004

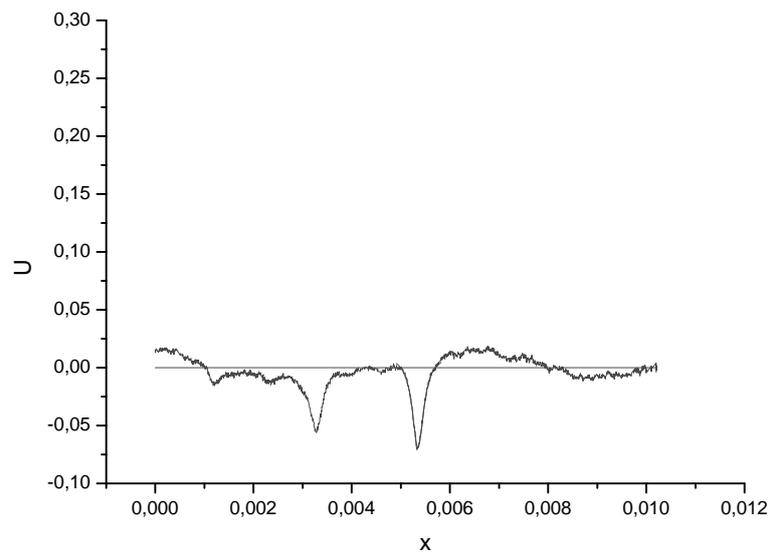


Abbildung 15:  $^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,165792

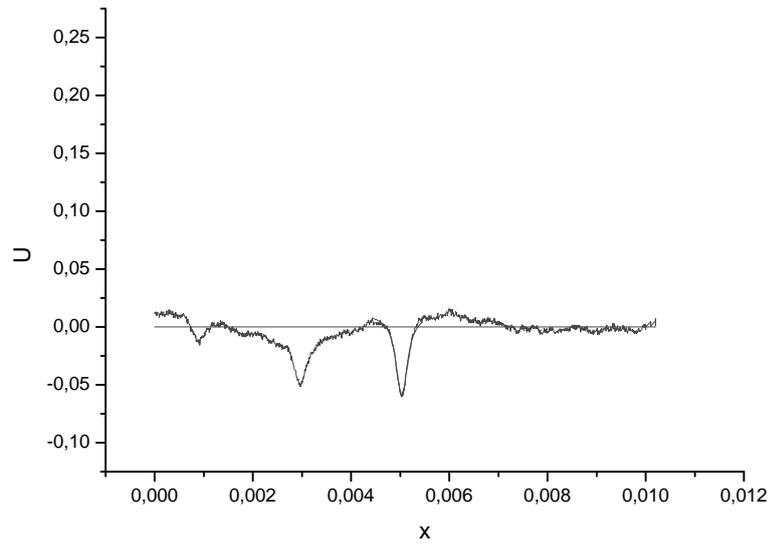


Abbildung 16:  $^{85}\text{Rb}$   $5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,143352

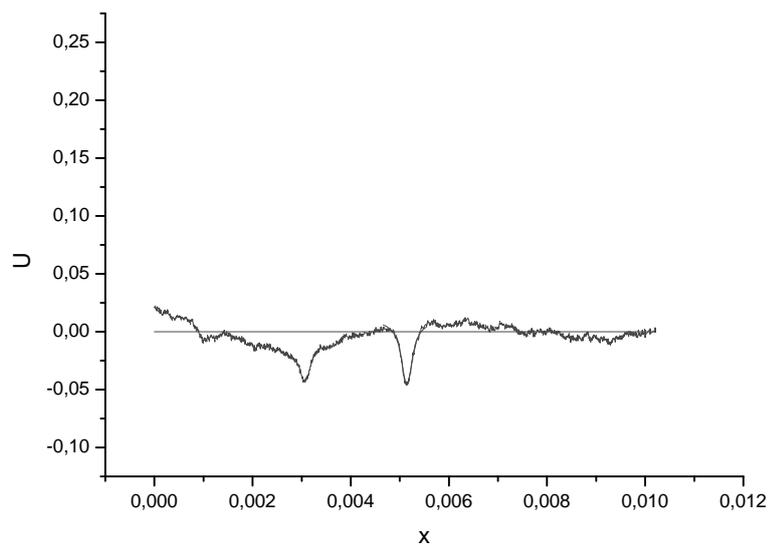


Abbildung 17:  $^{85}\text{Rb}$   $5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,09002506

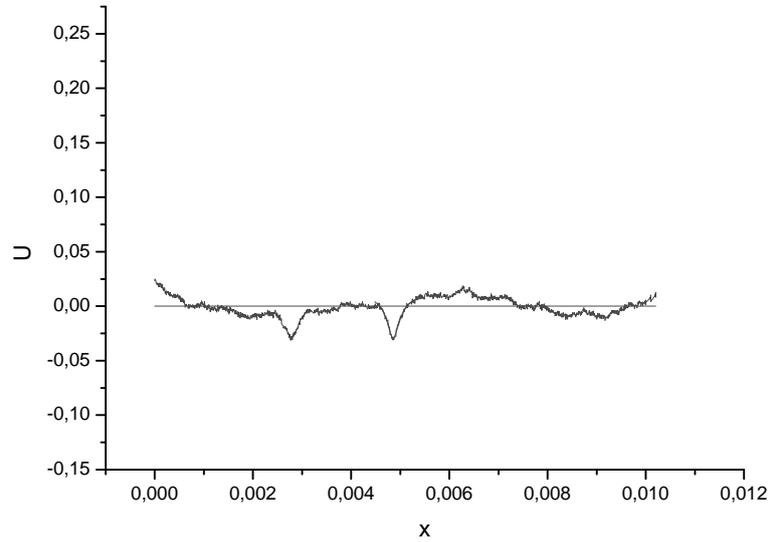


Abbildung 18:  $^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,056

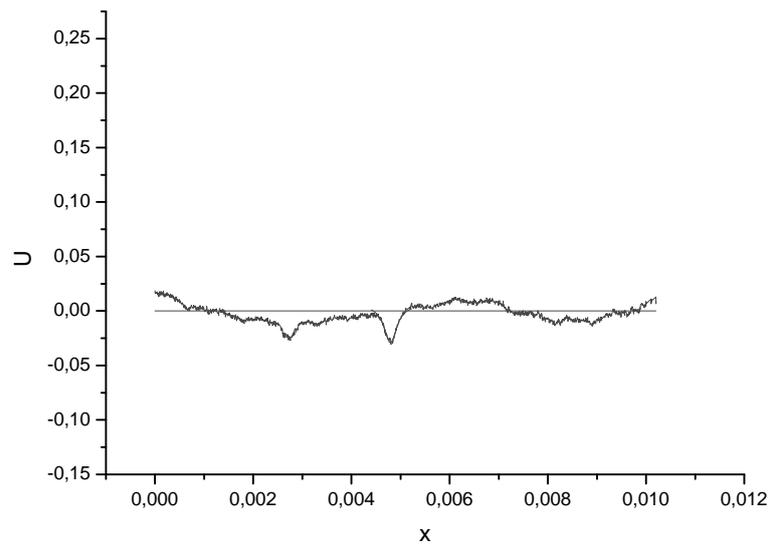


Abbildung 19:  $^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,035168

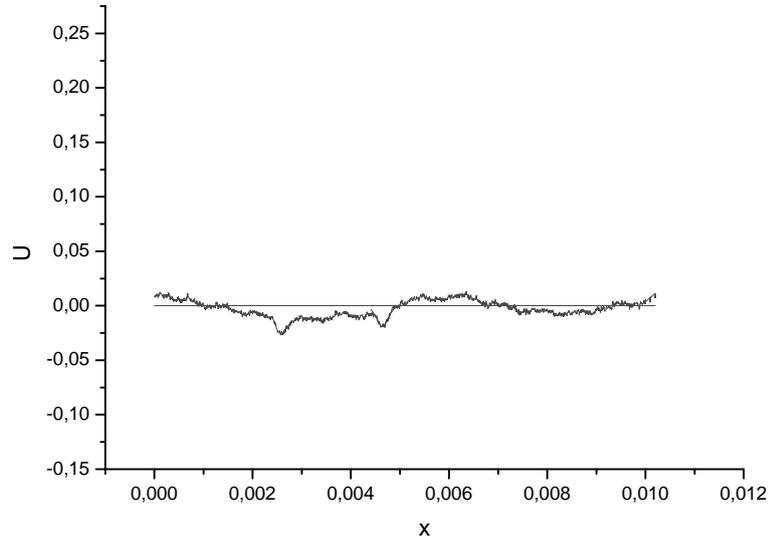


Abbildung 20:  $^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}(F=2) \leftarrow 5S_{1/2}(F=3)$ -Übergang mit einem Abschwächungsfaktor von 0,030408

Intensität	a	b	c	d
1	$-7,3 \cdot 10^4$	572,90897	1664,35252	-71930,1578
0,628	0,00217	578,86378	408,55318	23632,4708
0,543	0,00197	569,98332	1576,28311	-12532,287
0,264	0,00128	570,9748	2460,60084	-79728,1604
0,341004	0,00166	568,65124	3518,20474	-190572,844
0,165792	-0,00017785	575,91642	1381,08896	-40840,4523
0,143352	0,00555	561,34115	7393,7462	-551969,475
0,09002506	-0,000252	578,38033	-378,05255	149964,598
0,056	0,000309	586,40992	-1605,15759	175521,455
0,035168	0,00036095	575,68353	1053,90972	-7244,5045
0,030408	-0,00157	573,63886	1169,51247	17571,3583

Tabelle 6: Koeffizienten der Eichpolynome

Tiefe	Breite [kHz]	Fehler [Hz]
0,16251	0,0441	0,00113
0,14891	0,0465	0,00177
0,13431	0,043	0,00264
0,098614	0,0324	0,00291
0,11479	0,0361	0,0015
0,0803	0,0274	0,00125
0,07158	0,0279	0,00186
0,056151	0,0246	0,00186
0,039022	0,0351	0,00299
0,035455	0,0354	0,00439
0,025161	0,0451	0,00992

Tabelle 7: Ergebnisse der Peakfits für verschiedene Intensitäten

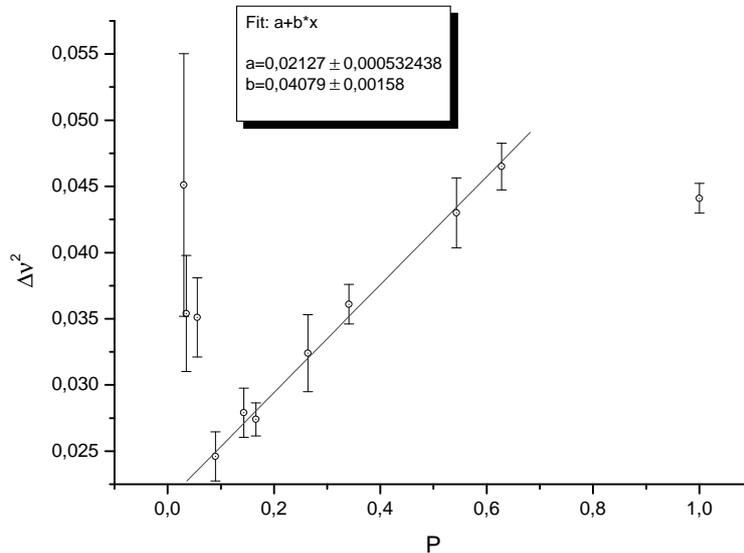


Abbildung 21: Abhängigkeit des Quadrats der Peak-Breite ( $2\sigma$ ) von der einfallenden Leistung

der Geraden aus Achsenabschnitt und Steigung die Leistung  $P_{sat}$  ermitteln, bei der das Doppelte des Achsenabschnitts erreicht ist, was genau  $S = 1$  entspricht. Ähnlich bestimmt man für die Amplitude die Leistung  $P_{sat}$ , bei der die Tiefe auf die Hälfte des asymptotischen Wertes gestiegen ist. Dies entspricht ebenso  $S = 1$ . Für erstere Methode erhalten wir  $P_{sat} = 0,26 \pm 0,03$ , mit der letzteren  $P_{sat} = 0,52 \pm 0,02$ . Dies ergibt im Mittel  $P_{sat} = 0,39 \pm 0,18$ . Die Abweichungen sind signifikant. Allerdings haben wir auch gesehen, daß bereits das Auslassen der 4 oben erwähnten Punkte das Ergebnis deutlich verändert hat. Insofern scheint das Ergebnis sehr empfindlich von den Meßwerten abzuhängen. Mit dem Diodenstrom von 44 mA können wir die nicht abgeschwächte Leistung zu  $85,37 \mu\text{W}$  abschätzen. Damit ergibt sich für die Sättigungsleistung  $33,45 \pm 15,65 \mu\text{W}$ . Schätzt man den Radius des Laserstrahls mit ca. 2 mm ab, so erhält man eine Sättigungsintensität von  $2,66 \pm 1,25 \text{ MJ/m}^2\text{s}$ .

## 5 Diskussion der Ergebnisse

### 5.1 Auflösung von linearer und nichtlinearer Spektroskopie

Mit den Methoden der linearen Spektroskopie gelingt es nicht die Hyperfeinstruktur des angeregten Zustandes von  $^{85}\text{Rb}$  aufzulösen. Mit der Methode der Sättigungsspektroskopie gelingt dies ohne weiteres. Vergleicht man die numerischen Werte die wir für die Auflösung erhalten haben, nämlich etwa  $2 \cdot 10^{-6}$  für die lineare Spektroskopie und  $10^{-6}$  (aufgelöste Linien) bzw.  $1.4 \cdot 10^{-7}$  (geschätzt anhand der Linienbreite) so ergibt sich eine Verbesserung um den Faktor zwei bzw. 10.

### 5.2 Hyperfeinstrukturaufspaltung

Im folgenden sind die Ergebnisse für die Aufspaltung der  $D_1$ -Linie aus der linearen Spektroskopie (Abs. 4.3.2) und der nichtlinearen Spektroskopie (Abs. 4.4) den

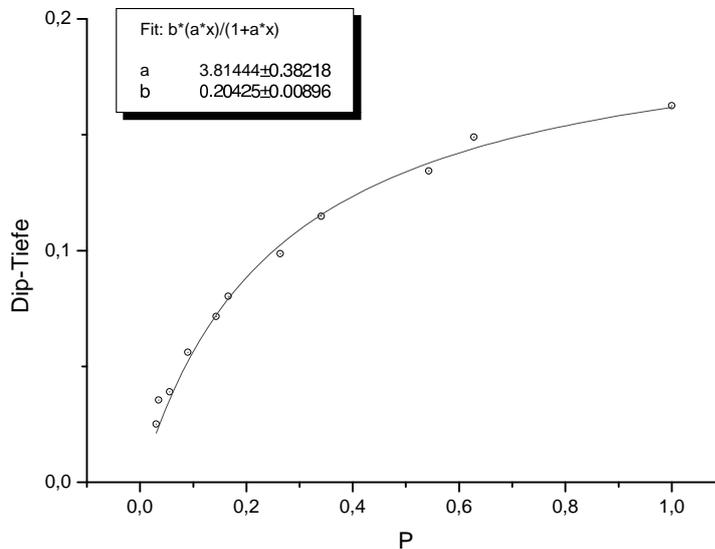


Abbildung 22: Abhängigkeit der Peak-Amplitude von der einfallenden Leistung

Literaturwerten aus [1] gegenübergestellt

Term	lin. Spektroskopie	Sätt.Spektroskopie	Literatur
$^{87}\text{Rb } 5S_{1/2}$	$(6896 \pm 13)$ MHz	—	6834.6 MHz
$^{87}\text{Rb } 5P_{1/2}$	$(776 \pm 15)$ MHz	$(815 \pm 46)$ MHz	818.2 MHz
$^{85}\text{Rb } 5S_{1/2}$	$(3210 \pm 8)$ MHz	$(3044 \pm 36)$ MHz	3035.7 MHz
$^{85}\text{Rb } 5P_{1/2}$	—	$(365 \pm 35)$ MHz	362.1 MHz

Wie man sieht, waren die Fehler bei der linearen Spektroskopie offensichtlich zu gering angesetzt. Möglicherweise hat die Frequenzmessung doch einen größeren Fehler als angenommen, in erster Linie ist aber wahrscheinlich der peakfitbedingte Fehler größer als angesetzt. Bei der linearen Spektroskopie tritt eine Abweichung von etwa 5% zu den Literaturwerten auf. Wie zu erwarten lässt sich mit der Sättigungsspektroskopie eine wesentlich höhere Genauigkeit erreichen, die berichteten Werte werden hier nahezu exakt reproduziert.

### 5.3 Isotopenverschiebung

Leider haben wir hier keine Literaturwerte gefunden, mit denen wir unseren Wert von  $(449 \pm 6)$  MHz hätten vergleichen können.

## Literatur

- [1] Andrew Borleske, Beth Denius, Tom Haynie. A study of the hyperfine structure of rubidium, 1996. <http://webphysics.davidson.edu/Alumni/BeDenius/rubidium/title.htm>.
- [2] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie, Grundlagen und Techniken*. Springer, 1993.

- [3] W. Seelmann-Eggebert G. Pfennig, H. Klewe-Nebenius. *Karlsruher Nuklidkarte*. Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998.
- [4] NIST. Atomic spectra database, v2.0, 1999. [http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd).
- [5] unbekannt. A246 - high resolution laser spectroscopy, 2000. FP-Skript.