

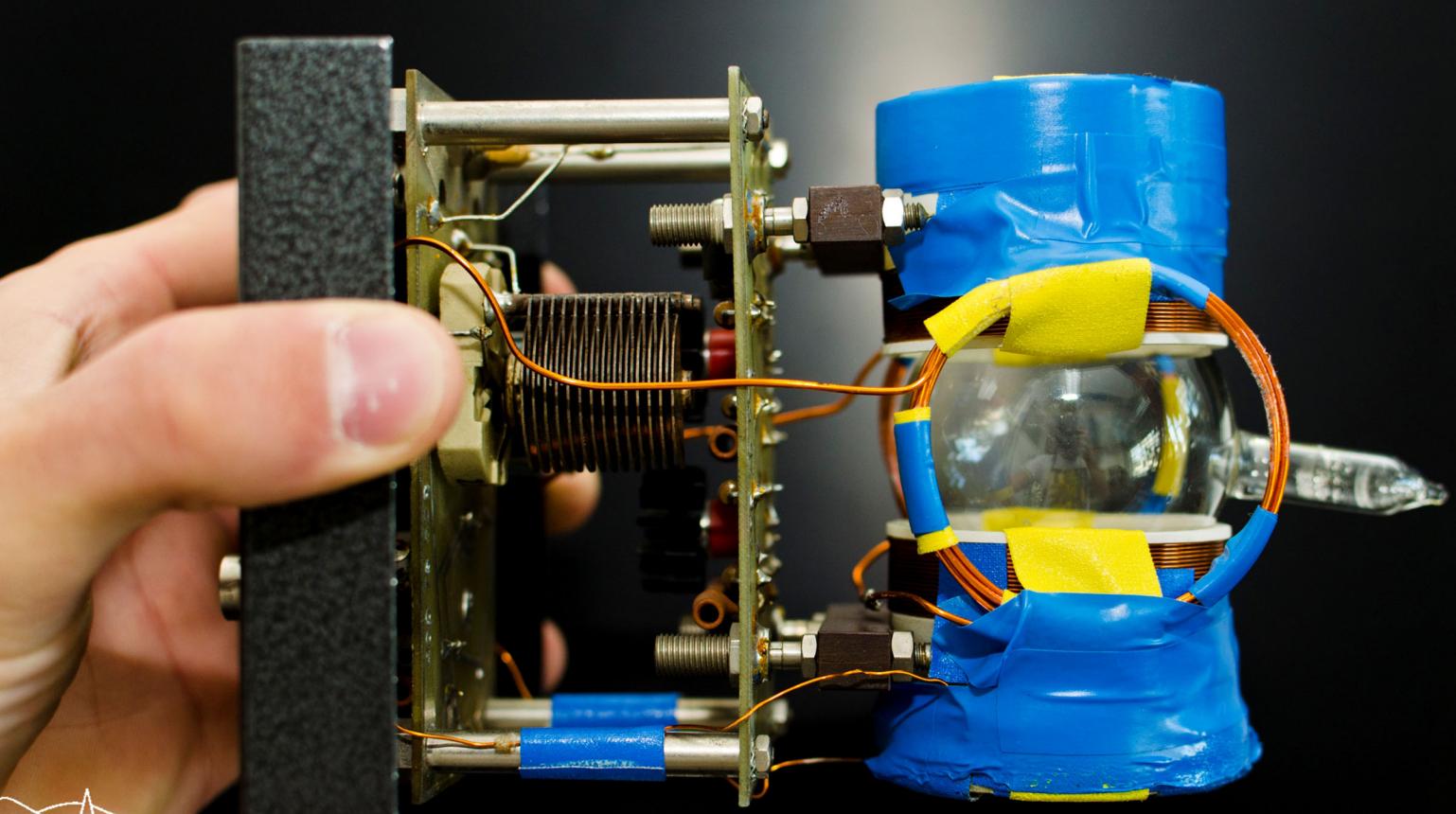


Versuchsanleitung

# Fortgeschrittenen Praktikum

## Teil II

# Optisches Pumpen



## FORTGESCHRITTENEN PRAKTIKUM II

---

M.KÖHLI (2/2011)

# Optisches Pumpen

INSTITUT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK  
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT  
FREIBURG IM BREISGAU

26. JUNI 2012

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Ziel des Versuches</b>	<b>1</b>
<b>2 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>3 Prinzip des optischen Pumpens und der Doppelresonanz</b>	<b>2</b>
<b>4 Aufgabenstellung</b>	<b>3</b>
<b>5 Stichworte zur Vorbereitung</b>	<b>3</b>
<b>6 Versuchsdurchführung - Kurzfassung</b>	<b>4</b>
<b>7 Versuchsaufbau</b>	<b>6</b>
<b>8 Versuchsdurchführung - ausführliche Darstellung</b>	<b>10</b>
8.1 Inbetriebnahme . . . . .	10
8.2 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur von Rubidium . . . . .	11
8.3 Doppelresonanz-Experimente . . . . .	12
8.4 Spinpräzession . . . . .	15
8.5 Messung der Relaxationszeit . . . . .	17
8.5.1 Dehmels Methode der Magnetfeldumkehr . . . . .	18
8.5.2 Franzens Methode der Relaxation im Dunkeln . . . . .	20
<b>Quellenverzeichnis</b>	<b>23</b>
<b>9 Anhang</b>	<b>24</b>
9.1 Tabelle der Magnetfeldeichung . . . . .	24
9.2 Übergänge der Rubidiumisotope $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	25
9.3 Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur für $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	26

## 1 Ziel des Versuches

Ziel des Experiments ist die Untersuchung der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grund- und ersten angeregten Zustands beim  $^{85}\text{Rb}$  und beim  $^{87}\text{Rb}$ . Dabei werden durch Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht und von Radiowellen Größen wie der Kernspin, die Intervallkonstanten und die Relaxationszeiten bestimmt.

## 2 Einleitung

Durch optisches Pumpen werden Besetzungszahlen atomarer Zustände geändert. Durch Einstrahlen von resonantem Licht werden einige Zustände 'leergepumpt', die Besetzungszahlen anderer steigen an. Zum Pumpen verwendet man polarisiertes Licht. Wird der Pumpvorgang unterbrochen, relaxiert das System wieder, die Verteilung der Atome nähert sich der statistischen Besetzung.

Die Methode des optischen Pumpens wurde von Alfred Kastler 1949 vorgeschlagen und bald darauf von Brossel, Kastler und Winter, sowie von Hawkins und Dicke experimentell verwirklicht. 1966 erhielt Kastler dafür den Nobelpreis. Die Methode stellt ein höchst präzises Messverfahren in der Atomphysik dar. So können mit ihr der Kernspin, die Hyperfeinstrukturintervalle, Landésche g-Faktoren vieler Isotope mit höchster Präzision gemessen werden. Als Beispiel sei die Hyperfeinstrukturaufspaltung des  $^{87}\text{Rb}$ -Grundzustands genannt. Mit interferenzoptischen Verfahren konnte er zu

$$(6839, 1 \pm 16, 0) \text{ MHz}$$

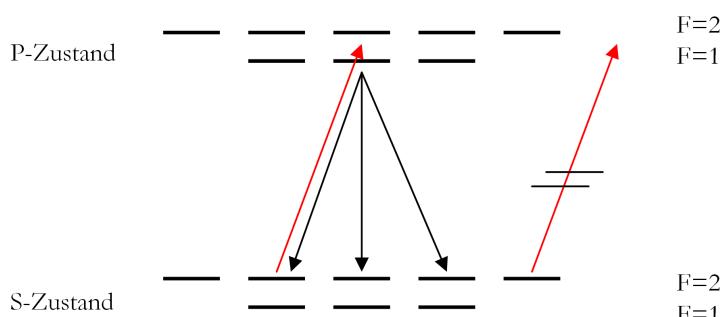
bestimmt werden. Durch optisches Pumpen konnte die Genauigkeit um sechs Größenordnungen zu

$$(6834, 68259 \pm 0, 00007) \text{ MHz}$$

verbessert werden.

### 3 Prinzip des optischen Pumpens und der Doppelresonanz

In Abb 1 ist das Prinzip des optischen Pumpens für das  $^{87}\text{Rb}$  dargestellt. Durch die Feinstrukturaufspaltung sind S- und P-Zustand nicht entartet. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung wird durch die Kopplung des Gesamtdrehimpulses der Elektronenhülle mit dem Drehimpuls des Kerns hergerufen. Beide Spins koppeln zu einem Atomgesamtdrehimpuls  $F$ .



**Abbildung 1:** Prinzip des optischen Pumpens mit zirkular polarisiertem Licht bei Rubidium

ein Übergang in den S-Zustand möglich, wobei durch die Auswahlregeln für elektrische Dipolübergänge die Änderung von  $m_F$  von  $\pm 1$  oder 0 nötig ist. Ein Atom, das sich im  $^2\text{S}$ -Zustand mit  $m_F = 2$  befindet, kann kein  $\sigma^+$ -Photon absorbiert, weil es im  $^2\text{P}$ -Zustand kein Zeemann-Niveau mit  $m_F = 3$  gibt, der aus Drehimpulserhaltungsgründen für die Absorption nötig wäre. Das bedeutet, dass sich alle Atome nach einer gewissen Pumpzeit im Zustand  $^2\text{S}$   $m_F = 2$  befinden. Das entspricht einer Ausrichtung des Gesamtspins in Richtung des äußeren Magnetfelds. Diese Ausrichtung kann zerstört werden durch Depolarisation der Atome durch Stöße mit anderen Gasatomen oder durch Stöße mit der Glaswand. Eine weitere Möglichkeit zur Depolarisation ist die Einstrahlung von Radiostrahlung, deren Photonen die Energie des Abstandes zwischen  $F = 2; m_F = 2$  und  $F = 2; m_F = 1$  im Grundzustand hat. Dadurch können induzierte magnetische Dipolübergänge stattfinden und die Atome werden ebenfalls depolarisiert.

In einem 'schwachen' äußeren Magnetfeld kommt es dann zum Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur. In einem Hypfeinstrukturniveau ordnen sich die Niveaus bezüglich ihrer magnetischen Quantenzahl  $m_F$  an. Strahlt man nun zirkular polarisiertes  $\sigma^+$ -Licht ein (die Überlegungen für  $\sigma^-$  sind analog), kann dies von der Elektronenhülle absorbiert werden, wobei sich die magnetische Anzahl  $m_F$  aus Drehimpulserhaltungsgründen um eins erhöht. Aus dem angeregten P-Zustand ist

## 4 Aufgabenstellung

- Nehmen Sie das Hyperfeinstrukturspektrum des  $^2S_{1/2}$ - $^2P_{1/2}$  Übergangs von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  auf.
- Bestimmen Sie den Kernspin beider Rubidium Isotope durch optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Licht und gleichzeitiger Einstrahlung von Radiowellen (Doppelresonanz).
- Bestimmen Sie die Horizontal- und Vertikalkomponente des Erdmagnetfelds (Doppelresonanz).
- Beobachten Sie die Spinpräzession von im Magnetfeld ausgerichteten Atomen und Bestimmen Sie daraus die äußeren magnetischen Felder.
- Bestimmen Sie die Relaxationszeit (nach Dehmelt und nach Franzen).

## 5 Stichworte zur Vorbereitung

- **Laserdiode:** Halbleiterlaser, stimulierte Emission, Temperatur- und Stromabhängigkeit der Wellenlänge, Modensprünge
- **Licht:** Wechselwirkungsprozesse zwischen Licht und Materie, Linear- und Zirkularpolarisation,  $\lambda/4$ -Platte
- **Atomphysik, Spektroskopie:** Hyperfeinstruktur des Alkalispektrums, Linienbreiten, Effekte zur Linienverbreiterung, Sättigung von Übergängen
- **Atomphysik, optisches Pumpen:** Auswahlregeln, Zeeman-Effekt, Kernspin, optisches Pumpen, Doppelresonanz, Spinpräzession, Spinrelaxation, Relaxationsprozesse

### Denkanstöße

- Kann man mit  $\pi$ -Licht optisch pumpen? Warum bzw. warum nicht?
- Welche Lichtquellen kann man zum optischen Pumpen verwenden?
- Was ist der Unterschied der Relaxation nach Franzen und nach Dehmelt?

## 6 Versuchsdurchführung - Kurzfassung

### Teil 1 - Hyperfeinstrukturspektrum:

In einer Glaskugel, die auf eine optische Bank montiert und von Helmholtzspulen umgeben ist, befindet sich gasförmiges Rubidium und Krypton als Puffergas. Die Glaskugel ist sehr empfindlich, weil zum einen das Glas sehr dünn ist und zum anderen der Gasdruck nur 150 Pa beträgt. Es soll nun ein Absorptionsspektrum der Hyperfeinstruktur der D1-Linie für beide Isotope aufgenommen werden. Dazu muss man die Wellenlänge der Halbleiterdiode auf die Energieabstand zwischen  $^2S_{1/2}$ - und  $^2P_{1/2}$ -Zustand einstellen und dann über den Bereich der Aufspaltung kontinuierlich variieren. Dazu verwendet man zwei Verschiedene Methoden: Der Bandabstand eines Halbleiters ist temperaturabhängig und kann so mit einem Peltierelement verändert werden. Für ein Durchfahren eines Frequenzbereichs verwendet man eine Variation des Vorwärtsstroms. Dieser kann mit einer externen Spannung am Lasersteuergerät geregelt werden. Das emittierte Licht wird von einer Photodiode absorbiert, anschließend wird das Signal verstärkt und am Oszilloskop dargestellt. Das Oszilloskop kann dann in einen PC ausgelesen werden und das Spektrum mit einem Programm wie z.B. Origin oder Proscope ausgewertet werden.

### Teil 2 - Doppelresonanzexperimente:

Zum optischen Pumpen wird in diesem Experiment zirkular polarisiertes Licht verwendet, welches mit Hilfe eines  $\lambda/4$ -Plättchens erzeugt wird. Äußere Magnetfelder können durch verschiedene Helmholtzspulen, die um die Rb-Glaszelle angeordnet sind, angelegt werden.

Der Radiosender befindet sich direkt an der Glaskugel. Die Frequenz wird mit dem Drehknopf am Halterungsblech für die Rb-Zelle eingestellt. Die Radiofrequenz wird fest bei etwa 500 MHz eingestellt. Das horizontale Magnetfeld wird um einen konstanten Wert  $B_0$  sinusförmig moduliert. Von Hand wird  $B_0$  solange variiert, bis sich an der Photodiode äquidistante Absorptionspeaks zeigen. Immer wenn das Magnetfeld den Wert  $B_0$  annimmt, entspricht die Zeemanaufspaltung gerade der Energie der eingestrahlten Radiowellen, die magnetische Übergänge induzieren und die Ausrichtung der Rb-Atome zerstören. Es gibt wieder Atome, die polarisiertes Licht absorbieren können, und die Transparenz der Zelle sinkt.

Es gilt

$$E_{\text{radio}} = h \cdot \nu = \frac{\mu_0 B_0}{I + 1/2} = E_{\text{Zeeman}} \quad (1)$$

mit

$h$ : Plancksches Wirkungsquantum,  $\nu$ : Frequenz der Radiowellen,  $\mu_B$ : Bohrsches Magneton,  $B_0$ : äußeres Magnetfeld,  $I$ : Kernspin.

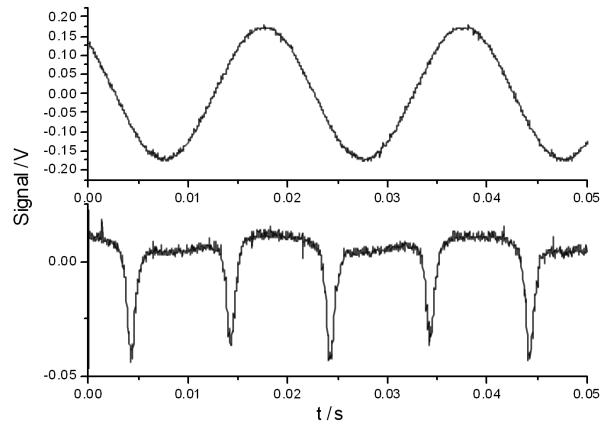


Abbildung 2: oben: Spannung an den Helmholtzspulen, unten: Absorptionssignal an der Photodiode

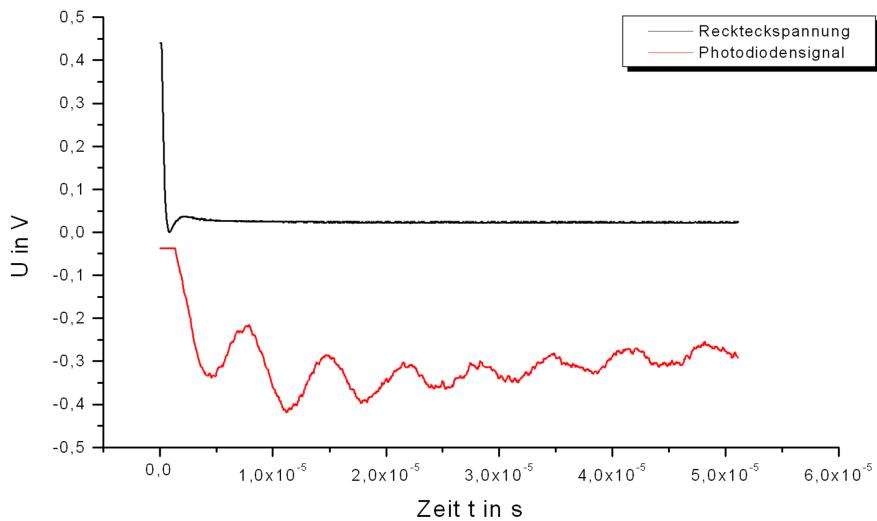
**Teil 3 - Kernspinpräzession:**

Durch die Helmholtzspulen werden Magnetfelder erzeugt und die Atome durch optisches Pumpen im Magnetfeld ausgerichtet. Nach schnellem Abschalten der Horizontalen Komponente des Magnetfeldes präzessieren die Atome um das verbleibende vertikale Magnetfeld  $B_{\text{vert}}$  mit der Kreisfrequenz:

$$\omega_L = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} B_{\text{vert}} \quad (2)$$

$g_F$ : Landéscher g-Faktor

$$\hbar = h/2\pi$$



**Abbildung 3:** Spinpräzession bei  $^{85}\text{Rb}$

**Teil 4 - Relaxation nach Dehmelt (Magnetfeldumkehr):**

Durch optisches Pumpen werden Atome im äußeren Magnetfeld ausgerichtet. Das Magnetfeld wird so schnell umgepolzt, dass die Atome mit ihrer Ausrichtung nicht folgen können. Das ist der Fall wenn die Präzessionsdauer größer als die Umpolzeit ist. Vor dem Umpolen befanden sich viele Atome im Zustand  $m_F = 2$  nach dem Umpolen im Zustand  $m_F = -2$ . Es kann wieder verstärkt gepumpt werden bis sich wieder ein Gleichgewicht einstellt, bei dem der Zustand  $m_F = 2$  stark besetzt ist. Die Orientierungszeit hängt von den Zeitkonstanten für das optische Pumpen und für das Relaxieren zusammen. Durch mehrere Messungen mit verschiedenen Strahlintensitäten des Pumplichts können die Zeitkonstanten bestimmt werden.

**Teil 5 - Relaxation nach Franzen (Relaxation im Dunkeln):**

Beobachtung der Relaxation durch Unterbrechung des Pumplichts. Ohne das Pumplicht relaxiert das System. Nach Einschalten des Pumplichts kann erneut gepumpt werden.

## 7 Versuchsaufbau

**Achtung: Im Versuch wird eine Laserdiode verwendet, deren Strahlung im Infrarotbereich liegt und nicht sichtbar ist. Schauen Sie nicht direkt in den fokussierten Strahl, um Augenschäden zu vermeiden. Der Strahlengang ist mit einem IR-Sichtgerät zu überprüfen.**

### Einzelne Komponenten:

Abb. 5 zeigt im Überblick den gesamten Versuchsaufbau. Im Allgemeinen sollte der Versuch justiert und stabil sein. Da jedoch die Resonanzzellen den Strahlengang linsenartig beeinflussen, muss gegebenenfalls Linse 2 auf maximale Intensität an der Photodiode justiert werden. Erleichtert wird die Justage durch ein IR-Sichtgerät. Betriebsbereit ist das IR-Sichtgerät nach kurzem Umlegen des Kippschalters. Lässt die Helligkeit des Bildes nach, so kann der Schalter erneut betätigt werden, jedoch sollte der Schalter stets - um Batterien zu sparen - wieder zurückgekippt werden.

### Laserdiode

Der im Versuch eingebaute Halbleiterlaser<sup>1</sup> ist eine GaAlAs Doppelhetero-Streifenlaserdioden. Durch Wahl der Temperatur (Peltierregler) und des Diodenstromes (Netzgerät) kann die Frequenz und die Leistung des abgestrahlten Lichtes beeinflusst werden. In den Halbleiterlaser ist eine Monitordiode (Photodiode) integriert, welche die optische Leistung misst. Laut Datenblatt steigt die Laserleistung linear um 3 mW pro 0,5 mA. Der Laser sollte höchstens mit einer Leistung von 3 mW betrieben werden (erhöhte Lebensdauer), der Monitordiodenstrom (ablesbar am Lasernetzgerät) sollte also maximal 0,5 mA betragen. Bei fester Temperatur und wachsendem Laserdiodenstrom nimmt die Frequenz des abgestrahlten Lichtes ab, der Abstimmkoeffizient beträgt  $\kappa = (3,6 \pm 0,1)$  Ghz/mA. Diskontinuierlich treten jedoch immer wieder Modensprünge auf, die eine lineare Abstimmung der Frequenz nur in bestimmten Bereichen erlaubt. Nähere Erläuterungen zu Laserdioden finden sich zum Beispiel in [KS95], [Ha72], [Be62].

### Lasernetzgerät

Betrieben wird die Laserdiode mit einem Lasernetzgerät<sup>2</sup>. Über den Tastschalter 'Output' kann die Verbindung zum Halbleiterlaser freigeschaltet oder gesperrt werden. Der Diodenstrom kann über einen Drehknopf vorgewählt und ebenso wie der Monitordiodenstrom (Leistung) am Display abgelesen werden. In der verwendeten Betriebsart 'Konstantstrom' wird der Diodenstrom auf den eingestellten konstanten Wert geregelt und somit die Frequenz des abgestrahlten Lichtes fixiert. Der Diodenstrom kann jedoch für spektroskopische Zwecke über eine externe Quelle moduliert werden. Zu diesem Zweck wird die externe Quelle mit dem Eingang 'External Input' verbunden. Auf der Rückseite des Gerätes befindet sich der Wahlschalter 'Bandwidth Low High'. In der Stellung 'High' ist eine Modulation des Laserdiodenstromes über eine externe Quelle bis zu einer Frequenz von 500 kHz möglich. Über das Potentiometer 'Limit Set' kann der maximale Diodenstrom vorgewählt werden. Die einsetzende Strombegrenzung wird mit blinkender LED 'Limitung' signalisiert. Eine Fehlersituation wird durch die rote LED 'Error' angezeigt. Nach Beheben des Fehlers kann die Diode durch zweimaliges Drücken des Schalters 'Output' weiterbetrieben werden.

### Peltierregler

Die Temperatur des Halbleiterlasers wird über einen Peltierregler kontrolliert. Das Gerät erlaubt eine Temperaturwahl in 0,1 °C-Schritten.

### Etalon

Eingesetzt wird das Etalon (Fabry-Perot-Etalon) zur Frequenzeichnung. Der Abstand zweier Maxima (Free Spectral Range = FSR) beträgt  $(9924 \pm 30)$  Mhz.

---

<sup>1</sup>Hitachi HL 7801E

<sup>2</sup>Light Control Instruments

### Neutralfilter

Die in einem Diamagazin gelagerten Neutralfilter dienen der definierten Abschwächung des Laserlichtes. Der Abschwächungsgrad berechnet sich folgendermaßen:

Es sei  $I_{\text{ref}}$  die registrierte Lichtintensität ohne Filter und  $I$  die registrierte Intensität, wenn ein Neutralfilter der Stärke  $x$  in den Strahlengang gesetzt wird. Für den Wert  $x$  gilt:

$$x = \log \left( \frac{I}{I_{\text{ref}}} \right). \quad (3)$$

### Polarisatoren

Zur Erzeugung von zirkular polarisiertem Licht kann ein  $\lambda/4$ -Plättchen in den Strahlengang gebracht werden. Ein nachgeschalteter Linearpolarisator dient zur Überprüfung der richtigen Einstellung des  $\lambda/4$ -Plättchens: Registriert die Photodiode beim Verdrehen des Linearpolarisators keine Änderung der Intensität (Vorverstärker im DC-Betrieb), so ist das Laserlicht vollständig zirkular polarisiert.

### Die Rb-Zelle

Die kugelförmige Zelle hat einen Durchmesser von etwa 5 cm und ist mit 150 Pa Krypton und einem Tropfen Rubidium im natürlichen Isotopengemisch (72,8%  $^{85}\text{Rb}$ ; 27,2%  $^{87}\text{Rb}$ ) gefüllt. Zur Erzeugung schwacher Magnetfelder sind zwei miteinander verbundene Spulen mit jeweils  $n = 5$  Windungen auf den Glaskörper der Zelle gewickelt.

**Achtung: Da die Zelle dünnwandig und nahezu evakuiert ist, besteht bei unvorsichtiger Handhabung Bruchgefahr.**

### Der RF-Sender

In die kugelförmige Resonanzzelle kann über einen Sender Radiofrequenz eingestrahlt werden. Die Betriebsspannung  $U_B$  beträgt (7 – 30) V. Die Sendeleistung steigt mit Anwachsen von  $U_B$ . Die Frequenz kann grob in vier Stufen vorgewählt werden. Die Feinabstimmung erfolgt über einen Drehkondensator. Mit einem Frequenzzähler oder dem Oszilloskop kann die Frequenz gemessen werden.

### Photodiode und Vorverstärker

Das von der Rb-Zelle transmittierte Licht wird mit einer Photodiode nachgewiesen. Über einen Vorverstärker kann das Signal auf dem Oszilloskop betrachtet werden. Zur Verringerung der Anstiegszeiten wird die Photodiode mit einer Vorspannung betrieben (9V-Blockbatterie).

### Helmholtzspulen

Vier Paare von Helmholtzspulen dienen zur Erzeugung homogener Magnetfelder. Spulenpaare 1-3 erzeugen Magnetfelder parallel zum Stahlengang (z-Richtung), Spule 4 dient zur Kompensation des vertikalen Erdfeldes (x-Richtung).

Die magnetische Induktion  $B$  errechnet sich für Helmholtzspulen (mit Luftfüllung:  $\mu_r = 1$ ):

$$B = \mu_0 H = 0,7155 \mu_0 \frac{n}{d} I. \quad (4)$$

Es ist  $n$  die Windungszahl,  $d$  der Abstand der Spulen eines Paares,  $\mu_0$  die Induktionskonstante und  $I$  die Stromstärke. Mit Hilfe von Tabelle 1 kann  $B$  bestimmt werden. Die Polung der Magnetfelder bei vorgegebener Beschaltung wird aus Abbildung 4 ersichtlich. Die Spulen werden durch ein stromstabilisiertes Netztell versorgt.

Spulenpaar	n	d [m]	$\frac{B}{I}$ (theor.) [ $\frac{\text{Vs}}{\text{Am}^2}$ ]	$\frac{B}{I}$ (gemessen) [ $\frac{\text{Vs}}{\text{Am}^2}$ ]
1	80	0,09	$7,99 \cdot 10^{-4}$	$(7,99 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$
2	80	0,09	$7,99 \cdot 10^{-4}$	$(8,14 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$
3	16	0,09	$1,66 \cdot 10^{-4}$	
4	60	0,246	$4,38 \cdot 10^{-4}$	$(4,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1: Spulendaten

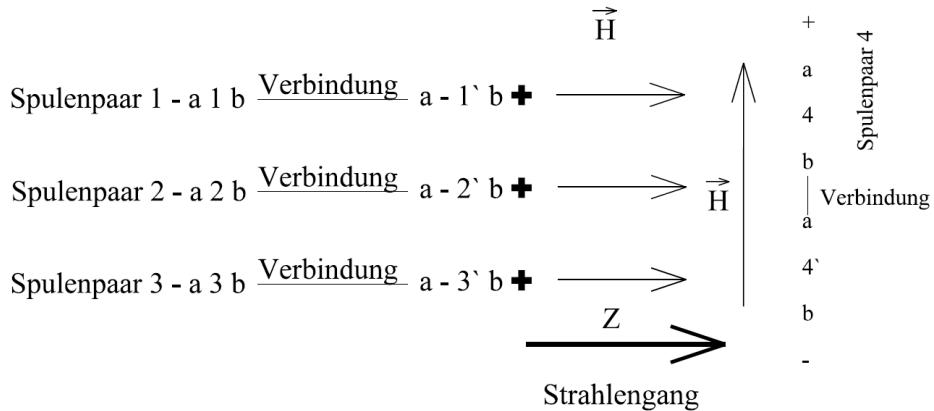


Abbildung 4: Magnetfeldrichtung der Helmholtzspulen bei vorgegebener Polung des Stromes.

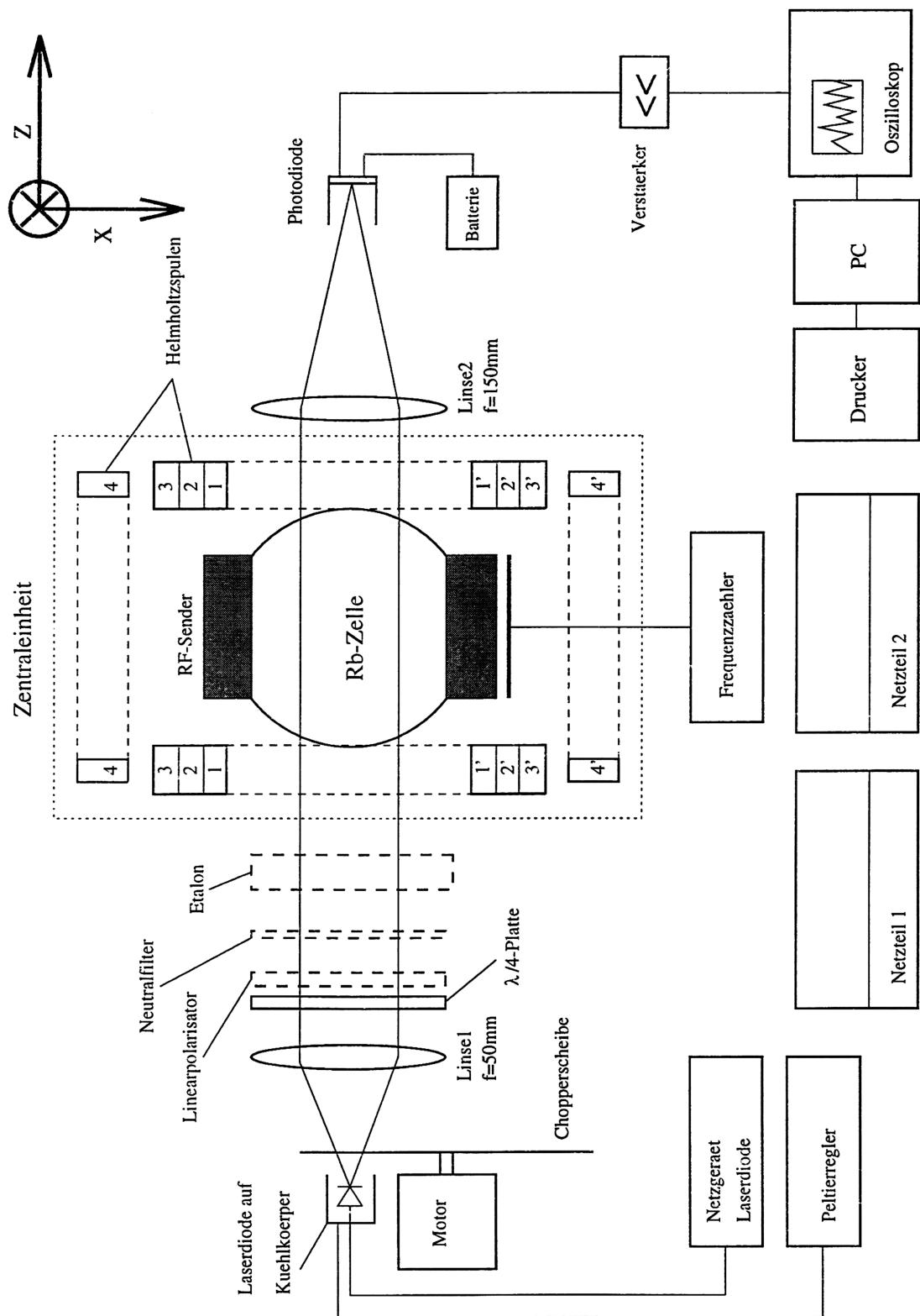


Abbildung 5: Schema des Gesamtaufbaus

## 8 Versuchsdurchführung - ausführliche Darstellung

### 8.1 Inbetriebnahme

Temperaturregelung (Peltierregler) und Lasernetzgerät einschalten. Photodiodenverstärker mit gain 40 dB betreiben, zur Justage des Strahlengangs DC-Kopplung wählen, für die Messungen AC-Kopplung. 9V-Blockbatterie an die Photodiode anklemmen. Um den Laserstrahl einzuschalten Output ON schalten, Diodenstrom wird über Drehknopf eingestellt.

Messungen: Die Absorptionszelle kann mit einem Haarfön kurz geheizt werden, um den Rb-Dampfdruck zu erhöhen: Die Signale werden deutlich stärker. Eine Messung während des Heizens ist jedoch nicht möglich. Messsignale, die mit dem Oszilloskop aufgenommen werden, können zur besseren Auswertung und Dokumentation mit Hilfe des Programmes von Hameg digital eingelesen und mit dem Computer bearbeitet werden.

Die Aufnahme folgender Kenndaten des Lasers wird empfohlen, um die Versuchsdurchführung zu erleichtern:

1. Überprüfung der Temperaturabhängigkeit und Modensprünge des Lasers im Bereich von (30 – 36) °C mit dem Etalon. Zu beachten ist, dass das Etalon praktisch nur bei senkrechter Justierung zum Strahlengang Transmissionen zeigt. Die Rb-Zelle wird aus dem Strahlengang entfernt, der Laserdiodenstrom sägezahnförmig moduliert (bei konstantem Gleichstromanteil). Bei fester Temperatur wird das Etalon im Strahlengang justiert, bis Transmissionssmaxima sichtbar werden. Der Abstand zweier Maxima entspricht ( $9924 \pm 30$ ) Mhz. Nun wird die Temperatur in Stufen erhöht, die Frequenzverstimmung ist am Wandern der Maxima abzulesen.
2. Abhängigkeit der Laserfrequenz vom Laserdiodenstrom (bei Temperatur  $T = 34,6$  °C). Bei fester Temperatur und sägezahnförmiger Modulation wird der Diodenstrom am Lasernetzgerät in Stufen erhöht. Die Frequenzverstimmung ist am Wandern der Etalonpeaks abzulesen.

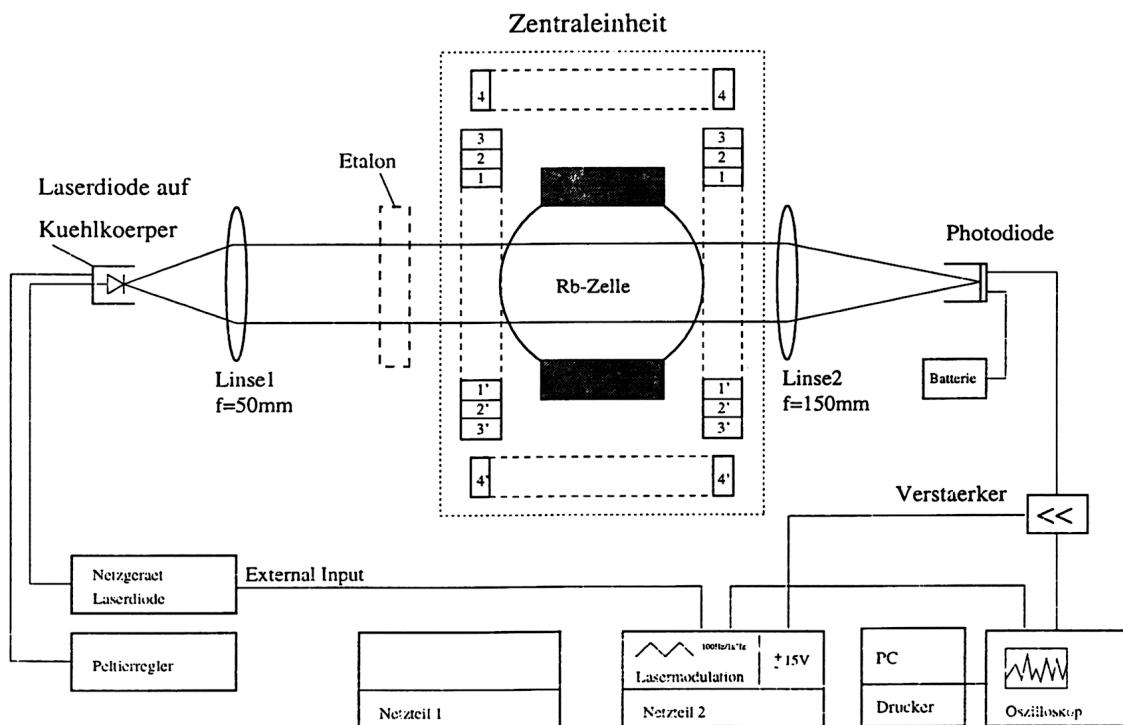


Abbildung 6: Versuchsaufbau zur Messung der Hyperfeinstruktur von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$

## 8.2 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur von Rubidium

### Aufgabe:

Spektroskopie der Hyperfeinstruktur (HFS) des  $^2S_{1/2}$  -  $^2P_{1/2}$  - Übergangs von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  durch Beobachtung des transmittierten Lichtes bei Variation der Laserfrequenz.

- Aufnahme des HFS-Spektrums,
- Frequenzezeichung mit dem Etalon,
- Zuordnung der gemessenen Linien, Vergleich mit theoretischen Werten,
- Bestimmung der Intervallkonstanten, Vergleich mit theoretischen Werten.

Abbildung 6 zeigt den Versuchsaufbau zur Messung der Hyperfeinstruktur. Die Verstimmbarkeit der Laserfrequenz durch den Diodenstrom wird ausgenutzt, um kontinuierlich ein Frequenzband zu durchfahren. Hyperfeinstruktur-Übergänge der beiden Rb-Isotope werden als Absorptionen sichtbar. Abbildung 16 zeigt das Termschema des  $^2S_{1/2}$  -  $^2P_{1/2}$  - Übergangs von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ . In Abbildung 17 wird die Lage der Spektrallinien in Bezug zur D1-Linie wiedergegeben.

### Anleitung:

1. Die Rb-Zelle befindet sich im Strahlengang, das Etalon ist zunächst herausgenommen. Modulation des Laserdiodenstroms mit einer dreieckförmigen Spannung ( $U_{pp} \approx 200\text{ mV}$ ). Bei fester Temperatur ( $T = 34,6^\circ\text{C}$ ) wird der Konstantanteil des Diodenstroms verändert bis das HFS-Spektrum (Absorptionen) auf dem Oszilloskop sichtbar wird.
2. Zur Vereinfachung der Auswertung wird das Absorptionssignal invertiert dargestellt, der lineare Anstieg des Signales kann durch Addition beider Kanäle des Oszilloskopes (Modulationsspannung und Photodiodensignal) unterdrückt werden.
3. Für verschiedene Modulationsfrequenzen und Scanrichtungen (aufsteigende und abfallende Flanke des Dreiecks) kann die Veränderung der Linienform durch Pumpvorgänge (Hyperfein-Pumpen) beobachtet werden. Aufnahme eines gut aufgelösten Spektrums (sechs Linien der acht theoretischen sind sichtbar).
4. Bei unveränderten Einstellungen des Lasers wird eine Frequenzezeichung mit dem Etalon durchgeführt (Zelle wird aus dem Stahlengang genommen und das Etalon eingesetzt). Zuordnung der gemessenen Linien mit den HFS-Übergängen (Abbildung 17)
5. Errechnen der Intervallkonstanten  $A$  gemäß:

$$\Delta E \Delta F = A(F + 1) \longleftrightarrow A = \frac{\Delta\nu h}{(F + 1)} \quad (5)$$

-	$^{85}\text{Rb}$ ( $I = 5/2$ )	$^{87}\text{Rb}$ ( $I = 3/2$ )
$^2S_{1/2}$	4,185 (1011,9 MHz)	14,13 (3417,3 MHz)
$^2P_{1/2}$	0,499 (120,7 MHz)	1,692 (409,1 MHz)

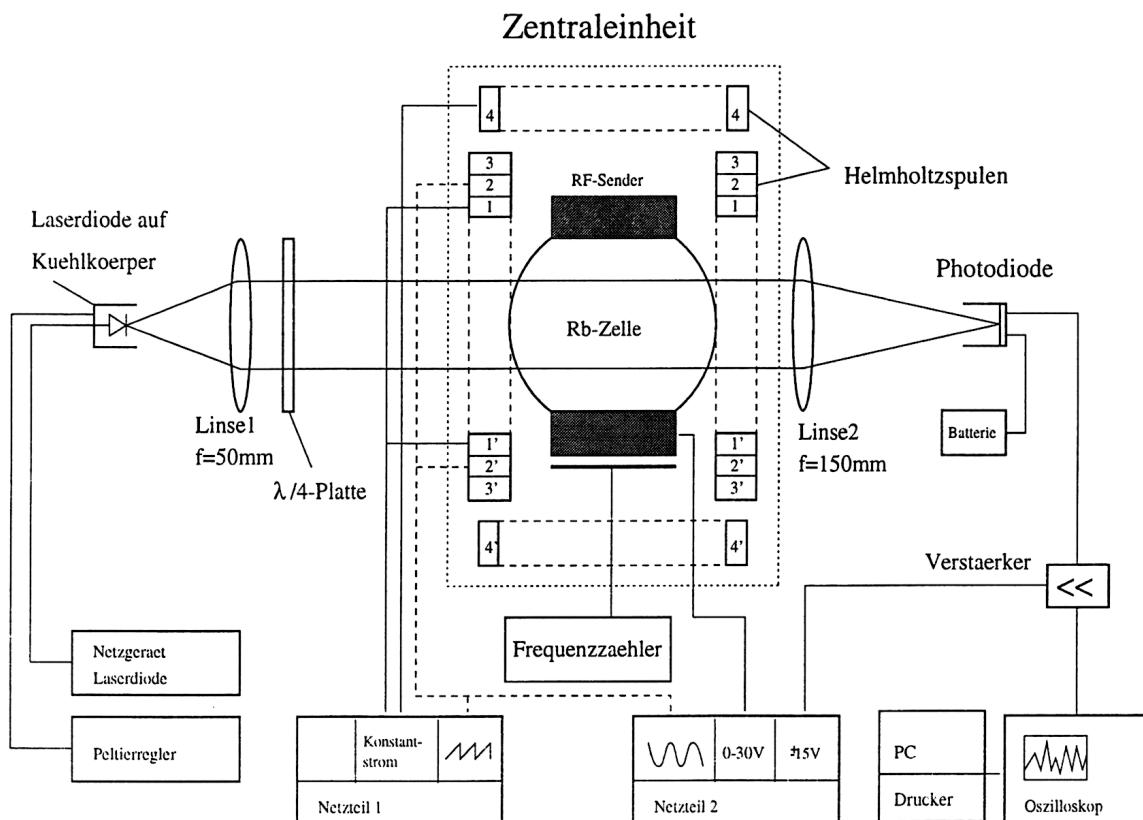
**Tabelle 2:** Intervallkonstanten  $A$  [ $10^{-6}\text{ eV}$ ] für Rubidium, die Werte in Klammern geben  $A$  in Frequenzeinheiten wieder, [Co77]

### 8.3 Doppelresonanz-Experimente

#### Aufgabe:

Messung des Kernspins der beiden Rb-Isotope durch optisches Pumpen und Einstrahlung von Radiofrequenz (Doppelresonanz), Bestimmung der Horizontal- und Vertikalkomponente des magnetischen Erdfeldes.

- Erzeugung von zirkular polarisiertem Licht
- Beobachtung der Absorptionssignale bei resonanter Einstrahlung von Licht und Radiofrequenz
- Kompensation des vertikalen Erdfeldes
- Ermitteln der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes
- Bestimmung des Kernspins von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$



**Abbildung 7:** Versuchsaufbau zur Messung des Kernspins von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  (Doppelresonanz)

Abbildung 7 zeigt den Versuchsaufbau zu den Doppelresonanz-Experimenten. Im Magnetfeld von Spule 1 spalten die HFS-Terme in Zeeman-Niveaus auf (Zeeman-Effekt). Diese Aufspaltung ist in Abb 16, sowie in Abbildung 18 und Abbildung 19 wiedergegeben. Für schwache Magnetfelde gilt in guter Näherung, dass die aufgespaltenen Zeeman-Niveaus äquidistant liegen und für beide Rb-Isotope im Grundzustand gilt:

$$\Delta E_B (\Delta m_F = 1) = h\nu = \frac{\mu_B}{I + 1/2}. \quad (6)$$

Es ist  $I$  der Kernspin des jeweiligen Isotops,  $B$  die magnetische Flussdichte des äußeren Magnetfeldes und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton. Diese Niveaus sind bei Zimmertemperatur nahezu gleich besetzt. Durch optisches Pumpen weichen die Besetzungsichten der Zeeman-Niveaus des Grundzustandes signifikant von

der Gleichverteilung ab. Durch Einstrahlen von resonantem zirkular polarisiertem Licht ( $\sigma^+$ -Licht) in die Rb-Zelle werden Atome aus Zeeman-Niveaus mit niedrigen Quantenzahlen  $F, m_F$  Niveaus mit hohen Quantenzahlen  $F, m_F$  gebracht, bis sich idealerweise alle Atome im Grundzustand mit den höchsten Quantenzahlen befinden (Zeeman-Pumpen). Die Zelle kann dann kein Laserlicht absorbieren. Die Transparenz ist maximal, die Photodiode registriert maximale transmittierte Intensität.

Durch Radiofrequenz (RF) können Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus induziert werden. Strahlt man solche Radiofrequenzen fester Wellenlänge in die Rb-Zelle ein und variiert das Magnetfeld von Spule 2 sinusförmig, so werden periodisch Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus erzwungen, wenn nach (6) gilt:  $\Delta E_B (\Delta m_F = 1) = \hbar \nu_{RF}$ . Dadurch wird tendenziell wieder eine Gleichverteilung der Atome über die Zeeman-Niveaus erreicht. Es kann wieder verstärkt gepumpt werden, die Transparenz der Zelle sinkt. Die Photodiode registriert ein Minimum der transmittierten Intensität (Absorption). Die Absorption von RF-Quanten wird durch die Absorption energiereicherer optischer Quanten nachgewiesen, dieses Verfahren erlaubt eine präzise Messung atomarer Größen, beispielsweise des Kernspins. Der Name 'Doppelresonanz' ist dadurch gegeben, dass sowohl Licht, als auch Radiofrequenz, resonant in die Rb-Zelle eingestrahlt wird.

**Anleitung:**

1. Laser wird bei fester Temperatur und festem Strom betrieben; Erzeugung von zirkular polarisiertem Licht; Überprüfung der richtigen Einstellung des  $\lambda/4$ -Plättchens mit dem Linearpolarisator.
2. Aufsuchen der richtigen Einstellungen des Laserstromes für das optische Pumpen:  
Sägezahnförmige Modulation des Spulenstromes (Spule 2) mit großer Amplitude. Bei gleichzeitiger Einstrahlung von RF fester Frequenz ( $\nu_{RF} \approx 500 \text{ kHz}$ ,  $U_{\text{Sender}} \approx 10 \text{ V}$ ) wird der Laserdiodenstrom von Hand variiert, bis Absorptionen auftreten. Zwei Werte für den Diodenstrom sollen bei fester Temperatur gefunden werden, bei denen Absorptionen auftreten. Bei diesen Werten ist optisches Pumpen (Zeeman-Pumpen) jeweils eines der Rb-Isotope möglich.
3. Der Strom durch Spule 2 wird sinusförmig moduliert, der Laser wird mit den oben ermittelten Daten betrieben. Der konstante Strom durch Spule 1 wird so eingestellt, dass äquidistant Absorptionen mit doppelter Frequenz der Magnetfeldmodulation auftreten<sup>3</sup>. Anzumerken ist, dass auf dem Oszilloskop die Spannung an Spule 2 betrachtet wird, Strom - und somit Magnetfeld - und Spannung an einer Spule sind jedoch phasenverschoben, und die Absorptionen erscheinen bei geeigneter Wahl der Parameter zwar äquidistant, doch nicht beim Nulldurchgang der Spannung.
4. Mit Hilfe von Helmholtzspule 4 wird das vertikale äußere Magnetfeld (Erdfeld und Störfelder) kompensiert: Der Strom wird so eingestellt (auf die Polung achten), dass die Absorptionen maximal werden. Die Größe des vertikalen Erdfeldes kann aus den Spulendaten aus Tabelle 1 und dem Kompensationsstrom errechnet werden. Im Folgenden bleibt das Vertikalfeld kompensiert.
5. Wird der Strom durch Spule 1 umgepolt, so muss ein neuer Wert eingestellt werden, um äquidistante Absorptionen zu bobachten. Aus der Differenz der Werte des Spulenstromes beider Fälle kann das resultierende Magnetfeld errechnet werden (Tabelle 1). Dieser Wert entspricht dem doppelten<sup>4</sup> der Horizontalkomponente des äußeren Störfeldes (Erdfeld). Es wird für Freiburg im Breisgau angegeben [Ko96]:  

$$B_{\text{hor}}(\text{Erde}) = 20,9 \mu\text{T} \quad B_{\text{vert}}(\text{Erde}) = 42,9 \mu\text{T}.$$
6. Bei kompisiertem Vertikalfeld und unter Berücksichtigung der horizontalen Komponente des Erdfeldes kann bei Doppelresonanz und äquidistanten Absorptionen der Kernspin beider Rb-Isotope gemäß:

$$I = \frac{\mu_B B}{h \nu_{RF}} - \frac{1}{2}. \quad (7)$$

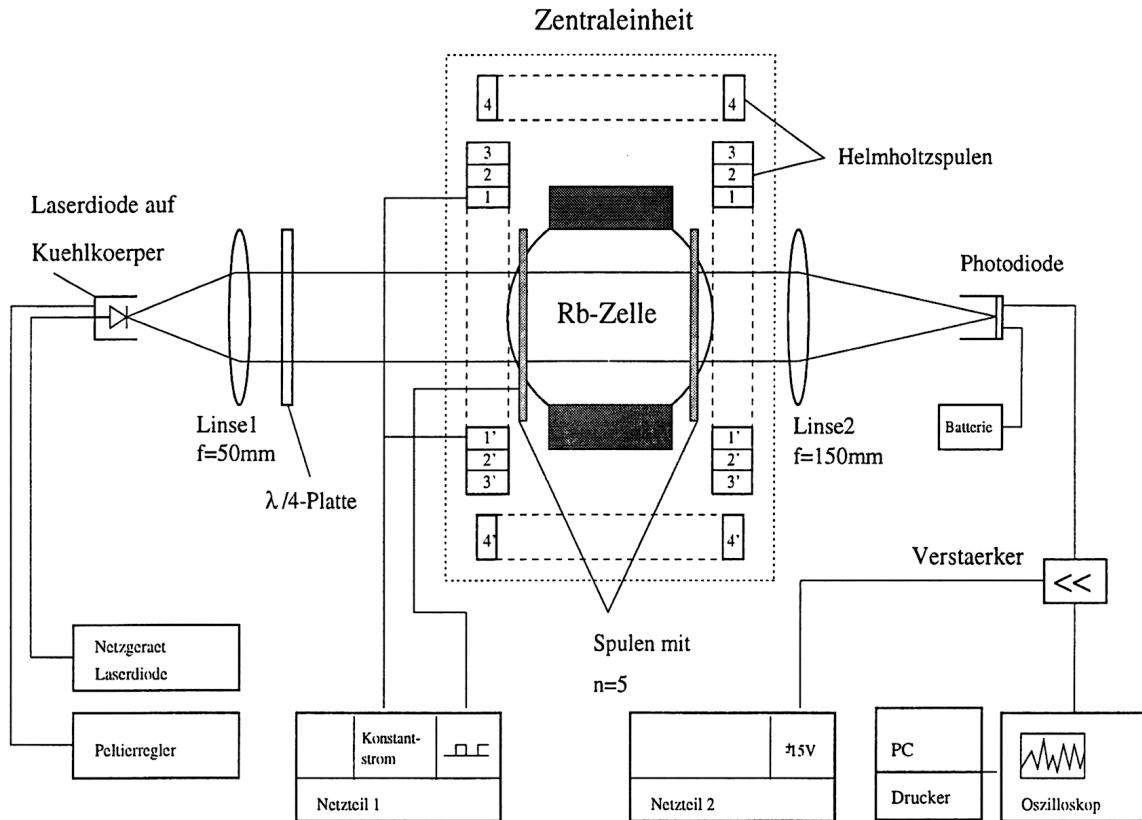
<sup>3</sup>Können keine Absorptionen gefunden werden, so ist der Diodenstrom zu variieren, bis Doppelresonanz auftritt. Nur in einem schmalen Bereich von Temperatur und Diodenstrom ist optisches Pumpen möglich.

<sup>4</sup> $B_{\text{Spule}} + B_{\text{hor}}(\text{Erde}) - (B_{\text{Spule}} - B_{\text{hor}}(\text{Erde})) = 2B_{\text{hor}}(\text{Erde})$

## 8.4 Spinpräzession

### Aufgabe:

Messung schwacher Magnetfelder durch Beobachtung der Spinpräzession. Abbildung 8 zeigt den verwendeten Aufbau, um die Vertikalkomponente eines äußeren Magnetfeldes (Erdfeld) durch Beobachtung der Spinpräzession zu messen.



**Abbildung 8:** Versuchsaufbau zur Beobachtung der Spinpräzession

Resonantes, zirkular polarisiertes Laserlicht orientiert den Rb-Dampf der Zelle im überlagerten Erd- und Spulenfeld. Der Strahlengang sei als z-Richtung angenommen. Wird das Spulenfeld ausgeschaltet in einer Zeit, die kürzer als die Präzessionszeit der Rb-Atome im Erdfeld ist, so kann die Polarisation des Ensembles nicht dem schnell wechselnden Magnetfeld folgen und bleibt stationär.

In Abwesenheit des Spulenfeldes erfährt das Ensemble aufgrund des vertikalen Erdfeldes ein Drehmoment: Eine Präzessionsbewegung um die Richtung des Vertikalfeldes beginnt. Für die Kreisfrequenz  $\omega_L$  der Präzession gilt:

$$\omega_L = \frac{g_F \mu_B}{h} B_{\text{vert}}(\text{Erde}). \quad (8)$$

Der Polarisationsvektor folgt dieser Präzession und der Rb-Dampf wechselt bei jedem Umlauf von einem Zustand maximaler Transparenz in z-Richtung in einen Zustand maximaler Absorption. Die Intensität des von der Rb-Zelle transmittierten Lichtes variiert zeitlich. Aus der Frequenz  $\nu_{\text{osz}}$  des sinusförmigen Absorptionssignals kann die Größe der Vertikalkomponente des Erdfeldes bestimmt werden:

$$B_{\text{vert}}(\text{Erde}) = \frac{h}{g_F \mu_B} \nu_{\text{osz}}. \quad (9)$$

**Anleitung**

1. Kompensieren der Horizontalkomponente des Erdfeldes durch Anlegen eines Stromes durch Spule 1 (Daten aus Doppelresonanz-Experiment bekannt). Das Vertikalfeld bleibt unkompenziert.
2. Periodisch wird der Strom einer Spule an- und ausgeschaltet (Rechteckspannung überlagert mit Gleichspannungs-Offset). Verwendet wird eine Spule geringer Induktivität (Spule auf Zellenkörper).
3. Bei einer horizontalen Auflösung des Oszilloskopes von  $5 \mu\text{s}/\text{div}$  kann nach der abfallenden Flanke des Spulenfeldes die Spinpräzession beobachtet werden.
4. Aus der Frequenz der Spinpräzession wird das vertikale Erdfeld berechnet. Durch Variation des Stromes durch Spule 4 kann das Vertikalfeld geschwächt werden, man beobachte hierbei die Spinpräzession und vergleiche errechnete und gemessene Größe der Magnetfelder.

## 8.5 Messung der Relaxationszeit

### Aufgabe:

Messung der Relaxationszeit des gepumpten Ensembles nach DEHMELT (8.5.1) mit Magnetfeldinversion und FRANZEN (8.5.2) via Relaxation im Dunkeln. Durch optisches Pumpen (Zeeman-Pumpen) wird ein Ensemble von Rb-Atomen polarisiert, das heißtt in einen äußeren Magnetfeld ausgerichtet. Relaxationsmechanismen, wirken dem Pumpvorgang entgegen. Wird das Pumplicht plötzlich abgeschaltet, so zerfällt die aufgebaute Polarisation, die Unterschiede der Besetzungszahlen entwickeln sich nach einer abfallenden Exponentialfunktion. Die Relaxationszeit  $T_R$  charakterisiert hierbei diesen Prozess. Während resonantes Pumplicht in ein Ensemble eingestrahlt wird, konkurrieren Relaxation und Pumpvorgang. Für die Zeitkonstante  $\tau$  dieses Orientierungsprozesses gilt:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R}. \quad (10)$$

Hierbei ist  $T_P$  die Pumpzeit, die durch eine Proportionalitätskonstante  $a$  folgendermaßen mit der Intensität  $I$  des Pumplichtes verknüpft ist:

$$T_P = \frac{1}{aI}. \quad (11)$$

Relaxationsprozesse, die in diesem Versuch in Betracht gezogen werden, sind:

- Verlust der Ausrichtung eines Rb-Atoms bei Kollision mit der Glaswand der Zelle und
- Depolarisation durch Rb-Puffergas Stöße

Unter der Annahme, dass die vorhandene Orientierung eines Rb-Atomes beim Stoß an der Zellwand vollständig verlorengeht, kann die longitudinale Relaxationzeit mit der Zerfallsrate  $1/T_D$  der Grunddiffusionsmode für eine vorgegebene Zellgeometrie gleichgesetzt werden. Für eine kugelförmige Zelle mit dem Durchmesser  $d$  ergibt sich somit [Co77]:

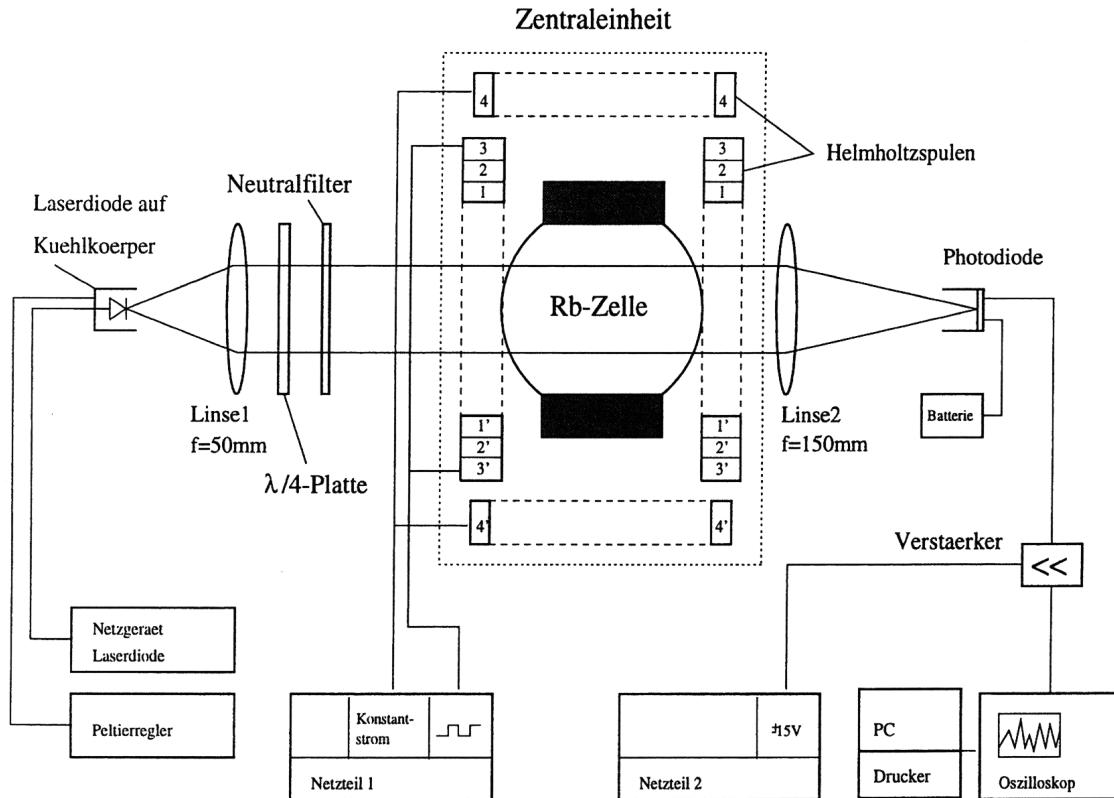
$$\frac{1}{T_D} = \frac{D_0 p_0}{p} \left( \frac{2\pi}{d} \right)^2. \quad (12)$$

Für Zylinderzellen der Länge  $l$  und des Durchmessers  $d$  lautet die Lösung:

$$\frac{1}{T_D} = \frac{D_0 p_0}{p} \left[ \left( \frac{4,81}{d} \right)^2 + \left( \frac{\pi^2}{l} \right)^2 \right] \quad (13)$$

### 8.5.1 Dehmels Methode der Magnetfeldumkehr

- Beobachtung der Absorptionssignale des gepumpten Ensemble bei Magnetfeldumkehr
- Bestimmung der Orientierungszeit  $\tau$  bei Verwendung verschiedener Neutralfilter
- Extrapolation der Relaxationszeit und Vergleich mit theoretischen Werten

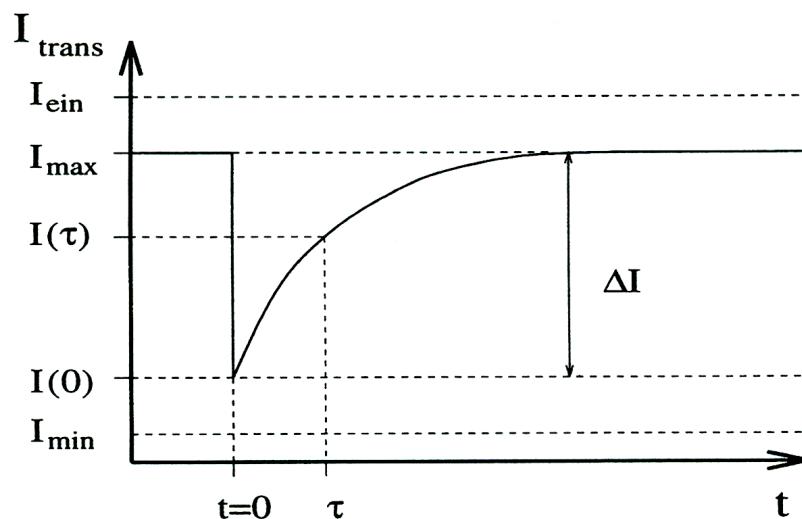


**Abbildung 9:** Versuchsaufbau zur Ermittlung von  $T_R$  nach Dehmelt

Abbildung 9 zeigt den Aufbau des Experiments zur Bestimmung der Relaxationszeit, nach Dehmelt. Durch optisches Pumpen (Zeeman-Pumpen) werden die Rb-Atome im Magnetfeld ausgerichtet. Zu einem Zeitpunkt  $t = 0$  wird das äußere Magnetfeld plötzlich umgepolzt. Befanden sich zum Beispiel vor dem Umpolen ein Großteil der  $^{87}\text{Rb}$ -Atome im Zustand  $^2\text{S}_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ , so befinden sich diese Atome nun im Zustand  $^2\text{S}_{1/2}, F = 2, m_F = -2$ . Es kann wieder verstärkt gepumpt werden, die Transparenz der Zelle sinkt schlagartig. Durch den Pumpvorgang nimmt dann die Transparenz der Zelle wieder exponentiell zu (Abb.5.2). Die Orientierungszeit  $\tau$  ist verstrichen, wenn  $1 - 1/e = 63,2\%$  der maximalen Intensität erreicht werden. Durch Extrapolation auf Pumplichtstärke '0' kann die Orientierungszeit bestimmt werden. Ausführlicher beschrieben ist die Methode in [De57].

**Anleitung:**

1. Der Laser wird so betrieben, dass optisches Pumpen eines Rb-Isotops möglich ist<sup>5</sup>.
2. Mit Hilfe von Spule 3 (kleine Spule  $n = 5$ ) wird ein magnetisches Wechselfeld erzeugt, das äußere vertikale Feld wird mit Hilfe von Spule 4 kompensiert.
3. Die Orientierungszeit  $\tau$  wird bei Verwendung verschiedener Neutralfilter bestimmt, hierzu ist es nötig, die Zelle jeweils kurz mit dem Fön zu heizen.
4. Die Relaxationszeit  $T_R$  wird bestimmt, indem man die reziproke Orientierungszeit ( $1/\tau$ ) gegen die relative Intensität des Laserlichtes (Intensität ohne Neutralfilter = 1) aufträgt und durch die Messwerte eine Gerade legt. Der Schnittpunkt der Geraden mit der y-Achse (Pumplicht '0') ergibt die reziproke Relaxationszeit ( $1/T_R$ ).

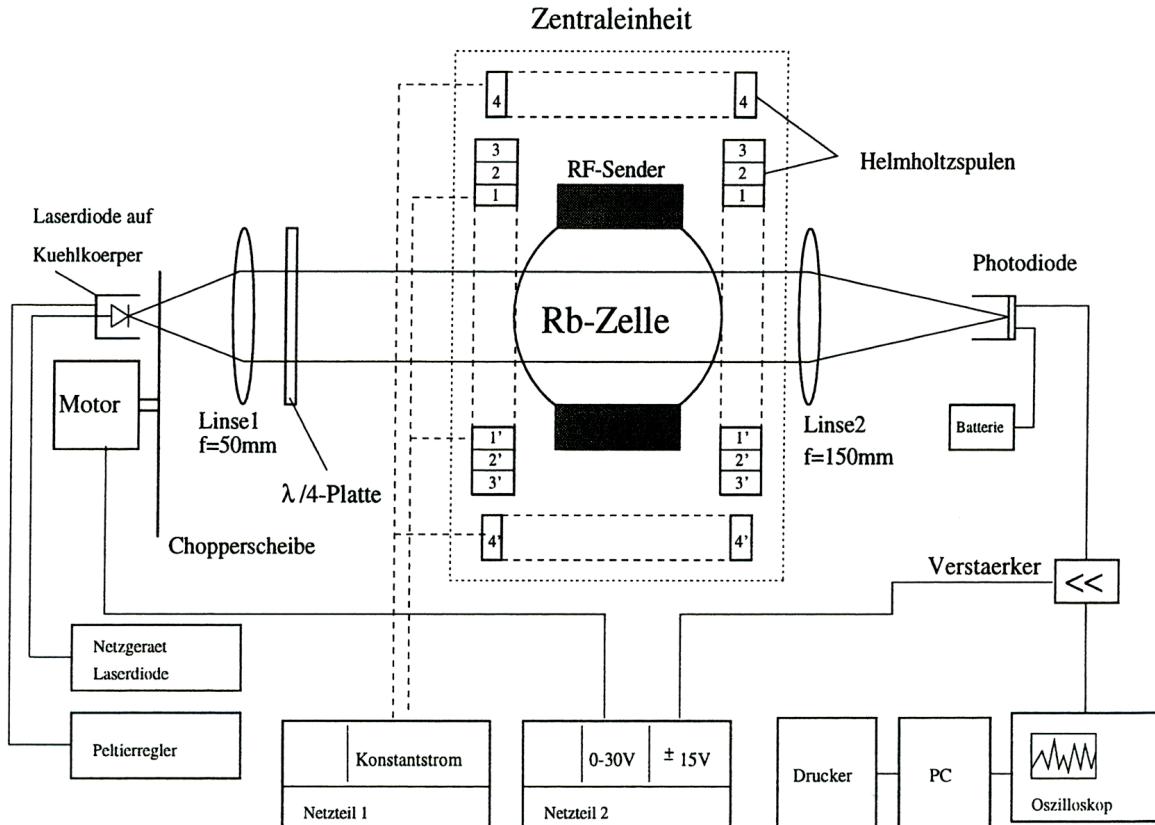


**Abbildung 10:** Bestimmung der Orientierungszeit  $\tau$

<sup>5</sup>Eventuell muss während der Messung der Laser auf maximale Absorption nachgegellt werden

### 8.5.2 Franzens Methode der Relaxation im Dunkeln

- Beobachtung der Absorptionssignale nach Unterbrechung des Pumplichtes durch eine Unterbrecherscheibe.
- Bestimmen von  $I(\Delta t)$  für verschiedene Dunkelzeiten  $\Delta t$ .
- Superposition der Absorptionssignale für verschiedene Dunkelzeiten und Bestimmung der Relaxationszeit.



**Abbildung 11:** Versuchsaufbau zur Messung der Relaxationszeit nach Franzen

Abbildung 11 zeigt den in diesem Versuch verwendeten Aufbau und die Relaxationszeit nach Franzen zu messen. Wird in einem Experiment zum optischen Pumpen für kurze Zeit das eingestrahlte Licht unterbrochen, so relaxiert das optisch gepumpte Ensemble, bis erneut der Pumpvorgang einsetzt. Durch Analyse der Signalform des transmittierten Lichtes in Abhängigkeit der 'Dunkelzeit' kann die Relaxationszeit  $T_R$  bestimmt werden. Abbildungen 12 und 13 zeigen den prinzipiellen Verlauf der transmittierten Intensität bei Unterbrechung des Pumplichtes. Für länger werdende Dunkelzeiten kann das System immer stärker relaxieren bis zur vollständigen Wiederaufladung der Gleichverteilung der Besetzungszahlen. Abbildung 14 zeigt die Superposition mehrerer Absorptionssignale bei verschiedenen Dunkelzeiten  $\Delta t$ . Deutlich ist zu sehen, wie die Absorptionen für länger werdende Dunkelzeiten zunehmen und sich dem maximalen Wert  $I_{\max} - I_{\min}$  nähern. Die Fußpunkte der Absorptionen liegen auf folgender Kurve:

$$I(\Delta t) = I_{\min} + (I_{\max} - I_{\min}) \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_R}\right). \quad (14)$$

Somit kann die Relaxationszeit  $T_R$  bestimmt werden. Ausführlicher beschrieben ist das Messverfahren in [Ba97], [NH], [Co77]

**Anmerkung:**

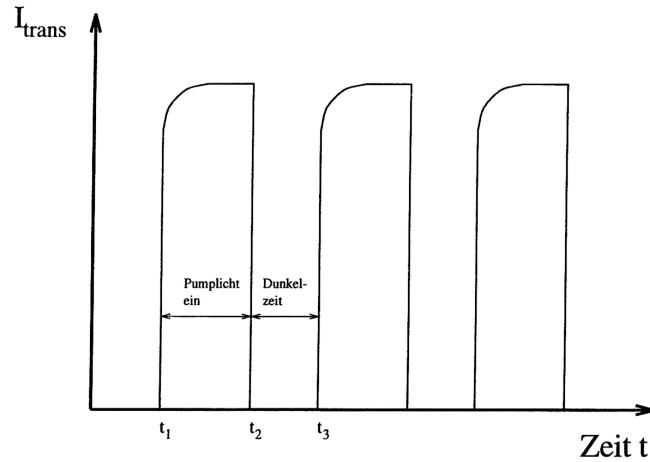
Die Messung der Relaxationszeit nach Franzen ist in diesem Experiment schwierig, wenn nicht die Zelle bei konstanter Temperatur geheizt wird. Des weiteren muss die gemessene Relaxationszeit dem Hyperfein-Pumpen zugeordnet werden und ist nur bedingt vergleichbar mit dem nach Delmelt ermittelten Zahlenwert. Ein Hinweis darauf ergibt sich aus der Beobachtung, dass der Pumpvorgang auch bei fehlendem  $\lambda/4$ -Plättchen stattfindet (Hyperfeinpumpen [Ba97]).

**Anleitung:**

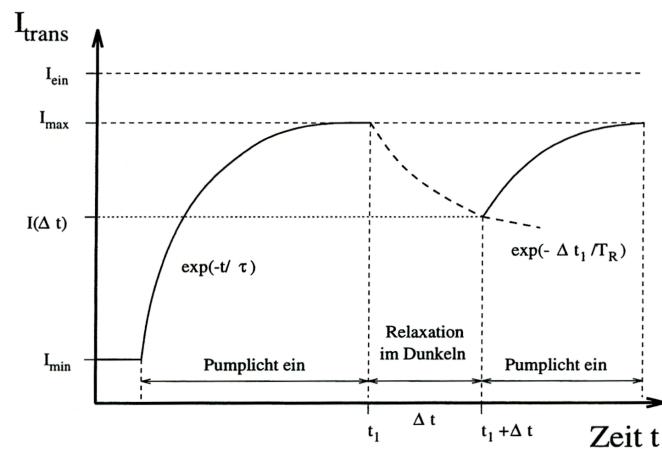
- Mit Hilfe des Gleichstrommotors und der Unterbrecherscheibe wird das Laserlicht periodisch unterbrochen
- Der Laser wird so eingestellt, dass maximale Absorptionen sichtbar werden. Die Zelle muss geheizt werden, um auswertbare Signalhöhen zu erreichen.
- In Abhängigkeit verschiedener Dunkelzeiten wird  $I(\Delta t)$  bestimmt.
- Bestimmen der Relaxationszeit durch Anfitten der Messwerte an die theoretische Exponentialfunktion.

Puffergas	$D_0$ [cm $^2$ s $^{-1}$ ]
Helium	0,7
Neon	0,5
Argon	0,4
Krypton	0,16
Xenon	0,13

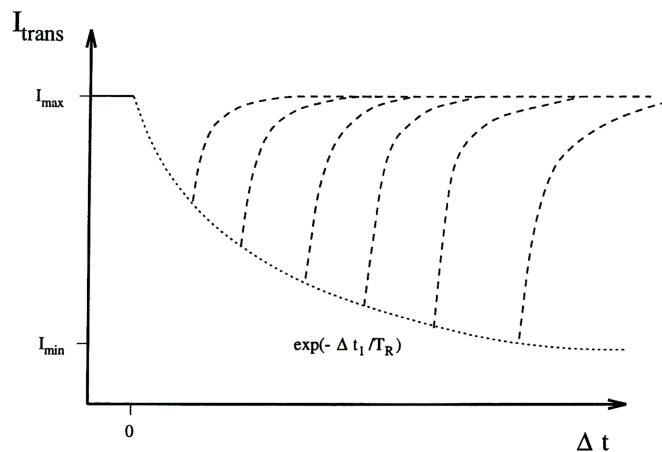
**Tabelle 3:** Diffusionskoeffizienten  $D_0$  für Rubidium in Puffergasen bei einem Druck  $p_0 = 101,3\text{ kPa}$



**Abbildung 12:** Verlauf der transmittierten Intensität bei periodischer Unterbrechung des Pumplichtes



**Abbildung 13:** Relaxation im Dunkeln



**Abbildung 14:** Superposition von Absorptionssignalen für verschiedene Dunkelzeiten

## Quellenverzeichnis

- [Ba97] BAUR, C.: *Optisches Pumpen mit Laserdioden*, Staatsexamensarbeit, Universität Freiburg, 1997
- [Co77] CORNEY, A.: *Atomic And Laser Spectroscopy*, Oxford University Press, 1977
- [MP90] MOSELER, A.; PFAFF O.: *Praktikumsbericht 'Optisches Pumpen'*, 31.7.1990
- [NH] NAGEL, M.; HAWORTH, F.E.: *Advanced Laboratory Experiments on Optical Pumping of Rubidium Atoms-Part II, Free Precision*, American Journal of Physics, Vol. 34, 559 (1966)
- [KS95] KNEUBÜHL, F.K.; SIGRIST, M.W.: *Laser*, Teubner Studienbücher, 1995
- [Fr59] FRANZEN, W.: *Spin Relaxation of Optically Aligned Rubidium Vapor*, Phys.Rev.115, 850 (1959)
- [Ha72] HAPPER, W.: *Optical Pumping*, Rev. mod. Phvs 44, 169 (1972)
- [De57] DEHMELT, H.G.: *Slow Spin Relaxation of Optically Polarized Sodium Atoms*, Phys. Rev. 105, 1487 (1957)
- [Ha91] HÄUSSLER, N.U.R.: *Preisgünstige Diodenlaser für physikalische Praktikumsversuche*, Staatsexamensarbeit, Universität Freiburg, 1991
- [Ko96] KOHLRAUSCH, F.: *Praktische Physik*, Teubner Verlag, 24. Auflage, 1996
- [Be62] BERNHEIM, R.A.: *Spin Relaxation in Optical Pumping*, J.Chem.Phys. 36, 135 (1962)
- [Hit] HITACHI: *Optoelectronic Devices Databook*, (Rofin Sinar Laser GmbH)
- [LDD] *Operators Manual Model 502 Model 520 Laser Diode Drivers*, Light Control Instruments, Inc.

## 9 Anhang

### 9.1 Tabelle der Magnetfeldeichung

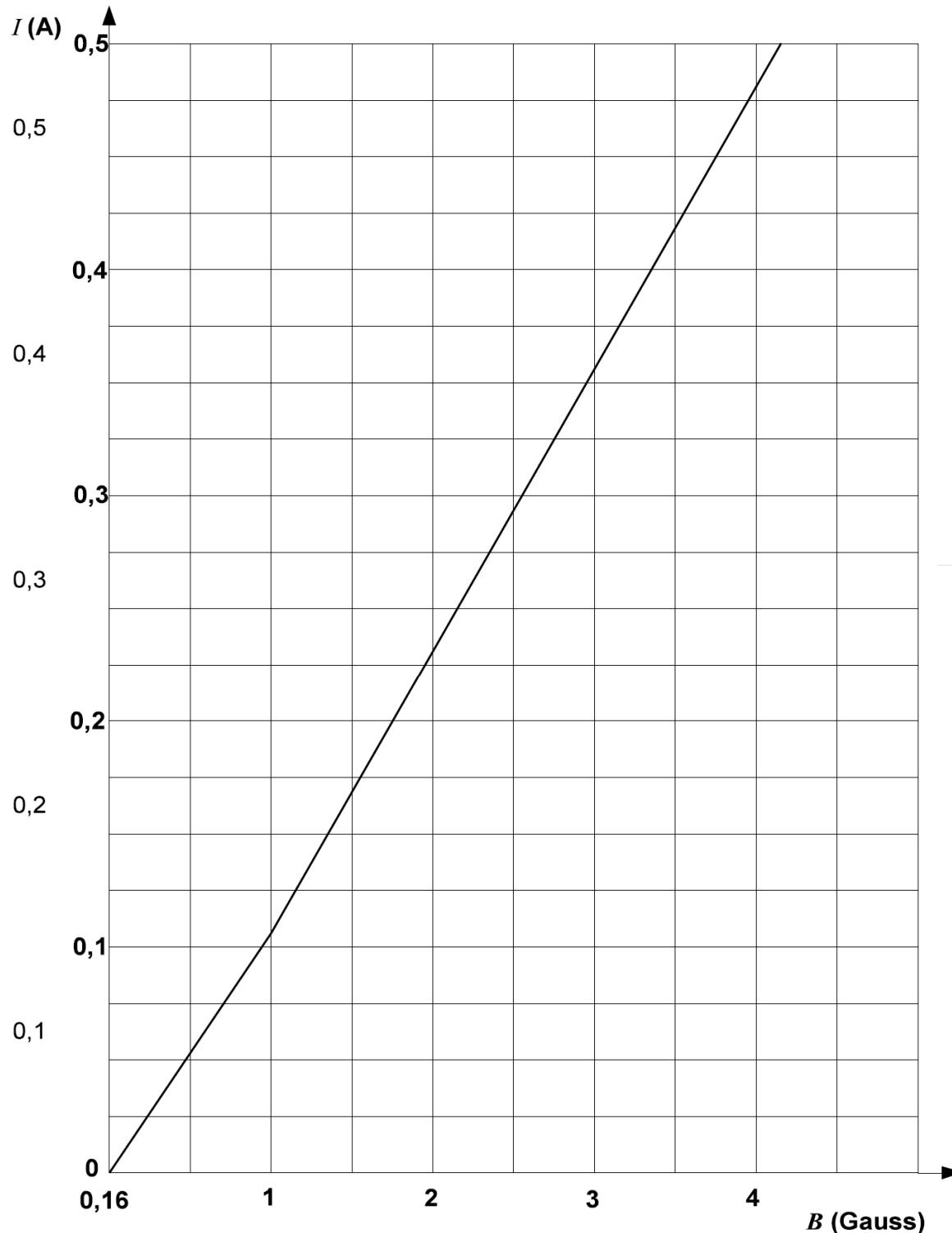


Abbildung 15: Magnetfeld der Helmholtzspulen

## 9.2 Übergänge der Rubidiumisotope $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$

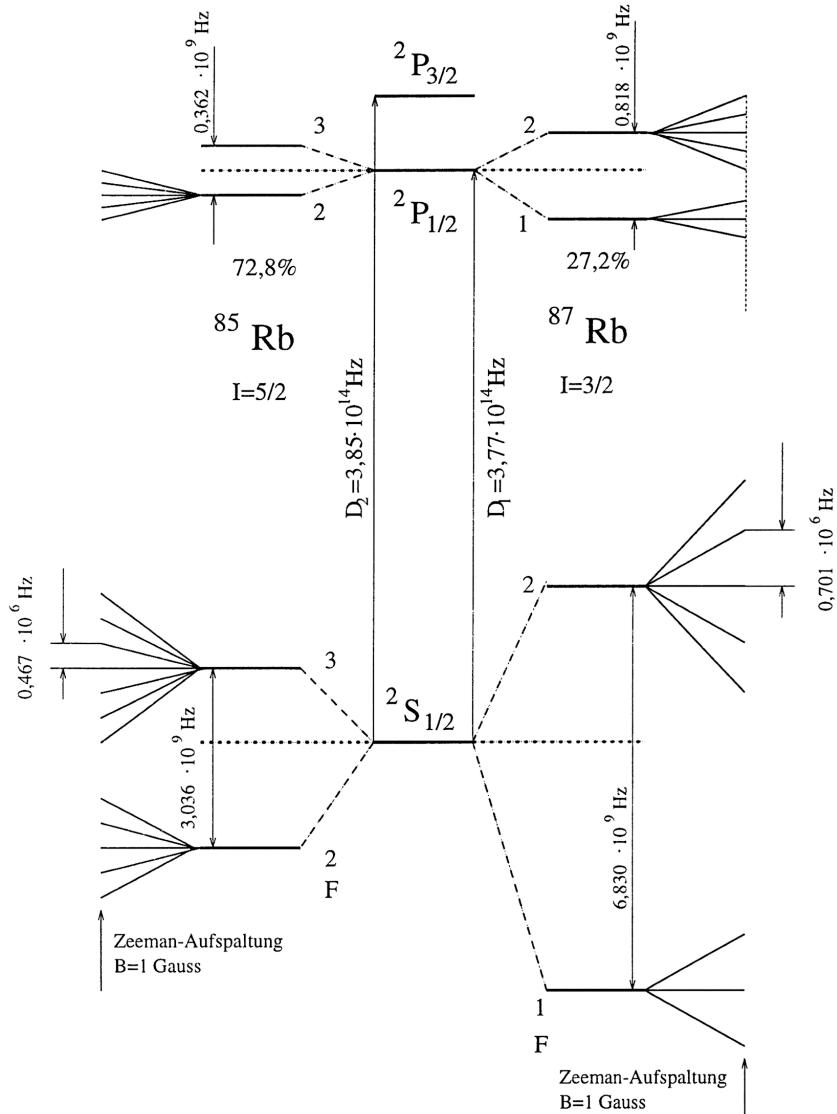


Abbildung 16: Termschema der beiden Rb-Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$

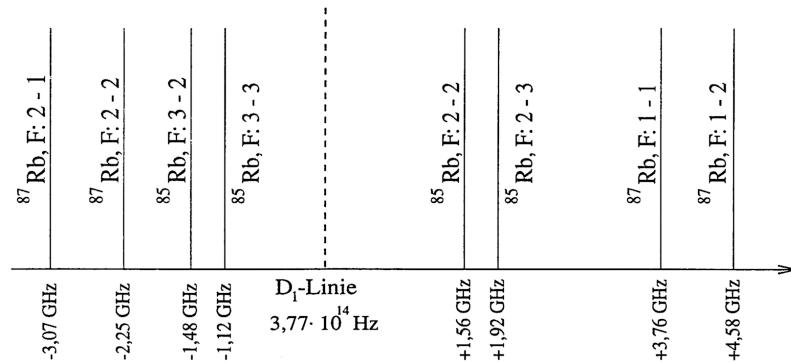
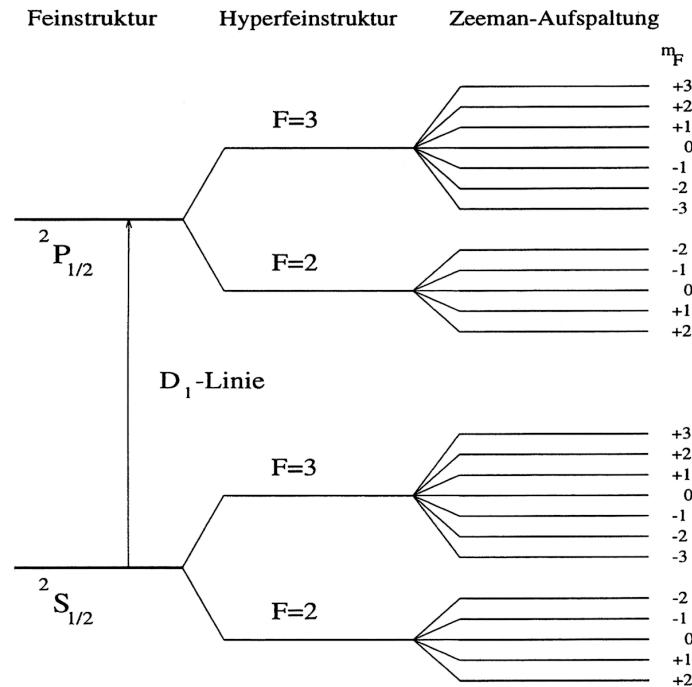
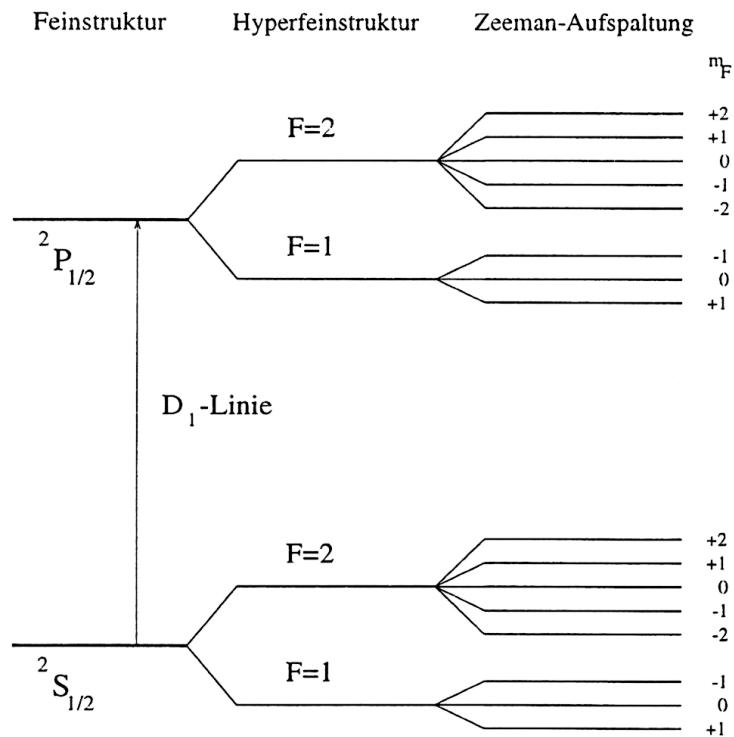


Abbildung 17: Spektrallinien der Hyperfeinstruktur des  $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{P}_{1/2}$  - Überganges der Rb-Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$

### 9.3 Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur für $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$



**Abbildung 18:** Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur des  $^2\text{S}_{1/2}$  -  $^2\text{P}_{1/2}$  - Überganges bei  $^{85}\text{Rb}$



**Abbildung 19:** Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur des  $^2\text{S}_{1/2}$  -  $^2\text{P}_{1/2}$  - Überganges bei  $^{87}\text{Rb}$