

# Kapitel 5

## Experimenteller Aufbau

Um die Absorption eines einzelnen Ions zu messen, sind verschiedene experimentelle Voraussetzungen zu erfüllen. Für die Anregung der in dieser Arbeit untersuchten Übergänge im  $\Lambda$ -förmigen Drei-Niveau-System des Bariumions werden zwei durchstimmbare Farbstofflaser im sichtbaren Spektralbereich verwendet. Für die Phasenmodulation eines der Lichtfelder wird ein ADP-Kristall mit einem Überhöhungskreis zur Spannungsverstärkung verwendet. Die schnelle, frequenzselektive Signalaufnahme geschieht mit einer Lawinen-Photodiode (APD) und einem frequenz- und phasenselektiven Verstärker (Lock-In-Verstärker). Um ein einzelnes Ion festhalten und präparieren zu können, wird eine Hochfrequenzionenfalle (Paul-Falle) verwendet.

### 5.1 Elektrooptischer Modulator

In den Frequenz- und Intensitätsregelungen der Laser, sowie zur Modulation der Phase des Lichtfeldes bei 493nm werden elektrooptische Modulatoren (EOM) verwendet. Diese basieren auf dem Effekt, daß einige Kristalle, die keine Inversionssymmetrie aufweisen ihre doppelbrechenden Eigenschaften beim Anlegen eines elektromagnetischen Feldes linear mit diesem ändern. Dieser Effekt wird als linearer elektrooptischer Effekt oder Pockels-Effekt bezeichnet [Yar 88].

In einem doppelbrechenden Kristall spaltet sich ein Lichtstrahl beliebiger Polarisation in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl auf. Diese sind linear und senkrecht aufeinander polarisiert. Während der ordentliche Strahl sich nach den Gesetzen der klassischen Strahloptik ausbreitet, erfährt der außerordentliche Strahl einen zur Länge des Kristalls proportionalen Strahlversatz (Abb. 5.1). Für die beiden Strahlen gelten unterschiedliche Brechungsindizes  $n_o$  und  $n_a$ . Der lineare elektrooptische Effekt besteht nun darin, daß sich beim Anlegen eines elektrischen Feldes die Differenz der Brechungsindizes linear zur elektrischen Feldstärke  $E$  ändert.

Nutzt man den EOM zur Intensitätsregelung, so verwendet man in der Regel eine Anordnung von zwei Kristallen, wobei der zweite Kristall den Strahlversatz

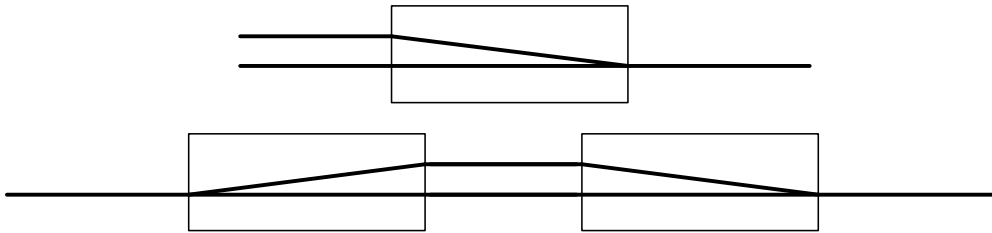


Abbildung 5.1: Oben: Aufspaltung eines Lichtstrahls (von rechts kommend) in einem doppelbrechenden Kristall. Unten: Durch eine geeignete Anordnung zweier Kristalle läßt sich der Strahlversatz kompensieren. Die Strahlen sind zueinander senkrecht linear polarisiert und erfahren unterschiedliche Dispersion.

des ersten wieder rückgängig macht und so für die Überlagerung von ordentlichem und außerordentlichem Strahl sorgt (Abb. 5.1 unten). Wählt man die Polarisationsrichtung des Lichtfeldes im Winkel von  $45^\circ$  zum elektrischen Feld, so sind die beiden Strahlen im Kristall gleichstark und man erreicht, daß das Licht elliptisch polarisiert aus dem EOM austritt, wobei das Achsenverhältnis der Polarisationsellipse vom angelegten elektrischen Feld abhängt. Für den Spezialfall, daß der Gangunterschied  $\delta\lambda = (n_o - n_a)l$  ein Vielfaches einer ganzen Wellenlänge ist, bleibt der Strahl unverändert. Dabei bezeichnet  $l$  die Länge der Strecke, die das Licht in den Kristallen zurücklegt. Beträgt der Gangunterschied ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge, so tritt ein linear polarisierter Strahl aus, dessen Polarisationsrichtung im rechten Winkel zur ursprünglichen Polarisation steht. Im nachfolgenden Polarisator wird der Strahl also vollständig ausgelöscht.

Ein EOM läßt sich außerdem zur spannungsabhängigen Änderung der optischen Weglänge einsetzen. Hierzu wird der EOM so eingerichtet, daß die Polarisation des Lichtfeldes mit der Polarisationsrichtung eines der beiden Strahlen übereinstimmt. Mit dem elektrischen Feld ändert sich dann der Brechungsindex für das Licht unter Beibehaltung der Polarisationsseigenschaften. Dadurch kann man die optische Weglänge schnell ändern, ohne daß mechanische Stullelemente benötigt werden. Die beiden EOM, die zur Frequenzstabilisierung in den Farbstofflasern verwendet werden, bestehen aus je zwei ADP-Kristallen ( $NH_4H_2PO_4$ ) in Kompensationsanordnung. Dadurch kann man sie in den Resonator einjustieren, ohne die Grundeinstellung der Spiegel nachjustieren zu müssen.

Zur Phasenmodulation des grünen Lichtfeldes wird ein EOM aus nur einem ADP-Kristall verwendet [G1]. Dieser wird so eingerichtet, daß nur ein Strahl durch den Kristall propagiert. Um eine Beimischung der eventuell noch schwach vorhandenen zweiten Polarisationskomponente zu verhindern, wird hinter dem EOM eine Lochblende in den Strahlengang eingebracht. Da der Brechungsindex des Kristalls mit der Modulationsfrequenz oszilliert, ist darauf zu achten, daß der Strahl senkrecht auf den Kristall auftritt. Eine Abweichung vom senkrechten Einfall würde zur Oszillation der Strahlage hinter dem Modulator führen. Da sich hinter dem EOM ein Lichtwellenleiter befindet, dessen Transmission sehr stark von der räumlichen Lage des Lichtstrahls abhängt, würde das zu einer

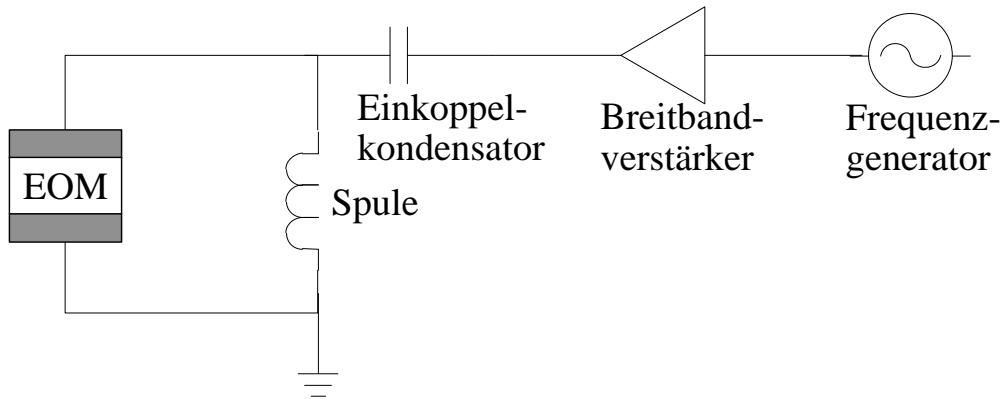


Abbildung 5.2: Parallelschwingkreis zur Spannungsüberhöhung am EOM.

unerwünschten Amplitudenmodulation des Lichtfeldes am Ort des Ions führen.

### 5.1.1 Schwingkreis zur Spannungsüberhöhung

Der EOM besteht aus einem Kristall in einem Plattenkondensator. Die beiden planparallelen Elektroden sorgen dafür, daß das elektrische Feld im Kristall homogen ist. Der EOM ist also in guter Näherung ein Kondensator, wobei die Einwirkung des elektrischen Feldes auf den Kristall zu Leistungsverlusten im Kondensator führt. Um dem EOM ein Wechselfeld genügend hoher Amplitude zuführen zu können, wird der EOM zusammen mit einer selbstgedrehten Spule zu einem Parallelschwingkreis verschaltet. Mit einem solchen Schwingkreis ist es möglich, ausreichende Überhöhung der Eingangsspannung zu erreichen.

Abbildung 5.2 zeigt die verwendete Schaltung zur Spannungsüberhöhung. Das im Frequenzgenerator [G2] mit hoher Genauigkeit produzierte Wechselfeld wird mit einem Breitbandverstärker [G3] um 40 dB verstärkt und über einen Einkoppelkondensator dem Parallelschwingkreis aus Spule und EOM zugeführt. Der Einkoppelkondensator dient hierbei zur Impedanzanpassung. Es handelt sich um die Parallelschaltung zweier Hochspannungskondensatoren mit Kapazitäten von je 3 pF.

Ein Parallelschwingkreis hat die Resonanzfrequenz  $\omega_0 = (LC)^{-1}$ . Unvermeidliche Verluste in diesem Kreis führen jedoch zu einer Dämpfung, die man mit dem Abklingkoeffizienten  $\delta$  angeben kann. Dieser gibt an, wie schnell eine freie Schwingung im Resonanzkreis abklingen würde. Aufgrund der Dämpfung kommt es zur Verschiebung der Resonanzfrequenz:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} \quad (5.1)$$

für erzwungene Schwingungen.

Da die Dämpfung des Schwingkreises nicht bekannt ist und eine Messung am Schwingkreis nicht möglich ist, ohne seine Eigenschaften zu beeinflussen, wurde

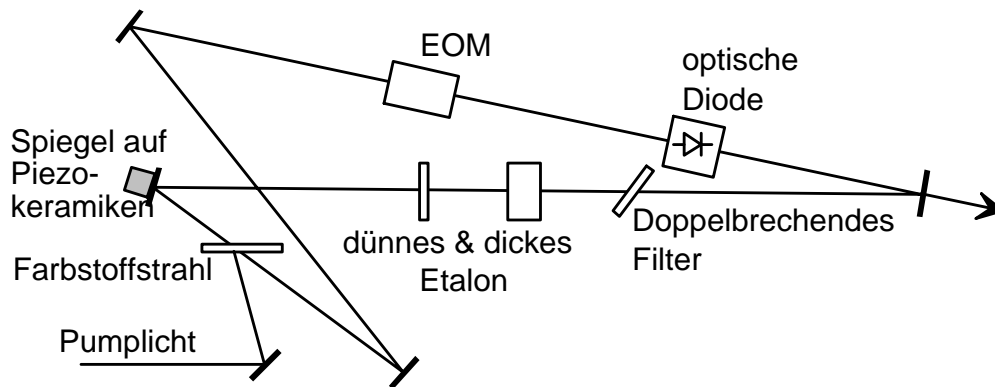


Abbildung 5.3: Skizze des Farbstofflasers bei 493 nm

die optimale Kombination von Spule und Einkoppelkondensator experimentell bestimmt. Als Maß für die erreichte Güte wurde die Erzeugung von Seitenbändern durch den EOM gemessen. Als optimale Resonanzfrequenz ergab sich 18.55 MHz.

## 5.2 Die Farbstofflaser

### 5.2.1 Farbstofflaser bei 493nm

Der Laser bei 493 nm ist ein modifizierter kommerzieller Farbstofflaser [G4] mit Ringresonator und wird von einem Krypton-Ionenlaser [G5] im violetten Frequenzbereich gepumpt. Eine Skizze des Lasers ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Um den Betrieb in einer einzelnen Resonatormode sicherzustellen sind zusätzliche frequenzselektive Elemente in den Resonator eingebracht. Diese sind ein doppelbrechendes Filter und ein dickes und ein dünnes Etalon. Außerdem wird eine optische Diode verwendet, um die Umlaufrichtung des Lichtfeldes festzulegen. Mit Hilfe einer drehbaren Glasplatte wird Durchstimbarkeit von 29 GHz erreicht der Antrieb dieses Stellelementes besitzt mechanische Eigenresonanzen bei etwa 1 kHz und kann deshalb nur langsam verstellt werden. Schnellere Frequenzänderungen um bis zu etwa 400 MHz werden mit einem auf einer Piezokeramik gelagerten Spiegel erreicht, mit dem die Resonatorlänge verändert werden kann. Hiefür liegen die Resonanzen bei einigen 10 kHz. Die schnellste Regelung wird mit einem elektrooptischen Modulator (EOM) erreicht. Dieser besteht aus zwei ADP-Kristallen in Kompensationsanordnung, es tritt also kein Strahlversatz zwischen dem ordentlichen und dem außerordentlichen Strahl auf. Der EOM ist so eingerichtet, daß durch Anlegen einer elektrischen Spannung an den Kristallen die optische Weglänge geändert wird, ohne daß die lineare Polarisation geändert wird. Die Änderung der optischen Weglänge führt zur schnellen Verstimmung der Resonanzfrequenz. Mit diesem schnellen Stellelement sind Regelbandbreiten von etwa 3 MHz erreichbar.

Die Farbstofflösung des Lasers besteht aus 0.77 g Coumarin 102 gelöst in 200 ml

Benzylalkohol und 800 ml Ethylenglykol. Dabei bestimmt das 1:4 Verhältnis von Benzylalkohol zu Ethylenglykol die Viskosität der Farbstofflösung. Um einen homogenen Farbstoffstrahl mit parallelen Seiten optischer Qualität zu erreichen wird diese Lösung unter hohem Druck von ca. 6.5 bar durch eine Düse aus massivem Edelstahl gepreßt.

Zur Einstellung der Wellenlänge auf den optischen Übergang des Bariums wird eine mit Helium gefüllte Monitorzelle verwendet, in der ionisiertes Barium durch den Laser zur Fluoreszenz angeregt wird. Hierzu wird ein Bariumdraht in einer Gasentladung erhitzt, so daß Barium verdampft und durch die ständige Gasentladung ionisiert wird. Das Laserfeld wird in diese Zelle eingekoppelt und man sieht die grüne Fluoreszenz, wenn der Laser zur stoß- und dopplerverbreiterten Absorptionslinie resonant ist.

### 5.2.2 Farbstofflaser bei 650nm

Das rote Lichtfeld, das die  $P \leftrightarrow D$ -Übergänge treibt, und auf dem das Modulationstransfersignal gemessen wird, wird von einem Farbstofflaser mit V-förmigen Resonator erzeugt. Als Farbstoff wird hier DCM, gelöst in einem Gemisch aus zwei Teilen DMSO und je einem Teil Benzylalkohol und Glycerin, verwendet. Dieses wird von einem Argon-Ionenlaser [G7] im Wellenlängenbereich zwischen 458 und 515 nm gepumpt. Auch bei diesem Laser handelt es sich um ein modifiziertes kommerzielles System [G6], das auf die gleiche Weise wie der Laser bei 493 nm im Einmodenbetrieb gehalten wird. Als Resonator wird jedoch eine V-förmige Anordnung verwendet, so daß keine optische Diode benötigt wird.

Die Einstellung der Wellenlänge auf die exakte Resonanz erfolgt hier mit Hilfe der optogalvanischen Spektroskopie in einer Ba-Hohlkathode.

### 5.2.3 Pound-Drever-Regelung

Die Frequenzstabilisierung beider Laser erfolgt mit einem Verfahren, das auf ein Frequenzmodulationssignal wie es in Kapitel 2 gezeigt wurde basiert. Dieses wurde zunächst von R. Pound für Mikrowellenresonatoren entwickelt [Pou 46] und später von R. Drever für die Stabilisierung eines Lasers verwendet [Dre 83], es ist deshalb als Pound-Drever-Regelung bekannt. Bei diesem Verfahren wird das Laserlicht phasenmoduliert und an einem optischen Referenzresonator reflektiert (Abb. 5.4). Der Reflexionsindex eines optischen Resonators weist an dessen Eigenfrequenzen ein lorentzförmiges Minimum auf, das als eine Absorptionslinie interpretiert werden kann. Wird nun das reflektive Signal frequenz- und phasenselektiv bei der Modulationsfrequenz gemessen, so erhält man einen Signalverlauf, wie er in Abbildung 5.5 dargestellt ist. Die Herleitung dieses Signalverlaufs wurde in Abschnitt 2.1 gegeben. Im Pound-Drever-Verfahren macht man sich nun zunutze, daß das Inphase-Signal einen steilen Nulldurchgang bei der Resonanzfrequenz des optischen Resonators besitzt. Diese steile Flanke kann als Fehlersignal für eine elektronische Regelung genutzt werden.

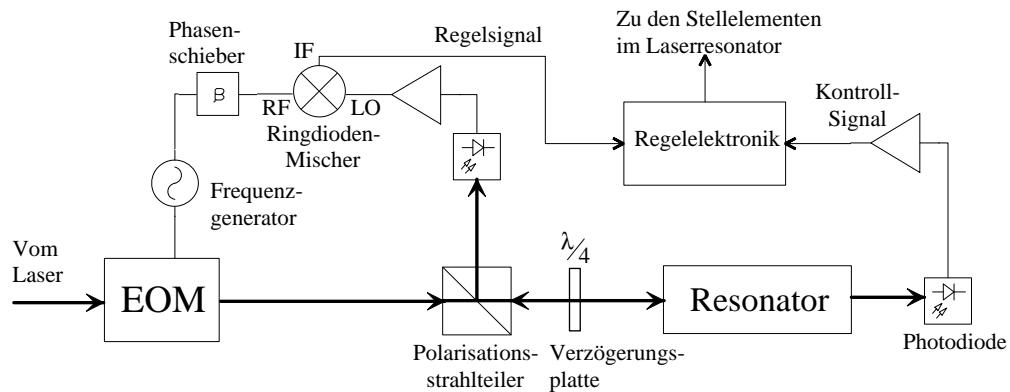


Abbildung 5.4: Skizze der Pound-Drever-Regelung: Das Laserlicht wird auf des Reflexionsminimum des optischen Resonators stabilisiert. Die Stärke des transmittierten Lichts dient zur Stabilitätskontrolle.

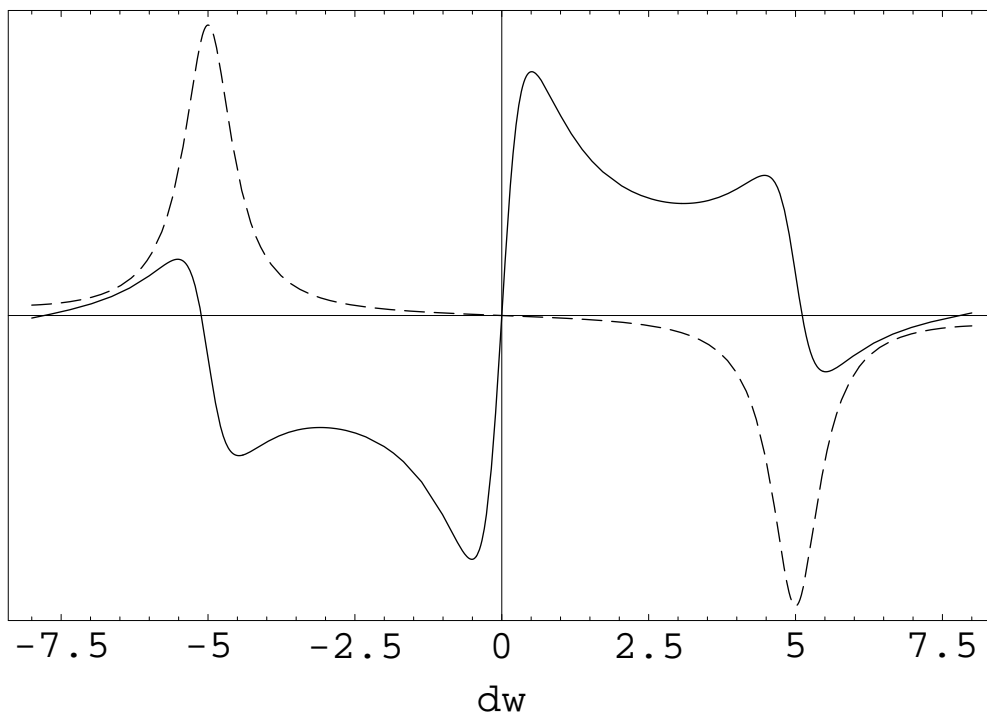


Abbildung 5.5: Inphase- (durchgezogen) und Quadratursignal (gestrichelt) bei der Pound-Drever-Regelung. Das Inphase-Signal weist einen steilen Nulldurchgang auf, der als Fehlersignal für eine elektronische Regelung dienen kann.  $\delta\omega$  bezeichnet die Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanz des optischen Resonators. Sie ist in Einheiten der Linienbreite des Resonators angegeben.

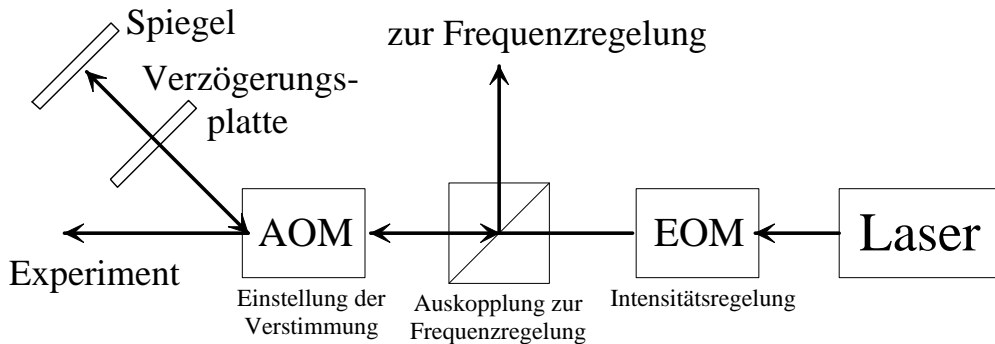


Abbildung 5.6: Skizze der verstimmbaren Auskopplung des roten Lasers in die Pound-Drever-Regelung.

Um eine stabile Referenzfrequenz zu erhalten wird der optische Resonator thermisch isoliert und möglichst vibrationsfrei gelagert. Um das Driften der Resonanzfrequenz durch thermische Ausdehnung des Referenzresonators klein zu halten, wird die Temperatur des Resonators mit Hilfe eines Heizdrahtes konstant gehalten.

Zusätzlich zum reflektierten Signal wird das transmittierte Signal mit einer Photodiode aufgenommen und der Regelelektronik zugeführt. Dieses Kontrollsignal stellt sicher, daß die Regelung auf einer der Hauptmoden des Resonators und nicht auf einer kleinen Nebenmode stabilisiert. Der freie Spektralbereich wird auf diese Weise voll ausgenutzt und Springen der Frequenz zwischen unterschiedlichen Resonatormoden verhindert. Fällt das Kontrollsignal unter einem wählbaren Sollpegel, so wird die Pound-Drever-Regelung ausgeschaltet und der Experimentator wird durch ein akustisches Signal auf ein mögliches Driften der Laserfrequenz aufmerksam gemacht.

Mit diesem Verfahren wurde für beide Laser eine Bandbreite von ca. 6 kHz am Ort des Ions erreicht [Sie 91].

#### 5.2.4 kontrollierte Verstimmung

Die Verstimmung beider Laser kann erfolgen, indem die optischen Resonatoren mit Hilfe von eingebauten Piezokeramiken in ihrer Länge verstellt werden. Eine genauere Einstellung der Verstimmung ist jedoch mit einem Verfahren möglich, das bei dem roten Laser zum Einsatz kommt. Abbildung 5.6 verdeutlicht dieses Verfahren. Hierbei wird der Laser durch einen akustooptischen Modulator (AOM) [G8] geleitet, in dem mit einem Piezoschallwandler stehende Ultraschallwellen bei 150 bis 250 MHz erzeugt werden. An den stehenden Dichtewellen im Kristall des AOMs können nun inelastische Streuungen auftreten, bei denen ein Teil des Laserlichtes die Energie eines Phonons aufnimmt und dabei von der Strahlrichtung abgelenkt wird. Der abgelenkte Strahl wird an einem Spiegel in den AOM reflektiert und durchquert dabei zweimal eine  $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte, deren Achse  $45^\circ$  von der Polarisationsrichtung des Lichtfeldes abweicht. Im AOM

wird ein Teil dieses Strahls wieder inelastisch in den ankommenden Laserstrahl hineingestreut. Dieser Strahl hat nun eine Frequenz, die um das doppelte der Frequenz, mit der der AOM getrieben wird, erhöht ist und eine zum einfallenden Laserlicht orthogonale Polarisierung. Dieser Anteil kann nun von einem Polarisationsstrahlteiler ausgekoppelt und in die Pound-Drever-Regelung gegeben werden. Die Hochfrequenz des AOMs wird aus einem hochpräzisen Synthesizer [G9] gespeist. Die Verstimmung des Lasers geschieht, indem die Frequenz des Synthesizers kontrolliert verändert wird. Dadurch wird die Frequenz des Lichtes verstimmt, das der Pound-Drever-Regelung zugeführt wird. Die Regelung regelt die Stillelemente des Lasers so nach, daß die Frequenz dieses Lichts mit der Frequenz einer Mode des Referenzresonators übereinstimmt. Dem Experiment wird also ein Lichtfeld zugeführt, daß gegen den Referenzresonator um die doppelte AOM-Frequenz verstimmt ist.

### 5.2.5 Intensitätsregelungen

In Abschnitt 4.2 ist deutlich geworden, daß die Wechselwirkung des Ions mit dem Lichtfeld maßgeblich von den Intensitäten der Lichtfelder abhängt. Es ist also notwendig, die Intensitäten beider Laser unabhängig voneinander in einem weiten Bereich variieren zu können. Dies wird gewährleistet, indem jedes Lichtfeld zunächst auf eine feste Intensität stabilisiert und dann auf die gewünschte Intensität abgeschwächt wird. Bei beiden Lasern erfolgt die Stabilisierung mit Hilfe eines EOMs, dessen optische Achse im Winkel von  $45^\circ$  zur Polarisationsachse gewählt ist. Der EOM erzeugt dann eine elliptische Polarisierung oder, wenn der Gangunterschied in den Kristallen gerade eine halbe Wellenlänge erreicht eine Drehung der Polarisationsrichtung um  $90^\circ$ . Mit einem Polarisator wird das Lichtfeld dann wieder linear in die ursprüngliche Richtung polarisiert, wodurch die Intensität des Lichts abgeschwächt wird.

Nach der Stabilisierung wird die gewünschte Intensität von Hand eingestellt. Hierzu wird eine  $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte verwendet, also eine Verzögerungsplatte, in der die optische Weglänge für eine Polarisationsrichtung genau eine halbe Wellenlänge größer ist, als für die orthogonale Richtung. Durch Drehen der Verzögerungsplatte gegen die Polarisationsrichtung des Lasers erreicht man eine Drehung der Polarisierung um den doppelten Winkel. Eine anschließende Polarisierung in die ursprüngliche Polarisationsrichtung des Lasers bewirkt eine Abschwächung der Intensität um den Faktor  $\cos^2 \alpha$ , wobei  $\alpha$  der Winkel ist, um den die Polarisationsrichtung gedreht wurde. Der für die Abschwächung zuständige Polarisator ist für die beiden Laser identisch und befindet sich direkt vor der Falle. Die Einstellung unterschiedlicher Winkel zwischen Polarisationsrichtung und Magnetfeld für die beiden Lichtfelder ist nicht vorgesehen, da für beide Winkel der optimale Wert von  $90^\circ$  angestrebt wird.



### 5.3 Lichtwellenleiter

Um exakte Strahlformung und Überlagerung beider Laser zu gewährleisten werden die Lichtfelder in einen Lichtwellenleiter [G10] eingekoppelt. Unter einem Lichtwellenleiter versteht man eine Struktur aus einem wenige Mikrometer starken, in der Regel zylindrischen Kern, sowie einem den Kern umgebenden Mantel. Der Kern hat einen geringeren Brechungsindex, als der Mantel. Aufgrund von Totalreflexionen an der Grenzschicht zwischen Kern und Mantel propagiert ein Lichtstrahl, der mit genügend kleinem Winkel in die Faser eingestrahlt wird, nahezu verlustfrei durch den Wellenleiter. Die Verluste, die hierbei in der Faser auftreten sind für kurze Fasern von wenigen Metern Länge vernachlässigbar gering.

Für das hier beschriebene Experiment wesentlich ist die Eigenschaft von Wellenleitern nur diskrete transversal elektrische (TE) Eigenmoden zuzulassen. Diese diskreten Moden werden mit  $TE_{kl}$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots$  bezeichnet. Für jede Mode gibt es eine Abschneidewellenlänge  $\lambda_m = \frac{1}{m} 2dn$ , oberhalb der Transmission der Mode aus geometrischen Gründen nicht möglich ist.  $n$  gibt hierbei den Brechungsindex des Kerns,  $d$  den Kerndurchmesser an. Speziell muß ein Lichtwellenleiter, der bei 493 nm nur noch die Grundmode  $TE_{00}$  transmittiert einen Kerndurchmesser kleiner als  $246.5 \text{ nm}/n$  aufweisen. Einen solchen Wellenleiter bezeichnet man als „single mode“-Wellenleiter, er erfüllt auch für die Wellenlänge des roten Lasers (650nm) die Abschneidebedingung für höhere Moden. Auch für das rote Licht wird die  $TE_{00}$  Mode transmittiert. Da die Grundmode ein gaußförmiges Strahlprofil aufweist, eignet sich ein Singlemode-Lichtwellenleiter hervorragend dazu, eine homogene, gaußförmige Feldverteilung zu erzeugen.

Die beiden Laser sind, nachdem sie durch den selben Lichtwellenleiter geführt wurden, optimal miteinander überlagert. Werden hinter dem Wellenleiter nur achromatische optische Elemente verwendet, so befinden sich die Fokusse beider Laser am selben Ort. Da der Wellenleiter als flexible Glasfaser aufgebaut ist, eignet er sich zudem zur exakten Ausrichtung des Lasers, ohne daß weitere Spiegel notwendig sind.

In diesem Experiment wird eine polarisationserhaltende Faser verwendet. Diese besteht aus einem doppelbrechenden Kern, der in zwei zueinander orthogonalen Polarisationsrichtungen unterschiedliche Brechungsindizes aufweist. Strahlt man ein linear polarisiertes Lichtfeld so ein, daß die Polarisationsachse mit einer der optischen Hauptachsen des Kristalls zusammenfällt, so bleibt die Polarisation bei Transmission durch die Faser erhalten.

Verluste ergeben sich bei Verwendung des Lichtwellenleiters durch die Einkopplung des Laserstrahls in die Faser. Ein Wirkungsgrad von 100% wäre nur zu erreichen, wenn der eingekoppelte Strahl schon ein der  $TE_{00}$ -Mode entsprechendes gaußförmiges Strahlprofil hätte. Bei der Verwendung des Wellenleiters zur Strahlformung geht also der Anteil des Lichtes, der nicht der gaußförmigen Intensitätsverteilung entspricht verloren. Ferner geht der Anteil des Lichts

verloren, der in einem großen Winkel auf das Faserende trifft und daher die Grenzschicht zwischen Kern und Mantel mit einem kleineren als den Grenzwinkel für Totalreflexion erreicht. In dem Experiment geschieht die Einkopplung mit Hilfe einer kommerziellen Einkoppeleinheit. Diese besteht aus einer Linse, die ungefähr eine Brennweite vom Faserende entfernt gelagert ist. Sie läßt sich im Abstand vom Faserende, sowie in zwei Winkeln verstellen, so daß nahezu kollimiertes Laserlicht mit einem Strahldurchmesser von weniger als 1 mm mit hinreichender Genauigkeit auf das Faserende fokussiert wird.

## 5.4 Die Hochfrequenzionenfalle

Zur Speicherung und Präparation des einzelnen Ions wird in dieser Arbeit eine Hochfrequenzionenfalle nach W. Paul [Pau 58] verwendet. Diese besteht aus einem Ring mit einem Innendurchmesser von 1 mm sowie aus zwei Endkappen im Abstand von je 0.5 mm zum Ringzentrum. Alle Elektroden bestehen aus 0.2 mm dickem Molybdändraht. An den Endkappen kann eine Spannung gegen den Ring angelegt werden. Das Anlegen einer solchen Spannung führt zu einem Quadrupolpotential der Form:

$$\Phi(r, z) = \frac{\Phi_0}{r_0^2 + 2z_0^2} (r^2 - 2z^2) \quad (5.2)$$

wobei die Richtungen in Zylinderkoordinaten gegeben sind und die  $z$ -Achse in Richtung der Endkappen gelegt ist. Das Potential ist exakt, falls die Endkappen die Form eines zweischaligen und der Ring die eines einschaligen Rotationshyperboloids hat.  $r_0$  bezeichnet die radiale Halbachse,  $z_0$  die dazu senkrechte Halbachse. In diesem Experiment weist die Falle nicht exakt diese Form auf. Die Symmetrie der Falle erzeugt aber ein Potential, daß im Zentrum einen Sattelpunkt hat, der in erster Näherung dem Potential aus Gleichung 5.2 entspricht.

Ein statisches Quadrupolpotential ist in einer Raumrichtung fokussierend, in der anderen aber defokussierend. Legt man jedoch eine Gleichspannungsamplitude  $V_{dc}$ , sowie eine dieser überlagerte Wechselspannungsamplitude  $V_{ac}$  an, so kann man ein Potential erreichen, das im zeitlichen Mittel in allen Raumrichtungen fokussierend wirkt. Es ergibt sich also das zeitlich veränderliche Potential

$$\Phi_0(t) = V_{dc} + V_{ac} \cos(\Omega t) \quad (5.3)$$

dabei ist  $\Omega/2\pi$  die Frequenz der Wechselspannung.

Das Potential führt nun zu den Bewegungsgleichungen [Sie 91]

$$\begin{aligned} \ddot{r} + \frac{e}{mr_0^2} (V_{dc} + V_{ac} \cos(\Omega t)) r &= 0 \\ \ddot{z} - \frac{2e}{mr_0^2} (V_{dc} + V_{ac} \cos(\Omega t)) z &= 0 \end{aligned} \quad (5.4)$$

Diese lassen sich in Form der Mathieschen Differentialgleichungen schreiben:

$$\ddot{x}_i(\nu) + (a_i - 2q_i \cos(2\nu))x_i(\nu) = 0 \quad \text{mit } i = x, z \quad (5.5)$$

wobei  $\nu = \Omega/2t$  ist und  $a_i$  proportional zur Gleichspannungsamplitude,  $q_i$  proportional zur Wechselspannungsamplitude ist. Die Lösung dieser Differentialgleichungen ist

$$x(\nu) = A \sum_{-\infty}^{\infty} C_{2n} \cos((\beta + 2n)\nu) + B \sum_{-\infty}^{\infty} C_{2n} \sin((\beta + 2n)\nu) \quad (5.6)$$

wobei die Entwicklungskoeffizienten  $C_{2n}$  sowie die Größe  $\beta$  Funktionen der Parameter  $a_i$  und  $q_i$  sind.

Nur für spezielle Werte von  $a_i$  und  $q_i$  ergeben sich Lösungen, bei denen die Bewegungsamplitude des Ions für lange Zeiten innerhalb des Fallenbereiches bleibt. Diese Werte befinden sich innerhalb eines Stabilitätsbereiches. Für Werte von  $a_i$  und  $q_i$ , die klein gegen eins sind, gehen die Koeffizienten  $C_{2n}$  mit wachsendem  $n$  schnell gegen Null. Es ergibt sich dann, indem nur die Koeffizienten  $C_0$ ,  $C_2$  und  $C_{-2}$  berücksichtigt werden:

$$x_i(t) = \sqrt{A^2 + B^2} \left(1 - \frac{q_i}{2} \cos(\Omega t)\right) \cos\left(\frac{\beta_i \Omega}{2} t - \phi\right) \quad (5.7)$$

Die Ionen oszillieren also mit der Frequenz  $\omega_i = \frac{\beta_i \Omega}{2}$ , der Säkularfrequenz. Die Amplitude oszilliert dabei mit der treibenden Frequenz  $\Omega$ .  $\beta_i$  ist kleiner als Eins und wird näherungsweise durch  $\beta_i = a_i + q_i^2/2$  bestimmt. Die Oszillation mit der treibenden Frequenz wird als Mikrobewegung bezeichnet, die Oszillation mit der Säkularfrequenz als Makrobewegung.

Gemittelt über eine Periode der Mikrobewegung ergibt sich nun eine harmonische Schwingung des Ions, mit unterschiedlichen Säkularfrequenzen in z- und in r-Richtung,  $\omega_z$  und  $\omega_r$ .

#### 5.4.1 Vakuumapparatur

Um das Ion beobachten zu können, ohne daß es durch Stöße mit anderen Molekülen gestört wird, befindet sich die Ionenfalle im Hochvakuum. Durch eine Ionengetterpumpe mit einer Saugleistung von 8 l/s wird ein Druck von ca.  $4 \cdot 10^{-10}$  Torr aufrechterhalten. Der Strom durch die Ionengetterpumpe ist proportional zum Druck, so daß dieser zur Kontrolle des Vakuums herangezogen werden kann.

#### 5.4.2 Speichern des Ions

In der Vakuumapparatur befinden sich außer der Ionenfalle eine Elektronenkanone und ein Bariumofen. Als Ofen wird ein dünnes, mit Barium gefülltes Metallrohr verwendet. Dieses wird durch einen elektrischen Strom aufgeheizt und verdampft auf diese Weise elektrisch neutrale Bariumatome. Aufgrund der geringen Wärmekapazität des Ofens kann dieser schnell aufgeheizt werden und kühlt wieder rasch ab.

Es wurde bereits gezeigt, daß die Ionenfalle im zeitlichen Mittel über die Mikrobewegung ein annähernd harmonisches Potential darstellt. Ein Ion, das in dieses Potential hineinfällt, wird in das Potential genügend stark hineinbeschleunigt werden, um das Potential auch wieder verlassen zu können. Um ein Ion in die Falle einzuspeichern ist es also nötig, ein Ion in der Falle zu präparieren, dessen kinetische Energie nicht ausreicht, um die Falle zu verlassen. Man verwendet hierzu neutrale Bariumatome, die aus dem Bariumofen durch die Falle fliegen. Da das elektrische Feld an die neutralen Atome nicht angreift, werden diese auch nicht in die Falle hineinbeschleunigt. Schaltet man nun die Elektronenkanone ein, so daß ein Strom von Elektronen genügender Energie ebenfalls durch die Falle geht, so kommt es vor, daß ein Bariumatom innerhalb der Falle durch Stoß mit einem Elektron ionisiert wird. Das nun in der Falle entstandene Bariumion erfährt das speichernde Potential und kann, sofern seine kinetische Energie nicht ausreicht, die Falle nicht mehr verlassen. Die Dopplerkühlung durch den grünen Laser sorgt nun dafür, daß das Ion weiter abgekühlt wird und die Falle nicht mehr verläßt. Außerdem sorgen die Laser dafür, daß ein gespeichertes Ion sofort fluoresziert, wodurch der Speichervorgang mit bloßem Auge kontrollierbar ist.

Damit die Dopplerkühlung funktioniert, muß der grüne Laser zur niederfrequenten Seite der Resonanz verstimmt sein. Um zu kontrollieren ob in der Falle ein oder mehrere Ionen gespeichert sind, wird der grüne Laser für kurze Zeit zu höheren Frequenzen verstimmt. Das Ion oder die Wolke von Ionen beginnt dann sich aufzuheizen. Ist nun eine Wolke von mehreren Ionen gespeichert, so beginnt diese sich aufzublähen. Ein einzelnes Ion bleibt punktförmig, oder es wird auf eine Bahn beschleunigt, deren Projektion man im Mikroskop erkennen kann.

## 5.5 Detektor und Signalaufnahme

Hinter der Ionenfalle wird das grüne Licht durch einen Farbfilter ausgeblendet. Das rote Licht wird mit Hilfe einer Lawinen-Photodiode (APD) [G11] aufgenommen und einem empfindlichen Verstärker [G12] zugeführt. Abbildung 5.7 zeigt ein schematisches Bild der Signalaufnahme. Das verstärkte Signal wird mit einem Lock-In-Verstärker [G13] selektiv bei der Modulationsfrequenz verstärkt. Hierzu wird das Signal im Lock-In-Verstärker aufgeteilt und mit zwei Referenzfrequenzen gemischt. Die eine Referenzfrequenz entspricht in Frequenz und Phase der Modulationsfrequenz, die andere Frequenz ist dieser gegenüber um  $90^\circ$  phasenverschoben. Die Ausgangssignale der beiden Mischer enthalten nun je einen Gleichstromanteil, der zum Signal bei der Modulationsfrequenz proportional ist. Diese werden durch Ausgangsverstärker mit Tiefpassverhalten von höheren Frequenzen befreit und weiter verstärkt. Die Ausgänge werden getrennt je einem Analog-Digital-Konverter [G15] zugeführt und zur Auswertung gespeichert.

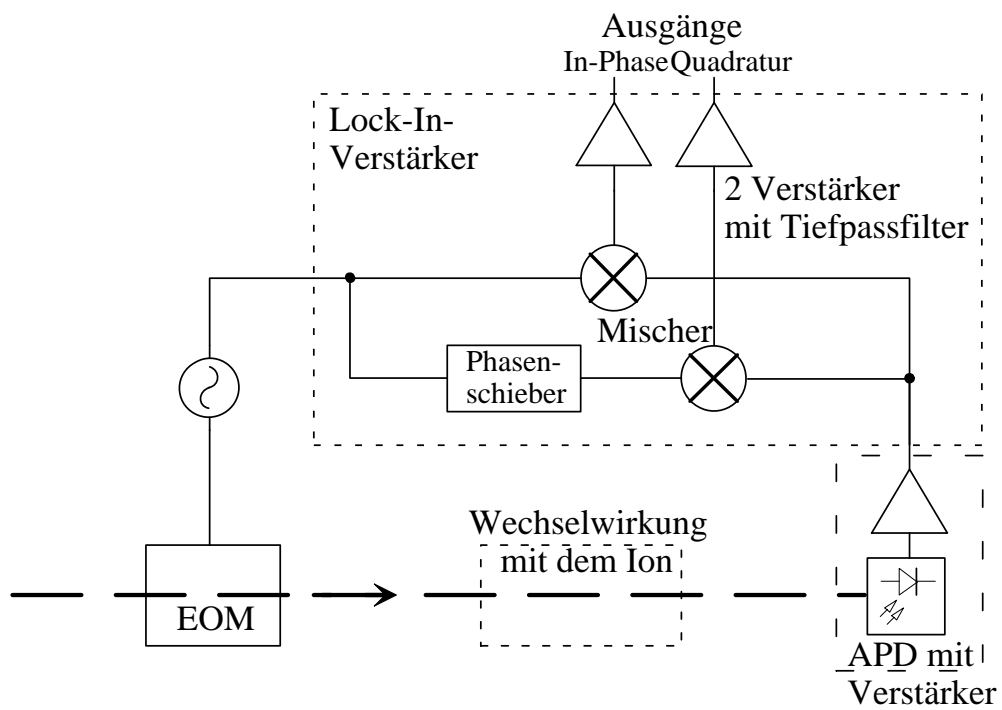


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Signalaufnahme mit einem Lock-In-Verstärker.