

**Aufbau einer dopplerfreien Polarisationspektroskopie als
Wellenlängenstandard anhand der Kalium (D1)-Linie**

Diplomarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades
Diplomingenieur (FH) für Physikalische Technik

Technische Fachhochschule Wildau

Fachbereich Ingenieurwesen / Wirtschaftsingenieurwesen
Studiengang Physikalische Technik

vorgelegt von
Jens Lautenbach

Wildau, 29.10.2001

Bibliographische Beschreibung

Lautenbach, Jens

Aufbau einer dopplerfreien Polarisationspektroskopie als Wellenlängenstandard anhand der Kalium (D_1)-Linie

Diplomarbeit, Technische Fachhochschule Wildau 2001, 62 Seiten, 27 Abbildungen, 11 Tabellen, 9 Literaturangaben, 3 Anlagen

Ziel:

Aufbau einer dopplerfreien Polarisationspektroskopie, wodurch die Hyperfeinstrukturlinien der Kalium- (D_1) -Linie bis zur natürlichen Linienbreite aufgelöst werden können. Dabei soll für diskrete Wellenlängen eine Bestimmung der Wellenlänge mit einer Genauigkeit von 2 fm vorgenommen werden, um so aufgrund einer Naturkonstante einen Wellenlängenstandard zur Kalibrierung eines Kalium-Lidars zu schaffen.

Inhalt:

Nach einer kurzen Einführung in die Themenstellung werden im Grundlagenteil die Fein und Hyperfeinaufspaltung sowie Techniken der nichtlinearen Laserspektroskopie erläutert. Anschließend werden die Kriterien zur Auswahl der Bauelemente und die Modifikation einer Absorptionszelle beschrieben. In diesem Teil werden auch der Aufbau der dopplerfreien Polarisationspektroskopie und die Meßverfahren mit dieser dargestellt. Die Darstellung der erzielten Ergebnisse und deren Diskussion findet am Ende der Arbeit statt. Der praktische Einsatz dieses Aufbaus der dopplerfreien Polarisationspektroskopie zeigt den Erfolg der durchgeführten Arbeit.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt, andere als die von mir angegebenen Hilfsmittel und Quellen nicht benutzt und die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Kühlungsborn, den 23.10.2001

Inhaltsverzeichnis

Aufgabenstellung

Bibliographische Beschreibung

Selbständigkeitserklärung

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1 Das IAP Kalium-Lidar	3
2.1.1 Sendeeinheit und Seederlaser	5
2.2 Fein- und Hyperfeinstrukturaufspaltung	7
2.2.1 Feinstruktur	7
2.2.2 Hyperfeinstruktur	9
2.3 Fein- und Hyperfeinstruktur von Kalium	10
2.4 Techniken der nichtlinearen Laserspektroskopie	13
2.4.1 Dopplerfreie Polarisationspektroskopie	14
3. Polarisationspektroskopische Experimente	16
3.1 Allgemeine Voraussetzungen	16
3.2 Der Laser	16
3.3 Die Bauelemente	17
3.3.1 Auswahl der Bauelemente	17
3.3.2 Erwerb der Bauelemente	17
3.4 Die Absorptionszelle	18
3.4.1 Arbeitspunkt der Absorptionszelle	19
3.5 Optischer Aufbau	20
3.5.1 Erster optischer Aufbau	20

3.5.2 Verbesserter optischer Aufbau	22
3.6 Meßverfahren.....	24
3.6.1 Kontinuierlicher Meßbetrieb	24
3.6.2 Stabilitätsmessung	24
4. Ergebnisse	26
4.1 Auswertung Kontinuierlicher Meßbetrieb.....	26
4.2 Auswertung Stabilitätsmessung	35
5. Diskussion	40
5.1 Diskussion der Ergebnisse	40
5.2 Allgemeine Fehlerbetrachtung	42
6. Zusammenfassung und Ausblick.....	43
Literaturverzeichnis.....	45
Anhang A: Meßdaten Kühlungsborn	46
Anhang B: Meßdaten Spitzbergen	54
Anhang C: Bilder	58
Danksagung	62

1. Einleitung

Die Erdatmosphäre befindet sich in einem komplizierten und empfindlichen Gleichgewichtszustand, der von einer Vielzahl von Prozessen aufrechterhalten wird und der die mittleren Temperaturen auf der Erde bestimmt. Die detaillierte Erforschung dieser Prozesse in der Atmosphäre ist ein Hauptanliegen der heutigen Atmosphärenforschung. Die Temperatur ist einer der wichtigsten Parameter in der Atmosphärenphysik. Hinsichtlich dieses Parameters lässt sich die Atmosphäre nach *CIRA* [2] (Cospar International Reference Atmosphere) in verschiedene Bereiche oder Sphären einteilen (Abb. 1.1 links).

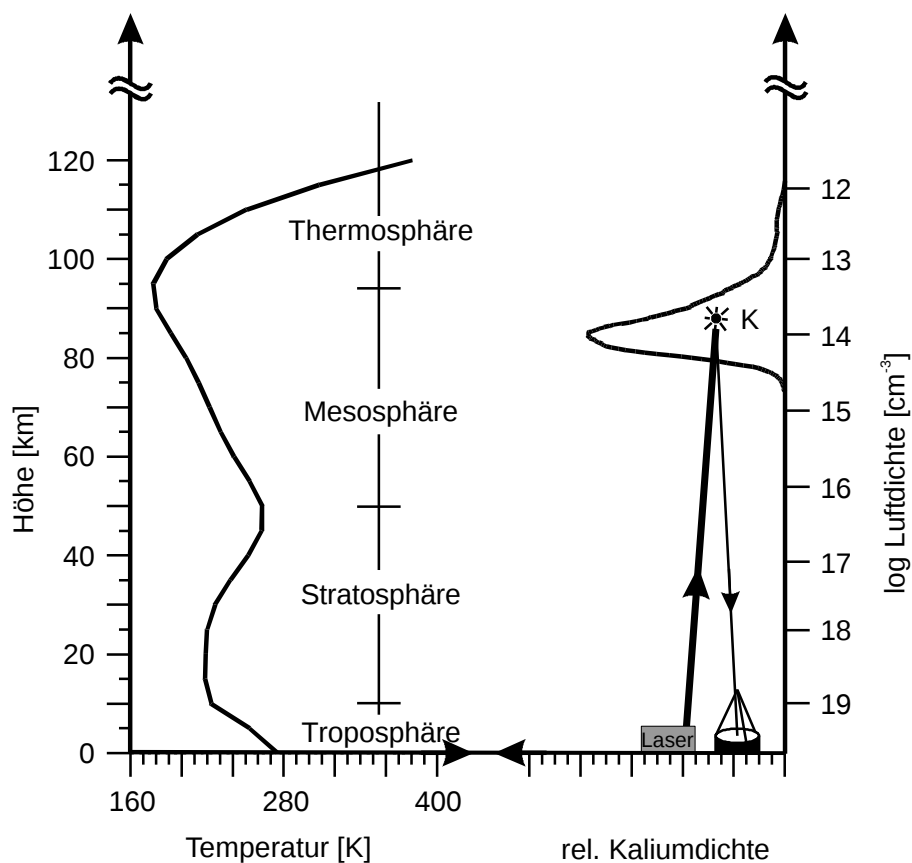


Abb. 1.1: Temperaturverlauf und Einteilung der Erdatmosphäre nach dem Temperaturgradienten (links); Darstellung des Lidar Prinzips (rechts)

Nach *Eska* [4] dringen täglich bis zu 110 Tonnen extraterrestrische Teilchen wie kosmischer Staub und Meteoriden in die Erdatmosphäre ein. Der größte Teil davon verglüht oder verdampft in einer Höhe zwischen 70 und 115 km durch Reibung mit den

Luftmolekülen. Dabei werden neben den Hauptbestandteilen der kosmischen Materie (Silizium, Kohlenstoff, Sauerstoff) auch eine Menge Metalle wie z.B. Kalium freigesetzt. Dadurch kommt es zur Bildung einer permanenten Metallschicht in der Erdatmosphäre.

Seit 1995 betreibt das Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik (IAP) ein mobiles Kalium-Lidar ("Light detection and ranging") zur Untersuchung der thermischen Struktur der oberen Atmosphäre im Höhenbereich von 80-105 km (Abb. 1.1 rechts). Dieses Lidar ist in einen Container integriert, der zur Zeit für eine Meßkampagne in der Arktis (Spitzbergen) eingesetzt wird. Im Laufe der Jahre wurde ein zweites, identisches Kalium-Lidar angeschafft, das in Kühlungsborn stationär betrieben wird.

Das Kalium-Lidar (K-Lidar) bestimmt anhand der thermischen Dopplerverbreiterung der Kalium-(D₁)-Resonanzlinie (769,898 nm) im Mesopausenbereich von 80-105 km Höhe Temperaturen (U. von Zahn [9]). Um genaue Temperaturmessungen durchführen zu können, ist es notwendig, die absolute Breite der Kalium (D₁)-Feinstrukturlinie in der Größenordnung von 0,002 nm mit einer Genauigkeit von 0,1% zu bestimmen.

In dieser Arbeit wird ein Aufbau zur dopplerfreien Spektroskopie beschrieben, wodurch die Hyperfeinstrukturlinien der Kalium-(D₁)-Linie bis zur natürlichen Linienbreite aufgelöst werden können. Die Anwendung der Polarisationspektroskopie erlaubt dabei für diskrete Wellenlängen eine Bestimmung der Wellenlänge mit einer Genauigkeit von 2 fm. Dadurch wird auf der Basis einer atomaren Naturkonstante ein Wellenlängenstandard zur Kalibrierung des Kalium-Lidars geschaffen.

Ursprünglich war die Realisierung dieses Aufbaus nur für den Standort Kühlungsborn geplant. Aufgrund der dort gewonnenen Ergebnisse erschien es dem IAP als sinnvoll, auch das zweite Lidar mit diesem Aufbau auszustatten. Dem Verfasser der vorliegenden Arbeit wurde somit die Möglichkeit gegeben, die gewonnenen Erkenntnisse ein zweites Mal, im mobilen Meßcontainer auf Spitzbergen anzuwenden. Während des vierwöchigen Aufenthaltes in der Arktis war der Autor neben der Installation des Aufbaus der dopplerfreien Polarisationspektroskopie auch an den Messungen mit dem K-Lidar beteiligt.

Zur Veranschaulichung befinden sich im Anhang C Aufnahmen des Instituts für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn und des dort realisierten Aufbaus. Auch Aufnahmen des mobilen Meßcontainers in der Arktis sowie des dazugehörigen Aufbaus befinden sich dort.

2. Grundlagen

Dieses Kapitel stellt theoretische sowie grundsätzliche Zusammenhänge vor, die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit wichtig sind und die bei der Durchführung des Experiments entscheidend waren. Anfangs wird ein kleiner Einblick in das K-Lidar gegeben, anschließend wird die Fein- und Hyperfeinstrukturaufspaltung erläutert. Am Ende des Grundlagenteils wird auf die Theorie der Polarisationspektroskopie eingegangen.

2.1 Das IAP Kalium-Lidar

Das K-Lidar wurde für die Bestimmung von Temperaturen in der oberen Atmosphäre, besonders im Mesopausenbereich zwischen 80 und 105 km von *Höffner und von Zahn* [5] spezifiziert und konstruiert. Die wesentlichen Bestandteile (Abb. 2.1) sind die Sendeeinheit (Seederlaser, Alexandritlaser, Spektrumanalyzer, Kaliumdampfzelle) und die Empfangseinheit mit Datenaufnahme (Teleskop, optische Nachweisbank, Nachweiselektronik, Meßrechner).

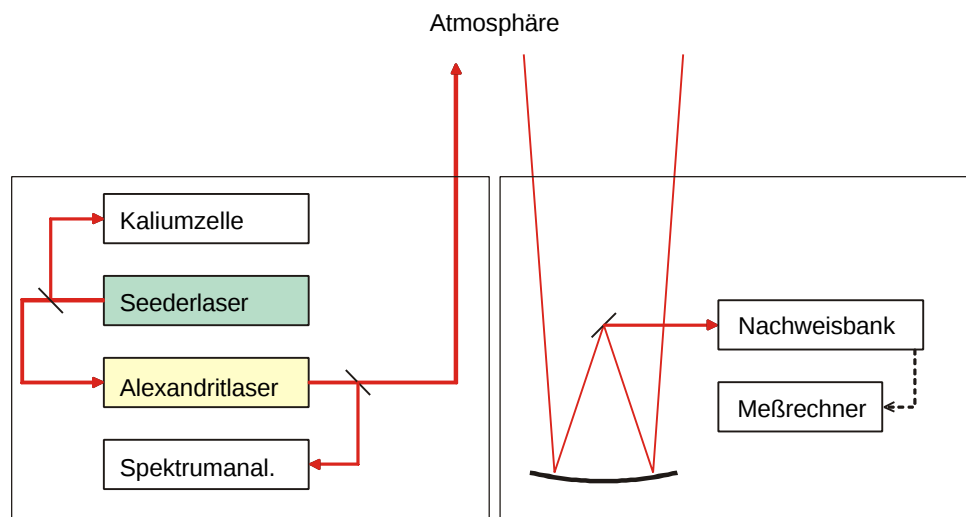


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau des IAP-Lidars; links: Sendeeinheit; rechts: Empfangseinheit

Bei diesem Verfahren wird die Resonanzfluoreszenz von Kalium zur Messung von Temperaturen genutzt. Freie Kaliumatome befinden sich permanent in einem Höhenbereich von etwa 80 bis 105 km. Der ausgesandte Laserstrahl regt freie Kaliumatome in der Atmosphäre zum Resonanzleuchten an. Jedes einzelne Kaliumatom bewegt sich mit einer unterschiedlichen Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeitsverteilung ist ein Maß für die Temperatur. Trotz ihrer geringen Dichte (nur einige Atome pro Kubikzentimeter) ist die Anzahl der Kaliumatome ausreichend, um mit Hilfe der Resonanzfluoreszenzstreuung z.B. die Anzahl der Kaliumatome oder die Temperatur in der oberen Atmosphäre zu bestimmen. Mit dem K-Lidar wird die dopplerverbreiterte K (D_1)-Linie bei 769,898 nm vermessen. Dadurch wird es möglich, Temperaturen in einem sehr schwer zugänglichen Teil der Atmosphäre zu bestimmen. Die Abb. 2.2 zeigt den Rückstreuquerschnitt der Kalium (D_1)-Linie in einem Wellenlängenbereich von 6 pm. In Abhängigkeit von der Temperatur ändert sich die Form der dopplerverbreiterten Kalium (D_1)-Linie, die sich aus zwei Isotopen mit jeweils vier Hyperfeinstrukturlinien zusammensetzt. Die acht Hyperfeinstrukturlinien, aus denen sich der temperaturabhängige Resonanzrückstreuquerschnitt ergibt, sind ebenfalls in Abb. 2.2 dargestellt. Bei diesem Verfahren muß die dopplerverbreiterte Resonanzlinie sehr genau vermessen werden, um Temperaturen mit Meßunsicherheiten von wenigen Kelvin bestimmen zu können. Um die Bandbreite des Laserpulses zu veranschaulichen, mit der die Kaliumlinie ausgemessen wird, sind in Abb. 2.2 die Hyperfeinstrukturlinien mit einer Breite von 20 MHz (ca. 40 fm) dargestellt.

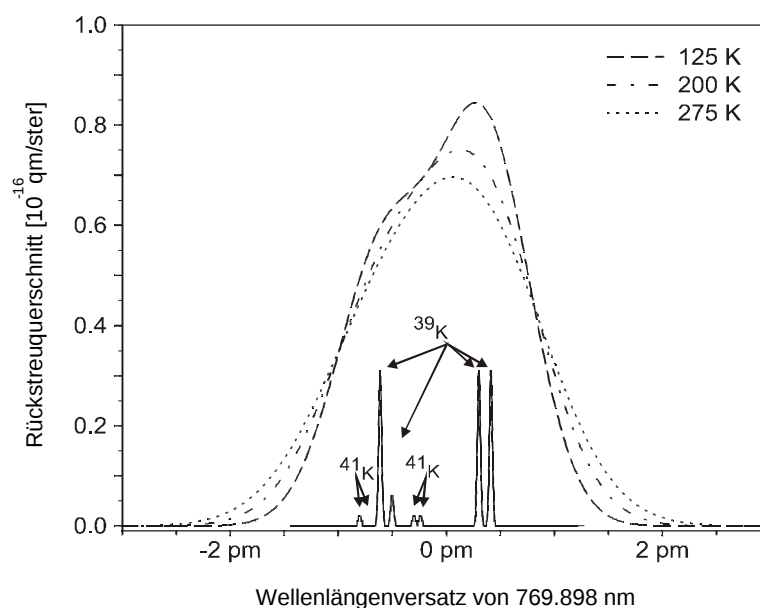


Abb. 2.2: Hyperfeinstruktur und Dopplerverbreiterung des K (D_1)-Übergangs

2.1.1 Sendeeinheit und Seederlaser

Die wichtigsten Komponenten der Sendeeinheit (Abb. 2.3) sind der Alexandrit-Ringlaser, der Seederlaser und der Spektrumanalyzer.

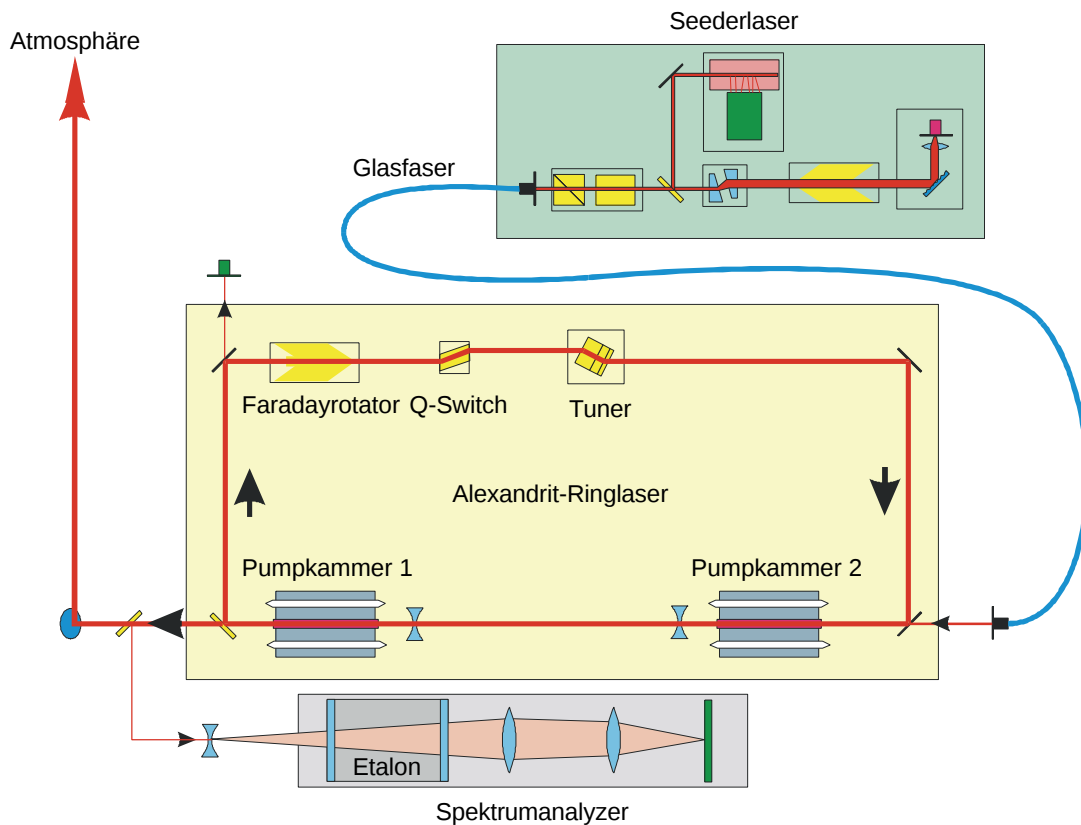


Abb. 2.3: Sendeeinheit des Kalium-Lidars

Der Alexandrit-Ringlaser ist das Herzstück des IAP K-Lidars. Es handelt sich um eine vom IAP weiterentwickelte Version eines ursprünglich von der Firma Light Age, Inc. hergestellten Modells. Der Laser ist spektral durchstimmbar (*Kneubühl und Sigrist [6]*), er kann mit einer Wellenlänge von 710 bis 780 nm betrieben werden. Die ausgesendete Wellenlänge des Ringlasers wird durch das Einleiten eines sogenannten Seederlaserstrahls festgelegt. Die Seederlaserwellenlänge beträgt 769,898 nm. Die Pulsdauer des Alexandrit-Ringlasers beträgt 250 ns bei einer Pulsenergie von ca. 200 mJ. Die genaue Wellenlänge eines Laserpulses ist nicht direkt feststellbar. Um eine relative Wellenlängenänderung bestimmen zu können, wird im Spektrumanalyzer für jeden Laserpuls ein Interferenzbild aufgenommen und mit dem vorangegangenen

Interferenzbild verglichen. Außerdem kann die spektrale Reinheit des Laserpulses mit Hilfe des Spektrumanalyzers festgestellt werden.

Der Seederlaser

Der Seederlaser (Abb. 2.4) ist ein gitterstabilisierter Diodenlaser, dessen Steuerung eine modifizierte Version der Firma TUI LASER ist. Er wurde für alle in dieser Arbeit durchgeführten Experimente verwendet.

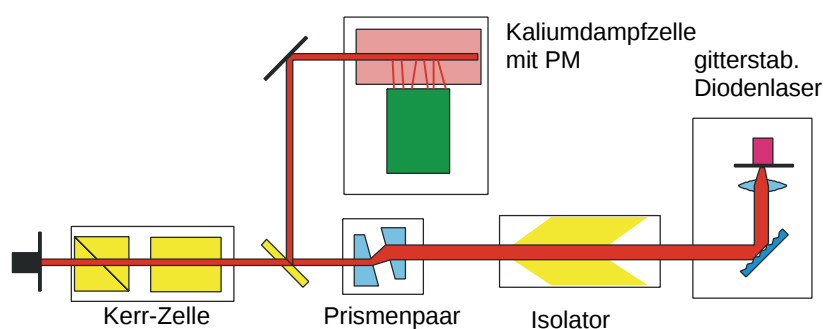


Abb. 2.4: Seederlaser mit Glasfaserauskoppler

Die Laserdiode (Sony SLD 201-3) des gitterstabilisierten Diodenlasers hat bei Zimmertemperatur eine Wellenlänge von ca. 785 nm und eine Leistung von 40mW. Diese Halbleiter-Laserdioden werden in großen Stückzahlen produziert. Sie werden z.B. in CD-Spielern oder CD-Laufwerken verwendet. Leider werden sie nicht für 769.898 nm, sondern für 760 nm oder 785 nm produziert. Deshalb ist es notwendig, selektierte Laserdioden (sozusagen Ausschuß) zu verwenden. Das wird immer schwieriger, da die Produktionsverfahren in den letzten Jahren verbessert wurden, um gerade solchen Ausschuß zu vermeiden. Trotzdem ist es möglich, durch Kühlen mit Peltier-Elementen die erforderliche Wellenlänge zu erreichen. Durch eine weitere Temperaturstabilisierung des Gehäuses und die Regelung des Stroms der Laserdiode kann die Wellenlänge des Diodenlasers auf die geforderten 769,898 nm eingestellt werden. Besonders wichtig für das Abtasten der Kalium (D_1)-Linie ist eine Variationsmöglichkeit der Wellenlänge. Mit Hilfe eines Piezokristalls kann das Gitter des Diodenlasers bewegt werden, was eine Veränderung der Resonatorstrecke und somit eine Wellenlängenänderung des Diodenlasers zur Folge hat. Zur Kontrolle der Einstellung der Resonanzwellenlänge wird ein kleiner Teil des Laserstrahls in eine Kaliumdampfzelle eingeleitet. Durchfährt der Diodenlaser den richtigen Wellenbereich, kommt es zur Resonanzstreuung durch

Kaliumatome in der Kaliumdampfzelle. Das Signal aus der Kaliumdampfzelle wird zur Steuerung eines Lock-In Reglers verwendet. Mit diesem Lock-In Regler kann der Piezokristall so gesteuert werden, daß bei entsprechenden Parametern die gesamte Kalium (D_1)-Linie kontinuierlich durchfahren wird. Der Laserstrahl durchläuft nach dem Austritt aus dem Diodenlaser einen optischen Isolator. Dieser verhindert Rückkopplungen des Laserlichts aus dem Alexandrit-Ringlasers in den Diodenlaser. Anschließend wird der Seederlaserstrahl über eine Glasfaser in den Alexandrit-Ringlaser übertragen. Vor dem Glasfaserkoppler ist ein Lasermodulator (Kerr-Zelle) installiert, durch den der Laserstrahl abgeschwächt oder auch völlig geblockt werden kann.

2.2 Fein- und Hyperfeinstrukturaufspaltung

Um sich anschaulich vorstellen zu können, was die Fein (fs)- und Hyperfeinstruktur (hfs) ist, kann man zunächst von dem unzureichenden Bohrschen Atommodell ausgehen. Erst mit Einführung der Schrödinger-Gleichung konnten in nichtrelativistischer Näherung die stationären Zustände eines Atoms bestimmt werden (*Landau* [7]). Das Elektron rotiert um seine eigene Achse (Spin genannt) und verhält sich daher wie ein winziger Magnet, außerdem umkreist es den Atomkern. Da der Atomkern elektrisch geladen ist, erzeugt diese Bewegung ein Magnetfeld, mit dem das Elektron in Wechselwirkung tritt. Die Aufspaltung der Energieniveaus, die sich daraus und aus einem weiteren Effekt ergibt, bezeichnet man als Feinstruktur. Auch der Atomkern hat einen Spin und verhält sich wie ein kleiner Magnet. Er tritt in Wechselwirkung mit den Magnetfeldern, die das Elektron erzeugt, indem es den Atomkern umkreist und indem es sich um seine eigene Achse dreht. Diese mit dem Kernspin des Atomkerns verbundenen Wechselwirkungen sind besonders schwach. Sie führen zur Aufspaltung der Hyperfeinstruktur.

2.2.1 Feinstruktur

Wie in *Landau* [7] nachzulesen, werden in nichtrelativistischer Näherung die stationären Zustände eines Atoms aus der Schrödinger-Gleichung für das Elektronensystem bestimmt. Die Elektronen bewegen sich im Coulomb-Feld des Kerns und stehen miteinander in elektrischer Wechselwirkung. In diese Gleichung gehen die Operatoren für die Elektronenspins nicht mit ein. Jeder stationäre Zustand eines Atoms wird durch einen bestimmten Wert für den Bahndrehimpuls $\mathbf{L}$ und durch den Spindrehimpuls $\mathbf{S}$ der

Elektronen charakterisiert. Ein Energieniveau mit gegebenen Werten von $\mathbf{S}$ und $\mathbf{L}$ ist bezüglich der verschiedenen möglichen Richtungen der Vektoren $\mathbf{S}$ und $\mathbf{L}$ im Raum entartet. Der Entartungsgrad in der Richtung von $\mathbf{L}$ und $\mathbf{S}$ ist $2L+1$ bzw. $2S+1$. Insgesamt ist der Entartungsgrad eines Niveaus mit gegebenen L und S gleich dem Produkt $(2L+1)(2S+1)$. In der Realität sind jedoch in der elektromagnetischen Wechselwirkung der Elektronen spinabhängige relativistische Effekte vorhanden. Aus diesem Grund hängt die Energie eines Atoms nicht nur von den Beträgen der Vektoren $\mathbf{L}$ und $\mathbf{S}$ ab, sondern auch von ihrer relativen Lage. Unter Beachtung der relativistischen Wechselwirkungen bleibt nur noch der Erhaltungssatz für den Gesamtdrehimpuls $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ in Kraft. Die exakten Energieniveaus müssen daher durch die Werte J für den Gesamtdrehimpuls $\mathbf{J}$ bestimmt werden (Abb. 2.5).

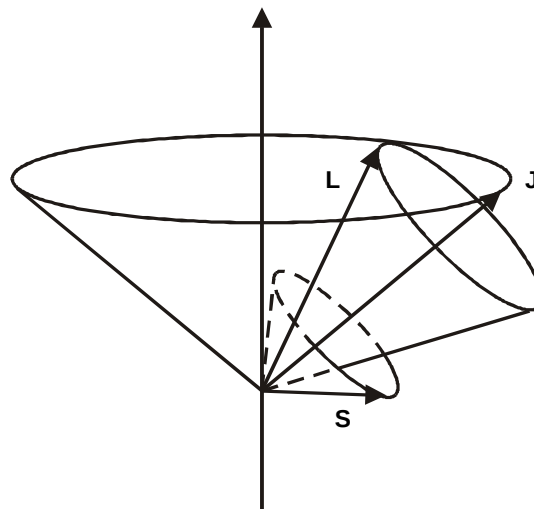


Abb. 2.5: Vektormodell mit dem Bahndrehimpuls $\mathbf{L}$, dem Spindrehimpuls $\mathbf{S}$ und dem Gesamtdrehimpuls $\mathbf{J}$. Die Vektoren $\mathbf{L}$ und $\mathbf{S}$ präzedieren gemeinsam um $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. [1]

In Folge der relativistischen Effekte wird also ein Niveau mit gegebenen Werten von S und L in eine Reihe von Niveaus mit verschiedenen Werten von J aufgespalten. Diese Aufspaltung nennt man die Feinstruktur eines Niveaus. Alle diese Niveaus bleiben in Richtung des Vektors $\mathbf{J}$ entartet, der Entartungsgrad beträgt $2J+1$. Die Zustände mit verschiedenen Werten des resultierenden Bahndrehimpulses L werden wie folgt zugeordnet :

L =	0	1	2	3	4	5	6
	S	P	D	F	G	H	I

Links oben am Symbol wird die Zahl $2S+1$ angegeben, die sogenannte Multiplizität des Termes, die besagt, in wie viele Feinstruktur-Terme das Energiesystem des betreffenden Atoms aufgespalten wird. Rechts unten wird der Wert des Gesamtdrehimpulses J angegeben. So bedeuten die Symbole $^2P_{1/2}$ und $^2P_{3/2}$ die Niveaus mit $L=1$, $S=1/2$, $J=1/2$ und $J=3/2$.

2.2.2 Hyperfeinstruktur

In Analogie zum Elektron mit dem Gesamtdrehimpuls J wird in *Bergmann Schaefer* [1] beschrieben, daß der Atomkern einen Gesamtdrehimpuls I besitzt. Infolge der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kernspin I kommt es zur Aufspaltung der Atomniveaus, und es ergibt sich die Hyperfeinstruktur der Niveaus. Da die betreffende Wechselwirkung schwach ist, sind die Abstände in dieser Struktur sehr klein, auch gegenüber den Feinstrukturabständen. Die Hyperfeinstruktur muß deshalb für jede Feinstrukturkomponente getrennt behandelt werden. Der mittlere Abstand r der Elektronen im Atom ist groß gegenüber dem Kernradius R . Die Wechselwirkung der Elektronen mit den niedrigsten Kernmultipolmomenten ist der wichtigste Bestandteil bei der Hyperfeinstrukturaufspaltung. Diese Momente sind das magnetische Dipolmoment und das elektrische Quadropolmoment. Der Vergleich der beiden Momente ergibt, daß die magnetische Wechselwirkung und damit auch die von ihr verursachte Niveaufspaltung um ca. 15 mal größer ist als die Quadropolwechselwirkung. Der Effekt der magnetischen Hyperfeinstrukturaufspaltung ist besonders für Niveaus eines äußeren s-Zustands ausgeprägt, weil die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in Kernnähe für ein solches Elektron relativ hoch ist. Aufgrund der magnetischen Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung koppelt sich der Kernspin I und der Gesamtdrehimpuls J des Elektrons zum Gesamtdrehimpuls F des Atoms. Analog zur Feinstruktur, bei der sich der Bahndrehimpuls L und der Spindrehimpuls S um den Vektor des Gesamtdrehimpulses J bewegen, führen J und der Kernspin I eine gleichförmige Präzessionsbewegung um den resultierenden Drehimpuls F aus (Abb. 2.6).

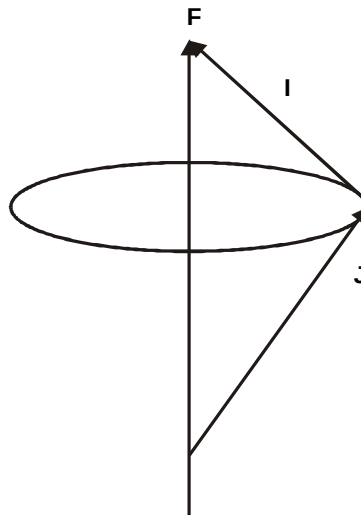


Abb. 2.6: Vektormodell des Atoms mit Drehimpulsvektor J des Elektrons und dem Kernspin I . I und J präzedieren gemeinsam um den resultierenden Drehimpulsvektor F . [1]

2.3 Fein- und Hyperfeinstruktur von Kalium

Kalium kommt auf der Erde in den Isotopen ^{41}K und ^{39}K vor, wobei das Isotop ^{39}K mit 93,1% am häufigsten vorhanden ist. Nach *Saloman* [8] kann Kalium aus dem Grundzustand $4s\ ^2S_{1/2}$ mit vier verschiedenen Wellenlängen in angeregte Zustände versetzt werden. Die in diesem Fall genutzte $K(D_1)$ -Feinstrukturlinie ($4s\ ^2S_{1/2} \leftrightarrow 4p\ ^2P_{1/2}$) kann bei einer Luftwellenlänge von 769,898 nm für 26,2 ns angeregt werden. Ein weiterer Feinstrukturübergang ($4s\ ^2S_{1/2} \leftrightarrow 4p\ ^2P_{3/2}$), der mit diesem Lasersystem angeregt werden könnte, ist die nahe liegende $K(D_2)$ -Feinstrukturlinie (766,491 nm). Aufgrund der starken Absorption durch das atmosphärische O_2 kann diese Wellenlänge aber nicht für bodennahe Lidarsysteme verwendet werden. Beide Isotope der $K(D_1)$ -Linie zeigen eine Aufspaltung in vier Hyperfeinstrukturlinien. Die Abb. 2.7 zeigt den Resonanzübergang der ^{39}K (D_1)-Linie mit den vier Hyperfeinstrukturlinien.

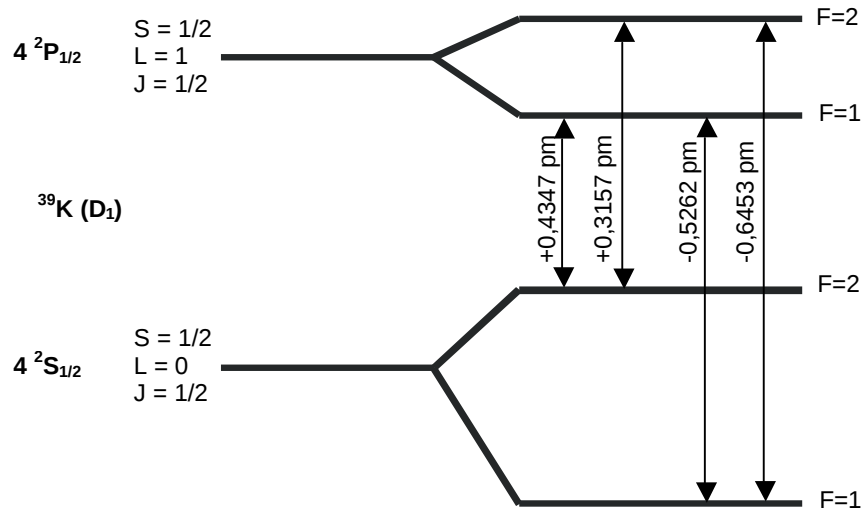


Abb. 2.7: Schematische Darstellung der Resonanzübergänge der $^{39}\text{K}(\text{D}_1)$ -Linie

Die einzelnen Quantenzahlen der Übergänge, sowie ihre Wellenlängenablage, Frequenz offset und die relative Linienstärke sind in der Tab. 2.1 zusammengefaßt (ausgenommen ist der Kernspin $I=3/2$).

Tab. 2.1: Quantenzahlen und Parameter des $^{39}\text{K}(\text{D}_1)$ -Überganges [5]

$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	Ablage ^{39}K in pm	^{39}K in MHz	relative Linienstärke
F = 1	F = 2	+0,4347	309,59	5
	F = 1	+0,3157	253,53	1
F = 2	F = 2	-0,5262	-152,12	5
	F = 1	-0,6453	-208,18	5

Der Anteil des Isotops ^{41}K beträgt nur 6,9%, was sehr gering ist im Vergleich zu 93,1% von ^{39}K . Eine Vernachlässigung des Isotops ^{41}K würde aber bei der Ableitung von Temperaturen aus Atmosphärenmessungen einen Fehler von 2 Kelvin verursachen

(Höffner und von Zahn [5]). Der Resonanzübergang ist in Abb. 2.8 dargestellt, die einzelnen Quantenzahlen und Parameter sind in Tab. 2.2 aufgeführt.

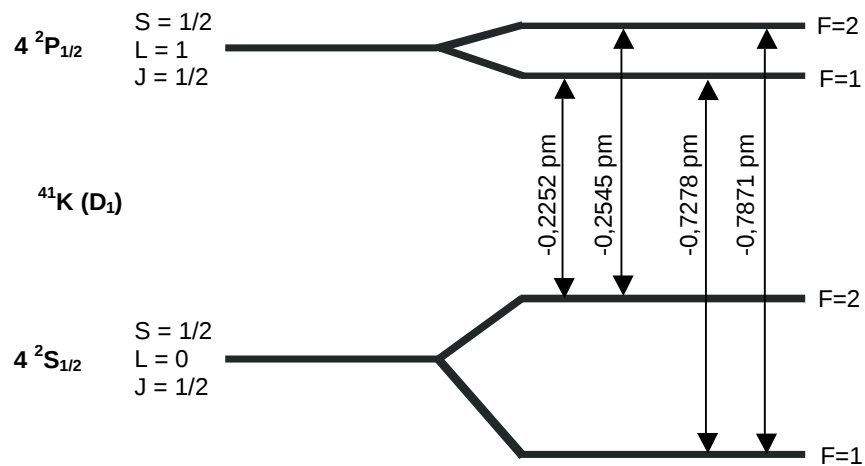


Abb. 2.8: Schematische Darstellung der Resonanzübergänge der $^{41}\text{K}(\text{D}_1)$ -Linie

Tab. 2.2: Quantenzahlen und Parameter des $^{41}\text{K}(\text{D}_1)$ -Überganges [5]

$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	Ablage ^{41}K in pm	^{41}K in MHz	relative Linienstärke
F = 1	F = 2	-0,7871	405,41	5
	F = 1	-0,7278	375,07	1
F = 2	F = 2	-0,2845	151,39	5
	F = 1	-0,2252	121,06	5

2.4 Techniken der nichtlinearen Laserspektroskopie

Bei der Verwendung schmalbandiger Laser für die Spektroskopie gasförmiger Medien ist es möglich, die Begrenzung der spektralen Auflösung infolge der Dopplerverbreiterung der Spektrallinien durch Anwendung verschiedener Techniken zu überwinden. Die meisten dieser Techniken basieren auf der selektiven Sättigung atomarer Übergänge durch gegenläufige Strahlen. Die Besetzungsdichte der absorbierenden Niveaus wird durch Absorption der einfallenden Laserstrahlung verringert, so daß die absorbierte Leistung selbst in nichtlinearer Weise von der Laserintensität abhängt. Man spricht deshalb auch von nichtlinearer Laserspektroskopie. Drei dieser nichtlinearen Techniken werden im folgenden kurz dargestellt.

Die Polarisationspektroskopie (Abb. 2.9a) ist eine Variante der Sättigungspektroskopie (Abb. 2.9b). Während die konventionelle Sättigungspektroskopie lediglich auf dem Nachweis der Änderung des Absorptionskoeffizienten einer Probenwelle beruht, nutzt die Polarisationspektroskopie die Veränderung des Polarisationszustandes einer Probenwelle in Folge der Änderung von Absorptionskoeffizient und Brechungsindex. Eine kleine Änderung der Polarisation einer Probenwelle läßt sich leichter detektieren als eine kleine Änderung seiner Intensität. Daher ist der Informationsgehalt der Polarisationspektroskopie größer als bei der Sättigungspektroskopie. Aus diesem Grund kann man mit geringerer Laserleistung und geringerer Atomdichte in der Absorptionszelle arbeiten.

Bei der Methode der laserinduzierten Fluoreszenz (Abb. 2.9c) ist die Fluoreszenzintensität proportional zur absorbierten Lichtintensität. Diese Methode ist bei besonders schwach absorbierenden Übergängen von Vorteil.

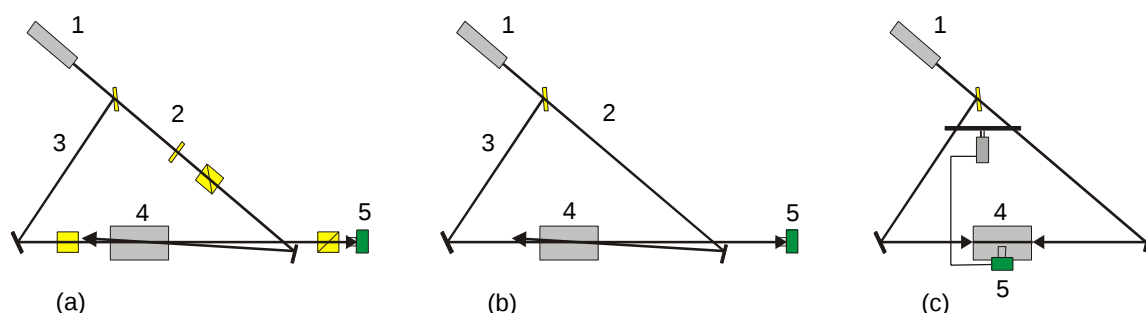


Abb. 2.9: Schematischer Aufbau von Polarisationspektroskopie (a), Sättigungspektroskopie (b) und laserinduzierter Fluoreszenz (c). 1 Laser, 2 Pumpstrahl, 3 Probenstrahl, 4 Absorptionszelle, 5 Detektor

2.4.1 Dopplerfreie Polarisationspektroskopie

Wie bereits beschrieben, wird bei der Polarisationspektroskopie die Veränderung des Polarisationszustandes einer Probenwelle in Folge der Änderung von Brechungsindex und Absorptionskoeffizient durch eine Pumpwelle zum Nachweis der Absorption genutzt. Um die Hyperfeinstruktur von Kalium in einer Gaszelle auflösen zu können, muß man dopplerfreie Technik anwenden, d.h. die Linienbreite ist nur durch die homogene Linienbreite des absorbierenden Überganges bestimmt und nicht durch seine Dopplerbreite. Weicht die Frequenz von Pump- und Probenwelle um mehr als die der homogenen Linienbreite des absorbierenden Überganges ab, dann wird die Probenwelle überhaupt nicht von den durch die Pumpwelle orientierten Atomen absorbiert. Das Grundprinzip der Dopplerfreien Polarisationspektroskopie, wie es in *Demtröder* [3] beschrieben wurde, ist in Abb. 2.10 dargestellt. Der Ausgangsstrahl eines Einmoden-Lasers wird in einen Probenstrahl, der linear polarisiert ist, und in einen Pumpstrahl, der zirkular oder linear polarisiert werden kann, aufgespalten. Beide Strahlen durchlaufen die Absorptionszelle in entgegengesetzter Richtung. Die Absorptionszelle befindet sich zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren, so daß der Detektor (PD) hinter dem Analysator A1 ohne den Pumplaser nur einen kleinen Lichtuntergrund sieht, der von der Resttransmission der gekreuzten Polarisatoren herrührt. Wird der zirkular oder linear polarisierte Pumpstrahl von den Atomen absorbiert, so induziert er optische Übergänge zwischen den entarteten Niveaus der beteiligten Zustände. Es werden nicht alle Niveaus durch optisches Pumpen gleichmäßig entleert, bzw. im oberen Zustand bevölkert. Dadurch entsteht eine vom thermischen Gleichgewicht abweichende Besetzung der Niveaus, d.h. die Atome werden räumlich orientiert und das Gas wird vom isotropen in den anisotropen Zustand überführt. Beim Durchgang durch die nun anisotrope Kaliumprobe wird die Polarisationssebene der linear polarisierten Probenwellen, ähnlich wie bei optisch aktiven Kristallen in der Natur, etwas gedreht. Der Analysator A1 transmittiert die Polarisations-Komponente in Durchlaßrichtung, und der Detektor (PD) empfängt ein Polarisationsignal.

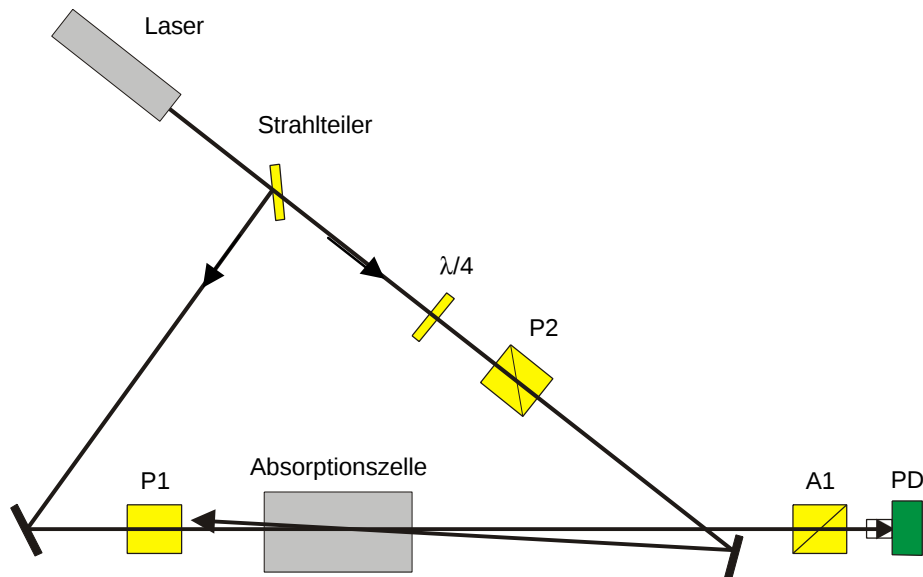


Abb. 2.10: Grundprinzip der dopplerfreien Polarisationspektroskopie [3]; A1: Analysator; P1-P2: Polarisatoren, PD: Photodiode

Um bei der Detektierung reine Lorentz-Profile zu erhalten, darf man laut *Demtröder* [3] die Polarisatoren nicht völlig kreuzen, sondern muß einen Winkel einstellen, der die Doppelbrechung der Zellenfenster ausgleicht. Man kann auch durch mechanischen Druck auf die Fenster der Zelle ihren Dichroismus reduzieren und somit die Signalhöhe des Polarisationssignals vergrößern.

3. Polarisationspektroskopische Experimente

In den folgenden Abschnitten werden sowohl die experimentellen Aufbauten als auch die damit durchgeführten Experimente vorgestellt und erläutert. Die mit diesen Experimenten erzielten Ergebnisse werden im 4. Kapitel beschrieben und im 5. diskutiert. Soweit ein Ergebnis jedoch schon auf den Aufbau und die Durchführung wesentlichen Einfluß hatte, wird dies bereits hier ausgeführt.

3.1 Allgemeine Voraussetzungen

Die dopplerfreie Polarisationspektroskopie sollte zunächst am stationären Kalium-Lidar aufgebaut werden. Der Lasertisch des Lidars bot direkt neben dem Seederlaser ausreichend Platz. Bei zufriedenstellenden Ergebnissen war ein weiterer, identischer Aufbau im mobilen Meßcontainer geplant. Da dort weniger Platz zur Verfügung steht, sollte die dopplerfreie Polarisationspektroskopie in einer zweiten Ebene über dem Laser entstehen. Um die Abdeckung darunterliegender Bauelemente so klein wie möglich zu halten, durfte die zweite Ebene ein Maß von ca. 120 x 45 cm nicht überschreiten.

3.2 Der Laser

Als Lichtquelle diene der in Kapitel 2.1.1 beschriebene Seederlaser. Während der Experimente wurde die Laserdiode des Seederlasers mit 101 mA bei 23,3°C betrieben. Der Seederlaser hatte damit eine Ausgangsleistung von ca. 10 mW und war bereits linear polarisiert. Der Laserstrahl des Seederlasers wurde in eine polarisationserhaltende Einmoden-Glasfaser eingekoppelt und so zur Polarisationspektroskopie weitergeleitet. Dadurch entstanden Leistungsverluste von ca. 30%, die durch die Glasfaser selbst und beim Ein-/Auskoppeln hervorgerufen wurden. Die indirekte Einkopplung hat aber den Vorteil, daß bei Justierarbeiten am Seederlaser die Polarisationspektroskopie nicht nachjustiert werden muß. Außerdem wäre es mit einer direkten Einkopplung über Spiegel nicht möglich gewesen, einen Aufbau im Meßcontainer zu realisieren.

3.3 Die Bauelemente

3.3.1 Auswahl der Bauelemente

Einige Bauteile, wie z.B. die Polarisatoren mit Drehhalter, eine Lambda-Viertel-Platte und Kleinteile, waren vor Beginn der Arbeiten bereits vorhanden. Für die noch fehlenden Bauelemente wurde entsprechend des Aufbauplans ein Materialplan erstellt. Danach konnte man festlegen, welche Ansprüche die Bauteile in Qualität und Abmaß zu erfüllen hatten. Für die Aufbaumaterialien (Stative, Säulen, Spiegelhalter) sollte das bereits vorhandene System erweitert werden. Es war vorgesehen, den Laserstrahl über eine Glasfaser in die Polarisationspektroskopie einzukoppeln. Um die bereits vorhandene Polarisation des Laserstrahls nutzen zu können, mußte eine polarisationserhaltende Singlemodeglasfaser verwendet werden. Für die Laboranwendung reichte eine leichte Faserummantelung aus, die Faser Ein-/Auskoppler sind auf die Fasereigenschaften abgestimmt. Da der Laser eine geringe Leistung hat, war es nicht nötig, teure Laserspiegel zu verwenden. Es wurden Breitband-Spiegel für einen Wellenlängenbereich von 650 nm bis 1000 nm verwendet, deren Reflexion bei 45° Einfallswinkel besser als 99% ist. Die Photodioden wurden anhand des spektralen Bereiches und der Anstiegszeit ausgewählt. Für einen weiteren Aufbau war es nötig, ein Breadboard¹ auszuwählen. Die Aufbaufläche sollte eine Größe von ca. 120 x 45 cm, mit einem Lochmaß von 0,25 cm betragen. Um eine bestmögliche Schwingungsdämpfung und Planheit zu gewährleisten, wurde ein Breadboard mit Wabenkern und 5 mm dicker ferromagnetischer Stahldeckplatte ausgewählt.

3.3.2 Erwerb der Bauelemente

Um die Bauelemente so kostengünstig wie möglich, aber auch in einer angemessenen Zeit zu Verfügung zu haben, wurde eine Kosten-Effizienz-Recherche durchgeführt. Im Rahmen dieser Recherche wurde von mehreren Firmen ein schriftliches Angebot angefordert. Auf Grundlage der eingegangenen Angebote wurden dann die Bauteile von verschiedenen Firmen bezogen. Ausgenommen davon waren die Aufbaumaterialien, da diese kompatibel zu dem bereits vorhandenen System sein sollten. Sie wurden direkt von

¹ Aufbauplatte mit besonderen Anforderungen an Planität und Schwingungsdämpfung, versehen mit einem bestimmten Lochraster.

der Firma Thorlabs bezogen. Aufgrund der Angebote konnten bei dieser Firma auch die benötigten Spiegel (BB1-E03), Blenden (ID12/M) und Photodioden (DET110/M) bestellt werden. Die polarisationserhaltende Glasfaser und das Breadboard für einen zweiten Aufbau wurden aufgrund der kurzen Lieferzeit von der Firma Linos bezogen. Bei der Firma Schäfter&Kirchhoff wurden auf die Glasfaser abgestimmte Faser Ein-/Auskoppler bestellt.

3.4 Die Absorptionszelle

Die bereits vorhandene Kaliumdampfzelle war für die Zwecke der Polarisations-spektroskopie ungeeignet, da sie nur auf einer Seite geöffnet war. Deshalb wurde auf Grundlage der bereits im Nachweiszweig des K-Lidars verwendeten Faradayzellen eine neue Kaliumdampfzelle (Abb. 3.1) konstruiert. Der wesentliche Unterschied besteht im Mantel, der den Glaszylinder umschließt, und einer zusätzlich angebrachten Photodiode, die Fluoreszenzsignale aus der Zellenmitte detektieren kann. Weitere Bestandteile der Zelle sind die Heizung, der Kühlring, sowie das Gehäuse mit Isolierung und Heizdrähten. In dem evakuierten Glaszylinder befindet sich Kalium im natürlichen Isotopenverhältnis, genau so wie es auf der Erde vorkommt. Der Glaszylinder ist in diesem Fall von einem Metallmantel umgeben und nicht von Magneten wie bei der Faradayzelle. Dieser Metallmantel schirmt den Glaszylinder gegen äußere Magnetfelder ab. Damit genügend freie Kaliumatome zur Verfügung gestellt werden können, ist die Kaliumdampfzelle mit einer regelbaren Heizung versehen. Mit der Temperaturregelung der Firma Horst (HT MC1) ist es möglich, bis auf 1/10 Grad genau die Temperatur zu regeln. Um ein Bedampfen der Zellenfenster zu vermeiden, werden nur die Enden des Glaszylinders beheizt und der mittlere Teil des Glaszylinders durch einen Kühlring leicht gekühlt. Somit kann sich ein ständiger Temperaturgradient von außen nach innen einstellen, der ein Bedampfen verhindert. Aufgrund der hohen Temperaturen der Absorptionszelle ist die Photodiode mit einer speziellen Teflonverbindung angebracht.

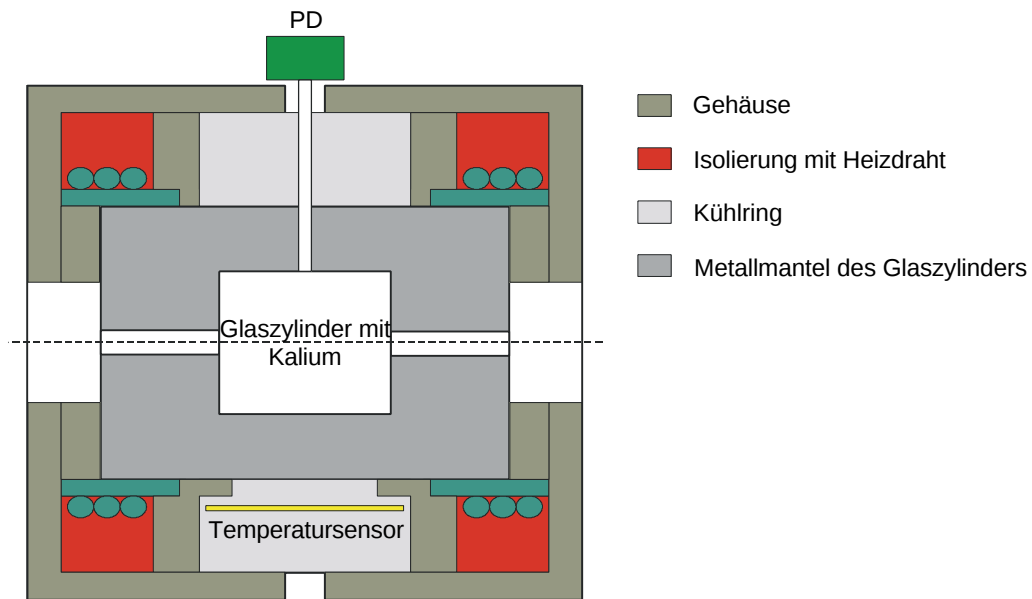


Abb. 3.1: Schnittdarstellung der Kaliumdampfzelle

3.4.1 Arbeitspunkt der Absorptionszelle

Um den Arbeitspunkt der Absorptionszelle festlegen zu können, wurde eine Temperaturkennlinie aufgenommen. Bei zu niedrigen Temperaturen sind nicht genügend Kaliumatome zur Anregung vorhanden, um ein starkes Polarisationsignal zu liefern. Ist die Temperatur zu hoch, so kommt es durch die hohe Anzahl der Kaliumatome zu Stoßverbreiterung, und die Hyperfeinstrukturlinien können nicht mehr ausreichend aufgelöst werden. Durch die Erfahrungen mit der Faradayzelle konnte man davon ausgehen, daß der optimale Temperaturpunkt zwischen 80 und 120° Celsius liegt. Dieser Temperaturbereich wurde in 5°-Schritten durchlaufen. Dabei darf nicht nur allein die Signalintensität Beachtung finden, es ist auch wichtig, wie scharf die Hyperfeinstrukturlinien abgebildet werden. Da die Schärfe der Hyperfeinstrukturlinien nicht direkt meßbar war, wurde sie subjektiv beurteilt. Die Temperaturkennlinie wurde mit dem ersten optischen Aufbau (siehe Kapitel 3.5.1) aufgenommen, sie ist in Abb. 3.2 dargestellt. Der gewählte Arbeitspunkt liegt danach bei 105° Celsius.

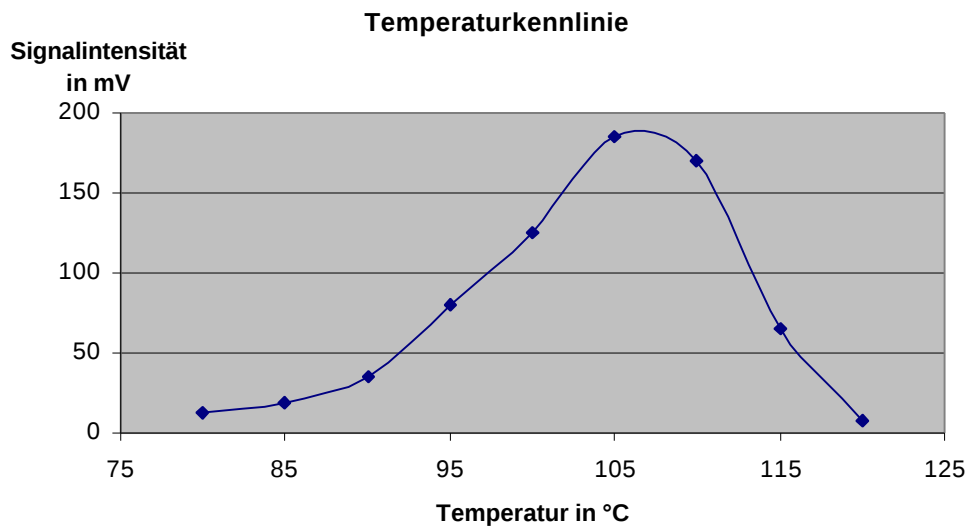


Abb. 3.2: Temperaturdiagramm mit interpolierter Temperaturkennlinie

3.5 Optischer Aufbau

Der erste Aufbau der Polarisationspektroskopie folgte dem Aufbau, wie er in Kapitel 2.2.1 erläutert wurde. In den zweiten und endgültigen Aufbau sind die gewonnenen Erfahrungen und Verbesserungen aus dem ersten Aufbau mit eingeflossen.

3.5.1 Erster optischer Aufbau

Der erste Aufbau der dopplerfreien Polarisationspektroskopie ist in Abb. 3.3 dargestellt. Nach dem Einkoppeln wird der Laserstrahl mit einem Strahlteiler in einen Pumpstrahl und in einen etwa gleich starken Probenstrahl aufgeteilt. Wie sich später herausstellte, ist das Teilungsverhältnis des Strahlteilers polarisationsrichtungsabhängig. Dadurch kann kein genaues Teilungsverhältnis zwischen Pumpstrahl und Probenstrahl angegeben werden. Der Probenstrahl wird nun in Richtung Kaliumdampfzelle umgelenkt (S1), durchläuft die Blende B1 und anschließend einen Glan-Laser-Polarisator (P1). Der Pumpstrahl durchläuft ebenfalls einen Glan-Laser-Polarisator (P2). Dieser Polarisator ist 45° zu P1 verdreht. Anschließend wird auch der Pumpstrahl in Richtung Kaliumdampfzelle umgespiegelt. Dieser Spiegelhalter (S2) ist so ausgeführt, daß er auf einer Seite keinen

Metallrand besitzt. Dadurch kann der Probenstrahl, der an diesem Spiegel vorbeiführt, direkt neben der Spiegelkante entlanglaufen. Außerdem wurde hier ein Metallspiegel verwendet. Dieser hat den Vorteil, daß er bis zum Rand beschichtet ist und sich dadurch ein kleinerer Kreuzungswinkel realisieren läßt. So können Probenstrahl und Pumpstrahl sehr dicht aneinandervorgeführt werden. Durch diese geometrische Anordnung der Strahlen ist es möglich, einen minimalen Kreuzungswinkel und damit eine ausreichende Überlappungslänge in der Kaliumdampfzelle zu realisieren. Dieses ist bei der Polarisationspektroskopie wichtig, da die Signalintensität einen quadratischen Zusammenhang mit der Überlappungslänge aufweist (*Demtröder* [3]). Um gleichzeitig die Leistung des Lasers messen zu können, werden 4% aus dem Pumpstrahl ausgekoppelt und auf eine Photodiode (PD2) umgelenkt (S4). Nachdem der Probenstrahl die Kaliumdampfzelle verlassen hat, trifft er auf den Analysator (A1). Der Analysator besteht ebenfalls aus einem Glan-Laser-Polarisator, nur ist er um 90° zum Polarisator P1 gedreht. Das Extinktionsvermögen des Polarisator-Analysator-Paares beträgt ca. 1:10000. Das Polarisationsignal wird nun auf die Photodiode (PD1) umgelenkt.

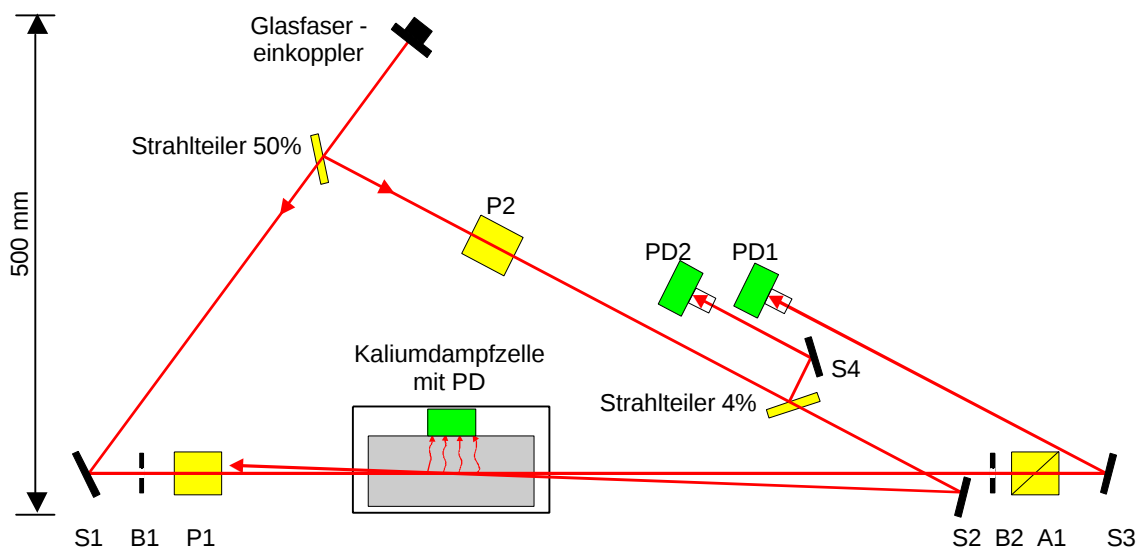


Abb. 3.3: Erster Aufbau der dopplerfreien Polarisationspektroskopie; A1: Analysator; B1, B2: Blenden; P1-P3: Polarisatoren; S1-S4: Spiegel

Aufgrund der unzureichenden Abschirmung der Photodiode (PD1) gegen Fremdlicht war es nicht möglich, Messungen im Hellen durchzuführen. Ein weiteres Problem stellten die Fenster der Kaliumdampfzelle dar. Diese waren nicht nur für einen Teil des Streulichtes verantwortlich, sondern trugen wegen ihrer depolarisierenden Eigenschaften zu einer

erhöhten Resttransmission im Polarisator-Analysator-Paar bei. Das Streulicht konnte mit einer Blende (B2) vor dem Analysator verdeckt werden. Die depolarisierenden Eigenschaften der Zellenfenster hätte man durch Verspannen der Fenster beheben können. Das hilft aber nur bedingt, da der Effekt auch von der Temperatur der Zellenfenster abhängt. Außerdem hätte die Kaliumdampfzelle völlig neu konstruiert werden müssen. Aus diesen Gründen wurde der depolarisierende Effekt in Kauf genommen. Bei Versuchen stellte sich aber heraus, daß es auch drauf ankam, an welcher Stelle der Strahl auf die Fenster trifft. Durch Schrägstellen der Zelle konnte eine leichte Verbesserung erzielt werden. Obwohl mit diesem Aufbau gute Ergebnisse erzielt wurden, erfüllte er nicht die Voraussetzungen, um im mobilen Meßcontainer eingesetzt werden zu können. Durch die Apertur des ersten Strahlteilers war es nicht möglich, den Aufbau schmaler als 50 cm zu gestalten. Es war deshalb notwendig, die dopplerfreie Polarisationspektroskopie in einer anderen Form neu aufzubauen.

3.5.2 Verbesserter optischer Aufbau

Der zweite Aufbau unterscheidet sich im wesentlichen in der Breite vom vorhergehenden. Durch eine völlig andere Strahlenführung ist es gelungen, eine Breite von 37,5 cm zu realisieren. Der Grundgedanke zu diesem Aufbau war ein Vier-Spiegel-System. Die exakte Geometrie ist in Abb. 3.4 dargestellt.

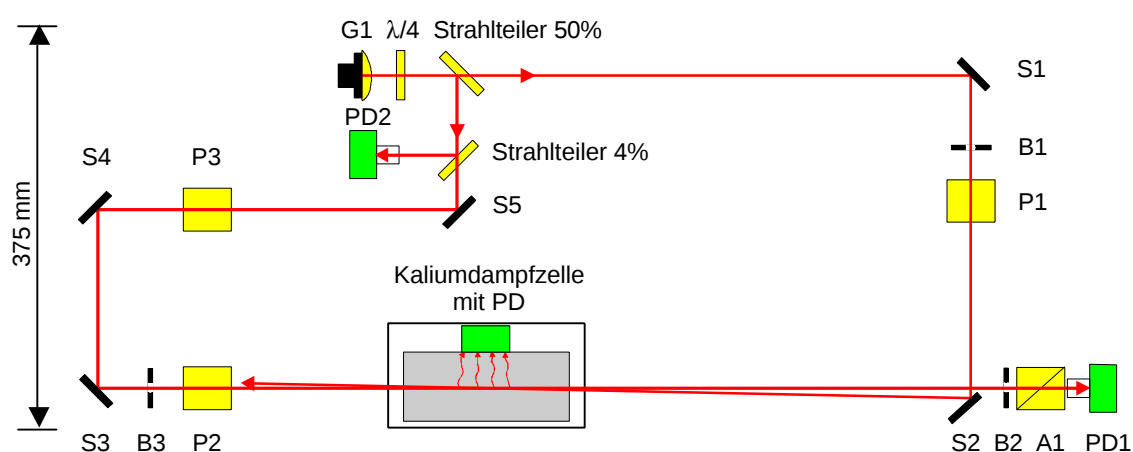


Abb. 3.4: Zweiter Aufbau der dopplerfreien Polarisationspektroskopie; A1: Analysator; B1-B3: Blenden; P1-P4: Polarisatoren; S1-S5: Spiegel

Der Glasfasereinkoppler (G1) ist bei diesem Aufbau mit einem Linsensystem versehen, der Fokus dieser Linsen ist so gewählt, daß der Brennpunkt im Zentrum der Kaliumdampfzelle liegt. Es wird somit eine höhere Energiedichte zur Anregung der Kaliumatome erzielt. Anschließend wird der vom Laser linear polarisierte Strahl mit einer Lambda-Viertel-Platte zirkular polarisiert. Der sich anschließende Strahlteiler ist dadurch nur noch geringfügig polarisationsrichtungsabhängig, das Teilungsverhältnis von Probenstrahl und Pumpstrahl beträgt 30 zu 70. Damit der Brennpunkt beider Strahlen in der Kaliumdampfzelle liegt, wurde der Strahlteiler so angeordnet, daß Pumpstrahl und Probenstrahl ungefähr den gleichen Weg zurücklegen müssen. Bevor der Probenstrahl die Kaliumdampfzelle durchläuft, wird er durch zwei Glan-Laser-Polarisatoren (P3 und P2) linear polarisiert. Durch den zweiten Polarisator P2 wird das Extinktionsvermögen der Polarisator-Analysator-Strecke erhöht (ca. 1:12000) und die Nachweisempfindlichkeit verbessert. Die Photodiode PD1 schließt sich bei diesem Aufbau direkt an den Analysator an. Somit konnten jetzt auch Messungen bei Raumlicht durchgeführt werden. Durch die geänderte Strahlenführung standen jetzt alle Spiegel 45° zum Einfallsstrahl. Das bedeutet, daß die Transmission der Spiegel kleiner als 1% ist. Der im Pumpstrahl befindliche Metallspiegel S2 wurde durch einen dielektrischen Spiegel ersetzt. Metallspiegel haben den Vorteil, daß sie bis zum Rand beschichtet sind. Die Reflexion dieser Spiegel ist jedoch ca. 15 bis 20% geringer als bei dielektrischen Spiegeln, außerdem erhalten sie auch nicht die Polarisationsrichtung zu 100%. Auch wenn der Kreuzungswinkel gegenüber dem ersten Aufbau mit Metallspiegeln größer ist, so besitzt der Pumpstrahl jetzt ca. 20% mehr Leistung. Da die Signalintensität nichtlinear mit der Laserleistung zusammenhängt, gelang es somit, die Signalintensität zu verdoppeln. Auch die Kaliumdampfzelle wurde im Vergleich zum ersten Aufbau verbessert, indem anstelle des Aluminiummantels jetzt ein Weicheisenmantel verwendet wurde. Durch ihn gelang es, die Kaliumzelle völlig gegen schwache äußere Magnetfelder, z.B. das Erdmagnetfeld abzuschirmen. Dieser Aufbau der dopplerfreien Polarisations-spektroskopie stellte eine gute Lösung der Aufgabenstellung dar. Aufgrund der geringen Baubreite konnte sogar noch Platz eingespart werden. Mit diesem Aufbau wurden die Meßergebnisse gewonnen, welche im folgenden Kapitel dargestellt werden.

3.6 Meßverfahren

Es kamen zwei Meßprinzipien zum Einsatz. Während des Lidarbetriebes sollen die Meßdaten der Polarisationspektroskopie kontinuierlich aufgenommen werden. Das zweite Meßverfahren diente zu Kalibrationszwecken des Spektrumanalyzers. Es sollte möglich sein, den Seederlaser schrittweise auf eine Hyperfeinstrukturlinie nach der anderen zu stabilisieren.

3.6.1 Kontinuierlicher Meßbetrieb

Um Signale kontinuierlich detektieren zu können, mußte die Wellenlänge des Seederlasers so gesteuert werden, daß sie über die gesamte Kalium (D_1)-Linie fährt. Durch den Anschluß eines Voltcraft Funktionsgenerators (Modell FG-506) an die Steuereinheit des Seeders war es möglich, die Wellenlänge des Diodenlasers entsprechend zu steuern. Damit die Wellenlängenänderung pro Zeiteinheit immer gleich groß bleibt, wurde der Funktionsgenerator auf Dreiecksfunktion eingestellt. Die Frequenz, mit der die Seederwellenlänge über die Kalium (D_1)-Linie fuhr, betrug bei allen Versuchen 5 Hz. Zur Detektierung des Polarisationssignals, der Laserleistung und des Fluoreszenzlichtes diente jeweils eine Photodiode. Die drei Meßsignale wurden dann mit einem Oszilloskop der Marke Tektronix (Modell TDS 680 B) aufgenommen. Als Trigger war der Synchronisationsausgang des Funktionsgenerator an das Oszilloskop angeschlossen. Eine Schnittstelle zum direkten Auslesen der Meßdaten war geplant, aber vorerst konnten die gewonnen Meßdaten im Oszilloskop abgespeichert werden. Die Auswertung der gespeicherten Meßdaten erfolgte mit einem handelsüblichen PC und einer eigens entwickelten Software.

3.6.2 Stabilitätsmessung

Bei diesem Meßverfahren sollte es möglich sein, mit Hilfe eines Lock-In Reglers die Seederwellenlänge mit minimalen Variationen auf eine Hyperfeinstrukturlinie zu stabilisieren. Das Eingangssignal des Lock-In Reglers war das Polarisationsignal der Photodiode. Als Referenzsignal diente der Triggerausgang der Seedersteuerung. An diese Steuerung war auch das Ausgangssignal des Lock-In Reglers angeschlossen. Die Amplitude, mit der die Laserdiode über die Hyperfeinstrukturlinie variierte, wurde dann auf

einen minimalen Wert eingestellt. Der Theorie nach sollte die Scanfrequenz möglichst hoch sein, aber eine Erhöhung auf mehr als 200 Hz war nicht möglich. Jetzt konnte der Lock-In Regler eingeschaltet und die Parameter für Phasenlage, Rückkopplung und Zeitkonstante eingestellt werden. Um den Seederlaser auf eine andere Hyperfeinstrukturlinie zu stabilisieren, mußte der Lock-In Regler ausgeschaltet werden. Dann wurde die Wellenlänge auf die nächste Linie gefahren und der Lock-In Regler wieder eingeschaltet. Ein kleiner Teil des Seederlaserstrahls wurde in den Spektrumanalyzer eingekoppelt. Mit Hilfe des Spektrumanalyzers und der Auswertungssoftware konnte überprüft werden, wie genau es möglich war, die Seederwellenlänge auf die Hyperfeinstrukturlinien zu stabilisieren.

4. Ergebnisse

Die gewonnenen Ergebnisse werden in diesem Kapitel anhand einiger ausgewählter Beispiele dargestellt. Dabei werden die beiden Meßverfahren getrennt betrachtet und erläutert. Die Diskussion der Ergebnisse und eine allgemeine Fehlerbetrachtung findet im Kapitel 5 statt.

4.1 Auswertung Kontinuierlicher Meßbetrieb

Der in Kapitel 2.5.2 beschriebene Aufbau diente zur Gewinnung der Rohdaten. Die Rohdaten wurden zunächst über mehrere Perioden gemittelt und auf einem Oszilloskop dargestellt. Danach wurden sie auf einen Computer zur Auswertung übertragen. Die Auswertungssoftware rechnete die Rohdaten (Spannung/Zeit) in (Intensität/Frequenz) um. Anschließend wurden die Meßdaten mit einem Glättungsfilter bearbeitet und die Maxima bestimmt. Nun konnte eine Eichkonstante zwischen zwei Maxima festgelegt werden, die mit den relativen Abständen in Tab. 4.1 übereinstimmt. Danach wurde festgelegt, welcher Peak mit dem Nullpunkt der Frequenzskala übereinstimmen sollte. Entsprechend der Eichkonstante und dem Nullpunkt wurden dann die Frequenzablagen der restlichen Peaks ermittelt und ein geeichtes Polarisationspektrum auf der Bedieneroberfläche (siehe Anlage A, Abb. A1) dargestellt. Zusätzlich zu den Polarisationspektren wurden Fluoreszenzspektren mit der an der Absorptionszelle angebrachten Photodiode aufgenommen. Diese Spektren dienen nur als Vergleich, da sie ein wesentlich schlechteres Signal/Rausch-Verhältnis als das der Polarisationspektren aufweisen. Aufgrund von Resonanz-Signalen (cross-over), wie bei *Demtröder* [3] nachzulesen ist, wurden die Spektren linienreicher. Die Frequenzen der cross-over-Signale und der Hyperfeinstrukturlinien (Tab. 2.1) sind gemeinsam in Tab. 4.1 dargestellt.

Tab. 4.1: Hyperfeinstrukturlinien und cross-over-Signale für ^{39}K , Frequenzen in MHz

Signalart	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Hyperfeinstrukturlini.	-208,2		-152,1				253,5		309,6
cross-over-Signale		-180,2		22,7	50,7	78,7		281,1	
relative Lage	0	28,0	56,1	230,9	258,9	286,9	461,7	489,8	517,8

Das Polarisationspektrum besteht wegen der cross-over-Signale aus 9 Linien, wobei die rechte Serie (H3, C5, H4) aufgrund der relativen Linienstärke von H3 (siehe Tab. 2.1) schwächer ausgeprägt ist. In Abb. 4.1 ist ein typisches Spektrum der dopplerfreien Polarisationspektroskopie dargestellt, die darunterliegende Tab. 4.2 gibt die Frequenzablagen, ermittelten Frequenzen und Abweichungen wieder.

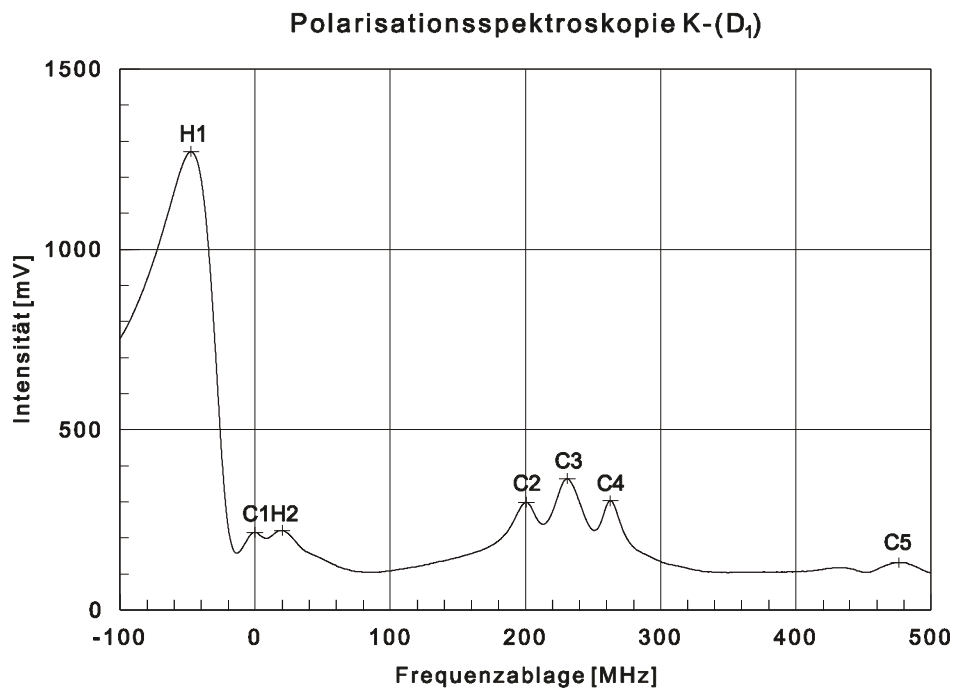


Abb. 4.1: Spektrum 1, zwei aufgelöste und eine in sich gefaltete Serie

Tab. 4.2: Auswertung zu Abb. 4.1, alle Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Frequenzablage	-44,3	0,0	20,2	201,6	230,9	262,0		476,1	
Ermittelte P.-lage	-224,5	-180,2	-160,0	21,4	50,7	81,8		295,9	
Abweichung	-16,3	E	-7,9	-1,3	E	3,1		14,3	

In Abb. 4.1 erkennt man links und in der Mitte zwei aufgelöste Serien, die jeweils aus drei Peaks bestehen. Am rechten Rand befindet sich eine weitere Serie, die aber nicht aufgelöst wurde. Die zwei Hyperfeinstrukturlinien (H1, H2) und der cross-over (C1) der linken Serie sind sehr ungleichmäßig, aber eindeutig aufgelöst. Im Gegensatz dazu ist die

rechte Serie, die ebenfalls aus zwei Hyperfeinstrukturlinien (H3, H4) und einem cross-over (C5) besteht, in sich zusammengefaltet. Am gleichmäßigsten ist die sich in der Mitte befindende cross-over Serie (C3, C4, C5) abgebildet. Peak C2 wurde als Nullpunkt für die Wellenlängenskala festgelegt. Die Eichkonstante wurde zwischen Peak C2 und C3 mit 231 MHz festgelegt, deshalb ist hier keine Abweichung angegeben, sondern ein E eingetragen (Tab. 4.2). Da die Peaks H3 und H4 nicht ermittelt werden konnten, sind sie ebenfalls nicht aufgeführt. Die Peaks der ungleichmäßig abgebildeten linken Serie haben eine Abweichung von -16,3 MHz, die gefaltete rechte Serie hat mit 14,3 MHz ebenfalls eine große Abweichung. Am gleichmäßigsten konnte die mittlere Serie aufgelöst werden. Die Abweichung von C3 beträgt -1,3 MHz und von C5 3,1 MHz. Die mittlere Abweichung dieses Spektrums beträgt 8,1 MHz. Durch minimales Verdrehen des Analysators oder durch minimales Drehen der Polarisationsachse des Pumpstrahls ist es möglich, die Auflösung und Schärfe der Polarisationspektren zu verändern. Dabei hat sich gezeigt, daß es nicht möglich ist, alle drei Serien gleichzeitig aufzulösen. Es scheint also notwendig, sich auf eine der drei Serien zu konzentrieren. Das hat den Nachteil, daß aufgrund der kurzen Eichkonstante die Spektren nicht mehr so genau bestimmt werden können. In der Abb. 4.2 wurde versucht, die linke Serie so gut wie möglich abzubilden. Die ermittelten Frequenzen und Abweichungen dieser Abbildung sind in der folgenden Tab. 4.3 dargestellt.

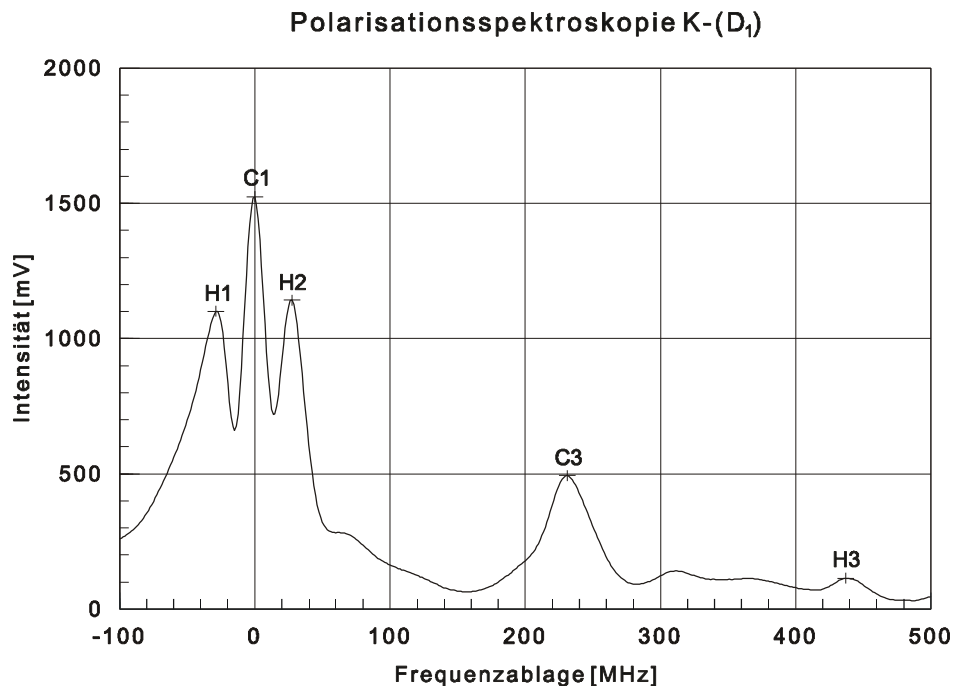


Abb. 4.2: Spektrum 2, eine aufgelöste und zwei in sich gefaltete Serien

Tab. 4.3: Auswertung zu Abb. 4.2, alle Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ^{39}K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Frequenzablage	-28,7	0,0	27,5		230,9		437,0		
Ermittelte P.-lage	-208,9	-180,2	-152,7		50,7		256,8		
Abweichung	-0,7	E	-0,6		E		3,3		

Der Nullpunkt und die Eichkonstante sind genau wie bei der vorangegangenen Abbildung gewählt. Es ist zu erkennen, daß die linke Serie tiefe Einschnitte aufweist, und daß der cross-over C1 höher als die Hyperfeinstrukturlinien H1 und H2 ist, die Peaks der mittleren und rechten Serie sind in sich zusammengefasst. Die Abweichungen der linken Serie sind mit -0,7 MHz bzw. -0,6 MHz sehr klein. Ein Polarisationsspektrum, bei dem zwei Serien mit sehr tiefen Einschnitten aufgelöst werden konnten, ist in Abb. 4.3 dargestellt. In der sich anschließenden Tab. 4.4 sind die Frequenzen und Abweichungen aufgeführt.

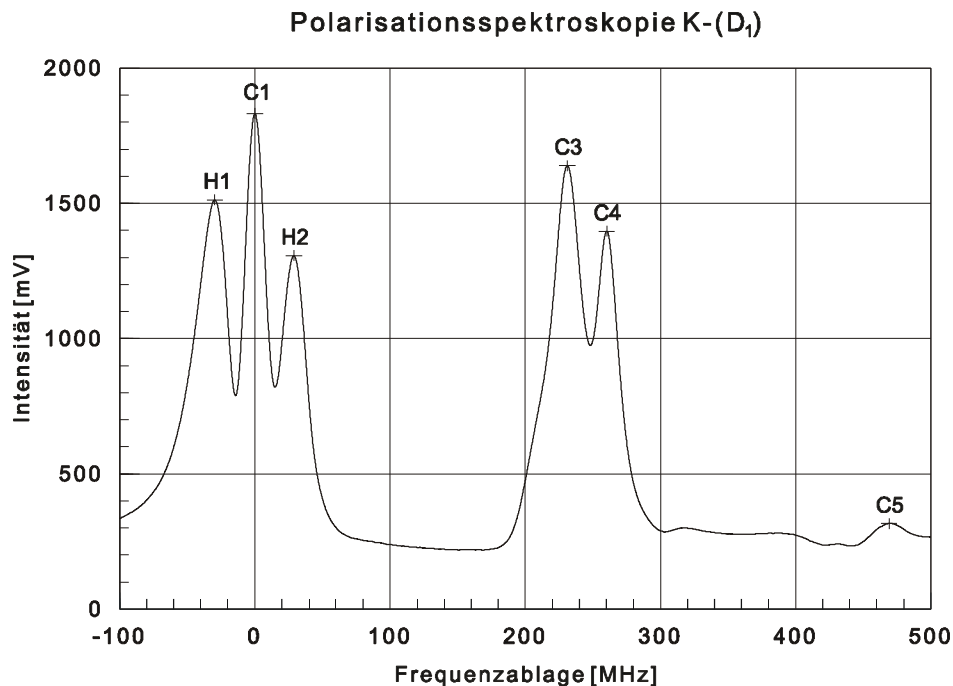


Abb. 4.3: Spektrum 3, eine aufgelöste und zwei gefaltete Serien

Tab. 4.4: Auswertung zu Abb. 4.3, alle Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ^{39}K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Frequenzablage	-29,9	0,0	28,9		230,9	260,0		469,1	
Ermittelte P.-lage	-210,1	-180,2	-151,3		50,7	79,8		288,9	
Abweichung	-1,9	E	0,8		E	1,1		7,3	

Die linke Serie konnte wieder völlig aufgelöst werden. Hier sind genau wie bei der vorangegangenen Abbildung tiefe Einschnitte zu erkennen. Bei der mittleren Serie konnten nur die cross-over C3 und C4 aufgelöst werden, die Peaks der rechten Serie sind wie bei den anderen Abbildungen in sich gefaltet. In der folgenden Abb. 4.4 werden Spektrum 1 (Abb. 4.1) und Spektrum 3 (Abb. 4.3) miteinander verglichen. Die ermittelten Frequenzen und Abweichungen sind für beide Spektren in Tab. 4.5 dargestellt.

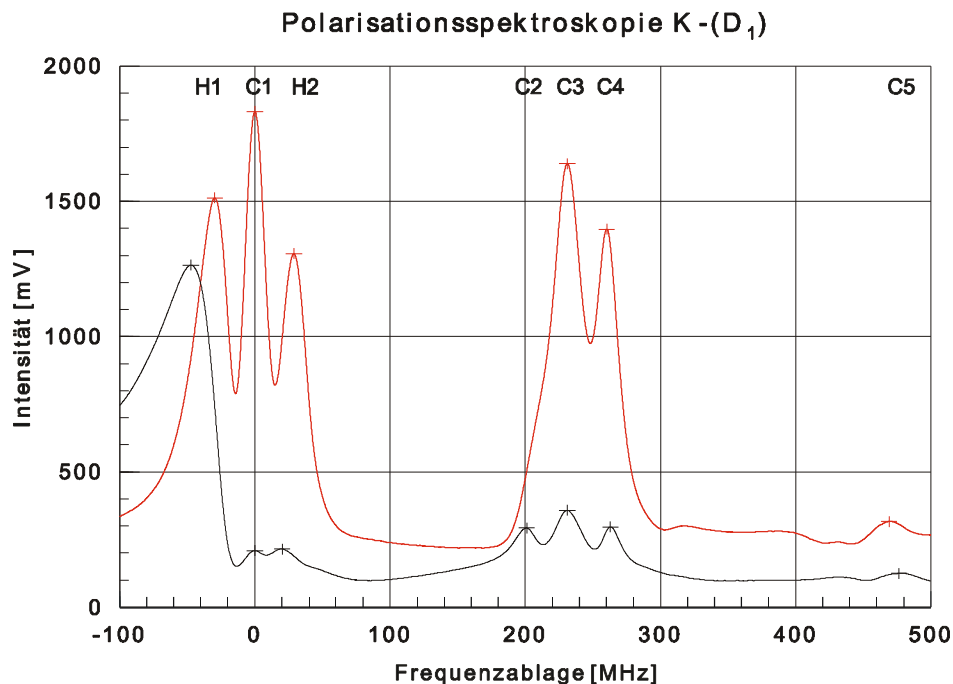


Abb. 4.4: schwarz: Spektrum 1, rot: Spektrum 3

Tab. 4.5: Auswertung zu Abb. 4.4, alle Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ^{39}K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Ermittelte P.-lage 1	-224,5	-180,2	-160,0	21,4	50,7	81,8		295,9	
Abweichung 1	-16,3	E	-7,9	-1,3	E	3,1		14,3	
Ermittelte P.-lage 3	-210,1	-180,2	-151,3		50,7	79,8		288,9	
Abweichung 3	-1,9	E	0,8		E	1,1		7,3	
Abweichung 1 zu 3	-14,4	E	-8,7		E	2		7	

Bei der linken Serie erkennt man, daß die Peaks H1 und H2 von Spektrum 1 gegenüber denen des Spektrum 3 nach links verschoben sind. Die gefaltete rechte Serie ist dagegen genau in die andere Richtung verschoben. Die beste Übereinstimmung ist bei Peak C4 festzustellen, die Abweichung der Spektren untereinander beträgt 2 MHz. In der folgenden vergrößerten Abb. 4.5 wird die linke Serie des Spektrums 2 (Abb. 4.2) mit der des Spektrums 3 (Abb. 4.3) verglichen. In Tab. 4.6 sind für beide Ausschnitte die ermittelten Frequenzen und Abweichungen aufgeführt.

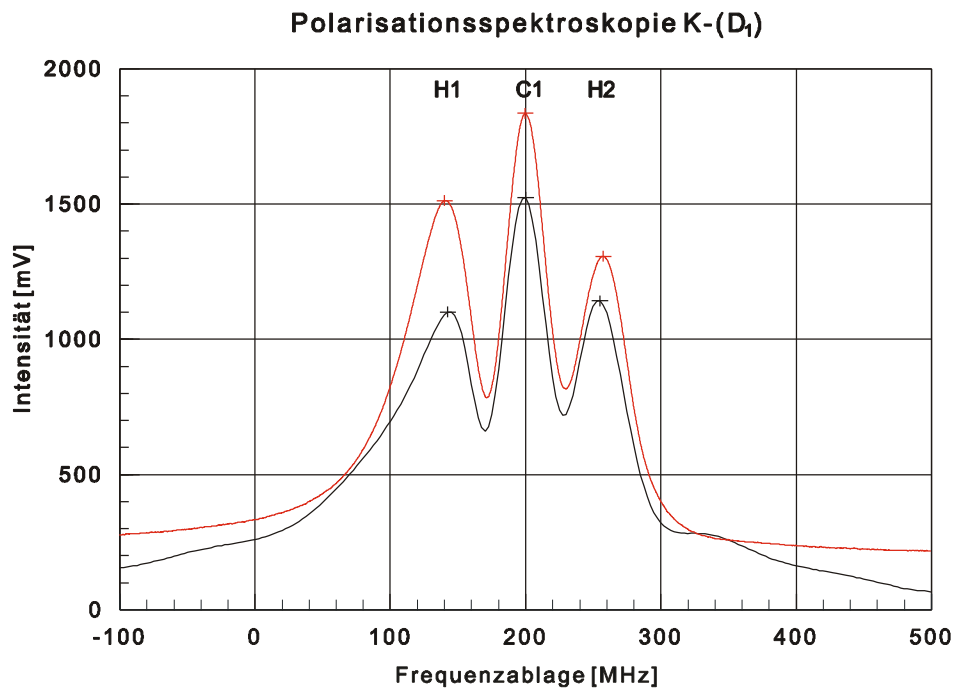


Abb. 4.5: schwarz: Spektrum 2, rot: Spektrum 3

Tab. 4.6: Auswertung zu Abb. 4.5, alle Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ^{39}K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Ermittelte P.-lage 2	-208,9	-180,2	-152,7		50,7		256,8		
Abweichung 2	-0,7	E	-0,6		E		3,3		
Ermittelte P.-lage 3	-210,1	-180,2	-151,3		50,7	79,8		288,9	
Abweichung 3	-1,9	E	0,8		E	1,1		7,3	
Abweichung 1 zu 2	1,2	E	-1,4		E				

Wie man aus der Tab. 4.6 entnehmen kann, sind die Hyperfeinstrukturlinien H1 und H2 des Spektrums 3 etwas nach außen verschoben. Dagegen scheint das gesamte Spektrum 2 ein wenig in den negativen Bereich verschoben zu sein. Beide Serien stimmen aber sehr gut überein. Untereinander haben sie eine Abweichung von 1,2 MHz bzw. -1,4 MHz. Wie bereits erwähnt, wurden auch Fluoreszenzspektren mit diesem Aufbau angefertigt. Ein solches Spektrum wird in Abb. 4.6 gezeigt, die dazugehörenden Werte sind in der darauf folgenden Tab. 4.7 aufgeführt.

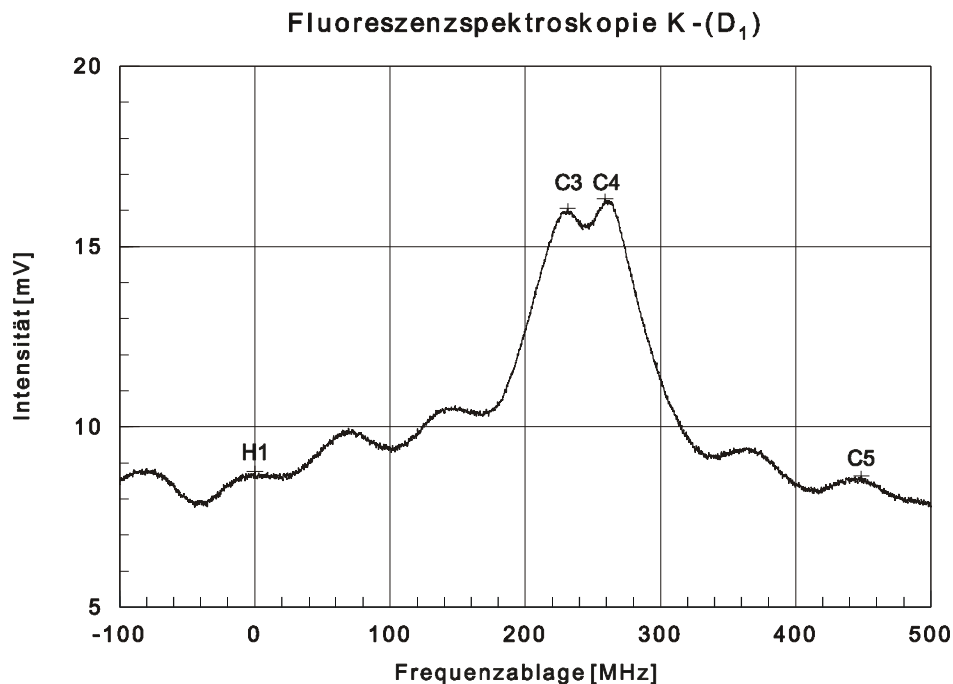


Abb. 4.6: Fluoreszenzspektrum 1

Tab. 4.7: Auswertung zu Abb. 4.6, alle Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Frequenzablage		0,0			230,9	259,5		448,5	
Ermittelte P.-lage		-180,2			50,7	79,3		268,3	
Abweichung		E			E	0,6		-13,3	

Obwohl über mehrere Perioden gemittelt wurde und eine Glättung durch die Auswertesoftware vorgenommen wurde, ist noch immer ein starkes Rauschen vorhanden. Bei näherer Betrachtung erkennt man, daß die eigentliche Kurve mit einer Wellenstruktur überlagert ist. Außerdem ist die Signalstärke um den Faktor 50 kleiner als bei der Polarisationsspektroskopie. Trotzdem ist es gelungen, vier Linien zu detektieren. Die Eichkonstante ist auch hier wieder zwischen Peak C1 und C3 mit 231 MHz festgelegt. Bei diesem Spektrum konnten von der mittleren Serie die cross-over C3 und C4 aufgelöst werden. In der linken und rechten Serie wurden ebenfalls die cross-over C1 Bzw. C5 aufgelöst. Die zwei cross-over in der Mitte sind sehr genau bestimmt, die Abweichung des

rechten ist dagegen sehr groß. Jetzt ist es möglich, die Spektren der Fluoreszenz- und Polarisationspektroskopie zu vergleichen. Der Vergleich soll erkennen lassen, inwieweit die Fluoreszenzspektroskopie mit der Polarisationspektroskopie übereinstimmt. In Abb. 4.7 ist das Polarisationspektrum 3 (Abb. 4.3) mit dem Fluoreszenzspektrum 1 (Abb. 4.6) überlagert. In Tab. 4.8 sind die genauen Werte zu entnehmen.

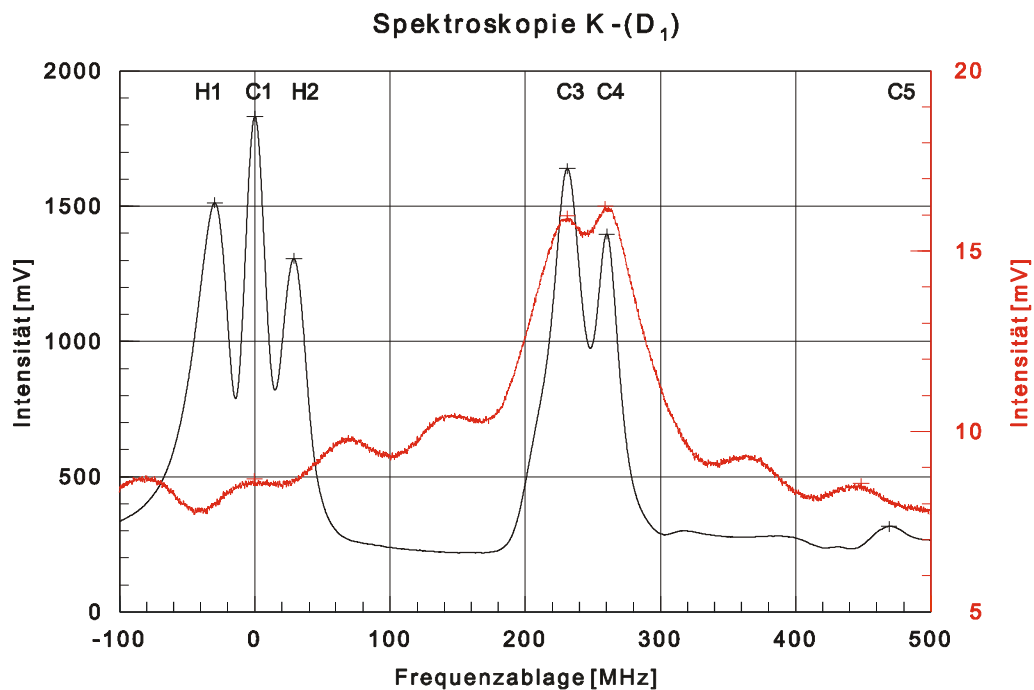


Abb. 4.7: schwarz: Polarisationspektrum 3, rot: Fluoreszenzspektrum 1

Tab. 4.8: Auswertung zu Abb. 4.7, alle Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Ermittelte P.-lage 1		-180,2			50,7	79,3		268,3	
Abweichung 1		E			E	0,6		-13,3	
Ermittelte P.-lage 3	-210,1	-180,2	-151,3		50,7	79,8		288,9	
Abweichung 3	-1,9	E	0,8		E	1,1		7,3	
Abweichung 1 zu 3		E			E	-0,5		-20,6	

Da die Eichkonstante bei beiden Abbildungen zwischen Peak C1 und C3 liegt, kann hier kein Vergleich vorgenommen werden. Es ist eine Übereinstimmung bei Peak C4 mit einer

Abweichung von -0,5 MHz zu finden. Peak C8 hat mit -20.6 MHz eine sehr große Abweichung, so daß hier auch kein Vergleich angestellt werden kann.

4.2 Auswertung Stabilitätsmessung

Um festzustellen, wie gut sich die Seederlaserwellenlänge mit Hilfe eines Lock-In Reglers auf eine Hyperfeinstrukturlinie stabilisieren läßt, wurde ein kleiner Teil des Laserstrahls in den Spektrumanalyzer eingekoppelt. Nachdem die entsprechenden Parameter des Lock-In Reglers eingestellt waren, wurden mit der Auswertungssoftware einige 1000 Pulse des Spektrumanalyzers ausgelesen. Daraus wurden dann Histogramme erstellt und die Wellenlängeablage des Seederlasers ermittelt. In Tab 4.9 sind diese in Frequenzablagen umgerechnet und die daraus folgenden Peaklagen dargestellt. Die Abbildungen wurden mit den gleichen Einstellungen des polarisationsspektroskopischen Aufbaus erzielt, wie sie zur Aufnahme des Polarisationspektrums 2 in Abb. 4.2 verwendet wurden. So war es möglich, den Seederlaser nacheinander auf die Peaks H1, C1, H2, C3 und H3 des Polarisationspektrums 2 zu stabilisieren. In Abb. 4.8 ist das Histogramm des Peaks H1 dargestellt.

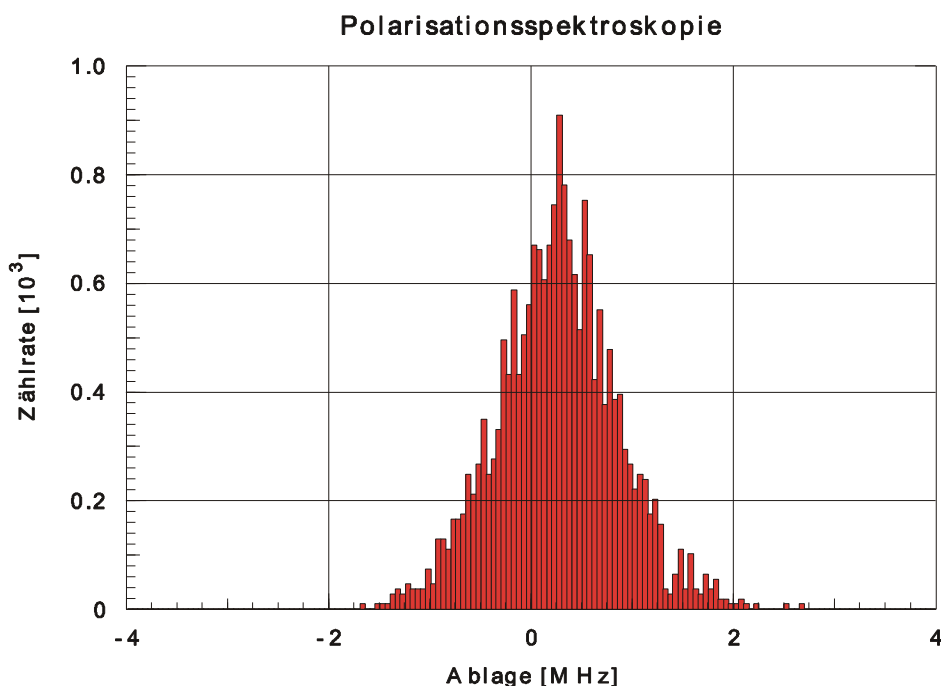


Abb. 4.8: Histogramm 1, Peak H1 des Polarisationspektrums 2

Die Einstellungen des Lock-In Reglers mußten nur für die Peaks C3 und H3 verändert werden. Ansonsten betrug der Wert für die Rückkopplung 1 mV, die Zeitkonstante war 1 Sekunde, und die Phasenlage betrug ca. 90°. Das Histogramm 1 ist sehr gleichmäßig ausgeprägt. Daran kann man erkennen, mit welcher Abweichung die Wellenlänge des Seederlasers auf den Peak H1 stabilisieren werden konnte. Die Nullpunktlage des Histogramms ist dabei nicht wichtig. Entscheidend ist, daß es eine gleichmäßige Form besitzt und schmal ist. Je schmäler das Histogramm ist, desto besser konnte die Wellenlänge des Seederlasers stabilisiert werden. Die Halbwertsbreite des Histogramms beträgt 1,1 MHz, die mit dem Spektrumanalyzer ermittelte Wellenlängenablage beträgt 0,7167 pm. Die Halbwertsbreite ist ein Anhaltspunkt dafür, mit welcher Genauigkeit der Peak bestimmt wurde. Das heißt, der Seederlaser konnte mit einer Abweichung von $\pm 0,55$ MHz auf die Hyperfeinstrukturlinie H1 stabilisiert werden. Außerdem kann anhand der Halbwertsbreite ein Vergleich der Histogramme vorgenommen werden. Bei Histogramm 2 (Abb. 4.9) wurde die Wellenlänge des Seederlasers auf den Peak C1 des Polarisationspektrums 2 stabilisiert.

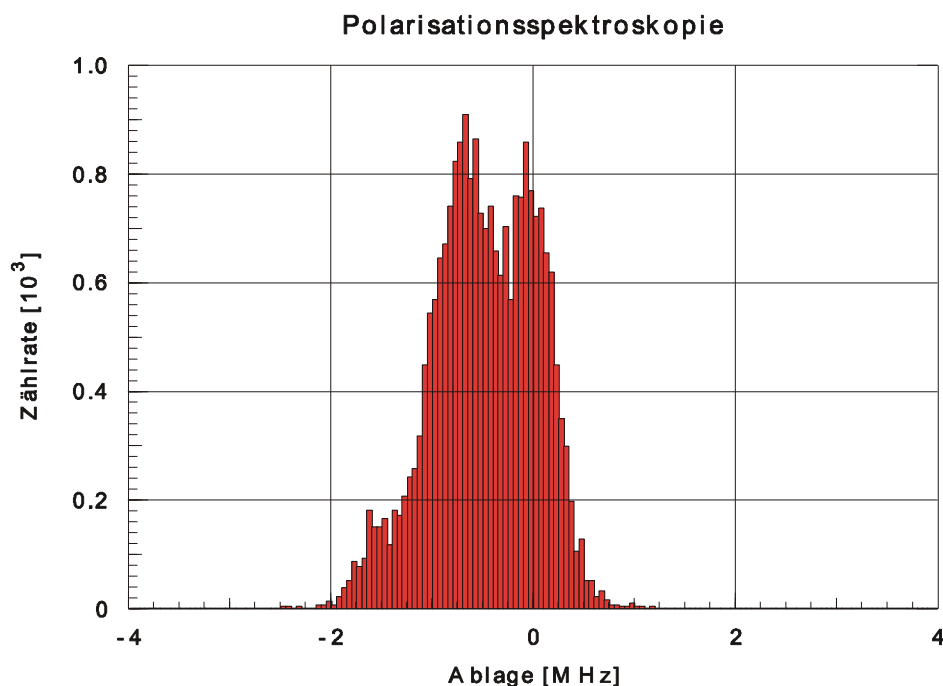


Abb. 4.9: Histogramm 2, Peak C1 des Polarisationspektrums 2

Die Form dieses Histogramms ist etwas untypisch, weil man zwei ausgeprägte Spitzen erkennen kann. Dies bedeutet, daß die Wellenlänge des Seederlasers zwischen zwei

Wellenlängen hin und her geschwungen ist. Außerdem haben die Flanken des Histogramms unterschiedliche Anstiege, die linke Flanke hat einen flacheren Anstieg als die rechte. Die Halbwertsbreite ist aber mit 1,3 MHz nur geringfügig breiter als beim vorangegangenen Histogramm, die Wellenlängenablage beträgt 0,7683 pm. Um eine Vergleichsmöglichkeit mit den Ergebnissen des Polarisationspektrums 2 zu schaffen, wurde diese Wellenlängenablage in Tab. 4.9 als Nullpunkt definiert. In der nächsten Abb. 4.10 wurde die Seederlaserwellenlänge auf den Peak H2 stabilisiert.

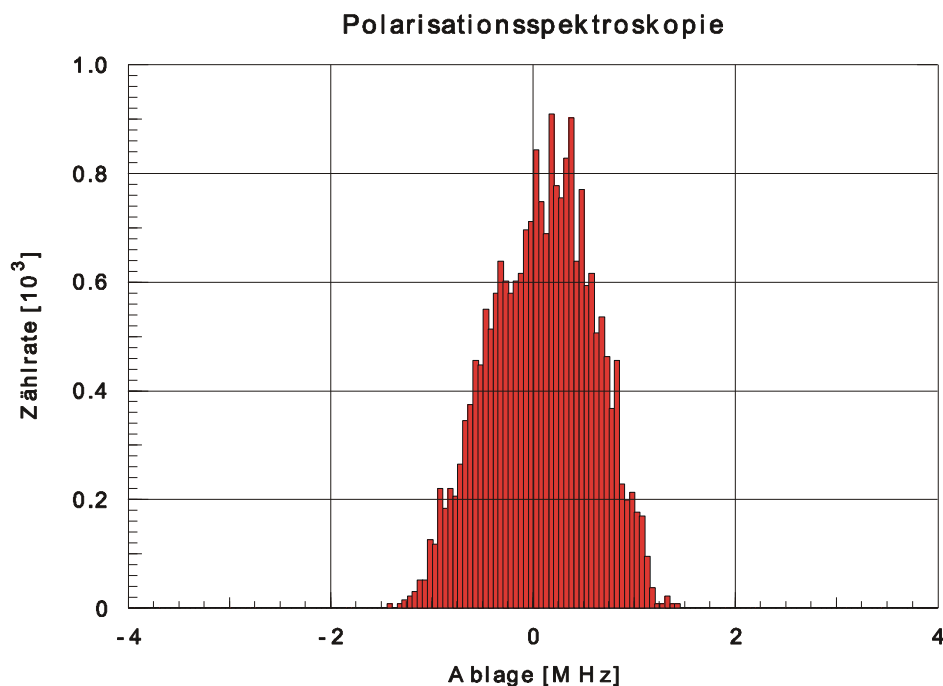


Abb. 4.10: Histogramm 3, Peak H2 des Polarisationspektrums 2

Dieses Histogramm hat wieder eine gleichmäßige schmale Form. Die linke Flanke hat ebenfalls einen flacheren Anstieg als die rechte. Die Halbwertsbreite beträgt aber wie beim vorherigen Histogramm 2 genau 1,3 MHz. Die mit dem Spektrumanalyzer ermittelte Wellenlängenablage beträgt 0,8232 pm. Als nächstes wurde der Seederlaser auf den Peak C3 des Polarisationspektrums 2 stabilisiert. Hierbei und bei Peak H3 war es nötig, die Empfindlichkeit der Rückkopplung auf 0,01 mV zu erhöhen. Auf der folgenden Seite wird in Abb. 4.11 das Histogramm des Peaks C3 dargestellt.

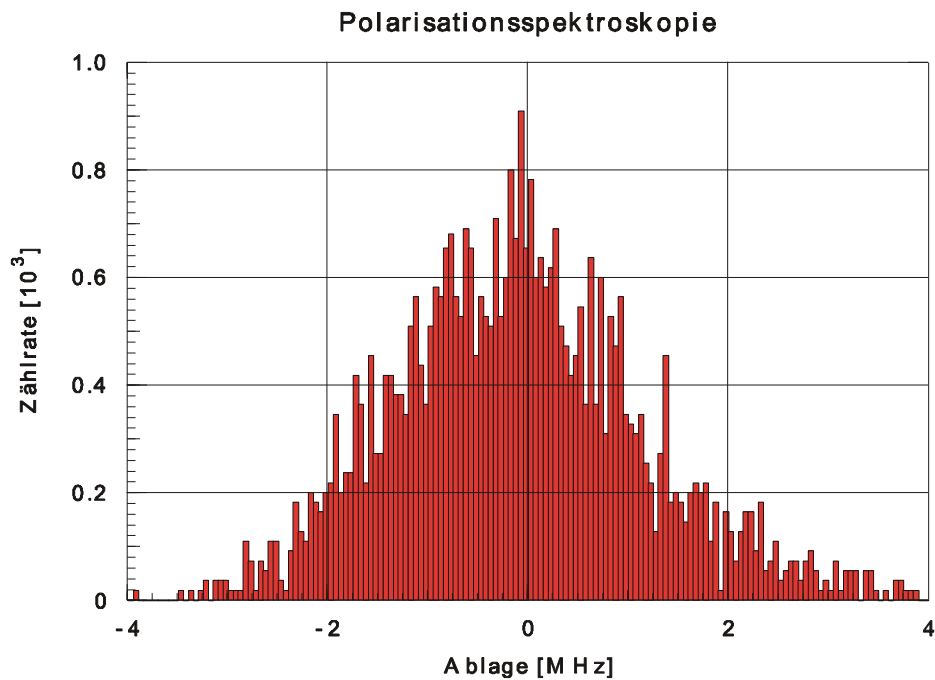


Abb. 4.11: Histogramm 4, Peak C3 des Polarisationsspektrums 2

Es ist deutlich zu erkennen, daß dieses Histogramm sehr breit ist. Es erstreckt sich über den gesamten Meßbereich. Die Halbwertsbreite von 2,1 MHz ist fast doppelt so groß wie bei den vorangegangenen Histogrammen. Mit dem Spektrumanalyzer wurde eine Wellenlängenablage von 1,2315 pm ermittelt. Zuletzt wurde der Seederlaser auf die Hyperfeinstrukturlinie H3 stabilisiert. Das dazugehörige Histogramm 5 ist auf der folgenden Seite in Abb. 4.12 abgebildet.

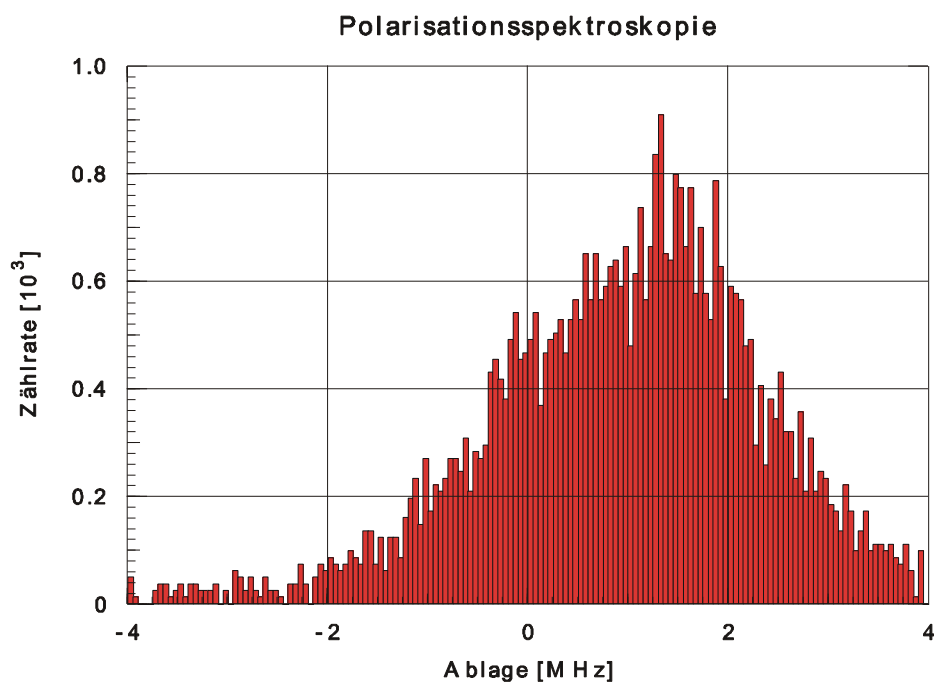


Abb. 4.12: Histogramm 5, Peak H4 des Polarisationsspektrums 2

Dieses Histogramm ist ebenfalls sehr breit, außerdem hat es mit 2,6 MHz die größte Halbwertsbreite von allen Histogrammen. Die Wellenlängenablage des Spektrumanalyzers beträgt 1,2651 pm. In der folgenden Tab. 4.9 sind die Wellenlängenablagen (pm) in Frequenzablagen (MHz) umgerechnet und die Peaklage ermittelt werden.

Tab. 4.9: Stabilitätsmessung, Wellenlängenablage in pm, Frequenz in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Wellenlängenabl.	0,7167	0,7683	0,8232		1,2315		1,2651		
Peaklage ^{39}K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Frequenzablage	-26,1	0,0	27,7		234,2				
Ermittelte P.-lage	-208,2	-180,2	-152,5		54,0		251,2		
Abweichung	1,9	0,0	-0,4		3,3		-2,3		

5. Diskussion

Am Anfang der Diskussion werden die Ergebnisse aus Kapitel 4.1 mit der Literatur verglichen. Anschließend werden die Spektren und deren Vergleich untereinander diskutiert. Im abschließenden Teil erfolgt eine allgemeine Fehlerbetrachtung.

5.1 Diskussion der Ergebnisse

Anstelle des von *Demtröder* [3] favorisierten Dreiecksaufbaus der dopplerfreien Polarisationspektroskopie wurde ein platzsparendes Ringsystem geschaffen. Mit diesem System wurden die Spektren des $4s\ ^2S_{1/2} \leftrightarrow 4p\ ^2P_{1/2}$ ($\lambda=769,898\text{ nm}$) Überganges der Kalium (D_1)-Linie aufgenommen. Laut *Saloman* [8] werden bei diesem Übergang die stabilen Isotope ^{39}K und ^{41}K angeregt. In Tab. 2.1 und 2.2 sind die von *Höffner und von Zahn* [5] veröffentlichten Hyperfeinstrukturlinien für ^{39}K und ^{41}K aufgeführt. Zusätzlich zu den Polarisationsignalen bilden sich, wie bei *Demtröder* [3] nachzulesen, cross-over Signale, diese sind in Tab. 4.1 dargestellt. Durch sie bestehen die Spektren aus neun Linien und sind somit besser bestimmbar. Anhand der dargestellten Ergebnisse im Kapitel 4.1 ist eindeutig zu erkennen, daß ^{41}K nicht detektiert werden konnte. Dieses ist einerseits auf das natürliche Isotopenverhältnis ($^{41}\text{K}=6,9\%$) von Kalium (*Saloman* [8]) zurückzuführen, und andererseits auf die geringe Intensität des Seederlasers. Dagegen waren bei allen Polarisationspektren sowie bei den Fluoreszenzspektren Resonanzsignale des Isotops ^{39}K zu erkennen. Es gelang aber nicht, alle 9 Peaks, wie sie in Tab. 4.1 aufgeführt sind, in den Spektren aufzulösen. Das Polarisationspektrum mit der höchsten Peakanzahl ist in Abb. 4.1 dargestellt. Es besteht aus 7 Peaks, deren mittlere Abweichung 8,1 MHz beträgt. Zur genauen Bestimmung der Spektren scheint es nicht notwendig zu sein, alle 9 Peaks aufzulösen. Es genügt, wenn man eine Serie völlig auflöst und einen weiteren Peak zur Eichung findet. Ein Beispiel dafür ist das Polarisationspektrum 2 (Abb. 4.2), obwohl die mittlere Abweichung 2 MHz beträgt, konnte hier die genaueste Auflösung erzielt werden. Die Peaks H1 und H2 der linken Serie wurden mit einer Genauigkeit von unter 1 MHz (2 fm) bestimmt. Diese Serie ist sehr gleichmäßig aufgelöst und hat tiefe Einschnitte zwischen den Peaks, was bedeutet, daß sie gut entfaltet ist. In Abb. 4.1 ist die mittlere Serie ebenfalls sehr gleichmäßig aufgelöst, doch ist sie schlecht entfaltet. Die Abweichung dieser Serie ist doppelt so groß wie die des Polarisationspektrums 2 (Abb. 4.2). Das bedeutet, daß die Faltung einen großen

Einfluß auf die Peakbestimmung hat. In Abb. 4.3 ist das Polarisationspektrum 3 dargestellt, bei dem die Serien am besten entfaltet wurden. Die linke Serie dieses Spektrums wurde zusammen mit der linken Serie des Polarisationspektrums 2 vergrößert in Abb. 4.5 dargestellt. Es ist zu erkennen, daß Polarisationspektrum 3 tiefere Einschnitte zwischen den Peaks aufweist und somit besser entfaltet ist als Polarisationspektrum 2. Trotzdem ist die Abweichung des dritten Spektrums größer als die des zweiten. Das liegt daran, daß Polarisationspektrum 2 gleichmäßiger abgebildet wurde, d.h. die äußeren Peaks sind etwa gleich hoch. Daraus kann man schlußfolgern, daß zur genauen Bestimmung eines Spektrums nicht nur die Entfaltung der Serien wichtig ist, sondern auch, daß sie möglichst gleichmäßig abgebildet werden. Es gelang bei keinem Spektrum, die rechte Serie aufzulösen. Dies kann man auf die relative Linienstärke des Peaks H2 (Tab. 2.1) zurückführen. Sie beeinflusst auch noch den cross-over dieser Serie. Dadurch haben zwei Linien dieser Serie ein schwaches Signal und es kommt zu einer starken Faltung. In Abb. 4.7 sind zwei Spektren, die mit verschiedenen Techniken aufgenommen wurden, dargestellt. Bei dem Vergleich des Fluoreszenzspektrums 1 mit dem Polarisationspektrum 3 ist eine gewisse Übereinstimmung festzustellen. Aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses konnten aber beim Fluoreszenzspektrum nicht genügend Peaks aufgelöst werden, um eine genaue Aussage zu machen. Abschließend kann festgestellt werden, daß die von *Höffner und von Zahn* [5] veröffentlichten Hyperfeinstrukturlinien für ^{39}K mit den im Kapitel 4.1 dargestellten Ergebnissen bestätigt werden konnten. Auf diese Weise ist es möglich, während des Lidarbetriebes die genaue Frequenz jedes Laserpulses, der in die Atmosphäre gesendet wird, zu bestimmen. So wurde aufgrund einer Naturkonstante ein Wellenlängenstandard für das K-Lidar geschaffen.

Im zweiten Teil der Auswertung ist dargestellt, mit welcher Genauigkeit die Wellenlänge des Seederlasers auf die Hyperfeinstrukturlinien bzw. cross-over stabilisiert werden kann. Die Halbwertsbreite der Histogramme betrug zwischen 1,1 und 2,6 MHz. Auf die erste Hyperfeinstrukturlinie H1 der Abb. 4.2 konnte der Seederlaser so gut stabilisiert werden, daß die Halbwertsbreite des Histogramms (Abb.4.8) 1,1 MHz betrug. Unter der Voraussetzung, daß die Hyperfeinstrukturlinie exakt bestimmt wurde, ist es somit möglich, die Wellenlänge des Seederlasers mit einer Genauigkeit von $\pm 0,55$ MHz zu stabilisieren. Dabei ist es entscheidend, wie spitz der Peak und wie gut er gegenüber den anderen entfaltet ist. Ein Beispiel dafür sind die gut entfalteten Peaks C1 (Abb. 4.9) und H2 (Abb. 4.10). Die Wellenlänge des Seederlasers konnte mit einer Genauigkeit von $\pm 0,65$ MHz auf sie stabilisiert werden. Dagegen ist in Abb. 4.12 das Histogramm der zusammengefalteten rechten Serie mit einer Halbwertsbreite von 2,6 MHz abgebildet.

Aufgrund der Faltung der drei Peaks ist die Spitze sehr flach, und es ist nur schlecht möglich, den Seederlaser darauf zu stabilisieren. Vergleicht man die Lage dieser Peaks (Tab. 4.9) mit der des Polarisationspektrums 2 (Tab. 4.3), erkennt man, daß diese nicht identisch sind. Die auftretenden Differenzen entstehen durch die Eichung des Spektrumanalyzers. Mit diesen Verfahren kann also die Eichung des Spektrumanalyzers korrigiert werden.

5.2 Allgemeine Fehlerbetrachtung

Neben den Abweichungen aus Kapitel 4 und den bereits erwähnten Fehlern ist hauptsächlich am Aufbau der dopplerfreien Polarisationspektroskopie nach weiteren Fehlerquellen zu suchen. Zur Erstellung idealer Polarisationspektren geht man von völlig gekreuzten Polarisatoren und reinen Polarisationszuständen aus. Im Experiment treten aber Abweichungen von diesen Idealbedingungen auf, die hauptsächlich auf die optischen Eigenschaften der Zellenfenster und die Qualität des Polarisator-Analysator Paares zurückzuführen sind. Die Zellenfenster verursachen eine Depolarisation und Drehung der Polarisationsrichtung, wobei die Drehung der Polarisationsrichtung durch Drehen des Analysators nur bedingt angepaßt werden konnte. Es zeigte sich immer wieder, daß die Drehmechanik des Analysators nicht fein genug war, um minimalste Drehungen zu vollführen. Aus diesem Grund war es auch nur schwer möglich, die Polarisationspektren gleichmäßig abzubilden. Die Verbesserung des Polarisator-Analysator Paares hätte eine bessere Entfaltung der Peaks zur Folge, gleichzeitig könnte man anstelle der Photodioden Photomultiplier verwenden. Eine Erhöhung der Intensität des Seederlasers hätte auch eine Verbesserung der Spektren zur Folge. Zusätzlich auftretende Fehler wie z.B. die Ungenauigkeiten der Meßinstrumente sind im Vergleich zu den erwähnten Fehlern klein und können vernachlässigt werden.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Das Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik betreibt zwei identische Kalium-Lidars. Eines ist stationär und wird in Kühlungsborn betrieben, das andere wird derzeit für eine Meßkampagne in der Arktis eingesetzt. Um genaue Temperaturmessungen durchführen zu können, ist es notwendig, die absolute Breite der Kalium (D_1)-Feinstrukturlinie mit einer extrem hohen Genauigkeit zu bestimmen.

Um eine Kalibrierungsmöglichkeit zu schaffen, sollte im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine platzsparende dopplerfreie Polarisationspektroskopie aufgebaut werden, mittels der es möglich ist, die Kalium (D_1)-Hyperfeinstrukturlinien mit einer Genauigkeit von 2 fm zu bestimmen. Die einschlägige Literatur gibt zu Theorie und Aufbau der Polarisationspektroskopie einen guten Einstieg.

Zunächst wurde die dopplerfreie Polarisationspektroskopie als Dreiecksaufbau, wie sie in der Literatur erläutert war, realisiert. Dieser Aufbau erfüllte aber hinsichtlich des Platzbedarfs nicht die gestellten Forderungen, so daß es nötig war, einen weiteren, grundlegend veränderten Aufbau zu realisieren. Der zweite verbesserte Aufbau der dopplerfreien Polarisationspektroskopie wurde als Ringsystem ausgeführt und löste somit das Platzproblem. Es konnten auch noch weitere wesentliche Verbesserungen verwirklicht werden, wie z.B. der Einsatz eines Linsensystems zur besseren Fokussierung des Laserstrahls. Somit konnte ein Aufbau der dopplerfreien Polarisationspektroskopie geschaffen werden, der alle Voraussetzungen erfüllte, um Messungen an den Kaliumhyperfeinstrukturlinien durchzuführen. Um die gewonnenen Meßdaten auswerten zu können, wurde eine Software entwickelt, die es ermöglicht, die Meßdaten zu verarbeiten und darzustellen. Anhand der erzielten Ergebnisse konnte ermittelt werden, wie genau dieser Aufbau der dopplerfreien Polarisationspektroskopie arbeitet.

Bei den Messungen für die vorliegende Arbeit wurden alle Kaliumhyperfeinstrukturlinien des Isotops ^{39}K aufgelöst. Dabei hat sich gezeigt, daß die Lage der Hyperfeinstrukturlinien eine signifikante Übereinstimmung mit den in der Fachliteratur beschriebenen Werten aufweist. Es ist weiterhin gelungen, zwei der Kalium (D_1)-Hyperfeinstrukturlinien mit einer Genauigkeit von 2 fm zu bestimmen. Die im Zusammenhang mit dem Aufbau der dopplerfreien Polarisationspektroskopie gestellten Anforderungen konnten somit erfüllt werden.

Aufgrund der guten Ergebnisse wurde kurzfristig entschieden, diesen Aufbau auch im mobilen Lidar einzusetzen. Da sich dieses zur Zeit für eine Meßkampagne auf Spitzbergen befindet, wurden alle Bauelemente dorthin versandt und dem Autor dieser Arbeit somit die Gelegenheit gegeben, vor Ort einen identischen Aufbau zu errichten. Mit

diesem wurden sogar noch bessere Ergebnisse erzielt (siehe Anhang B), als es in Kühlungsborn der Fall war. So gelang es z.B. erstmalig, das zweite Isotop ^{41}K zu detektieren und den Spektrumanalyzer zu kalibrieren. Aufgrund des fortgeschrittenen Stadiums der vorliegenden Arbeit war es jedoch nicht mehr möglich, diese Ergebnisse in die Auswertung und Diskussion miteinzubeziehen.

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß es im Rahmen dieser Arbeit gelungen ist, aufgrund einer atomaren Naturkonstante einen Wellenlängenstandard zur Kalibrierung des Kalium-Lidars zu schaffen. Der praktische Einsatz des Aufbaus sowohl beim Lidar in Kühlungsborn als auch im mobilen Meßcontainer hat erwiesen, daß damit ein Beitrag zur Verringerung der Fehler bei Temperaturmessungen mit dem Kalium-Lidars geleistet werden kann.

Ausblick

Der folgende Ausblick soll Anregungen für weiterführende Untersuchungen bzw. Arbeiten mit der dopplerfreien Polarisationspektroskopie geben. Ein wesentlicher Punkt ist dabei die Integration der dopplerfreien Polarisationspektroskopie in den ständigen Meßbetrieb. Dafür ist es notwendig, die Signale der Photodioden permanent auslesen zu können. Es muß also eine Schnittstelle zwischen PC und Polarisationspektroskopie mit entsprechender Auslesesoftware geschaffen werden. Das Programm zur Auswertung der Meßdaten ist bereits vorhanden und braucht nur geringfügig verändert werden. Von Interesse wäre es auch, das Isotop ^{41}K noch besser auflösen zu können. Dafür könnte man eine Absorptionszelle mit gleichem Isotopenverhältnis zwischen ^{39}K und ^{41}K verwenden. Die Güte der Polarisatoren und die Intensität des Seederlasers haben auch großen Einfluß auf das Auflösungsvermögen. Desweiteren kann untersucht werden, wie sich ein zirkular polarisierter Pumpstrahl auf die Polarisationspektren auswirkt. Der Theorie nach ist eine Veränderung der Intensitätsverhältnisse der Peaks zu erwarten. Außerdem werden dadurch andere Übergänge bevorzugt angeregt.

Literaturverzeichnis

- [1] Bergmann; Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik Band 4. Berlin: de Gruyter 1992

- [2] CIRA 1986: Cospas International Reference Atmosphere Part 2. Advances in Space Research, Pergamon Press 1990

- [3] Demtröder, W.: Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken. 3. Aufl. Berlin: Springer Verlag 1993

- [4] Eska, V.: Die Kaliumschicht in der oberen Atmosphäre. Dissertation. Universität Rostock 1998

- [5] Höffner, J.; von Zahn, U.: Mesopause temperature profiling by potassium lidar. Geophys. Res. Lett. 1996

- [6] Kneubühl, F.K.; Sigrist, M.W.: Laser. Stuttgart: B. G. Teubner 1991

- [7] Landau, L.D.; Lifschitz, E.M.: Lehrbuch der Theoretischen Physik III – Quantenmechanik. Berlin: Akademie-Verlag 1979

- [8] Saloman, E.B.: Resonance ionization spectroscopy data service. Spectrochimica Acta S.1165 ff. 1993

- [9] von Zahn, U.; Höffner, J.; Eska, V.; Alpers, M.: The mesopause altitude. Geophys. Res. Lett. 1996

Anhang A: Meßdaten Kühlungsborn

Durch geringes Verdrehen des Analysators und der Polarisatoren konnte die Signalhöhe und die Auflösung der Spektren verändert werden. In diesem Anhang werden alle Polarisations- und Fluoreszenzspektren dargestellt, ausgenommen sind die bereits im Teil Auswertung abgebildeten. Im Anschluß sind die dazugehörigen Meßdaten aufgeführt. In Abb. A1 ist die Bedieneroberfläche der Auswertungssoftware dargestellt.

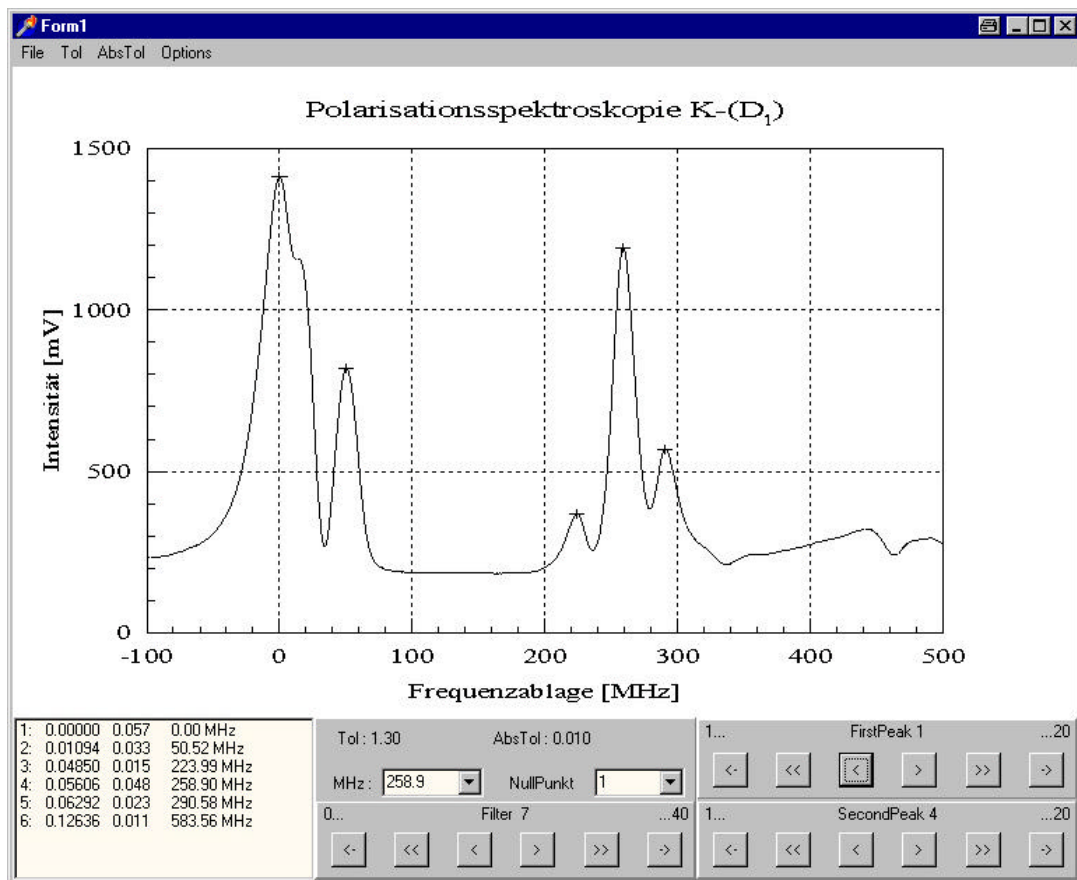


Abb. A1: Bedieneroberfläche der Auswertungssoftware

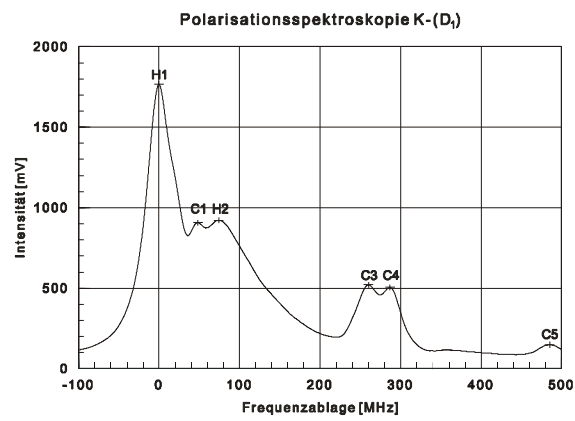


Abb. A2

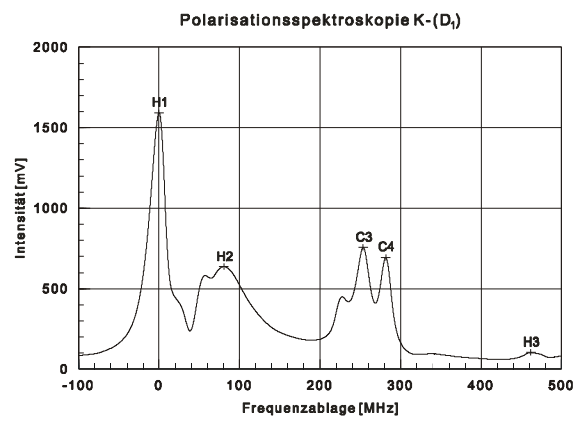


Abb. A3

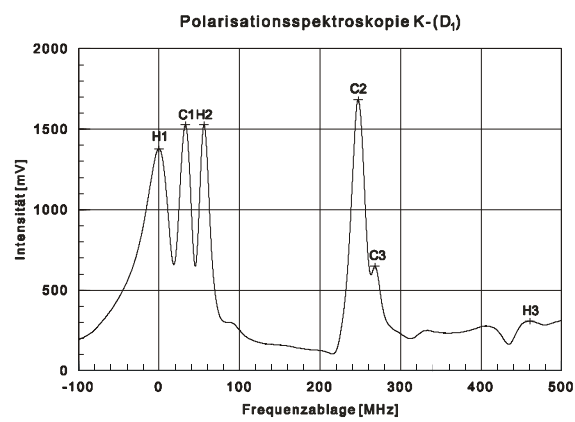


Abb. A4

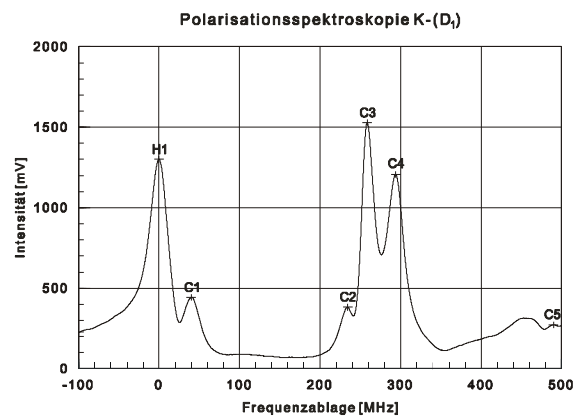


Abb. A5

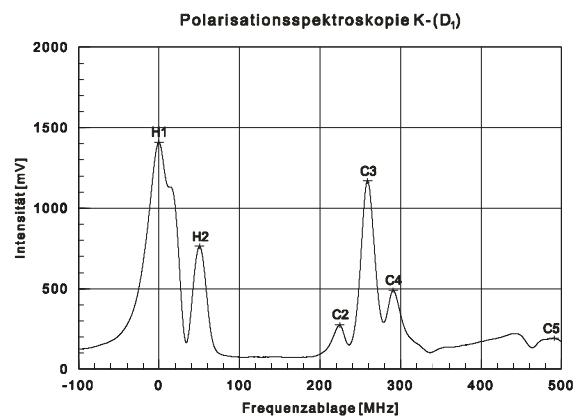


Abb. A6

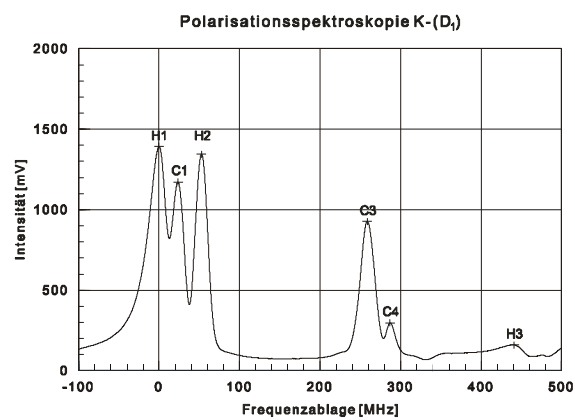


Abb. A7

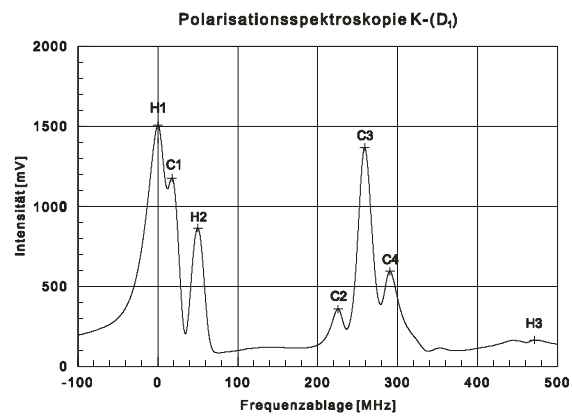


Abb. A8

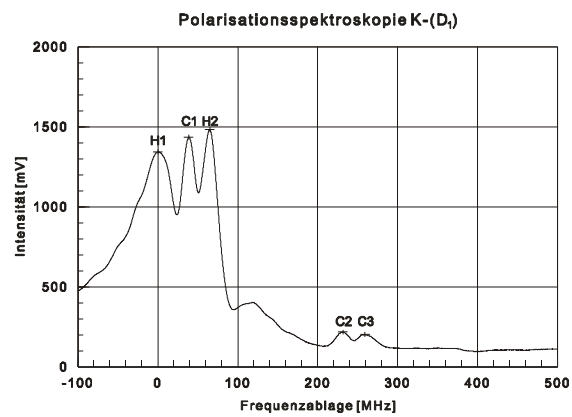


Abb. A9

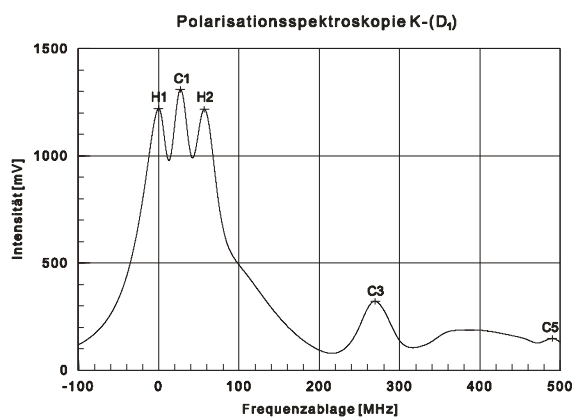


Abb. A10

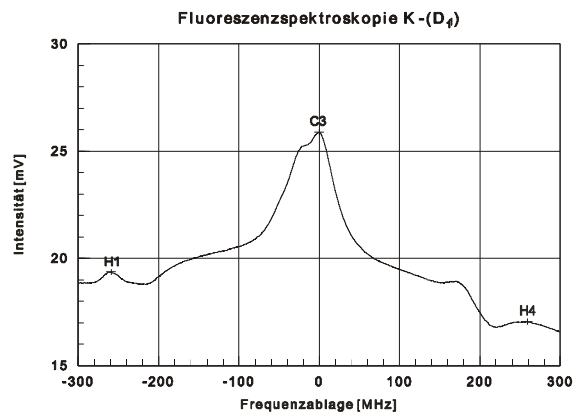


Abb. A11

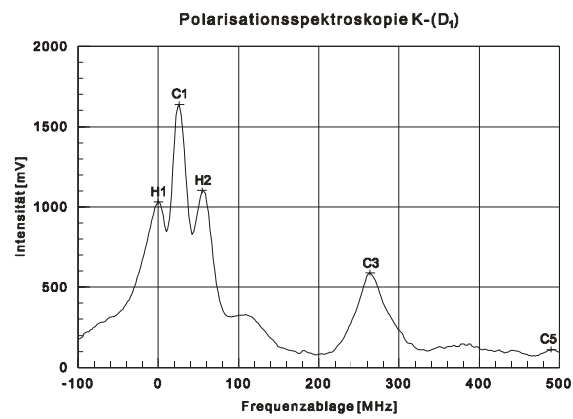


Abb. A12

Tab. A1: Daten zu Abb. A2, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0	48,2	74,3		260,0	286,9		485,0	
Ermittelte P. Lage	-208,2	-160,0	-133,9		51,8	78,7		276,8	
Abweichung	E	20,2	18,2		1,1	E		-4,8	

Tab. A2: Daten zu Abb. A3, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0		80,1		253,5	281,7	461,7		
Ermittelte P. Lage	-208,2		-128,1		45,3	73,5	253,5		
Abweichung	E		24,0		-5,4	-5,2	E		

Tab. A3: Daten zu Abb. A4, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0	32,8	56,1	247,3	268,3		460,7		
Ermittelte P. Lage	-208,2	-175,4	-152,1	39,1	60,1		252,5		
Abweichung	E	4,8	E	16,4	9,4		-1,0		

Tab. A4: Daten zu Abb. A5, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0	40,0		234,3	258,6	293,9		489,8	
Ermittelte P. Lage	-208,2	-168,2		26,1	50,4	85,7		281,6	
Abweichung	E	12,0		3,4	-0,3	7,0		E	

Tab. A5: Daten zu Abb. A6, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0		50,3	224,4	258,9	290,0		491,0	
Ermittelte P. Lage	-208,2		-157,9	16,2	50,7	81,8		282,8	
Abweichung	E		-5,8	-6,5	E	3,1		1,2	

Tab. A6: Daten zu Abb. A7, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0	23,7	52,8		258,8	286,9	441,0		
Ermittelte P. Lage	-208,2	-184,5	-155,4		50,6	78,7	232,8		
Abweichung	E	-4,3	-3,3		-0,1	E	-20,7		

Tab. A7: Daten zu Abb. A8, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0	17,6	50,1	225,8	258,9	290,6	471,6		
Ermittelte P. Lage	-208,2	-190,6	-158,1	17,6	50,7	82,4	263,4		
Abweichung	E	-10,4	-6,0	-5,1	E	3,7	9,9		

Tab. A8: Daten zu Abb. A9, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0	38,6	64,8	231,6	258,9				
Ermittelte P. Lage	-208,2	-169,6	-143,4	23,4	50,7				
Abweichung	E	10,6	8,7	0,7	E				

Tab. A9: Daten zu Abb. A10, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0	27,1	56,9		269,5			489,8	
Ermittelte P. Lage	-208,2	-181,1	-151,3		61,3			281,6	
Abweichung	E	-0,9	0,8		10,6			E	

Tab. A10: Daten zu Abb. A11, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	-259,0				0,0				258,9
Ermittelte P. Lage	-208,3				50,7				309,6
Abweichung	-0,1				0,0				0,0

Tab. A11: Daten zu Abb. A12, Angaben in MHz

Peak	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Peaklage ³⁹ K	-208,2	-180,2	-152,1	22,7	50,7	78,7	253,5	281,6	309,6
Wellenlängenablage	0,0	26,2	54,4		264,1			489,8	
Ermittelte P. Lage	-208,2	-182,0	-153,8		55,9			281,6	
Abweichung	E	-1,8	-1,7		5,2			E	

Anhang B: Meßdaten Spitzbergen

Die hier dargestellten Meßergebnisse konnten aufgrund des fortgeschrittenen Stadiums der Arbeit nicht mehr in die Auswertung und Diskussion einbezogen werden. Die Ergebnisse des Aufbaus im mobilen Meßcontainer sind aber für weiterführende Untersuchungen und zur Beurteilung des gesamten Experiments von Bedeutung.

Die dopplerfreie Polarisationspektroskopie wurde ähnlich wie die in Kühlungsborn aufgebaut. Es wurden nur minimalste Veränderungen am Aufbau durchgeführt, die keinen Einfluß auf die Ergebnisse hatten. Trotzdem gelang es, die Hyperfeinstrukturlinie (H2) und ein cross-over (C4) des zweiten Isotops ^{41}K aufzulösen. Desweiteren konnten beim Isotop ^{39}K alle vier Hyperfeinstrukturlinien H1, H2, H3 und H4 detektiert werden. Dieses ist hauptsächlich auf die höhere Intensität des Seederlasers zurückzuführen. Dadurch wurde auch eine Signalhöhe von ca. 6 bis 8 Volt erzielt. Im Folgenden werden einige Beispiele der Meßergebnisse getrennt nach den Meßverfahren dargestellt. Die Meßverfahren sind in Kapitel 3.6.1 und 3.6.2 erläutert. Sie wurden auf die gleiche Weise wie in Kühlungsborn durchgeführt. Bei der Durchführung ist aufgefallen, daß der Seederlaser die Wellenlänge nicht immer linear fährt. Deshalb kann davon ausgegangen werden, daß man mit der Stabilitätsmessung genauere Ergebnisse erzielt. Die Hyperfeinstrukturlinien und cross-over-Signale für ^{39}K sind der Tab. 4.1 zu entnehmen, für ^{41}K sind sie in Tab. B1 aufgeführt.

Tab. B.1: Hyperfeinstrukturlinien und cross-over-Signale für ^{41}K , Frequenzen in MHz

Signalart	H 1	C 1	H 2	C 2	C 3	C 4	H 3	C 5	H 4
Hyperfeinstrukturlini.	121,1		151,4				375,1		405,4
cross-over-Signale		136,2		248,1	263,2	278,4		390,2	
relative Lage	329,2	344,4	359,6	456,3	471,4	486,6	583,3	598,4	613,6

Kontinuierlicher Meßbetrieb

Es werden in Abb. B1 und B2 zwei Polarisationspektren dargestellt, bei denen beide Isotope detektiert werden konnten. Die Spektren wurden zwischen den Peaks H1 und H4 des Isotops ^{39}K mit 517,8 MHz geeicht. In Tab. B2 sind die ermittelten Frequenzablagen und Abweichungen aufgeführt.

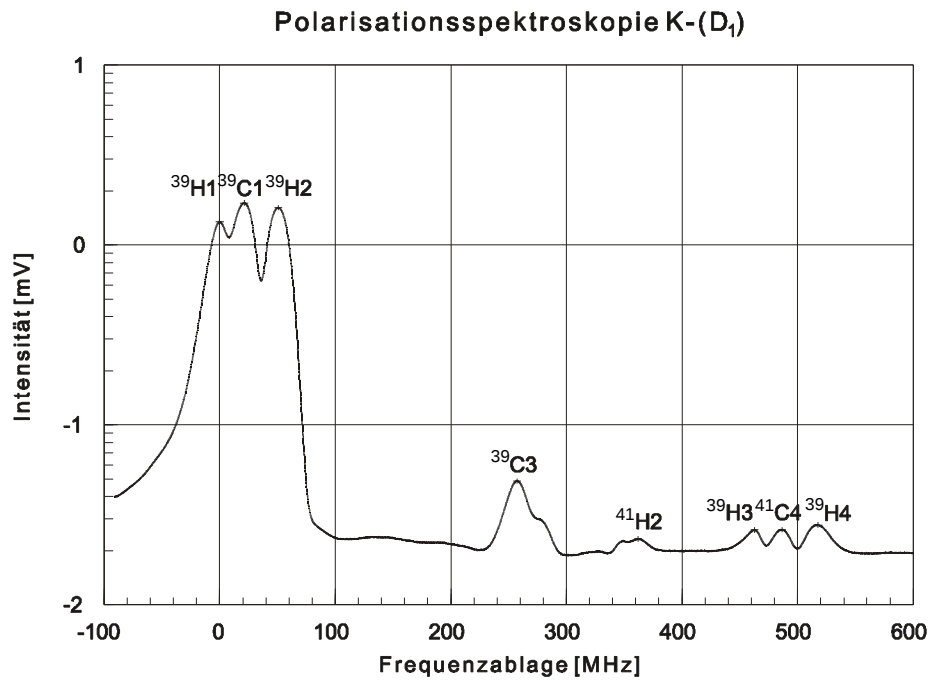


Abb. B1: Polarisationsspektrum 1

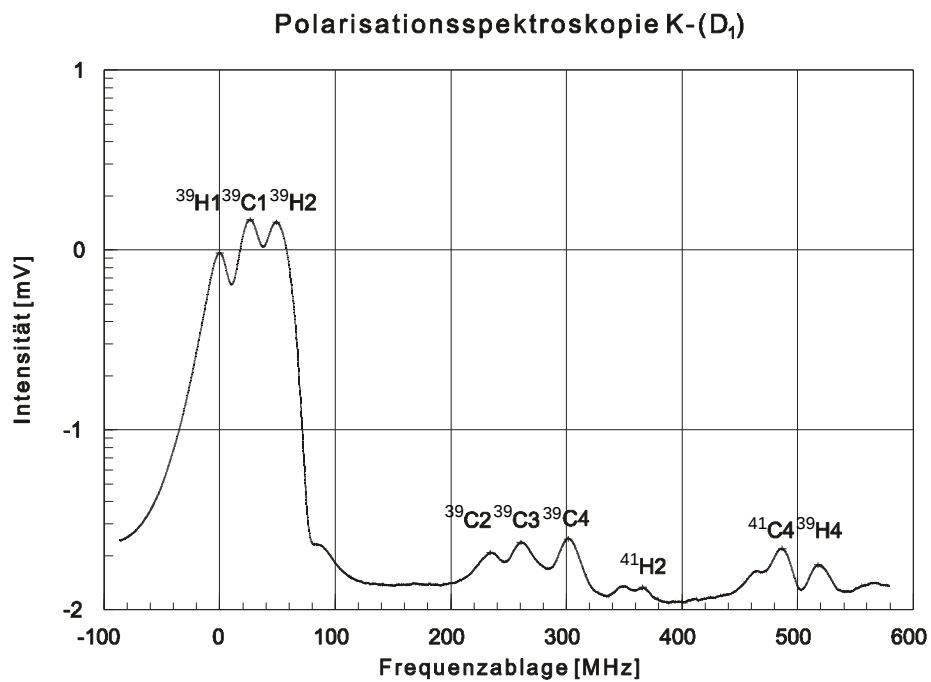


Abb. B2: Polarisationsspektrum 2

Tab. B2: Auswertung Polarisationspektrum 1 und 2

Ablage der Isotope in MHz				Frequenzablage in MHz		Abweichung in MHz	
Peak	³⁹ K	Peak	⁴¹ K	Spektrum 1	Spektrum 2	Spektrum 1	Spektrum 2
³⁹ H1	0			0,0	0,0	0,0	0,0
³⁹ C1	28			21,2	26,3	6,8	1,7
³⁹ H2	56,1			50,7	48,9	5,4	7,2
³⁹ C2	230,9				234,0		-3,1
³⁹ C3	258,9			257,3	260,4	1,6	-1,5
³⁹ C4	286,9				301,4		-14,5
		⁴¹ H1	329,2				
		⁴¹ C1	344,4				
		⁴¹ H2	359,6	361,8	351,1	-2,2	8,5
		⁴¹ C2	456,3				
³⁹ H3	461,7			462,8		-1,1	
		⁴¹ C3	471,4				
		⁴¹ C4	486,6	486,5	486,8	0,1	-0,2
³⁹ C5	489,8						
³⁹ H4	517,8			517,8	517,8	0,0	0,0
		⁴¹ H3	583,3				
		⁴¹ C5	598,4				
		⁴¹ H4	613,6				

Aufgrund der Signalhöhe wurde in der Auswertungssoftware die Intensitäts-Achse logarithmisch eingeteilt. Bei beiden Polarisationspektren ist zu erkennen, daß die Isotope ³⁹K und ⁴¹K aufgelöst werden konnten. In Abb. B1 wurden die Hyperfeinstrukturlinien ³⁹H1, ³⁹H2, ³⁹H3, ³⁹H4, und ⁴¹H2 aufgelöst. Hier ist es erstmalig gelungen, alle vier Hyperfeinstrukturlinien wie sie in Tab. 2.1 für das Isotop ³⁹K beschrieben sind, aufzulösen. Außerdem konnte das erste Mal eine Hyperfeinstrukturlinie (⁴¹H2) des Isotops ⁴¹K aufgelöst werden. Links neben Peak ⁴¹H2 ist wahrscheinlich der cross-over ⁴¹C1 erkennbar, dieser konnte aber nicht detektiert werden.

Stabilitätsmessung

In der folgenden Tab. B3 ist eine der Messungen die nach diesem Meßverfahren durchgeführt wurde, dargestellt. Es wurde darauf verzichtet, für alle Peaks die Histogramme darzustellen. Die Fehlerangabe in der Spalte „Ablage Spektrumanalyzer in MHz“ stellt die Halbwertsbreite der Histogramme dar.

Tab. B3: Stabilitätsmessung

Ablage der Isotope in MHz				Ablage Spektrumanalyzer		Abweichung in MHz
Peak	³⁹ K	Peak	⁴¹ K	in pm	in MHz	
³⁹ H1	0			0.71082 pm	0	
³⁹ C1	28			0.76470 pm	27.2 +/- 0.25	-0.8
³⁹ H2	56,1			0.82382 pm	57.1 +/- 0,5	+1.1
³⁹ C2	230,9			1.18480 pm	239.6 +/- 2,5	+8.8
³⁹ C3	258,9			1.22085 pm	257.9 +/- 2,5	-1.0
³⁹ C4	286,9					
		⁴¹ H1	329,2			
		⁴¹ C1	344,4	1.39735 pm	347.1 +/- 2,0	+2.7
		⁴¹ H2	359,6			
		⁴¹ C2	456,3	1.61192 pm	455.6 +/- 1,0	-0.7
³⁹ H3	461,7					
		⁴¹ C3	471,4			
		⁴¹ C4	486,6			
³⁹ C5	489,8					
³⁹ H4	517,8			1.72940 pm	515.0 +/- 0,5	-2.8
		⁴¹ H3	583,3			
		⁴¹ C5	598,4			
		⁴¹ H4	613,6			

Führt man eine lineare Regression mit diesen Meßergebnissen durch, so erhält man eine noch geringere Abweichung. Auf Grundlage dieser Ergebnisse wurde der Spektrumanalyzer des mobilen Lidars geeicht.

Anhang C: Bilder



Abb. C1: Leibniz Institut für Atmosphärenphysik, Neubau

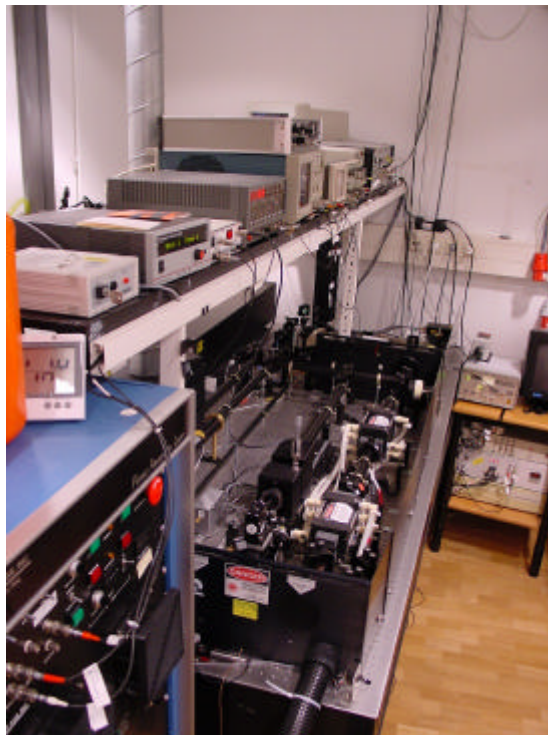


Abb. C2: Sendeeinheit des Kalium-Lidars in Kühlungsborn

Spektroskopischer Aufbau Kühlungsborn

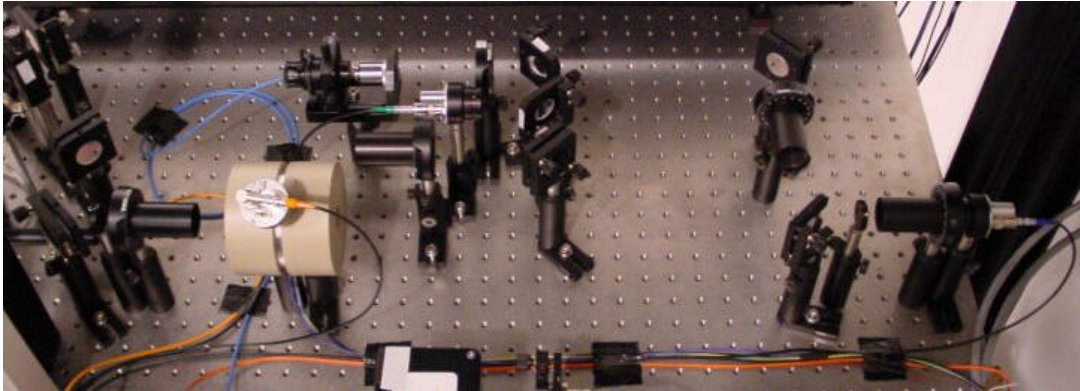


Abb. C3: dopplerfreie Polarisationspektroskopie, Draufsicht

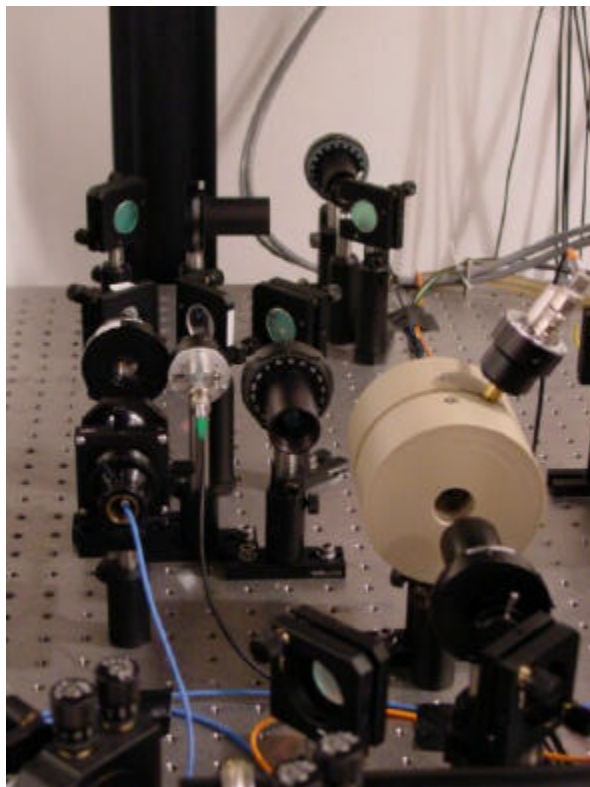


Abb. C4: dopplerfreie Polarisationspektroskopie, Seitenansicht

Spektroskopischer Aufbau Spitzbergen



Abb. C5: Meßcontainer des mobilen Kalium-Lidars



Abb. C6: Meßcontainer, Seitenansicht mit Kühlgerät für Alexandritlaser

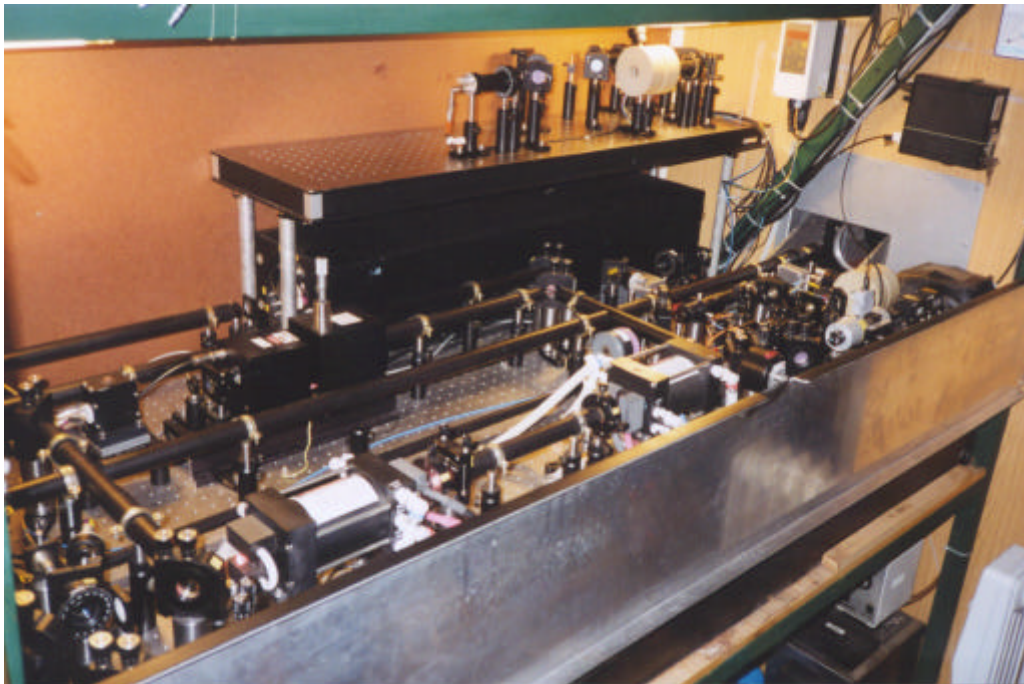


Abb. C7: Alexandritlaser mit Seederlaser und Polarisationspektroskopie in zweiter Ebene



Abb. C8: dopplerfreie Polarisationspektroskopie im Meßcontainer

Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. Lübken für die Ermöglichung einer interessanten Diplomarbeit, besonders bedanke ich mich für die Herausforderung, Experimente in der Arktis und in Kühlungsborn durchführen zu können. Herrn Dr. Höffner verdanke ich eine Einarbeitung in das Experiment und große Unterstützung bei allen experimentellen Belangen. Außerdem bedanke ich mich bei Herrn Dr. Höffner für die kameradschaftliche Zusammenarbeit während des Aufenthalts in der Arktis. Bei Herrn Dr. Alpers und Herrn Dipl.-Phys. C. Fricke Begemann bedanke ich mich für zusätzliche Unterstützung während meiner Arbeit in Kühlungsborn. Den Mitarbeitern der Werkstatt danke ich für die Unterstützung bei den Fertigungswünschen.

Desweiteren möchte ich mich ganz herzlich bei allen Mitarbeitern des Instituts bedanken, die mich unterstützt und zu einer angenehmen Arbeitsatmosphäre beigetragen haben.

Mein herzlichster Dank gilt meinen Eltern und Juliane Kampe, die durch ihre Unterstützung das Studium ermöglicht haben und mich beim Schreiben der Diplomarbeit vorangetrieben haben. Außerdem bedanke ich mich bei Vera Krauße die mich ebenfalls unterstützt hat.