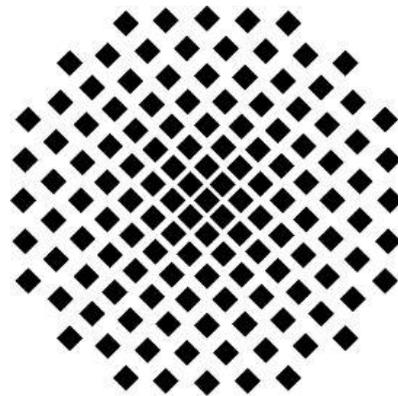


# **Spektroskopie in Hohlfasern**

Bachelorarbeit  
Josephine Gutekunst

1. September 2014



**Universität Stuttgart**

Prof. Dr. Tilman Pfau  
5. Physikalisches Institut



### **Ehrenwörtliche Erklärung**

Ich versichere hiermit ehrenwörtlich mit meiner Unterschrift, dass

- ich die Arbeit selbständig verfasst habe,
- ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt habe und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist,
- ich die Arbeit weder vollständig noch in Teilen bereits veröffentlicht habe,
- der Inhalt des elektronischen Exemplars mit dem des Druckexemplars übereinstimmt.

Josephine Gutekunst  
Stuttgart, 1. September 2014



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Cäsium . . . . .	2
2.2	Spektroskopische Eigenschaften von thermischem Gas . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Aufbau</b>	<b>7</b>
3.1	Doppelpass für frequenzverschobene Spektroskopie . . . . .	7
3.2	Spektroskopiebereich . . . . .	8
3.3	Verwendete Kapillaren . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Messungen zur Optimierung des Aufbaus</b>	<b>12</b>
4.1	Signalverbesserung durch den Lock-in-Verstärker . . . . .	14
4.2	Signalverbesserung durch Temperaturerhöhung . . . . .	16
4.3	Brechungsverringern mit Dispersionsöl . . . . .	18
<b>5</b>	<b>Spektroskopische Untersuchung an den Kapillaren</b>	<b>23</b>
5.1	Spektroskopie mit Verunreinigungen . . . . .	23
5.2	Spektroskopie an Igel . . . . .	26
5.3	Spektroskopie an einer Kapillare mit 0,7 mm Innendurchmesser . . . . .	28
5.4	Fazit der Spektroskopiemessungen . . . . .	29
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>30</b>
<b>7</b>	<b>Danksagung</b>	<b>31</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>32</b>



## 1 Einleitung

In unserer heutigen Gesellschaft spielt die Atomphysik eine wichtige Rolle. So richten sich zum Beispiel alle Uhren weltweit nach den Atomuhren. Diese benutzen den Hyperfeinübergang des Cäsium-Alkaliatoms als Referenz, um die Sekunde exakt festlegen zu können [5]. Auch ist es schon alltäglich geworden zu jeder Zeit und an fast jedem Ort seine Position per GPS bestimmen zu können. Auch dieses Ortungssystem beruht auf dem Prinzip der Atomuhren. Dabei ist Cäsium als Alkaliatom besonders interessant. Da Alkaliatome nur ein Valenzelektron besitzen, können sie als wasserstoffähnlich betrachtet werden. In der Spektroskopie kann für sie vereinfacht ein 2-Niveau-Atom angenommen werden.

Doch mit Atomgasen können auch elektrische Felder mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Für die Realisierung von Sensoren, die auf Atomgase beruhen [7], kommen Hohlfasern in Frage. In [6] wurde bereits das Verhalten von thermischem Cäsium-Dampf in Hohlfasern innerhalb einer Vakuumkammer untersucht. Dabei wurde gezeigt, dass der Dampf in die Hohlfasern in der Kammer diffundiert und dass Rydbergspektroskopie in ihnen möglich ist [4]. Nun sollen die mit Cäsium gefüllten Hohlfasern aus der Vakuumkammer entfernt werden, um sie für die Sensortechnik weiterzuerarbeiten. Dafür wäre ein Ziel, die gefüllten Hohlfasern mit herkömmlichen optischen Fasern zu verbinden, um in sie effektiv Licht ein- und auskoppeln zu können.

In dieser Arbeit soll durch Spektroskopiemessung an den Hohlfasern außerhalb der Vakuumkammer die Effektivität verschiedener Methoden zur Befüllung derselben untersucht werden. Um dieses experimentell realisieren zu können wird auf Lock-in Technik zurückgegriffen und dazu ein AOM in Doppelpass-Konfiguration aufgebaut, welcher in Kapitel 3 genauer erklärt wird. Er dient vor allem zur Rauschunterdrückung bei der Messung an den Hohlfasern mit nur einigen  $\mu\text{m}$  Innendurchmessern. Zuvor werden jedoch in Kapitel 2 die Grundlagen festgehalten, die zum Verständnis dieser Bachelorarbeit nötig sind. Hier werden auf die wichtigen Eigenschaften von Cäsium und auf die Linienverbreiterungsmechanismen eingegangen. In Kapitel 4 wird der Aufbau des Doppelpasses untersucht und seine Verwendung bestätigt. Da das Licht seitlich in die Hohlfasern fokussiert wird, spielen auch Beugung und Brechung eine Rolle. Daher wird hier auch untersucht ob die Brechung durch ein Dispersionsöl verringert werden kann. In diesem Kapitel werden schon einige spektroskopische Messungen durchgeführt, jedoch erst im darauffolgenden Kapitel 5 werden die unterschiedlichen Verfahren zur Herstellung der Kapillaren genauer untersucht. Außerdem wird gezeigt, welchen Einfluss Verunreinigungen des Cäsium-Dampfes durch andere Stoffe auf die Spektren haben.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Cäsium

Cäsium ist ein Element der 1. Hauptgruppe des Periodensystems und somit ein Alkalimetall. Es besitzt nur ein Valenzelektron, wodurch es für die Spektroskopie sehr interessant ist, da das Verhalten dem des Wasserstoffatoms ähnlich ist. Dadurch kann das theoretische Modell sehr gut übertragen werden. Cäsium zählt zu den 22 Reinelementen, das heißt, dass nur das  $^{133}\text{Cs}$  Isotop natürlich vorkommt. Ein paar Daten und Fakten zusammengefasst:

Protonenzahl	$Z$	55
Neutronenzahl	$N$	78
Elektronenkonfiguration		$[\text{Xe}]6s^1$
Atommasse	$m$	133 u
Lebensdauer	$\tau$	stabil
Schmelzpunkt	$\vartheta_{Sm}$	28,5 °C
Siedepunkt	$\vartheta_{Sd}$	671 °C
Dichte (25 °C)	$\rho$	1,93 g/cm <sup>3</sup>
Dampfdruck (25 °C)	$p_V$	$1,98 \cdot 10^{-9}$ bar
Kernspin	$I$	7/2

Tabelle 1: Cäsiumdaten [8]

Der Grundzustand von Cäsium ist der  $6^2P_{3/2}$ -Zustand. Von dort aus kann es über Dipolanregung in den  $6^2P_{3/2}$ -Zustand (D<sub>2</sub>-Linie) oder den  $6^2P_{1/2}$ -Zustand (D<sub>1</sub>-Linie) angeregt werden. Da in dieser Arbeit die D<sub>1</sub>-Linie untersucht wird, wird diese noch etwas genauer dargestellt. Der Kernspin beträgt, wie in Tabelle (1) zu sehen ist,  $I = \frac{7}{2}$ , daher spalten sowohl der  $6^2S_{1/2}$  wie auch der  $6^2P_{1/2}$  Zustand in die beiden Hyperfeinlevel  $F = 3$  und  $F = 4$  auf, wie in Abbildung (1) zu sehen ist.

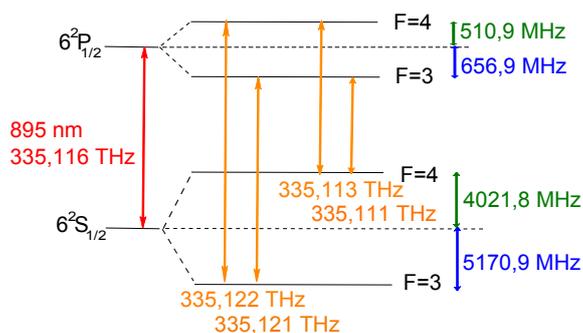
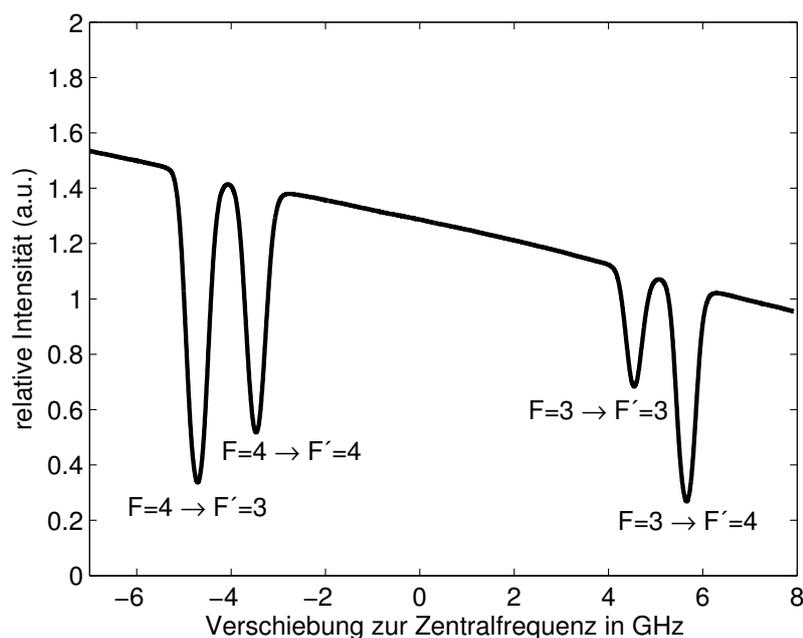


Abbildung 1: D1 Linie Cäsium [8]

Abbildung 2: Absorptionsspektrum der D<sub>1</sub>-Linie

Dadurch spaltet auch das Spektrum der D<sub>1</sub>-Linie in vier Peaks auf, die bereits im dopplerverbreiterten Spektrum aufgelöst werden können. In Abbildung (2) ist das Spektrum in Relation zur Zentralfrequenz von 335,116 THz zu sehen. Im Grundzustand sind beide Hyperfeinniveaus thermisch besetzt. Da für die Übergänge jeweils verschiedene Übergangswahrscheinlichkeiten gelten, sind die Peaks unterschiedlich stark.

## 2.2 Spektroskopische Eigenschaften von thermischem Gas

Bei der Spektroskopie sind die beobachteten Spektrallinien nicht streng monochromatisch. Es gibt verschiedenen Linienverbreiterungsmechanismen, die dazu führen, dass eine Frequenzverteilung mit einer bestimmten Halbwertsbreite beobachtet wird. Die wichtigsten Mechanismen bei der Spektroskopie von thermischem Gas werden hier kurz behandelt.

### Natürliche Linienbreite

Der Übergang eines Atoms kann mithilfe eines gedämpften harmonischen Oszillators beschrieben werden. Durch die Dämpfung nimmt die zeitliche Schwingungsamplitude mit der Zeit ab und die Frequenz der abgestrahlten Strahlung ist nicht mehr monochromatisch, was sich leicht durch eine Fouriertransformation zeigen lässt. Die Dämpfung kommt dabei durch die natürliche Lebensdauer  $\tau$  der am Übergang beteiligten Zustände zustande und hängt damit über  $\tau_k = 1/A_k$  vom Einsteinkoeffizienten  $A_k$  des angeregten Zustandes ab. Für die beobachtete Spektrallinie ergibt sich daher nach [1] ein Lorentz-Profil:

$$L(\omega) = \frac{I(\omega)}{I_0} = \frac{A_{k,i}/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (A_{k,i}/2)^2} \quad \text{mit der Normierung} \quad \int_0^\infty L(\omega)d\omega = 1. \quad (1)$$

Hierbei ist  $\omega_0$  die Eigenfrequenz des Systems und  $A_{k,i}$  der Einsteinkoeffizient des Übergangs vom Zustand  $k$  zum Zustand  $i$ . Man erhält eine Linienbreite von  $\omega_L = 1/\tau_k + 1/\tau_i$ .

### Dopplerverbreiterung

Bei der Spektroskopie von thermischem Gas spielt auch die Bewegung der Teilchen eine entscheidende Rolle für die Beobachtung der Spektren. Durch die Bewegung der Teilchen verschiebt sich die beobachtete Frequenz der Emission von der Eigenfrequenz  $\omega_0$  zu

$$\omega = \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (2)$$

in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  der Teilchen und dem Wellenvektor  $\mathbf{k}$  des emittierten Lichts. Ebenso verschiebt sich die Frequenz, bei der ein bewegtes Teilchen eingestrahktes Licht absorbiert. Wird nun zur Vereinfachung angenommen, dass die sich eingestrahkte Lichtwelle in  $z$ -Richtung ausbreitet, so ist  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = k_z v_z$ . Durch die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung

$$n_i(v_z) = C \exp\left[\frac{-mv_z^2}{2k_B T}\right] dv_z \quad (3)$$

kommt es zu einer Überlagerung der Verschiebungen der unterschiedlichen Geschwindigkeiten und damit zu einer Verbreiterung der Linie. Damit ergibt sich für die Dopplerverbreiterung ein Gauß-Profil [1]:

$$G(\omega) = \frac{I(\omega)}{I(\omega_0)} = \exp\left[-4 \ln(2) \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_D}\right)^2\right]. \quad (4)$$

Hierbei ist  $\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T \cdot 4 \ln(2)}{m}}$  die Doppler-Halbwertsbreite.

### Voigt-Profil

Die beobachtete Linie entspricht jedoch keinem reinen Gauß-Profil, da sowohl die natürliche Linienbreite als auch die Dopplerverbreiterung eine Rolle spielen. Das Profil entspricht daher einer Faltung aus Gauß- und Lorentz-Kurve:

$$V(\omega) = \int G(\omega') L(\omega - \omega') d\omega'. \quad (5)$$

$V(\omega)$  wird Voigt-Profil genannt. Es besitzt eine Halbwertsbreite, die etwas größer als die Gauß-Halbwertsbreite ist. In Abbildung (3) ist die Entstehung dieses Profils schematisch dargestellt.

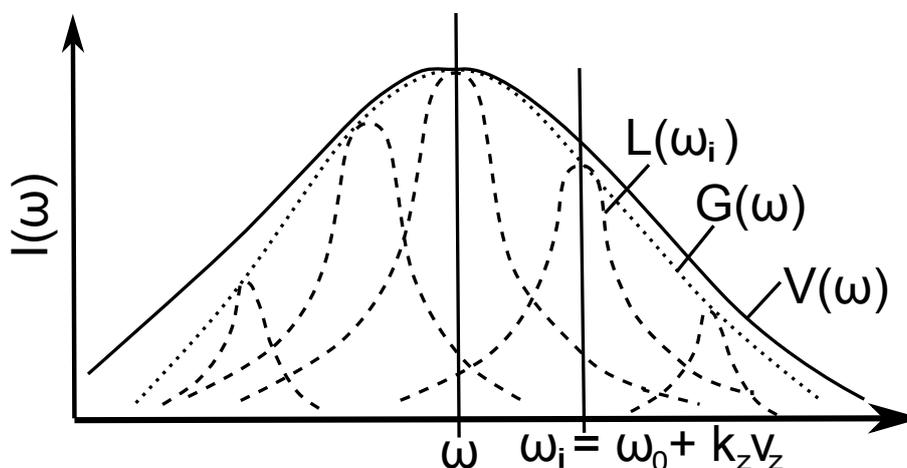


Abbildung 3: Voigt-Profil als Faltung von Lorentz- und Gauß-Profil [1]

### Druckverbreiterung

Ein weiterer Mechanismus, der zu einer Linienverbreiterung führt, ist die Druckverbreiterung. Sie wird auch Stoßverbreiterung genannt und entsteht, wenn zwei Gasatome mit einander stoßen bzw. sich einander annähern. Durch die Wechselwirkung kommt es zu einer Verschiebung der Energieniveaus. Die Stärke dieser Verschiebung hängt vom Abstand  $R$  der Atome ab. Ihr Vorzeichen hängt von der Art der Wechselwirkung ab, bei einem abstoßenden Potential zwischen den Atomen ist sie positiv, bei einem anziehenden negativ. Der Abstand der Gasmoleküle in einem Gas ist dabei statistisch verteilt und hängt vom Druck und der Temperatur des Gases ab.

Für unterschiedliche Energieniveaus ist die Verschiebung verschieden groß. Bei einem strahlenden Übergang eines Elektrons während des Stoßes führt das zu einer Verschiebung  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{ki}$  der emittierten Frequenz  $\omega_{ki}$  gegenüber der Übergangsfrequenz  $\omega_0$  des ungestörten Atoms. Die Energie des ausgestrahlten Lichts beträgt dabei bei einem Übergang zwischen den Energieniveaus  $E_k(R)$  und  $E_i(R)$

$$\hbar\omega_{ki} = |E_k(R) - E_i(R)|. \quad (6)$$

Während eines elastischen Stoßes werden die Energieniveaus nur während des Stoßprozesses verschoben. Die Energie  $\hbar\Delta\omega$  wird von der kinetischen Energie der Stoßpartner geliefert bzw. dieser zugeführt.

Bei einem inelastischen Stoß dagegen wird die Energie  $E_k$  ganz oder teilweise in innere Energie oder Translationsenergie der Stoßpartner verwandelt. Damit wird die Besetzungszahl der Niveaus  $E_k$  vermindert und dadurch die von ihr ausgehende Fluoreszenz.

Beide Prozesse führen demnach zu einer Verringerung der Lebensdauer des angeregten Zustands, der elastische Stoß außerdem noch zu einer Linienverschiebung um  $\Delta\omega$ . Als Ergebnis der beiden Stöße ergibt sich ein Linienprofil in Form einer Lorentzfunktion. Dieses ist von der Dichte der Atome und damit auch über  $p = Nk_B T$  vom Druck abhängig. Daher nennt man diese Linienverbreiterung Druckverbreiterung bzw. Eigendruckverbreiterung, wenn beide stoßende Atome zur selben Sorte gehören.

### Sättigungsverbreiterung

Durch optisches Pumpen entleert sich die Besetzungsdichte des absorbierenden Niveaus. Dies führt zu einer weiteren Linienverbreiterung, die jetzt erklärt werden soll. Zur Vereinfachung wird ein 2-Niveau-Atom angenommen. Die Besetzungsdichte des absorbierenden Niveaus hängt von der Pumprate  $P$  des Lasers und der Relaxationswahrscheinlichkeit  $R$  der beteiligten Zustände ab:

$$N_1 = \frac{P + R_2}{2P + R_1 + R_2} N. \quad (7)$$

Dabei ist  $N = N_1 + N_2$ . Für  $P \gg R_1, R_2$  geht  $N_1(P \rightarrow \infty) = N/2$ , d.h.  $\Delta N = N_1 - N_2 = 0$  und damit verschwindet auch der Absorptionskoeffizient und das Medium wird transparent. Für  $\Delta N$  gilt in Abhängigkeit von der Pump- und Relaxationsrate:

$$\Delta N = \frac{\Delta N_0}{1 + S} \quad \text{mit} \quad S = \frac{2P}{R_1 + R_2}. \quad (8)$$

Hier ist  $\Delta N_0$  die Besetzungsdifferenz der Zustände, wenn das Strahlungsfeld ausgeschaltet und damit  $P = 0$  ist. Tritt für das untere Niveau keine Relaxation auf, so gilt für den Sättigungsparameter:

$$S(\omega) = \frac{2\sigma_{12}(\omega)I(\omega)}{\hbar\omega A_{12}}. \quad (9)$$

Für den Absorptionskoeffizient gilt  $\alpha = \frac{\alpha_0}{1+S}$ . Durch den frequenzabhängigen Sättigungsparameter wird der Absorptionskoeffizient gestaucht, was zu einer Linienverbreiterung führt mit

$$\Delta\omega_S = \Delta\omega_0 \sqrt{1 + S_0}, \quad (10)$$

wenn  $S_0$  der Sättigungswert der Linienmitte bei  $\omega = \omega_0$  ist.

### Optische Dichte

Beim Durchgang von Licht durch ein Medium wird ein Teil des Lichtes absorbiert indem Elektronen angeregt werden. Diese gehen über sponante Emission wieder in ihren ursprünglichen Zustand zurück und senden dabei Licht in alle Richtungen aus. Die Intensität in der Ausbreitungsrichtung des Lichts nimmt ab. Breitet sich das Licht in  $z$ -Richtung aus, so nimmt die Intensität  $I$  auf der Strecke  $dz$  um

$$dI = -\alpha I dz \quad (11)$$

ab. Wird angenommen, dass der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  unabhängig von der Intensität  $I$  ist, so ergibt sich durch Integration das Lambert-Beersche-Absorptionsgesetz

$$I(z) = I_0 \exp[-\alpha z]. \quad (12)$$

Ein Maß dafür, wie stark ein Medium Licht auf einer Strecke  $\Delta z$  absorbiert, ist daher die optische Dichte, die mit

$$OD = \alpha \Delta z \quad (13)$$

gegeben ist.

Die optische Dichte ist dabei zugleich ein Maß für die Dichte des Mediums. Denn der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  ist proportional zur Besetzungsdichte des absorbierenden Niveaus und damit ist die optische Dichte proportional zur Dichte des Mediums.

### 3 Aufbau

Für die Spektroskopie wird ein 895 nm Laser verwendet, der während der Messung über den Bereich der Hyperfeinstrukturaufspaltung der D<sub>1</sub>-Linie gescannt wird.

Der Aufbau des Experiments kann in zwei Teile untergliedert werden. Der erste Teil besteht aus dem Doppelpass, indem der Laserstrahl in zwei zueinander frequenzverschobenen Strahlen aufgeteilt wird. Der zweite Teil ist der Bereich, in dem die Spektroskopie stattfindet.

#### 3.1 Doppelpass für frequenzverschobene Spektroskopie

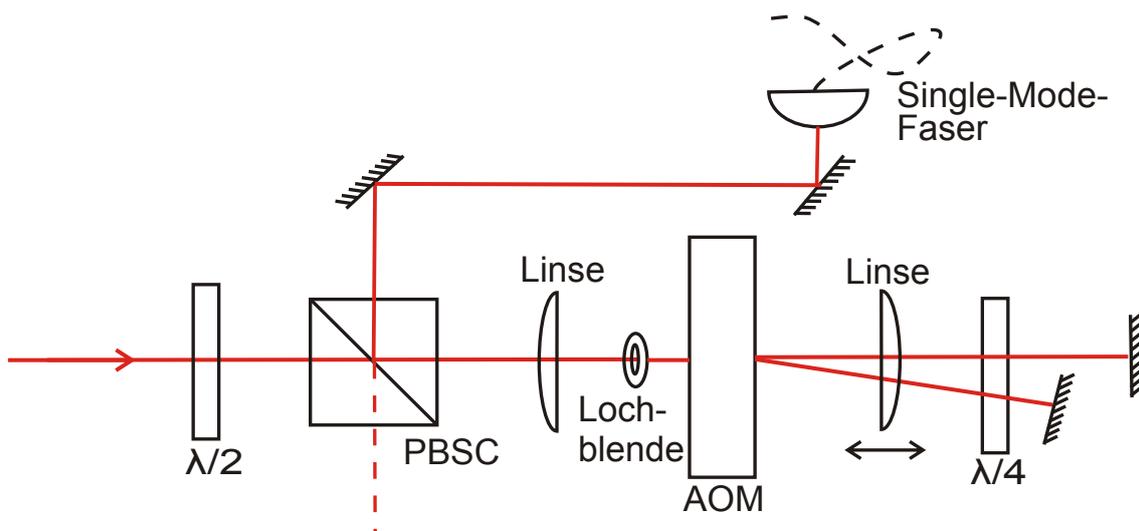


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des Doppelpasses

In Abbildung (4) ist der Teil des Doppelpasses schematisch zu sehen. Mit der  $\lambda/2$ -Platte wird der Strahl so eingestellt, dass fast 100% der Leistung gerade durch den Strahlteilerwürfel gelangen. Nur ein kleiner Teil wird für die Referenzzelle abgezweigt. Mithilfe der Linse und der Lochblende wird der Strahl anschließend in die Öffnung des Akusto-Optischen Modulators (AOM) fokussiert. Der AOM wird von einem 200 MHz Frequenzgenerator getrieben. Dieser wird über einen Signalgenerator angesteuert, der ein Rechtecksignal von  $U_{\text{high}} = 1 \text{ V}$  und  $U_{\text{low}} = 0 \text{ V}$  mit einer Frequenz von 40 kHz liefert. Dadurch wird der AOM im Wechsel an- und ausgeschaltet, wodurch dasselbe auch für die 1. Ordnung gilt. Nach dem AOM werden sowohl die 0. als auch die 1. Ordnung reflektiert und mithilfe einer Linse zurück in den AOM fokussiert. Der Strahl nimmt den gleichen Weg zurück, wird wegen der  $\lambda/4$ -Platte, die er zweimal passiert, nun am Strahlteiler reflektiert und über 2 Spiegel in eine Single-Mode-Faser eingekoppelt. Die beiden Ordnungen werden dabei so eingekoppelt, dass eine möglichst große Leistung der 1. Ordnung aus der Single-Mode-Faser austritt. Die wesentlich einfachere Einkopplung der 0. Ordnung wird danach so angepasst, dass die Leistung mit der Leistung des Strahls bei ausgeschaltetem AOM übereinstimmt.

Dabei gelangt von der ursprünglichen Leistung des Lasers 73 % durch den AOM und werden von dort in 0. und 1. Ordnung geteilt und rückreflektiert. Etwa 40 % davon, d.h. 30% der ursprünglichen Leistung, können in die 1. Ordnung abgezweigt, durch den AOM zurückgeführt und in die Single-Mode-Faser eingekoppelt werden. Ungefähr 1 % der ursprünglichen Leistung werden in der 1. Ordnung wieder aus der Single-Mode-Faser ausgekoppelt, wodurch eine Leistung von  $10 \mu\text{W}$  für die Spektroskopie zur Verfügung steht. Diese geringe Leistung genügt für die Spektroskopie, da der Strahl ohnehin auf den Kapillarenkern fokussiert wird, was zu hohen Intensitäten führt.

Durch diese Anordnung wird ein Strahl mit konstanter Leistung erzeugt, der im Wechsel nur aus einer Frequenz und aus dieser plus einer dazu verschobenen Frequenz besteht. Da der AOM zweimal passiert wird, beträgt diese Verschiebung  $\omega_{AOM} = 2 \cdot 200 \text{ MHz} = 400 \text{ MHz}$ . Diese Tatsache wird dazu genutzt, das Spektroskopiesignal mithilfe eines Lock-in-Verstärkers zu verstärken. Darauf wird in Abschnitt 4.1 noch genauer eingegangen.

### 3.2 Spektroskopiebereich

Im Spektroskopiebereich, wie er in Abbildung (6) dargestellt ist, befindet sich die mit Cäsiumdampf gefüllte Referenzzelle (Abbildung (5)), in die der Strahl direkt über den Strahlteilerwürfel geleitet wird. Das Spektrum wird mit einer Photodiode (R) aufgenommen und am Oszilloskop angezeigt. Diese Messung wird zur Eichung verwendet, um aus der auf dem Oszilloskop angezeigten Zeitachse die Frequenz zu bestimmen.



Abbildung 5: Referenzzelle

Der Strahl aus der Single-Mode-Faser wird an einem 50/50-Strahlteiler geteilt. Der reflektierte Anteil gelangt durch einen Gradienten-Abschwächer auf die Photodiode (H) und wird von dort weiter an einen Lock-in-Verstärker geleitet. An dieser Diode wird das Hintergrundsignal, das durch die Single-Mode-Faser entsteht, aufgenommen. Der Gradienten-Abschwächer dient dazu, die Stärke des Hintergrundsignals an die Stärke des Messsignals anzupassen, da durch die Hohl-faser ein Teil des Strahls gebeugt wird und so die Intensität auf der Photodiode abnimmt. Im Lock-in-Verstärker wird dann das Hintergrundsignal vom Messsignal abgezogen (siehe Abschnitt 4.1).

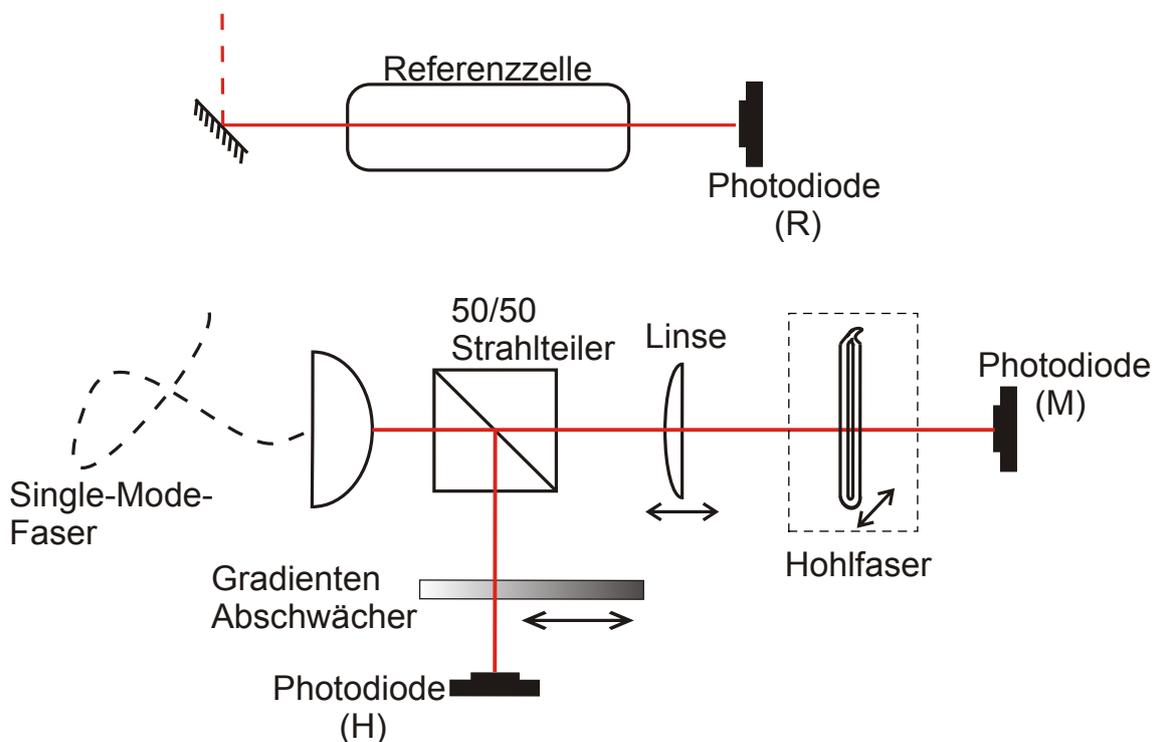


Abbildung 6: Schematischer Aufbau des Spektroskopiebereichs

Der transmittierte Strahl wird mithilfe einer astigmatischen Linse von der Seite in die Hohlleiter fokussiert. Die Linse kann entlang der Strahlachse verschoben werden, um zu gewährleisten, dass die Hohlleiter genau getroffen wird. Die verstärkte Photodiode (M) nimmt das eigentliche Messsignal auf, das in den Lock-in-Verstärker gegeben wird. Der Lock-in-Verstärker verwendet als Referenzsignal das Rechtecksignal, das der Signalgenerator auch für den AOM-Treiber verwendet.

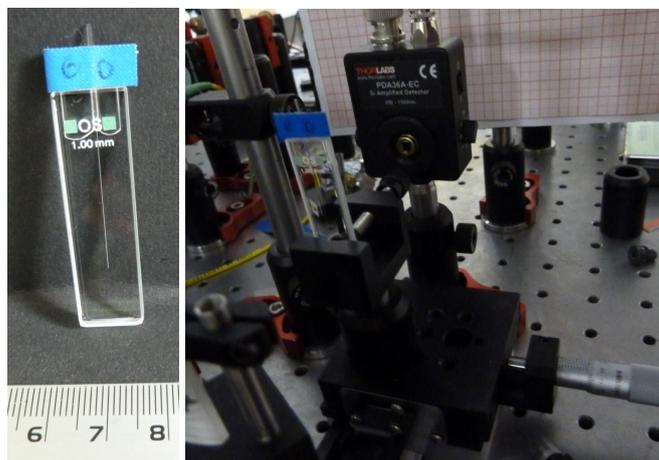


Abbildung 7: Küvette mit Hohlleiter im Aufbau

In dem in Abbildung (6) gestrichelten Bereich befindet sich die Hohlleiter in unterschiedlichen Aufbauten (siehe Abbildungen (7)-(8)). In jedem Fall wird die Faser auf einer senkrecht zum Strahl verschiebbaren Bühne gelagert, um ihre Position im Strahl genau anpassen zu können. In Abbildung (7) ist eine Kapillare mit einem Außendurchmesser von 1 mm zu sehen, die in eine mit Dispersionsöl gefüllte Küvette eingebracht wurde. Dieser Aufbau dient der Spektroskopiemessung der Hohlleiter mit einigen  $\mu\text{m}$  Innendurchmesser und findet hauptsächlich in Kapitel 4.3 Anwendung. Werden Kapillaren mit einem größeren Außendurchmesser verwendet, so werden sie wie in Abbildung (8) gezeigt, eingebaut. In diesem Aufbau lässt sich die Kapillare zusätzlich horizontal verschieben. Die astigmatische Linse muss für diesen Aufbau, in Relation zum Aufbau aus Abbildung (7), um  $90^\circ$  gedreht werden.

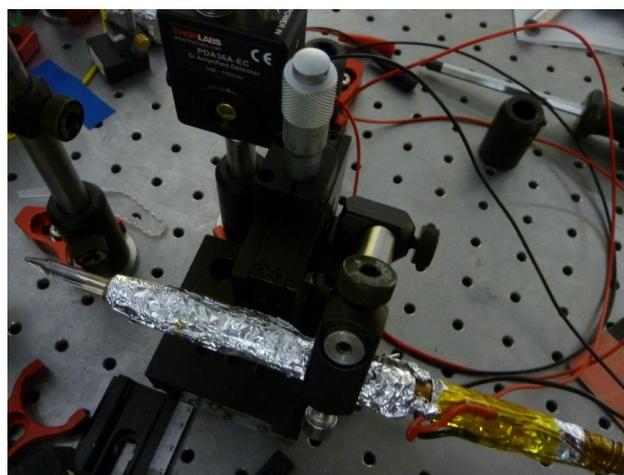


Abbildung 8: Kapillare im Aufbau

### 3.3 Verwendete Kapillaren

Im Verlauf dieser Bachelorarbeit werden spektroskopische Untersuchungen an unterschiedlichen Kapillaren durchgeführt. Hier soll ein kurzer Überblick über diese und ihre Verwendung gegeben werden.

Als erstes sind die Hohlfasern mit verschiedenen Innendurchmessern von einigen  $\mu\text{m}$  zu nennen, wie sie in Abbildung (9) zu sehen sind.

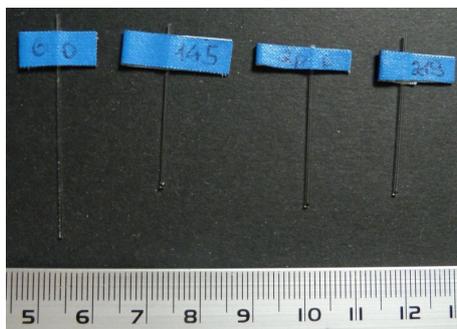
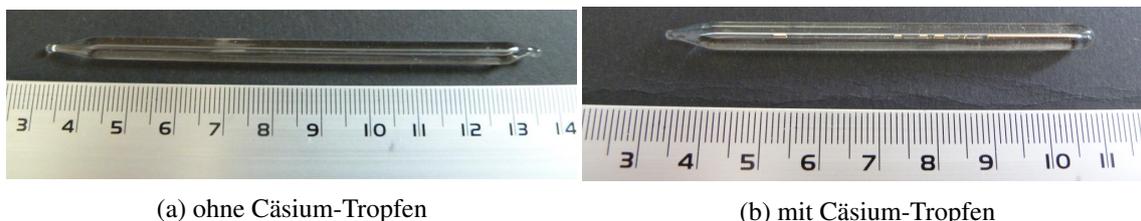


Abbildung 9: Hohlfasern mit verschiedenen Innendurchmessern

Sie haben einen Außendurchmesser von 1 mm und einen Innendurchmesser von  $60 \mu\text{m}$ ,  $145 \mu\text{m}$ ,  $206 \mu\text{m}$  und  $219 \mu\text{m}$ . Sie sind nur auf einer Seite geschlossen und werden in Kapitel 4.3 zur Messung der Beugung verwendet.

Außerdem werden auch noch einige Kapillaren mit größeren Außendurchmessern verwendet. Darunter die Kapillaren mit einem Innendurchmesser von  $0,7 \text{ mm}$  in Abbildung (11). Eine davon enthält einen Tropfen flüssiges Cäsium. Auf ihre Entstehung wird hauptsächlich in Kapitel 5.3 eingegangen. Sie wird jedoch schon davor in den Kapiteln 4.2 und 5.1 zu Referenzzwecken verwendet.



(a) ohne Cäsium-Tropfen

(b) mit Cäsium-Tropfen

Abbildung 11: Kapillaren mit Innendurchmesser von  $0,7 \text{ mm}$

Die Kapillare aus Abbildung (12) besteht aus einem mit Cäsium gefüllten Reservoir, an das 4 Hohlfasern mit einem Innendurchmesser von  $460 \mu\text{m}$  angeklebt wurden. Im Weiteren wird sie zur einfachen Unterscheidung verkürzt Igel genannt.

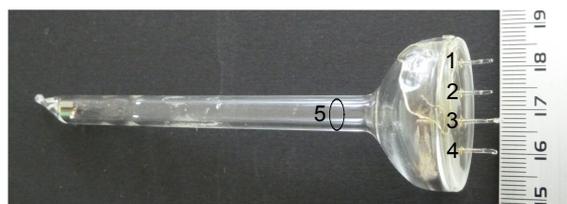


Abbildung 12: Kapillare mit angeklebten Hohlfasern, sog. Igel

Die an den Hohlfasern 1 bis 4 betriebene Spektroskopie wird in Kapitel 5.2 behandelt. Allerdings werden an der, in der Abbildung als 5 markierten Stelle, Messungen durchgeführt, die in Kapitel 4.1 und 5.1 verwendet werden.

Schlussendlich gibt es noch fünf Kapillaren, von denen zwei einen Innendurchmesser von 5 mm und drei einen Innendurchmesser von 3 mm haben (siehe Abbildung (13)).

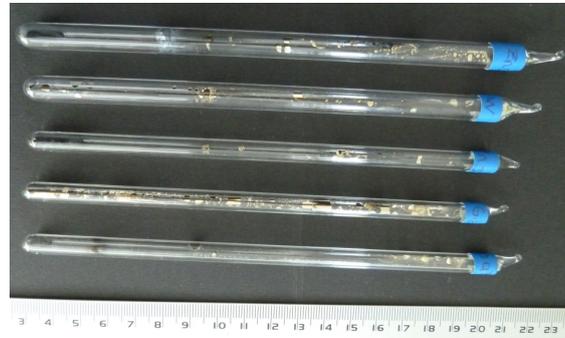


Abbildung 13: Kapillaren mit Verunreinigungen

Diese sind mit Cäsium gefüllt, das mit jeweils einem anderen Stoff verunreinigt wurde, um dessen Beständigkeit in Anwesenheit von aggressiven Alkalimetallen zu prüfen. Spektroskopiert wurde jedoch nur das Cäsium. Auf die Art der Verunreinigung und ihre Auswirkung auf die Spektroskopie wird in Kapitel 5.1 eingegangen.

## 4 Messungen zur Optimierung des Aufbaus

Im vorigen Kapitel wurde der Aufbau des Experiments erklärt. Nun soll dieser Aufbau genauer untersucht werden. Der Laserstrahl wird auf die Hohlfaser fokussiert, jedoch gelangt ein nicht zu vernachlässigender Teil des Lichts nicht durch den Kern, sondern durch den Mantel, wie in Abbildung (14) skizziert. Wenn Licht von einem optisch dichteren Medium in ein optisch dünneres Medium übergeht, kann es in Abhängigkeit vom Winkel zu Totalreflexionen kommen. Daher kann der Strahl im Mantel teilweise mehrmals reflektiert werden. Zwei mögliche Strahlenverläufe sind mit Magenta in die Skizze eingezeichnet.

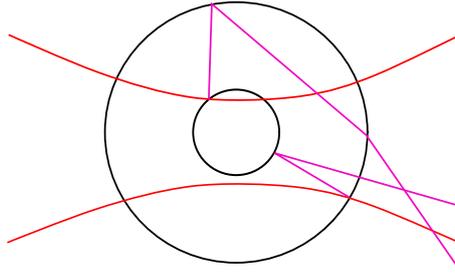


Abbildung 14: Skizze des Strahlenverlaufs durch die Faser

Dadurch stammt nur ein kleiner Teil des Lichts, das auf die Photodiode trifft, vom Kern selbst und hat mit den Atomen wechselgewirkt. Der Rest wird als Hintergrund sichtbar. Zusätzlich zu diesem Mantel-Hintergrund gibt es noch das Hintergrundsignal, das schon vor dem Passieren der Hohlfaser dem Laserstrahl überlagert ist. Um diese beiden Störfaktoren zu unterdrücken, wird der Lock-in-Verstärker eingesetzt. Da dieser auf das Signal gelockt wird, kann so effektiv der Hintergrund des Hohlfasermantels unterdrückt werden. Das auf dem Laser überlagerte Störsignal kann mithilfe des Gradienten-Abschwächers und der Photodiode (H) beseitigt werden. Die Effizienz dieser beiden Verfahren wird in Abschnitt 4.1 diskutiert. In Kapitel 4.2 wird untersucht, wie sich eine Erhöhung der Temperatur sich auf die Stärke des Signals auswirkt.

Außerdem spielt, da der Laser senkrecht auf die Faser trifft, Beugung eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Um diese etwas zu unterdrücken, wird in Kapitel 4.3 die Auswirkung eines Dispersionsöls untersucht.

Um die gemessenen Signale zu untersuchen wird eine Fitfunktion der Form

$$I(\omega) = (A_0 + A_1(\omega - \omega_0) + A_2(\omega - \omega_0)^2) \cdot \exp \left[ -\sqrt{2\pi} \cdot C \cdot \omega_D \cdot \left( \frac{1}{3} V(\omega - \omega_1) + V(\omega - \omega_2) + V(\omega - \omega_3) + \frac{5}{7} V(\omega - \omega_4) \right) \right] + (B_0 + B_1(\omega - \omega_0) + B_2(\omega - \omega_0)^2) \quad (14)$$

verwendet. Hierbei sind  $A_n$ ,  $B_n$  und  $C$  Fitparameter und  $\omega_D$  die Dopplerbreite.  $\omega_0$  ist die Zentralfrequenz, während  $\omega_n$  mit  $n = 1..4$  die Übergangsfrequenzen der Hyperfeinstruktur sind:  $\omega_1$  für  $F = 3 \rightarrow F' = 3$ ,  $\omega_2$  für  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ ,  $\omega_3$  für  $F = 4 \rightarrow F' = 3$  und  $\omega_4$  für  $F = 4 \rightarrow F' = 4$ . Die Faktoren  $1/3$  und  $5/7$  sind Skalierungsfaktoren für die Stärke der Übergänge.

Um die Funktion des Lock-in-Verstärkers zu berücksichtigen, muss für die mit ihm erhaltenen Signale die Funktion aus Gleichung (14) mit einer, um die Frequenz des AOM  $\omega_{\text{AOM}} = 400$  MHz verschobenen Funktion, überlagert werden:

$$I_{\text{Lock-in}} = s_{gl} \cdot (I(\omega) - s \cdot (I(\omega + \omega_{\text{AOM}}) + r \cdot I(\omega))). \quad (15)$$

Dabei sind  $s_{gl}, s$  und  $r$  Skalierungsfaktoren, die die Stärke der einzelnen überlagerten Funktionen an einander anpassen. Sie ergeben sich aus den gemessenen Intensitäten zu  $s_{gl} = 2$ ,  $s = 0,8$  und  $r = 0,2$ . Der erste Summand besteht nur aus  $I(\omega)$  und gibt das Signal bei ausgeschaltetem AOM, wenn also nur die 0.Ordnung zu sehen ist, wieder. Durch das Anschalten des AOMs wird die Frequenz des Lasers in der 1.Ordnung von  $\omega_0$  nach  $\omega_0 + \omega_{\text{AOM}}$  verschoben. Dies ist schematisch in Abbildung (15) dargestellt. Die 0.Ordnung wird nicht frequenzverschoben, jedoch nimmt sie in ihrer Intensität ab. Dies wird im zweiten und dritten Summanden berücksichtigt.

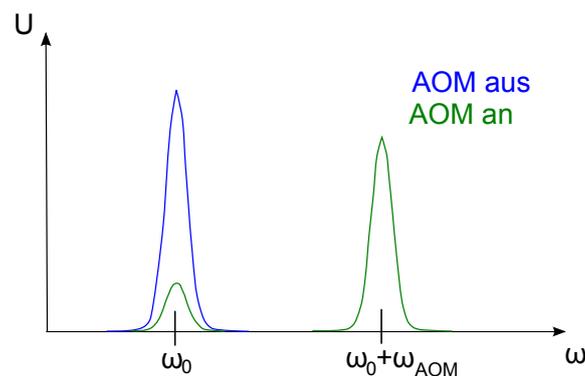


Abbildung 15: Frequenzverschiebung durch den AOM

Das Differenzsignal dieser beiden Funktionen wird im Lock-in-Verstärker verstärkt. In Abbildung (16) ist das resultierende Signal dargestellt.

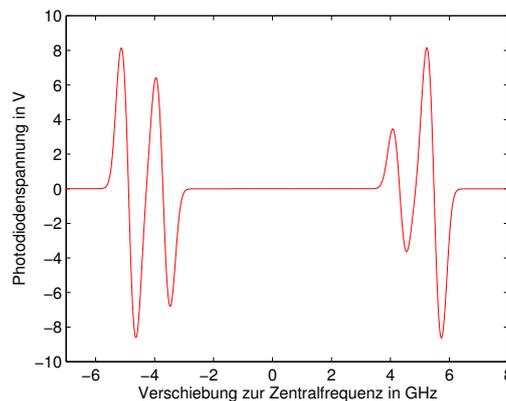


Abbildung 16: Funktion, die durch den Lock-in-Verstärker entsteht

Aus dieser Fitfunktion lässt sich dann die optische Dichte nach Formel (12) und (13) bestimmen. Da der Übergang  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  gleich stark ist wie der Übergang  $F = 4 \rightarrow F' = 3$  wird im folgenden nur die optische Dichte des Übergangs  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  angegeben.

Beim Berechnen der optischen Dichte wurde hauptsächlich über die Dopplerbreite und über den Fitparameter  $A$  an die Daten gefittet. Dabei wurden vor allem bei den Messungen aus Kapitel

5.1 starke Schwankungen in der Dopplerbreite beobachtet. Es ergaben sich Werte von  $300 \pm 30$  MHz. Dies ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf eine Sättigungsverbreiterung, wie sie in Kapitel 2.2 beschrieben wird, zurückzuführen. Diese könnte schwanken, je nachdem wie gut die Kapillaren getroffen werden und wie die Beugungs- und Brechungseffekte mit hineinspielen. Die Sättigungsintensität für den Übergang der  $D_1$ -Linie beträgt  $I_{\text{Sat}} = 2,5055 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$  [8]. Mit einer Leistung von  $P = 10 \mu\text{W}$  muss der Laser demnach nur auf  $A = \frac{P}{I_{\text{Sat}}} = 0,4 \text{ mm}^2$  fokussiert werden, um den Sättigungsbereich zu erreichen.

#### 4.1 Signalverbesserung durch den Lock-in-Verstärker

In diesem Kapitel wird die Nützlichkeit des Lock-in-Verstärkers untersucht. Zu diesem Zweck werden verschiedene Messungen mit unterschiedlichen Konfigurationen durchgeführt. Dabei wird das Reservoir des Igels benutzt (siehe Abbildung (12) Position 5). Nur Abbildung (17) wurde nicht mit dem Reservoir, sondern mit der Referenzzelle aufgenommen. Man sieht deutlich, wie die Intensität des Lasers linear mit der Frequenz abnimmt. Dies kommt durch das Current-Feedback der Laserdiode zustande.

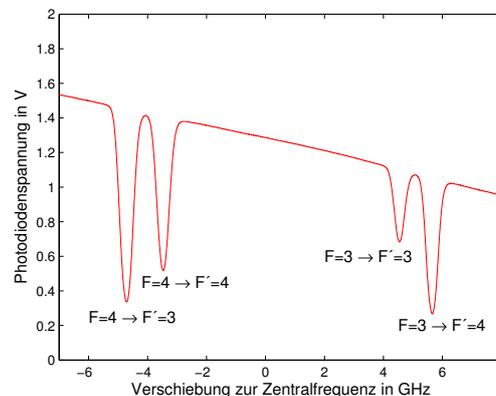


Abbildung 17: Referenzsignal

Dieses Verhalten ist auch in Abbildung (18) zu sehen. Hier ist das Signal dargestellt, das mit der Photodiode (H) aufgenommen wurde. Zusätzlich zu der Intensitätsabnahme ist das Hintergrundsignal gut zu beobachten. Dieses Hintergrundsignal ist nicht auf Rauschen zurückzuführen, da im Oszilloskop bereits gemittelt wurde. Es lässt sich auch schon vor der Single-Mode-Faser messen und entsteht wahrscheinlich durch einen Fabry-Pérot-Effekt.

Auch in Abbildung (19a) ist das Hintergrundsignal deutlich zu erkennen. Hier wird das Signal gezeigt, wie es von der Photodiode (M) aufgenommen wird, ohne dass der Lock-in-Verstärker zwischengeschaltet ist. Das Signal ist sehr schwach und der Übergang  $F = 3 \rightarrow F' = 3$  nur zu erahnen. Dies kann verbessert werden, indem das Hintergrundsignal abgezogen wird, sodass das Signal in Abbildung (19b) entsteht.

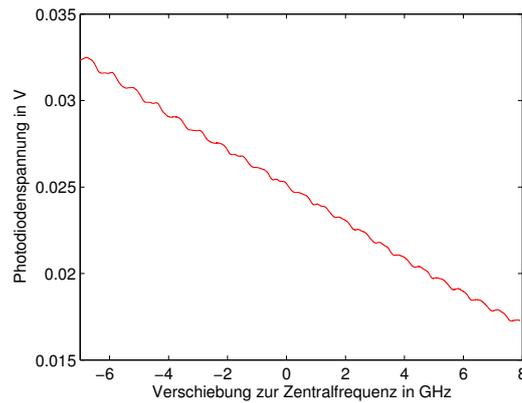
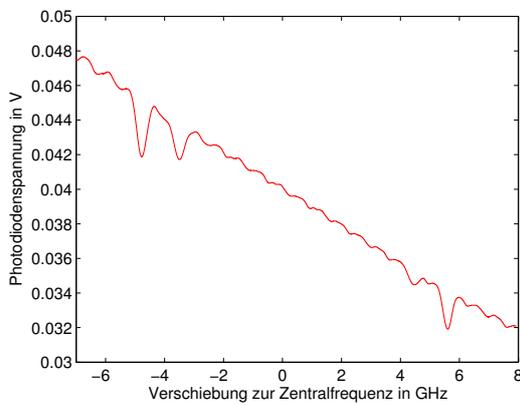
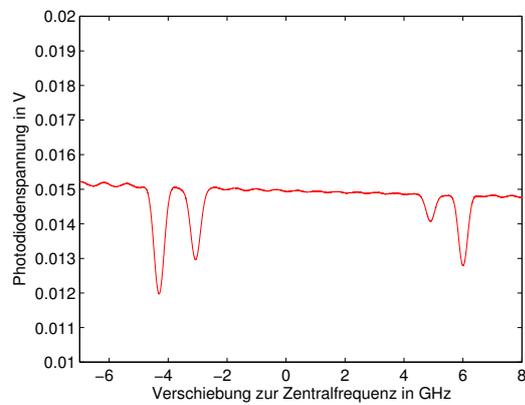


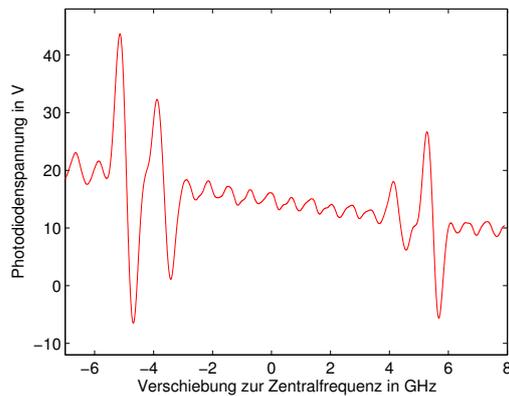
Abbildung 18: Hintergrund



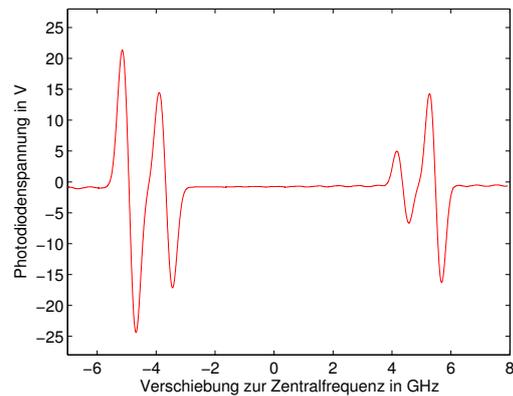
(a) ohne Lock-in-Verstärker



(b) minus Hintergrund ohne Lock-in-Verstärker



(c) mit Lock-in-Verstärker



(d) minus Hintergrund mit Lock-in-Verstärker

Abbildung 19: Absorptionsspektren für verschiedene Konfigurationen

Das Signal, das in Abbildung (19c) dargestellt ist, ist dasselbe Signal wie in Abbildung (19a) nur, dass in Abbildung (19c) zwischen Photodiode (M) und Oszilloskop der Lock-in-Verstärker geschaltet wurde, während der AOM periodisch an- und ausgeschaltet wurde. Dies lässt sich auch leicht an der veränderten Form des Signals beobachten. In den Abbildungen (18), (19a) und (19b)

wurde der AOM nicht angesteuert und daher nur die 0. Ordnung gemessen, während er in Abbildung (19c) und (19d) im Wechsel an und ausgeschaltet wurde, sodass eine Überlagerung aus 0. und 1. Ordnung entstand. Zusätzlich wurde in Abbildung (19d) im Lock-in-Verstärker das Hintergrundsignal abgezogen. Hier ist gut zu sehen, dass die Hintergrundschwankung fast vollständig unterdrückt werden kann, ebenso die Intensitätsabnahme in Abhängigkeit von der Frequenz.

In Tabelle (2) sind die Signal-Rausch-Verhältnisse (SNR) für die verschiedenen Messungen aufgelistet. Das Zuschalten des Lock-in-Verstärkers bringt bereits eine Verbesserung des SNR um einen Faktor von ungefähr 2. Wird das aufgenommene Hintergrundsignal ohne den Lock-in-Verstärker vom Messsignal abgezogen, so kann das SNR um das 4 bis 8-fache gesteigert werden. Wird jedoch der Gradienten-Abschwächer richtig positioniert und das Hintergrundsignal vom Messsignal im Lock-in-Verstärker abgezogen, so kann das ursprüngliche SNR sogar um gut einen Faktor 20 vergrößert werden.

Peak	ohne Lock-in	mit Lock-in	ohne Lock-in minus Hintergrund	mit Lock-in minus Hintergrund
$F = 4 \rightarrow F' = 3$	3,9	5,3	23,8	77,5
$F = 4 \rightarrow F' = 4$	2,0	3,9	16,2	54,2
$F = 3 \rightarrow F' = 3$	1,4	1,9	5,8	20,3
$F = 3 \rightarrow F' = 4$	2,6	6,8	15,7	52,0

Tabelle 2: SNR der Signalpeaks in Abhängigkeit des Versuchsaufbaus

Durch den Aufbau mit dem Lock-in-Verstärker lässt sich die Messung des Signals demnach deutlich vereinfachen. Vor allem bei Kapillaren mit geringerem Innendurchmesser, in welchen das Signal noch schwächer ist, ist dieser Aufbau nicht mehr optional. So konnte in Kapitel 5.2 ohne diesen Aufbau kein Signal detektiert werden.

## 4.2 Signalverbesserung durch Temperaturerhöhung

Eine weitere Möglichkeit die Signalstärke zu erhöhen, kann durch Temperaturerhöhung erzielt werden. Zu diesem Zweck wird anhand der Kapillare mit einem Cäsium-Tropfen aus Abbildung (11) das Signal in Abhängigkeit von der Temperatur untersucht. Dabei wird die Kapillare wie in Abbildung (8) zu sehen in den Aufbau eingebracht. Die Kapillare liegt dabei in einem mit Heizdraht umwickelten Kupferrohr. Über eine Stromquelle kann die Temperatur dieses Ofens eingestellt werden. Die Temperatur wird an der Außenseite des Ofens gemessen.

Die in Abbildung (20) gezeigten Kurvenverläufe wurden alle bei gleicher Einstellung der Kapillare im Strahl und gleicher Position des Gradienten-Abschwächers aufgenommen. Dabei wurde die Temperatur langsam erhöht und immer wieder das beobachtete Signal mit dem Lock-in-Verstärker optimiert und aufgenommen. Die Verstärkung des Signals ist deutlich zu erkennen. Dies liegt daran, dass sich in der Kapillare an den Wänden adsorbiertes Cäsium befindet.

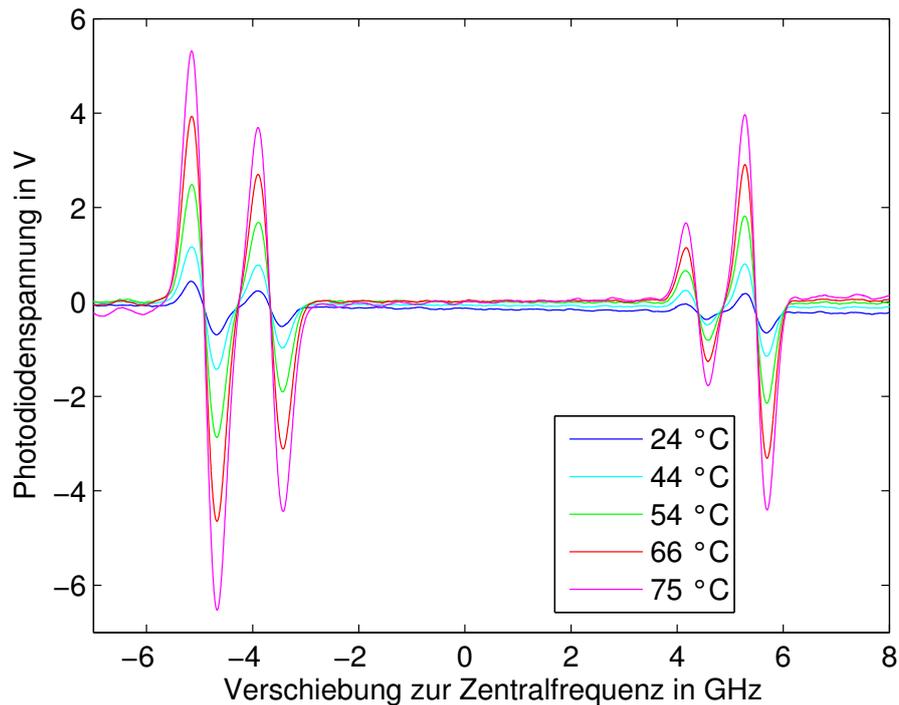


Abbildung 20: Signal in Abhängigkeit der Temperatur

Durch das Erhöhen der Temperatur steigt der Dampfdruck und die Atome gehen in die Dampfphase über. Dadurch steigt die Dichte der an der Spektroskopie beteiligten Atome und damit die optische Dichte (siehe Tabelle (3)). Das Signal wird verstärkt, bis eine Sättigung erreicht wird.

Kapillare	$OD_{3 \rightarrow 3}$	$OD_{3 \rightarrow 4}$	$OD_{4 \rightarrow 4}$
24 °C	0,04	0,13	0,09
44 °C	0,10	0,30	0,21
54 °C	0,21	0,62	0,44
66 °C	0,34	1,02	0,73
75 °C	0,45	1,35	0,96

Tabelle 3: Optische Dichten in Abhängigkeit der Temperatur

Der Dampfdruck  $P_v$  für flüssiges Cäsium ist nach [8] mit

$$P_v(T) = 10^{7,046 - \frac{3830}{T[\text{K}]}} \quad [\text{torr}] \quad (16)$$

gegeben, woraus sich die Teilchendichte  $N$  berechnen lässt:

$$N = \frac{P_v}{k_B T}. \quad (17)$$

Da die optische Dichte proportional zur Teilchendichte ist, wurden daher an die Messdaten in Abbildung (21) eine Funktion der Form

$$OD(T) = A \cdot \frac{P_v(T)}{T} + B \quad (18)$$

gefitet. Die Fitfunktion stimmt mit den Erwartungen grob überein, jedoch sind noch Abweichungen erkennbar, vor allem bei 54 °C. Das könnte daran liegen, dass die Temperatur an der Außen-

seite des Ofens gemessen wurde und daher nicht zwingend mit der Temperatur in der Kapillare übereinstimmt. Außerdem stieg die Temperatur in diesem Bereich sehr schnell, was zu einer Verzögerung des Temperaturgleichs in der Kapillare geführt haben könnte.

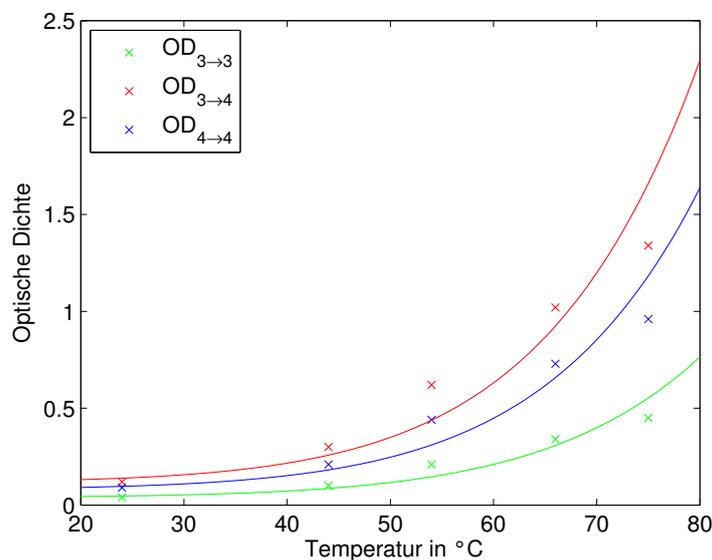


Abbildung 21: Optische Dichte in Abhängigkeit der Temperatur

### 4.3 Brechungsverringeringung mit Dispersionsöl

#### Interferenzmuster ohne Öl

Da der Laser senkrecht auf die Fasern trifft, spielt Brechung und Beugung eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Um diese zu messen, wird der Aufbau, wie zuvor in Abbildung (7) beschrieben, aufgebaut. Die Photodiode (M) wird jedoch entfernt und der Strahl trifft auf den im Hintergrund erkennbaren Schirm mit Millimeterpapier. Der Abstand der Küvette zum Schirm beträgt dabei  $w = 157$  mm. Eine Kamera mit Objektiv wird auf diesen Schirm gerichtet und das Interferenzmuster wird aufgenommen.

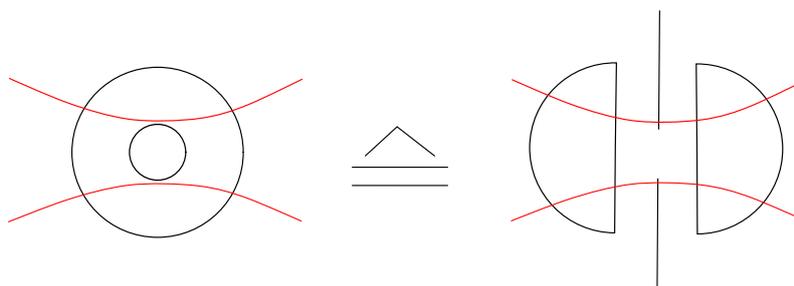


Abbildung 22: Modellvorstellung: Die Kapillare wird durch 2 Linsen und eine Spaltblende ersetzt

In Abbildung (22) wird eine grobe Modellvorstellung für die Lichtleitung in der Hohlleiter gezeigt. Der Laserstrahl wird auf die Hohlleiter fokussiert, weitet sich danach jedoch wieder auf. Der Mantel fungiert ähnlich zweier dicker Linsen, während der Hohlkern einem Spalt gleichgesetzt wird. Dabei greift das Babinet'sche Prinzip, nach dem ein Einfachspalt und ein Hindernis mit demselben

Durchmesser dasselbe Interferenzmuster erzeugen. Werden die Linseneffekte des Mantels und die Tatsache, dass auf den Spalt fokussiert wird zunächst außer acht gelassen, so ergibt sich das einfache Modell eines Einfachspaltes. Dieses zeigt konstruktive Interferenz, wenn Formel (19) erfüllt ist. Daher sollten auf dem Schirm Interferenzmaxima unter dem Winkel  $\alpha$  mit einem Abstand  $d_n$  von der 0.Ordnung beobachtet werden können, wie sie in Formel (20) berechnet werden.

$$\sin(\alpha) = \frac{2n + 1}{2a} \lambda \quad (19)$$

$$\tan(\alpha) = \frac{d_n}{w} \quad (20)$$

Für die Abstände der Maxima zur 0.Ordnung lässt sich mit Formel (19) und (20) eine Erwartung berechnen:

$$d_n = \tan(\arcsin(\frac{2n + 1}{2a} \lambda)) \cdot w \quad (21)$$

In den folgenden Abbildungen sind die Interferenzmuster für unterschiedliche Innendurchmesser aufgezeigt. In den Abbildungen (23a) - (23d) sind die Bilder, wie sie von der Kamera aufgenommen wurden, gezeigt. In den Abbildungen (24a) - (24d) sind die gemessenen Intensitäten über den Abstand zur Mitte aufgetragen.

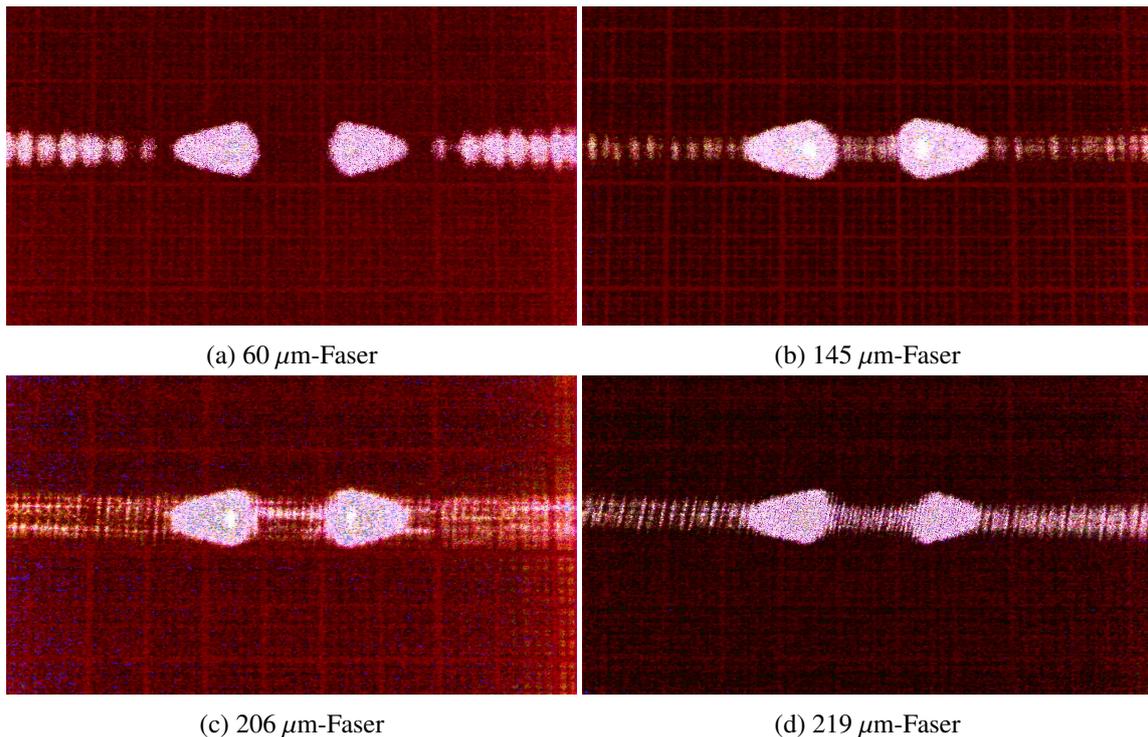


Abbildung 23: Kameraaufnahmen der Interferenz ohne Öl für verschiedene Innendurchmesser

Die beiden breiten Peaks in der Mitte kommen wahrscheinlich durch das Fokussieren des Laserstrahles zustande. Der Teil, der durch den Mantel gelangt ohne groß abgelenkt zu werden, weitet sich nach Passieren der Küvette wieder und verdeckt damit die ersten Ordnungen. Daher sieht man erst die Ordnungen  $n \geq n_s$  für die gilt  $d_n > 10 \text{ mm}$ .

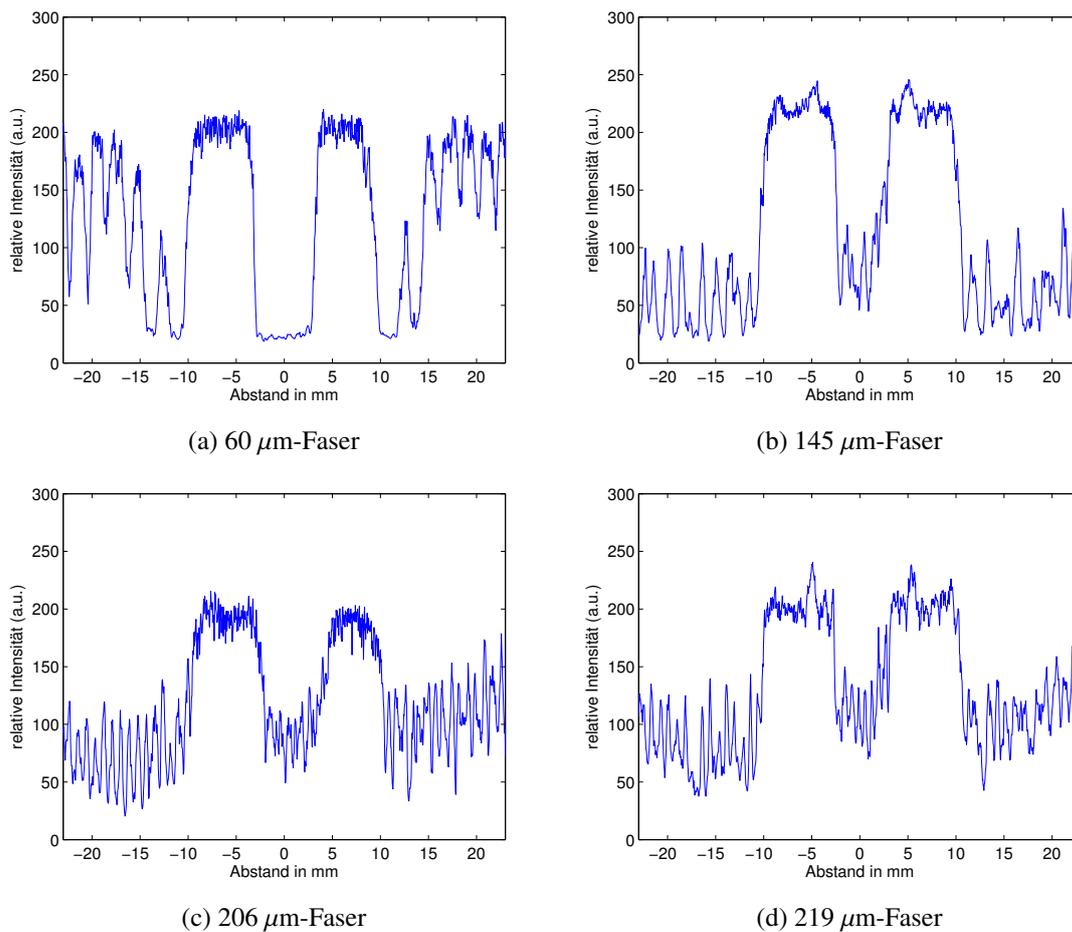


Abbildung 24: Intensitäten des Interferenz ohne Öl für verschiedene Innendurchmesser

Aus Formel (21) ergeben sich daher folgende Vorhersagen

$a$ [ $\mu\text{m}$ ]	Theorie			Experiment			
	$n_s$	$d_{n_s}$ [mm]	$d_{n+1} - d_n$ [mm]	$d_{n_s}$ [mm]		$ d_{n+1} - d_n $ [mm]	
60	4	10,6	2,4	-12,8	12,8	2,5	2,4
145	11	11,2	1,0	-11,4	11,5	1,3	1,6
206	15	10,6	0,7	-10,8	10,9	1,0	0,7
219	16	10,6	0,6	-11,4	11,3	0,7	0,6

Tabelle 4: Vergleich der Theorie mit den gemessenen Abständen der Interferenzmaxima

Diese Vorhersagen werden nun mit den Messergebnissen verglichen. Dabei konnte mithilfe der Diagramme (24a) - (24d) die Positionen der Maxima bis auf einen Fehler von  $\pm 0,1$  mm bestimmt werden. Dies wurde sowohl für die negativen wie für die positiven Ordnungen durchgeführt und jeweils der Abstand zur nächsten Ordnung gemessen, für den sich dadurch ein Fehler von  $\pm 0,2$  mm ergibt.

In Tabelle (4) sieht man, dass die ersten zu beobachtenden Ordnungen in den meisten Fällen weiter weg als vorhergesagt liegen. Vor allem bei der 60  $\mu\text{m}$  und der 219  $\mu\text{m}$  Hohlleiter wurden wohl eher die nächst höhere Ordnung beobachtet. Die Abstände der Ordnungen liegen jedoch im Bereich der Erwartungen.

Allerdings stimmen die weiteren Vorhersagen nicht so gut überein. So sollten die Abstände der Maxima mit steigender Ordnung im beobachteten Bereich und mit der erreichten Auflösung relativ konstant bleiben. Für die  $60\ \mu\text{m}$  Hohlfaser nimmt der Abstand jedoch ab und erreicht im beobachteten Bereich Werte von  $1,7\ \text{mm}$ . Der Abstand der Interferenzmaxima der anderen Kapillaren dagegen bleibt recht konstant, jedoch im Schnitt auf tendenziell höheren Werten als vorhergesagt. Ein Messfehler durch die nicht senkrechte Aufstellung vom Schirm zum Strahl oder von der Kamera zum Schirm, kann ausgeschlossen werden. Beim Auslesen der Pixel pro cm konnte als Differenz zwischen der Messung in der Mitte des Schirms und am Rand nur eine Differenz von  $\pm 1$  Pixel festgestellt werden. Das entspricht einem Fehler von  $\pm 0,04\ \text{mm}$ . Dieser Fehler liegt innerhalb der Messungenauigkeit, mit der die Abstände bestimmt werden konnten.

Das Modell eines Einfachspaltes kommt daher der Realität zwar schon recht nahe, die „Linseneffekte“ des Mantels können wohl jedoch nicht so einfach vernachlässigt werden.

### Interferenzmuster mit Öl

Nun wurde die Küvette mit Dispersionsöl gefüllt. Dieses besteht aus Glycerin und hat bei Raumtemperatur einen Brechungsindex von  $n = 1,466$  und kommt damit dem Brechungsindex des Duranglases  $n(\lambda = 587,6\ \text{nm}) = 1,473$  recht nahe. In den Abbildungen (25a) - (26d) ist zu erkennen, dass die Intensität der großen Peaks in der Mitte deutlich steigt, sodass die Kamera teilweise gesättigt wird, wie in den Intensitätsdiagrammen erkennbar ist. Auch rücken die Interferenzmaxima - bis auf die der  $60\ \mu\text{m}$ -Kapillare - näher aneinander, so dass der Abstand zwischen ihnen nicht mehr aufgelöst werden kann. Die in den Abbildungen (26a) - (26d) erkennbaren kleinen Hochpunkte kommen nicht von den Interferenzmaxima. Vielmehr entstehen die kleinen lokalen Minima durch die Schraffierung des Millimeterpapiers. Sie haben einen Abstand von  $1,0 \pm 0,05\ \text{mm}$  während an den tieferen Peaks die  $5\ \text{mm}$ -Markierungen des Millimeterpapiers erkennbar werden.

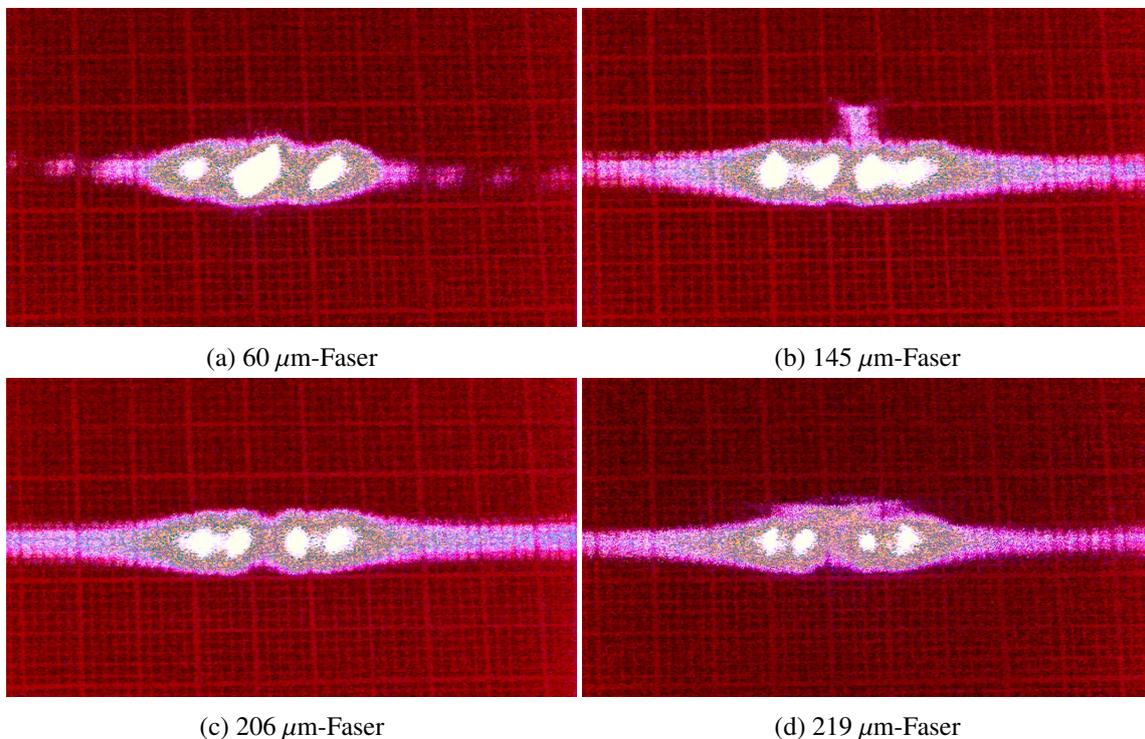


Abbildung 25: Kameraaufnahmen der Interferenz mit Öl für verschiedene Innendurchmesser

Die  $60\ \mu\text{m}$ -Hohlfaser unterscheidet sich auch dadurch, dass sie in der Mitte einen Hochpunkt hat, im Gegensatz zu den anderen Interferenzmustern, die dort einen Tiefpunkt haben. Das kann dadurch erklärt werden, dass der Abstand der beiden großen Maxima mit zunehmendem Innendurchmesser zunimmt und bei der  $60\ \mu\text{m}$ -Hohlfaser zu klein ist, um aufgelöst zu werden. Wieso jedoch bei dieser Hohlfaser die Abstände der Interferenzmaxima auf  $5\ \text{mm}$  steigen, ist nicht klar. Sollte die Hohlfaser eventuell nicht dicht abgeschlossen gewesen und Dispersionsöl in sie gelangt sein, so hätte sich die Beugung stärker als in den anderen Hohlfasern verringern sollen.

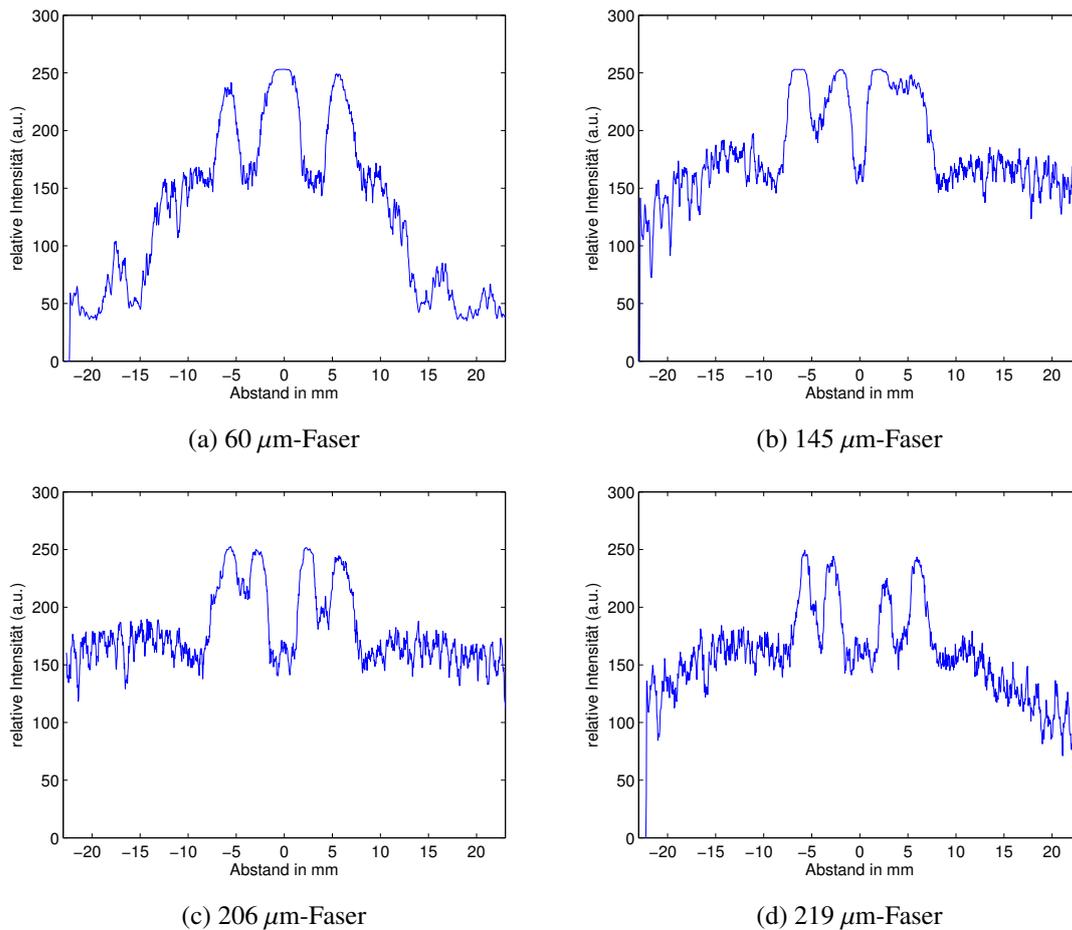


Abbildung 26: Intensitäten der Interferenz mit Öl für verschiedenen Innendurchmesser

Für die Kapillaren mit  $145\ \mu\text{m}$ ,  $206\ \mu\text{m}$  und  $219\ \mu\text{m}$  jedoch verringert sich der Abstand der Maxima, die Beugung kann demnach verringert werden. Natürlich kann sie nicht vollständig unterdrückt werden, da das Innere der Hohlfaser mit Gas gefüllt ist. In diesem Fall mit Luft, später dann mit Cäsium.

## 5 Spektroskopische Untersuchung an den Kapillaren

Die ursprüngliche Methode zur Herstellung der mit Cäsium gefüllten Hohlfasern sah aus wie folgt. Zunächst wurden die Hohlfasern mit unterschiedlichen Innendurchmessern von einigen  $\mu\text{m}$  auf einer Seite geschlossen und anschließend in eine Vakuumkammer eingebracht, welche mit Cäsiumdampf gefüllt wurde. In [6] wurde gezeigt, dass das Cäsium in der Kammer in die Hohlfasern diffundiert. Anschließend wurde das andere Ende der Hohlfasern mit einem  $\text{CO}_2$ -Laser angeschmolzen und so geschlossen. Die Aufgabe dieser Arbeit bestand darin, spektroskopische Messungen an diesen Hohlfasern durchzuführen. Leider konnte in keiner der auf diese Weise hergestellten Fasern ein Signal beobachtet werden. In den folgenden Kapiteln soll nun auf unterschiedliche mögliche Ursachen und auf den Erfolg alternativer Herstellungsmöglichkeiten eingegangen werden.

### 5.1 Spektroskopie mit Verunreinigungen

In einem der ersten Durchgänge zur Herstellung der Fasern mit oben beschriebenem Verfahren, reagierten die aus Zinkselenid ( $\text{ZnSe}$ ) bestehenden Vakuumkammerfenster mit dem Cäsium in der Kammer.

Nun wurden mehrere Kapillaren mit einem Innendurchmesser von 3 mm bzw. 5 mm mit Cäsium und einem der Stoffe Bariumfluorid ( $\text{BaF}_2$ ), Zinkselenid ( $\text{ZnSe}$ ), Zinksulfid ( $\text{ZnS}$ ), Wolfram (W) oder Germanium (Ge) gefüllt. Diese Stoffe - bis auf Wolfram - werden unter anderem als Materialien oder für Beschichtungen in der Infrarotspektroskopie verwendet, da sie im Infrarotbereich transparent sind. Damit sind sie im Zusammenhang mit der Verwendung des  $\text{CO}_2$ -Lasers mit einer Wellenlänge von  $10,6 \mu\text{m}$  interessant.

In Abbildung (27) werden die entsprechenden Kapillaren gezeigt. Diese Kapillaren dienten in erster Linie dazu zu testen, ob der Stoff mit dem Cäsium reagiert. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, färbten sich die ursprünglich gelblichen Stoffe Zinkselenid und Zinksulfid in den Kapillaren schwarz. Sie reagierten demnach heftig mit dem Cäsium. Auch das Germanium wurde beeinflusst. Es ging von seinem ursprünglich festem Zustand in ein Pulver über. Jetzt soll in diesem Kapitel anhand dieser Kapillaren untersucht werden, ob solche Verunreinigungen einen Einfluss auf das beobachtete Spektrum in der Hohlfasern haben könnten.

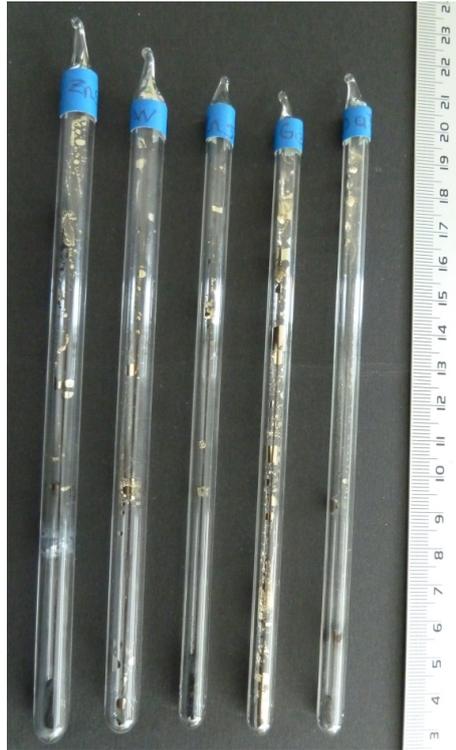


Abbildung 27: Kapillaren mit Verunreinigungen  
v.l.n.r: ZnSe, W, ZnS, Ge, BaF<sub>2</sub>

Die Kapillaren wurden wie in Abbildung (8), in den Spektroskopiebereich eingespannt. Zusätzlich wurde eine Messung am Reservoir des Igels im Bereich 5 (siehe Abbildung (12)) durchgeführt, um die Verunreinigung durch den Kleber Epotek 377 zu testen. Die gemessenen Signale sind in den Abbildungen (29a) - (29f) zu sehen. In Abbildung (28) ist als Referenzmessung die Messung an der 0,7 mm Kapillare mit dem Cäsium-Tropfen zu sehen. Dabei muss beim Vergleich beachtet werden, dass ihr Innendurchmesser nur 1/7 bis 1/4 des Durchmessers der anderen Kapillaren beträgt und ihr Signal dementsprechend schwächer ist.

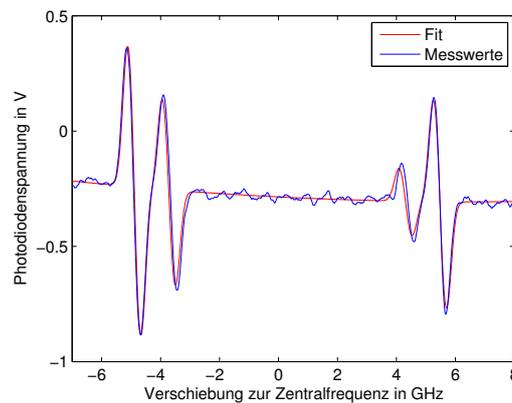


Abbildung 28: Reines Cäsium

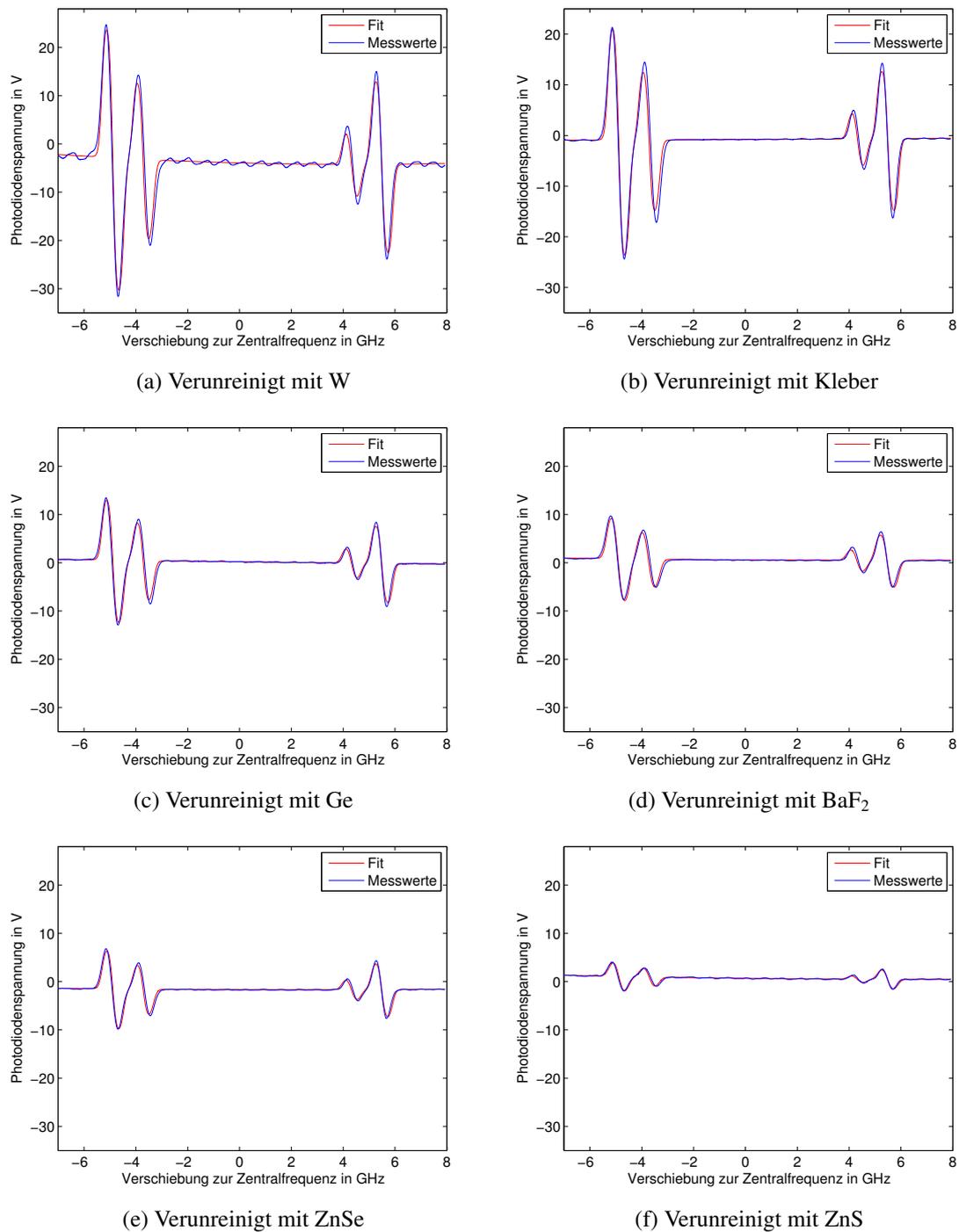


Abbildung 29: Cäsium mit verschiedenen Verunreinigungen

Für die verschiedenen Verunreinigungen wurden unterschiedliche optische Dichten gemessen, wie sie links in Tabelle (5) dargestellt sind. Auf der rechten Seite der Tabelle wurden die optischen Dichten berechnet, wenn für alle Messungen die Absorptionsstrecke 5 mm betragen hätte. Das bedeutet, dass die optischen Dichten der Kapillaren mit einem Innendurchmesser von 3 mm mit einem Faktor  $5/3$  und die Kapillare mit dem Innendurchmesser von 0,7 mm mit einem Faktor  $5/0,7$  multipliziert wurden. Dadurch können die Messungen besser verglichen werden.

	OD gemessen			OD auf 5 mm extrapoliert		
	$OD_{3 \rightarrow 3}$	$OD_{3 \rightarrow 4}$	$OD_{4 \rightarrow 4}$	$OD_{3 \rightarrow 3}$	$OD_{3 \rightarrow 4}$	$OD_{4 \rightarrow 4}$
Reines Cäsium	0,04	0,12	0,09	0,29	0,86	0,64
Kleber	0,76	2,28	1,63	1,27	3,80	2,72
Wolfram	0,74	2,23	1,59	0,74	2,23	1,59
Germanium	0,62	1,86	1,33	1,03	3,10	2,22
Bariumfluorid	0,59	1,78	1,27	0,98	2,97	2,12
Zinkselenid	0,46	1,37	0,98	0,46	1,37	0,98
Zinksulfid	0,18	0,54	0,39	0,30	0,90	0,65

Tabelle 5: Optische Dichten

Die optische Dichte des reinen Cäsiums ist sehr gering, wenn man sie mit den anderen optischen Dichten vergleicht. Allerdings ist die Kapillare auch verhältnismäßig kleiner. Schon in [6] wurde beobachtet, dass die optische Dichte in den Hohlfasern geringer ist als in der Kammer.

Für die restlichen optischen Dichten ergibt sich, dass das Cäsium, das durch den Kleber verunreinigt wurde, die größte optische Dichte besitzt. Das bestätigt die Annahme, dass nur eine geringe Menge an Kleber in die Kapillare gelangt ist. Die geringsten optischen Dichten ergaben sich für die Zinkverbindungen Zinkselenid und Zinksulfid. Diese Stoffe reagierten mit dem Cäsium in der Kapillare und hatten somit den größten Einfluss auf die Spektroskopie. Auch das Germanium wurde vom Cäsium beeinflusst und zerfiel zu einem Pulver. Für die weiteren Versuche in der Vakuumkammer bietet sich daher nur das Bariumfluorid-Fenster an.

## 5.2 Spektroskopie an Igel

Mithilfe des Igels soll ein alternatives Verfahren zur Herstellung der Kapillaren untersucht werden. Dazu wurden mit einem Ultraschallbohrer Löcher in eine Glasplatte gebohrt in die dann die Hohlfasern geklebt wurden. Anschließend wurde diese Glasplatte an dem Reservoir befestigt, welches anschließend mit flüssigen Cäsium gefüllt wurde.



Abbildung 30: Igel gefüllt mit Cäsium

Durch Spektroskopie konnte eindeutig nachgewiesen werden, dass der Cäsium-Dampf aus dem Reservoir in die 4 angeklebten Hohlfasern diffundierte. Die Hohlfasern haben einen Innendurchmesser von  $460 \mu\text{m}$ .

Anschließend wurden die Hohlfasern mithilfe eines Gasbrenners von dem Reservoir abgeschmolzen. In den abgetrennten Hohlfasern und auch in den zurückbleibenden Stummeln, wie sie in der Abbildung zu sehen sind, wurden spektroskopische Messungen durchgeführt. Dabei wurde der Igel analog zu der Kapillare in Abbildung (8) in den Spektroskopiebereich eingebracht. Die Absorptionsmessungen in den Stummeln führen zu den in den Abbildungen (31a) - (31d) gezeigten Resultaten.

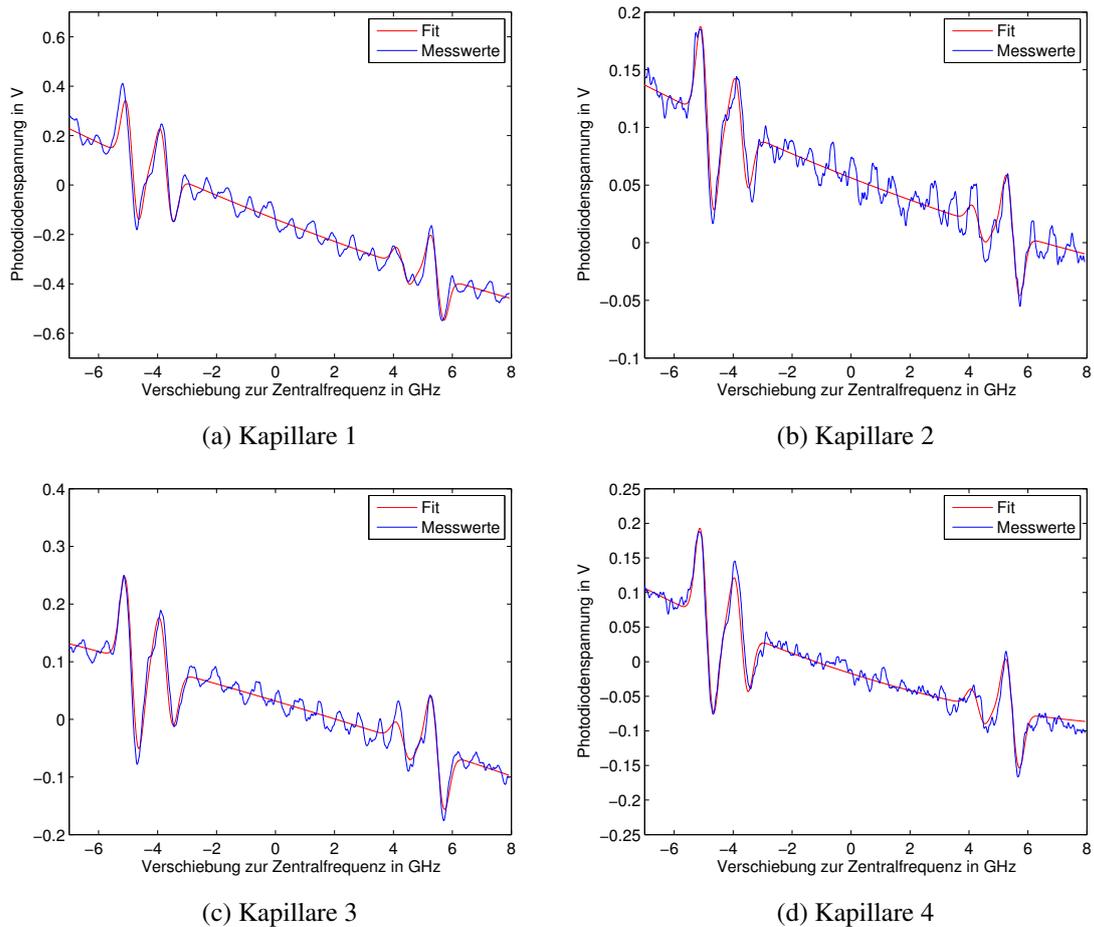


Abbildung 31: Absorptionsspektren der angeklebten Kapillaren

Es ist mit dem optimierten Aufbau, jedoch ohne Dispersionsöl, ein eindeutiges Signal zu beobachten, auch wenn das Rauschen nicht völlig unterdrückt werden kann. In den abgetrennten Hohlfasern kann jedoch kein Signal gemessen werden.

Die gemessenen optischen Dichten sind in Tabelle (6) festgehalten. Die optische Dichte in Kapillare 1 ist um ein vielfaches größer als in den anderen drei Kapillaren.

Kapillare	$OD_{3 \rightarrow 3}$	$OD_{3 \rightarrow 4}$	$OD_{4 \rightarrow 4}$
1	0,026	0,078	0,055
2	0,004	0,011	0,008
3	0,009	0,028	0,020
4	0,007	0,020	0,015

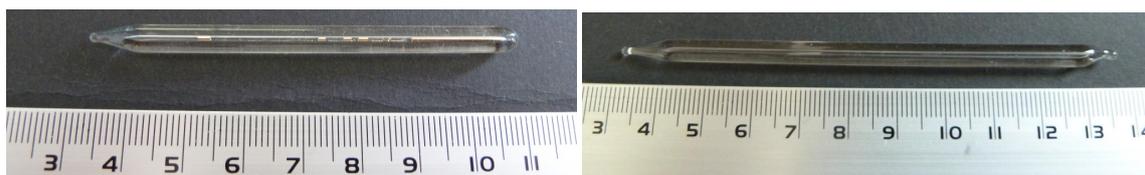
Tabelle 6: Optische Dichten

Das bedeutet, dass die Kapillaren entweder von dem Laser nicht so gut getroffen wurden, oder dass in diese Kapillaren nicht so viel Cäsium diffundierte. Letzteres könnte an der Befestigung bzw. am Kleber liegen.

### 5.3 Spektroskopie an einer Kapillare mit 0,7 mm Innendurchmesser

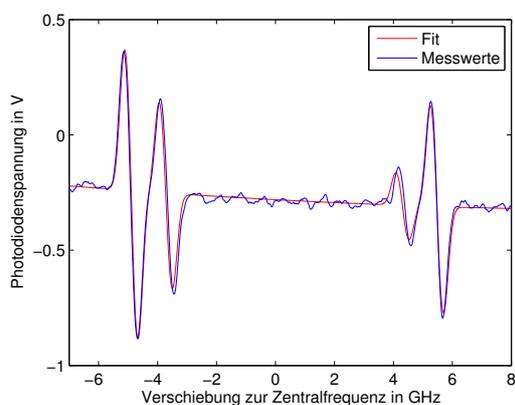
Um das Verfahren des Abschmelzens noch einmal genauer zu untersuchen, wurde eine Kapillare mit einem Innendurchmesser von 0,7 mm mit einem Cäsium-Tropfen gefüllt und geschlossen. Diese Kapillare wurde für einige Zeit in einem Ofen bei 150 °C erhitzt, um zu gewährleisten, dass die gesamte Kapillare gleichmäßig mit Cäsiumdampf gefüllt ist. Nach dem Herausnehmen wurde sie sofort mit einem Gasbrenner geteilt, so dass nun eine Kapillare mit und eine Kapillare ohne einen Cäsium-Tropfen entstand.

In den Abbildungen (32c) - (32f) sind die gemessenen Signale dargestellt.

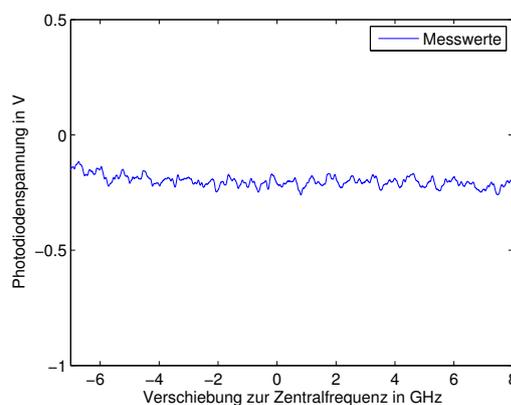


(a) Kapillare mit Cäsium-Tropfen

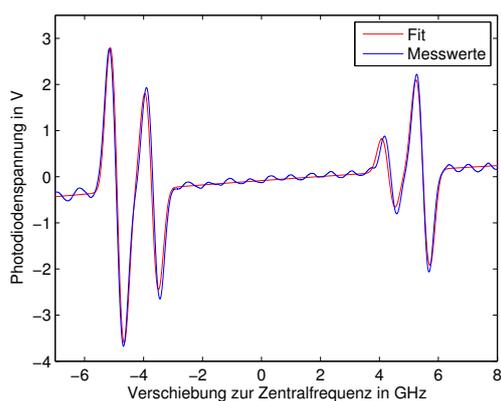
(b) Kapillare ohne Cäsium-Tropfen



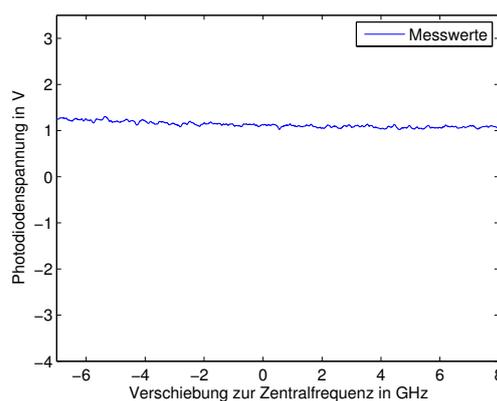
(c) mit Tropfen bei 26 °C



(d) ohne Tropfen bei 26 °C



(e) mit Tropfen bei 64 °C



(f) ohne Tropfen bei 64 °C

Abbildung 32: Absorptionsspektren der 0,7 mm-Kapillaren

In der Kapillare mit dem Tropfen ist ein deutliches Signal zu erkennen, das verbessert werden kann, indem die Kapillare auf 64 °C erwärmt wird. In der abgetrennten Kapillare, in der sich kein festes Cäsium befindet, konnte jedoch sowohl bei 26 °C als auch bei 64 °C kein Signal detektiert

werden. Die optischen Dichten für die Kapillare mit Tropfen sind in Tabelle (7) festgehalten.

Temperatur	$OD_{3 \rightarrow 3}$	$OD_{3 \rightarrow 4}$	$OD_{4 \rightarrow 4}$
26 °C	0,04	0,13	0,09
64 °C	0,23	0,68	0,49

Tabelle 7: Optische Dichten

#### 5.4 Fazit der Spektroskopiemessungen

In den vorangegangenen Kapiteln ist zu sehen, dass die Methode des Abschmelzens nicht zum Erfolg geführt hat. Dies war sowohl bei den Hohlfasern in der Kammer, die einen Innendurchmesser von bis zu einigen 100  $\mu\text{m}$  hatten, wie auch bei den 460  $\mu\text{m}$  Hohlfasern des Igels der Fall. Dabei konnte in beiden Fällen nachgewiesen werden, dass sich vor dem Abschmelzen Cäsium in den Hohlfasern befand. Dies gilt auch für die vergleichsweise dickere 0,7 mm-Kapillare. Die optische Dichte in dieser beträgt das 1,7-fache der optischen Dichte in Kapillare 1. Dies stimmt relativ gut damit überein, dass die Kapillare 1,5-fach so dick ist wie die angeklebten Hohlfasern. Jedoch beträgt die optische Dichte das 11,5-fache zur Kapillare 2, das 4,7-fache zur Kapillare 3 und das 6,4-fache zur Kapillare 4. Trotz dieser vergleichsweise viel größeren optischen Dichte konnte nach dem Abschmelzen in der Kapillare ohne sichtbaren Tropfen kein Signal detektiert werden. Es kann also nicht bzw. nicht nur an der geringen optischen Dichte in den Hohlfasern liegen, dass das Verfahren scheitert.

Die wahrscheinlichste Erklärung ist, dass beim Schmelzen des Glases Stoffe aus diesem austreten, die mit dem Cäsium reagieren und dieses dadurch vollständig „verbrauchen“.

## 6 Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wurde ein Aufbau zur spektroskopischen Messung von Cäsium-Dampf in Hohlfasern realisiert. Dabei wurde das Laserlicht senkrecht auf die Hohlfasern fokussiert und das dopplerverbreiterte Spektrum aufgenommen. Um das durch den Mantel entstehende Rauschen verbessern zu können, wurde ein AOM in Doppelpass-Konfiguration aufgebaut und mit seiner Hilfe ein Lock-in-Verstärker auf das Signal gelockt. Zusätzlich wurde das bestehende, dem Laser überlagerte, Hintergrundsignal vom gemessenen Signal abgezogen, um auch dieses Rauschen effektiv unterdrücken zu können. Dadurch konnte eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses um gut einen Faktor 20 erzielt werden. Außerdem wurde gezeigt, dass mithilfe eines Dispersionsöls die Brechung des Mantels verringert werden kann.

Der Aufbau ermöglichte es, selbst für Hohlfasern mit einem Innendurchmesser von  $460\ \mu\text{m}$  ein gutes Absorptionssignal zu detektieren. Es wurden auch Messungen an Kapillaren mit größeren Innendurchmessern durchgeführt. Zum einen wurden Kapillaren verwendet, die mit anderen Stoffen verunreinigt waren. Diese Verunreinigungen waren zum Großteil Stoffe, die in der Infrarotspektroskopie für Beschichtungen verwendet werden. Die Stoffe Zinkselenid und Zinksulfid reagierten mit dem Cäsium, was sich auch auf die optische Dichte des Cäsiums innerhalb der Kapillare auswirkte. Daher sollte Bariumfluorid für die Vakuumfenster verwendet werden, da sein Einfluss auf das Spektrum geringer war.

Zum anderen wurde das Herstellungsverfahren für mit Cäsium-Dampf gefüllte Hohlfasern untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass einfaches Abschmelzen der Hohlfasern mit einigen  $\mu\text{m}$  Innendurchmesser in einer Vakuumkammer nicht erfolgreich war. Ebenso gilt das für eine Kapillare mit einem Innendurchmesser von  $0,7\ \text{mm}$ , die mit flüssigem Cäsium gefüllt und dann mit einem Gasbrenner getrennt wurden, so dass eine Kapillarenhälfte kein flüssiges Cäsium enthielt. In dieser sowie in den Hohlfasern aus der Vakuumkammer konnte kein Absorptionssignal detektiert werden. Die wahrscheinlichste Erklärung ist, dass durch das Schmelzen des Glases Stoffe aus diesem austreten, die mit dem Cäsium reagieren.

Nun sollen weitere Herstellungsverfahren untersucht werden. Eine Möglichkeit ist zwei Hohlfasern in der Vakuumkammer miteinander zu bonden. Dazu sollen Hohlfasern in eine Glasplatte geklebt und anschließend poliert werden, um für das Bonden eine möglichst glatte Fläche zu erhalten. Diese Methode wird aktuell auf ihre Realisierbarkeit und ihren Erfolg hin untersucht.

## 7 Danksagung

Ich bedanke mich zu aller erst bei meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht und die mich in wundervoller Weise dabei unterstützt haben. Anschließend danke ich Herrn Pfau, dass er mir die Gelegenheit gegeben hat, diese Bachelorarbeit an seinem Institut zu schreiben. Ich bedanke mich auch beim gesamten Institut, vor allem den Mitarbeitern des 3.Stocks für die wunderbare Atmosphäre und die tolle Hilfsbereitschaft. Ich habe viele interessante Dinge gelernt und wurde jederzeit mit nützlichen Ratschlägen rund um den Aufbau meines Experiments unterstützt. Ganz besonders danke ich Daniel Weller, der mir von Anfang an bis zum Schluss jederzeit mit Rat und Tat beiseite gestanden hat.

**Literaturverzeichnis**

- [1] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 1. Grundlagen*. Springer Berlin Heidelberg, 2011.
- [2] E.A.Donely, T.P.Heavner, F.Levi, M.O.Tataw, S.R.Jefferts. Double-pass acousto-optic modulator system. *Review of scientific Instruments* 76, 063112, (2005).
- [3] Christopher J. Foot. *Atomic physics*, volume 7 : Atomic, optical, and laser physics of *Oxford master series in physics*. Oxford University Press, Oxford [u.a.], reprint. (twice with corr.) edition, 2011.
- [4] G.Epple, K.S.Kleinbach, T.G.Euser, T.Pfau, R.Löw, P.St.J.Russell. Rydberg atoms in kagomé photonic crystal fiber. *Research in Optical Sciences*, (paper QTu1B.6), 2014.
- [5] S. Knappe, V. Gerginov, Schwindt, P. D. D., V. Shah, H. G. Robinson, L. Hollberg, and J. Kitching. Atomic vapor cells for chip-scale atomic clocks with improved long-term frequency stability. *Optics Letters*, 30(18):2351, 2005.
- [6] Phillip Ilzhöfer. Spektroskopie von thermischem cäsium-dampf in hohlkernfasern: Bachelorarbeit. *Universität Stuttgart*, 2012.
- [7] Jonathon A. Sedlacek, Arne Schwettmann, Harald Kübler, Robert Löw, Tilman Pfau, and James P. Shaffer. Microwave electrometry with rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances. *Nature Physics*, 8(11):819–824, 2012.
- [8] Daniel A. Steck. *Alkali D Line Data*. Version 2.1.4. <http://steck.us/alkalidata>, 2010.