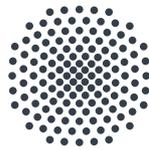


Spektroskopie von Rubidium mit integrierten photonischen Strukturen

BACHELORARBEIT VON
JOHANNES SCHANTA

VORGELEGT AM:
15. OKTOBER 2020

PRÜFER:
PROF. TILMAN PFAU



Universität Stuttgart
5. Physikalisches Institut

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre,

- dass ich diese Bachelorarbeit selbstständig verfasst habe.
- dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe.
- dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist.
- dass ich die Arbeit weder vollständig noch in Teilen bereits veröffentlicht habe, es sei denn, der Prüfungsausschuss hat die Veröffentlichung vorher genehmigt.
- dass der Inhalt des elektronischen Exemplars mit dem der Druckexemplare übereinstimmt.

Stuttgart, den 15. Oktober 2020

Johannes Schanta

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Atom-Licht-Wechselwirkung	2
2.1. 2-Niveau-Atom	2
2.2. Drehwellennäherung	3
2.3. Herleitung der optischen Bloch-Gleichungen	3
2.4. Absorption	4
2.5. Linienformen	4
3. Absorption in einer mit Rubidiumgas gefüllten Glaszelle	7
3.1. Die Glaszelle	7
3.2. Messaufbau zur Untersuchung der Absorption in der Glaszelle	8
3.3. Strahlradius des Pump-Lasers	9
3.4. Diskussion des Transmissionsspektrums	10
3.5. Auswertung des Hyperfeinspektrums	12
3.6. Berechnung des Absorptionskoeffizienten und der Dichte des $5P_{3/2}$ Zustandes aus den Hyperfeinspektren	14
3.7. Untersuchung der Hintergrundabsorption	16
4. Absorption in einer Zelle mit Slot-Wellenleiter-Struktur auf einem Nanochip	21
4.1. Die Slot-Wellenleiter-Struktur	21
4.2. Messaufbau zur Untersuchung von photonischen Nanostrukturen	22
4.3. Automatisiertes Einkoppeln in die Nanostrukturen	23
4.4. Absorption des Slot-Wellenleiters	25
5. Zusammenfassung	27
A. Ausblick: Blauverschiebung im Slot-Wellenleiter	28
B. Levelschema des Rubidium-Isotops ^{85}Rb	29
C. Literaturverzeichnis	30

Abstract

In dieser Arbeit wird mittels kontrapropagierender 2-Photonen-Spektroskopie, bei 780 nm und 1529 nm, das Spektrum von thermischen Rubidiumatomen in einer Glaszelle untersucht und die Ergebnisse dieser Messungen mit dem Spektrum einer Slot-Wellenleiterstruktur, umgeben von thermischen Rubidiumatomen, verglichen. Die aus den Spektren errechnete atomare Dichte des ersten angeregten Zustandes hilft atomare Wechselwirkungen innerhalb des Slot-Wellenleiters zu deuten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein entsprechendes Setup aufgebaut, das es ermöglicht, das Hyperfeinspektrum des $5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ Übergangs im Hinblick unterschiedlicher Pump-Laserleistungen und atomarer Dichten zu studieren. Weiter wurde eine automatisierte Stage für die Spektroskopie von Nanostrukturen aufgebaut. Die Slot-Wellenleiterspektren wurden für verschiedene atomare Dichten aufgenommen und mit den Spektren des Hyperfeinsignals verglichen.

1. Einleitung

Obwohl es seit vielen Jahrzehnten ausgereifte Nanochiptechnologien und auch solche mit photonischen Strukturen gibt und auch die Untersuchung von thermischen Alkaliatomen schon lange Gegenstand physikalischer Untersuchungen ist, ist die Kombination dieser beiden Felder ein vergleichsweise junges Forschungsgebiet. Die Interaktion von Alkaliatomen mit Licht in Nanostrukturen ist ein vielversprechendes Feld im Rahmen der neuen Quantentechnologien und findet unter anderem Anwendung im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung [1] und Atomphysik [2].

Im Rahmen dieser Arbeit soll eine Referenz für 2-Photonen-Spektroskopie in Slot-Wellenleiterstrukturen gesetzt werden. Diese Slot-Wellenleiter interagieren über ein evaneszentes Feld mit einem thermischen Rubidiumgas [3]. Durch Untersuchung der Absorption in einer mit Rubidiumgas gefüllten Glaszelle soll eine Referenz für anschließende Experimente bestimmt werden.

Dazu wird die 2-Photonen-Absorption des Rubidium-Isotops ^{85}Rb mit einem kontrapropagierenden Zweistrahl-Setup in einer mit thermischen Rubidiumgas gefüllten Glaszelle untersucht. Der genutzte Pump-Laser treibt den $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ Übergang und der Probe-Laser den $5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ Übergang. Mit diesem Setup ist eine Doppler-freie Spektroskopie möglich und die Hyperfeinstruktur des Probe-Übergangs kann untersucht werden. Aus dem so gemessenen Absorptionsspektrum soll der Absorptionskoeffizient und die Population des $5P_{3/2}$ -Zustands bestimmt werden. Außerdem wird eine dabei im Signal auftretende Hintergrundabsorption insbesondere auf Frequenzverschiebungen untersucht.

Im ersten Teil der Arbeit wird die Wechselwirkung eines 2-Niveau-Atoms mit einem konstanten klassischen Lichtfeld beschrieben, um einen theoretischen Ausdruck für die Transmissionspektren zu erhalten. Außerdem werden hierfür die Linienform der Doppler-Verbreiterung und das Voigt-Profil diskutiert.

Im zweiten Teil wird ein Doppler-freies 2-Photonen-Setup beschrieben und damit aufgenommene Transmissionsspektren diskutiert und ausgewertet. Dazu wird eine im Transmissionssignal auftretende Hintergrundabsorption durch einen Fit vom Hyperfeinsignal getrennt. Mit der Absorption des Hyperfeinsignals und des Hintergrundes wird jeweils die Dichte des $5P_{3/2}$ -Zustands ermittelt und anhand dieser die Relevanz für Atom-Atom-Wechselwirkungen diskutiert.

Die Ergebnisse werden durch Messungen der Absorption in einer Slot-Wellenleiterstruktur verglichen, um daraus Konsequenzen für zukünftige Experimente zu diskutieren.

2. Atom-Licht-Wechselwirkung

In diesem Kapitel wird eine semiklassische Theorie der Absorption von 2-Niveau-Atomen behandelt. Daraus wird ein Ausdruck für den Absorptionskoeffizient und die Linienform des in der Arbeit untersuchten Spektrums gewonnen.

2.1. 2-Niveau-Atom

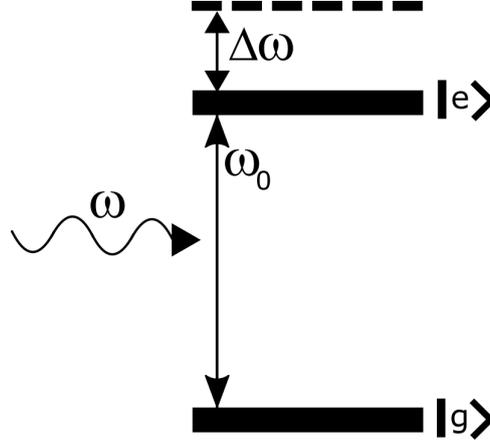


Abbildung 1: Darstellung des 2-Niveau-Atoms mit Grundzustand $|g\rangle$ und Anregungszustand $|e\rangle$ die über die Resonanzfrequenz ω_0 verknüpft sind. Zusätzlich ist die Verstimmung $\Delta\omega$ durch das eingestrahelte Feld mit der Frequenz ω eingezeichnet.

Um die Wechselwirkung eines 2-Niveau-Atoms mit Licht zu beschreiben, kann für den Hamiltonian des Systems

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}} = \hat{H}_0 - \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{d}} \quad (2.1)$$

semiklassisch gewählt werden, also das Atom wird quantenmechanisch und das elektrische Feld klassisch behandelt. \hat{H}_0 ist hier der Hamiltonian der ungestörten Eigenzustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$, wobei $E_g = 0$ und $E_e = \hbar\omega_0$ für die Energien der Eigenzustände definiert wird. Das elektrische Feld des Dipolterms $\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{d}}$ kann mit $\mathbf{E}(t) \approx \mathbf{E}_0 \cos(\omega t) = \frac{\mathbf{E}_0}{2} e^{-i\omega t} + \frac{\mathbf{E}_0}{2} e^{i\omega t}$ genähert werden, da die in dieser Arbeit betrachteten Wellenlängen 780 nm und 1529 nm deutlich größer sind, als der Radius eines Rubidiumatoms im Grundzustand $r_{\text{Rb}} = 235 \text{ pm}$ [4] und somit die Feldamplitude über das gesamte Atom als konstant angesehen werden kann. Diese Näherung wird als Born-Oppenheimer-Näherung bezeichnet. Hierbei bezeichnet \hbar die reduzierte Planck-Konstante, ω_0 die Resonanzfrequenz des Systems, \mathbf{E}_0 die elektrische Feldamplitude am Ort des Atoms und ω die Frequenz des Lichtfeldes. Für den Erwartungswert des Dipolmoments muss aufgrund von Paritätsüberlegungen $\langle g | \hat{\mathbf{d}} | g \rangle = \langle e | \hat{\mathbf{d}} | e \rangle = 0$ und $\langle g | \hat{\mathbf{d}} | e \rangle = \langle e | \hat{\mathbf{d}} | g \rangle^* = \mathbf{d}_{ge}$ gelten. Mit diesen Überlegungen kann der Hamiltonian als

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 |e\rangle \langle e| - \hbar \frac{\Omega}{2} (e^{-i\omega t} + e^{i\omega t}) |g\rangle \langle e| - \hbar \frac{\Omega^*}{2} (e^{-i\omega t} + e^{i\omega t}) |e\rangle \langle g| \quad (2.2)$$

geschrieben werden. Wobei hier die Rabi-Frequenz

$$\Omega = \frac{\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{d}_{ge}}{\hbar} \quad (2.3)$$

definiert wurde. Um eine übersichtliche analytische Lösung für die Dynamik des Systems zu erhalten, muss nun noch der Dipolterm mit der sogenannten Drehwellennäherung genähert werden.

2.2. Drehwellennäherung

Um die Drehwellennäherung durchzuführen, transformieren wir den Dipolterm Hamiltonian im Schrödingerbild mit Hilfe des Zeitentwicklungsoperators des ungestörten Systems $\hat{U}(t) = e^{-i\hat{H}_0 t/\hbar} = |g\rangle\langle g| + e^{-i\omega_0 t}|e\rangle\langle e|$ in das Wechselwirkungsbild [5].

$$\hat{H}_{\text{WW}}(t) = \hat{U} \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{d}} \hat{U}^\dagger = \hbar \frac{\Omega}{2} (e^{i(\omega-\omega_0)t} + e^{i(\omega+\omega_0)t}) |g\rangle\langle e| + \hbar \frac{\Omega^*}{2} (e^{-i(\omega+\omega_0)t} + e^{-i(\omega-\omega_0)t}) |e\rangle\langle g| \quad (2.4)$$

Die Näherung besteht jetzt darin, den schnell oszillierenden Term $e^{i(\omega+\omega_0)t}$ zu vernachlässigen, da dieser nahe der Resonanz viel schneller oszilliert als die Resonanzfrequenz ω_0 . Transformiert man nun zurück in das Schrödingerbild, ergibt sich

$$\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{d}} = \hbar \frac{\Omega}{2} e^{-i\omega t} |g\rangle\langle e| + \hbar \frac{\Omega^*}{2} e^{i\omega t} |e\rangle\langle g| \quad (2.5)$$

und für das gesamte System in Matrixschreibweise

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & -\frac{\Omega}{2} e^{-i\omega t} \\ -\frac{\Omega^*}{2} e^{i\omega t} & \omega_0 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

2.3. Herleitung der optischen Bloch-Gleichungen

Um einen Ausdruck für die Absorption des Systems herzuleiten führen wir den Dichteoperator

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{gg} & \rho_{ge} \\ \rho_{eg} & \rho_{ee} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

in Matrixschreibweise ein. Die Eigenschaften dieses Operators [5] werden als bekannt vorausgesetzt. Für den Erwartungswert eines Operators \hat{A} gilt

$$\langle \hat{A} \rangle = \text{Sp}(\hat{A} \cdot \hat{\rho}) \quad (2.8)$$

Die Zeitentwicklung des Systems ist durch die Von-Neumann-Gleichung

$$i\hbar \frac{d\hat{\rho}}{dt} = [\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (2.9)$$

gegeben. Daraus ergeben sich die optischen Bloch-Gleichungen

$$\partial_t \rho_{ee} = i \frac{\Omega}{2} (\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}) - \Gamma \rho_{ee} \quad (2.10)$$

$$\partial_t \rho_{gg} = -i \frac{\Omega}{2} (\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}) + \Gamma \rho_{ee} \quad (2.11)$$

$$\partial_t \tilde{\rho}_{ge} = -i \frac{\Omega}{2} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \left(\frac{\Gamma}{2} + i\Delta\omega \right) \tilde{\rho}_{ge} \quad (2.12)$$

$$\partial_t \tilde{\rho}_{eg} = i \frac{\Omega}{2} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \left(\frac{\Gamma}{2} - i\Delta\omega \right) \tilde{\rho}_{eg} \quad (2.13)$$

Dabei wurde der Dämpfungskoeffizient Γ ad-hoc eingeführt, $\tilde{\rho}_{ge} = \rho_{ge} e^{-i\omega t}$ beziehungsweise $\tilde{\rho}_{eg} = \rho_{eg} e^{i\omega t}$ und die Verstimmung $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ definiert. Die Dämpfung entsteht durch den natürlichen Zerfall des angeregten Zustands $|e\rangle$. Da wir eine Dämpfung eingeführt haben und das Atom mit einem kontinuierlichem Lichtfeld bestrahlen, erwarten wir einen stationären Zustand $\frac{d\hat{\rho}}{dt} = 0$ für ausreichend große Zeiten. Damit kann aus den Gleichungen (2.10) bis (2.13) die Lösung

$$\tilde{\rho}_{eg}(t \rightarrow \infty) = -\frac{i\Omega}{\Gamma} \frac{1 + i2\Delta\omega/\Gamma}{1 + (2\Delta\omega/\Gamma)^2 + 2\Omega^2/\Gamma^2} \quad (2.14)$$

gewonnen werden. Es gilt $\tilde{\rho}_{eg} = \tilde{\rho}_{ge}^*$. Die Lösungen der Populationsterme ρ_{gg} und ρ_{ee} sind für die hier untersuchte Absorption uninteressant. Mit diesem Ergebnis kann nun ein Ausdruck für die Suszeptibilität und somit für die Absorption hergeleitet werden.

2.4. Absorption

Für die lineare Polarisation in einem Medium gilt nach der klassischen Elektrodynamik die Formel

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad (2.15)$$

hier ist \mathbf{P} die Polarisation, ε_0 die Permittivität des Vakuums, χ die Suszeptibilität und \mathbf{E} das elektrische Feld. In einem isotropen Medium kann die Polarisation aber auch als Summe über die Erwartungswerte der mikroskopischen Dipolmomente ausgedrückt werden.

$$\mathbf{P} = -\frac{N}{V} \langle \hat{\mathbf{d}} \rangle = -\frac{N}{V} \text{Sp}(\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\rho}) = -\frac{N}{V} (\mathbf{d}_{\text{eg}} \tilde{\rho}_{\text{eg}} + \mathbf{d}_{\text{eg}}^* \tilde{\rho}_{\text{eg}}^*) \quad (2.16)$$

Hier ist N die Teilchenanzahl, V das Volumen und somit $\frac{N}{V}$ die Teilchendichte. Aus dem Vergleich von Gleichung (2.16) mit Gleichung (2.15) ergibt sich für die Suszeptibilität

$$\chi = -\frac{N d_{\text{eg}}^2}{V \hbar \varepsilon_0 \Omega} \tilde{\rho}_{\text{eg}} = \frac{N d_{\text{eg}}^2}{V \hbar \varepsilon_0 \Gamma} \frac{i}{1 + (2\Delta\omega/\Gamma)^2 + 2\Omega^2/\Gamma^2} \quad (2.17)$$

Mit diesem Ergebnis kann die Absorption eines 2-Niveau-Systems in linearer Näherung als

$$I = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\pi \text{Im}(\chi)}{\lambda_0} \cdot l\right) \quad (2.18)$$

beschrieben werden [6]. Hier ist λ_0 die resonante Wellenlänge, I_0 die Eingangsintensität, I die Ausgangsintensität und l die Länge des durchlaufenen Mediums. Dies ist das Lambert-Beer'sche Gesetz, dessen Absorptionskoeffizient als

$$\alpha \equiv \frac{\pi \text{Im}(\chi)}{\lambda_0} \quad (2.19)$$

definiert wird. Um den Brechungsindex zu erhalten, wird die Näherung $n = \sqrt{1 + \chi} = 1 + \frac{\chi}{2} + \mathcal{O}(\chi^2)$ durchgeführt, womit die Identifizierung von (2.18) mit dem Lambert-Beer'schen-Gesetz [7] gerechtfertigt ist.

Eigentlich wird in dieser Arbeit kein 2-Niveau-Atom sondern ein 3-Niveau-Atom im Leiter Schema untersucht [8]. Da aber ein kontinuierliches Feld auf das Rubidiumgas einstrahlt, wird ein Gleichgewicht der Population im $5S_{1/2}$ -Grundzustand und der Population im $5P_{3/2}$ -Zustand aufgrund der Dämpfung erwartet [9], sodass der Übergang $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ als ein 2-Niveau-System behandelt wird.

2.5. Linienformen

Natürliche Linienbreite

Die natürliche Absorption hat nach Gleichung (2.17) und (2.19) die Form einer Lorentzkurve, die in Abbildung 2 zu sehen ist. Die sich so ergebende Linienbreite der Absorption ist die natürliche Linienbreite. Die Breite der Absorption (mit $\Omega^2 \rightarrow 0$) ergibt sich zu [10]

$$\Delta_{\text{natürlich}} = \tau^{-1} \quad (2.20)$$

wobei Δ die Halbwertsbreite und τ die natürliche Lebensdauer ist.

Dopplerverbreiterung

Durch den Doppler Effekt [11]

$$\omega_z = \omega \pm \frac{2\pi}{\lambda} \cdot v_z \quad (2.21)$$

entsteht eine inhomogene Linienverbreiterung durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome in einem Gas. Dadurch wird die Resonanz ω_0 der Atome in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit v_z zum eingestrahlenen Licht, der Wellenlänge λ , zur Resonanz ω_z verschoben. In einem idealen Gas ist die Geschwindigkeitsverteilung der Atome durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$P(v_z) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2k_B T} \right) \quad (2.22)$$

gegeben. T bezeichnet die Temperatur, m die Atommasse und k_B die Boltzmann-Konstante. Diese Verteilung ergibt durch Einsetzen von Gleichung (2.21) und normalisieren die Linienform der Doppler-Verbreiterung [10]

$$P_{\text{Doppler}} = \sqrt{\frac{2\pi \ln(2)}{(\Delta_{\text{Doppler}})^2}} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta_{\text{Doppler}}/2} \right)^2 \ln 2 \right] \quad (2.23)$$

mit der Halbwertsbreite

$$\Delta_{\text{Doppler}} = \sqrt{\frac{8 \ln 2 k_B T}{mc^2}} \omega_0 \quad (2.24)$$

Die Doppler-Verbreiterung ist bei thermischer Ein-Photonen-Spektroskopie der dominierende Effekt für die Linienform und verhindert das Auftreten einzelner Hyperfeinlinien im ungesättigten Absorptionsspektrum. Durch kontrapropagierende Zwei-Photonen-Spektroskopie wird die Doppler-Verbreiterung im Spektrum von atomaren Gasen vermieden [11].

Voigt – Profil

Treten in einem Experiment mehrere Effekte für die Linienform gemischt auf, muss eine Faltung dieser Linien durchgeführt werden [10]. Um ein kombiniertes Linienprofil zu erhalten wird eine Faltung der Linienformen durchgeführt. Faltet man zwei Lorentz-Profile ergibt sich wieder eine Lorentzlinie mit

$$\Delta_{\text{neu}} = \Delta_1 + \Delta_2 \quad (2.25)$$

Für Gauß-Profile, wie der Doppler-Verbreiterung, gilt dasselbe wobei hier

$$\Delta_{\text{neu}} = \left(\Delta_1^2 + \Delta_2^2 \right)^{1/2} \quad (2.26)$$

gilt. Die Faltung einer Gaußkurve ($\text{Gauß}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp(-x^2/(2\sigma^2))$) mit einer Lorentzkurve ($\text{Lorentz}(x) = \frac{\gamma}{\pi(x^2+\gamma^2)}$) ergibt ein sogenanntes Voigt-Profil.

$$\text{Voigt}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{Gauß}(\tau) \text{Lorentz}(x - \tau) d\tau \quad (2.27)$$

Dieses Profil wird für die Fits in dieser Arbeit genutzt, um alle Effekte die diese beiden Linienformen ergeben zu berücksichtigen. In Abbildung 2 sind verschiedene Voigt-Profile im Vergleich zur Lorentz- und Gaußkurve dargestellt. Für große Absorptionskoeffizienten tritt ein Sättigungsverhalten in der Absorption ein, dies ist in Abbildung 3 dargestellt.

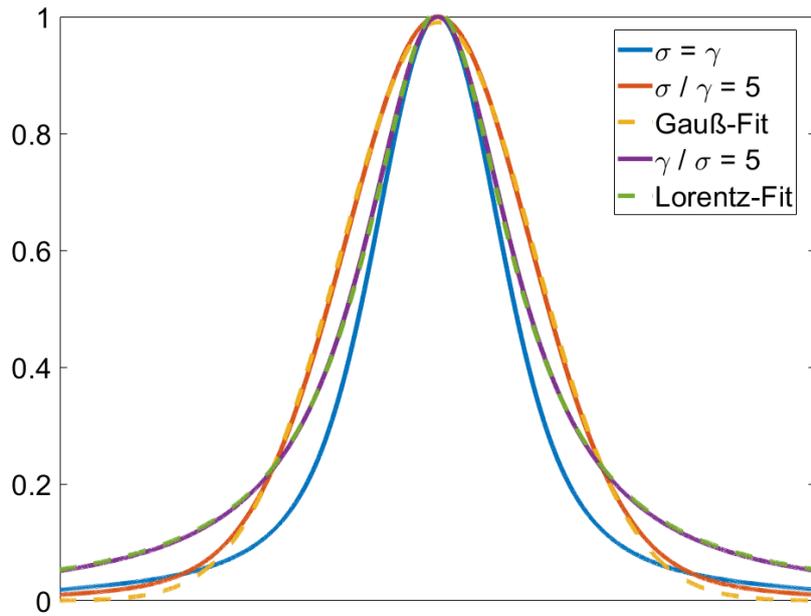


Abbildung 2: Voigt-Profile für verschiedene Parameter im Vergleich mit einer gefitteten Lorentz- und einer Gaußkurve. Die Lorentzkurve wurde an die lila und die Gaußkurve an die orangene Linie gefittet. Für zunehmend dominante Verbreiterungsparameter σ und γ , nähern sich die Voigt-Profile der dominanten Linienform an. Die Amplituden der Kurven wurden auf 1 normiert.

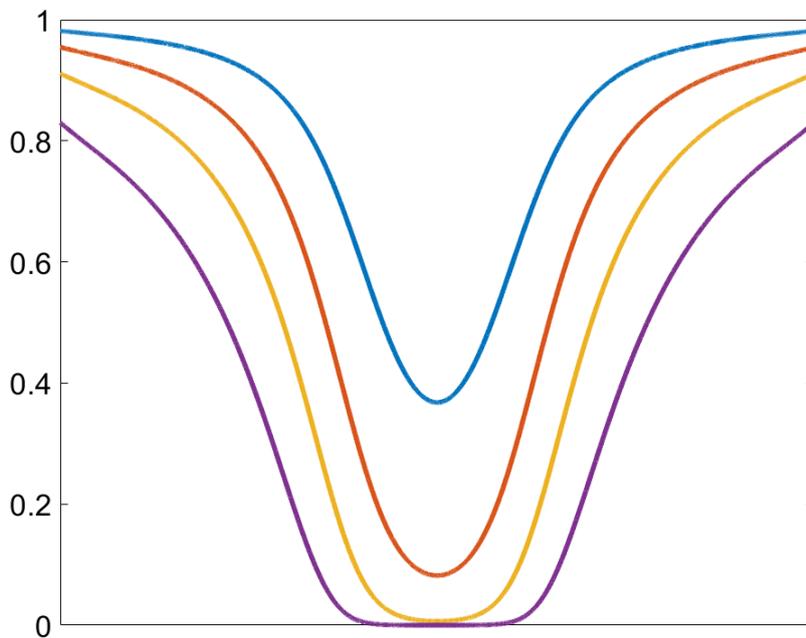


Abbildung 3: Plot der Absorption nach (2.18) für ansteigende Absorptionsamplituden von blau nach lila, die Linienform des Absorptionskoeffizienten entspricht dem Voigt-Profil aus Abbildung 2. Für große Amplituden ist deutlich ein Sättigungseffekt erkennbar.

3. Absorption in einer mit Rubidiumgas gefüllten Glaszelle

3.1. Die Glaszelle



Abbildung 4: Photo der untersuchten Zelle. In der Halterung (sogenanntes Reservoir) befindet sich festes Rubidium, von dem beim Erhitzen ein Teil flüssig und auch gasförmig wird. Dieses Rubidiumgas verteilt sich in der Zelle.

Die untersuchte Zelle ist in Abbildung 4 zu sehen. Die Zelle besteht aus einer Glashalterung, in der sich festes Rubidium befindet und die an einem Ende mit einer optischen Stage mittels einer Verschraubung fixiert wird. Das andere Ende ist mit einer Glaszelle (Dicke $\approx 300 \mu\text{m}$) verbunden. In diesem Bereich befindet sich ausschließlich das durch Erhitzen erzeugte gasförmige Rubidium. Da später ein Nanochip in eine baugleiche Zelle eingebaut werden soll, ist die Zelle relativ dünn, um die Absorption des Pump-Lasers, bevor er auf den Chip trifft, möglichst gering zu halten.

An einer Seite der Glaszelle ist ein polierter Silizium-Wafer angebracht, über diese Seite wird der Probe-Laser eingestrahlt und über die andere der Pump-Laser. Der Silizium-Wafer ist aufgrund der Vergleichbarkeit angebracht, da in späteren Experimenten die Absorption von Wellenleiterstrukturen auf Silizium-Wafern in solchen Glaszellen untersucht werden soll. Mit Hilfe der Stage wird die Zelle in einen Ofen gestellt, der auf beiden Seiten Öffnungen für die Laserstrahlen hat. Die Halterung ist von einem Heizdraht ummantelt, der das Reservoir erhitzt. Um die Kondensation von Rubidium an der Zellenoberfläche zu vermeiden, wird die Temperatur des Ofens um 20°C höher als die des Reservoirs eingestellt.

3.2. Messaufbau zur Untersuchung der Absorption in der Glaszelle

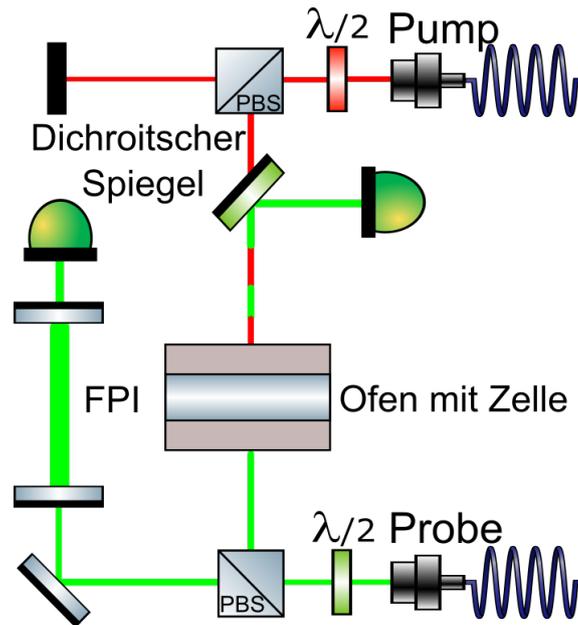


Abbildung 5: Schematischer Messaufbau zur 2-Photonen-Spektroskopie in einer mit Rubidiumgas gefüllten Glaszelle. Der Probe-Laser wird am PBS geteilt, transmittiert an der Öffnung, mit dem Pump-Laser überlagert, durch die Zelle und wird von einem dichroitischen Spiegel auf einen Detektor reflektiert. Ein Teil des Probe-Lasers trifft auf ein FPI und nach diesem auf einen Detektor. Der Pump-Laser wird ebenfalls an einem PBS geteilt, transmittiert durch den dichroitischen Spiegel und trifft durch die Öffnung auf die Zelle.

Der Messaufbau zur Untersuchung der 2-Photonen-Übergänge in der mit Rubidiumgas gefüllten Gaszelle ist in Abbildung 5 dargestellt. Die Polarisation des Pump-Lasers wird mit einer passenden $\lambda/2$ -Platte eingestellt. Durch einen polarisationsabhängigen Strahlteiler (kurz PBS) kann so die auf die Zelle treffende Pump-Leistung reguliert werden. Der Strahl passiert darauf einen beidseitig polierten dichroitischen Spiegel, der für 780 nm transparent ist. Der Pump-Laser trifft auf die Zelle, wird mit dem Probe-Laser über die Zelllänge überlagert und wird in der Zelle vom Rubidiumgas absorbiert.

Die Leistung des Probe-Lasers wird auf eine niedrige Leistung im Vergleich zum Pump-Laser, in diesem Fall $\approx 9,5 \mu\text{W}$, analog zum vorherigen Verfahren fest eingestellt. Der durch den PBS transmittierte Strahl wird zu einem Fabry-Pérot-Interferometer (kurz FPI) geleitet und dessen Signal mit einer Germanium-Photodiode detektiert, um die Frequenzachse des aufgenommenen Absorptionsspektrums zu skalieren. Die FSR eines FPI beschreibt den Frequenzabstand der in einem FPI aufgrund von Interferenz erlaubten Grundmoden, nur diese Frequenzen können eine stabile Mode im FPI bilden [10]. Die FSR beträgt hier 562 MHz. Dies führt zu charakteristischen Transmissionspeaks, siehe Abbildung 6. Der vom PBS reflektierte Strahl wird zur Zelle hingeführt und je nach Verstimmung unterschiedlich stark absorbiert. Der Strahl verlässt weiter die Zelle und wird vom dichroitischen Spiegel reflektiert und ebenfalls mit einer Germanium-Photodiode detektiert.

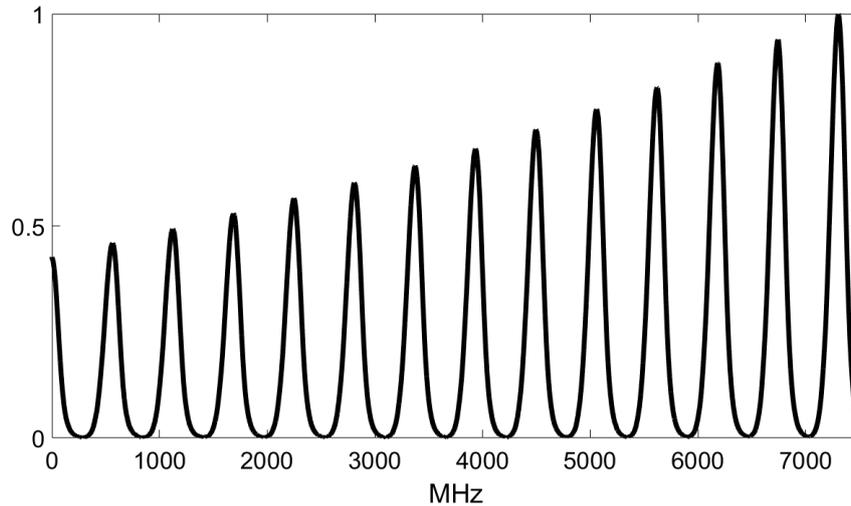


Abbildung 6: Transmissionspektrum des verwendeten Fabry-Pérot-Interferometers. Zwischen den einzelnen Absorptionsspitzen ist ein konstanter Abstand von ≈ 562 MHz. Die zu sehende Frequenzachse wurde mit dieser zuvor ermittelten FSR und dem zu dargestellten Spektrum skaliert.

3.3. Strahlradius des Pump-Lasers

Um allgemeinere Aussagen über die Absorption treffen zu können, muss der Strahlradius des Pump-Lasers bestimmt werden, damit die Pump-Leistung in Intensität umgerechnet werden kann. Um den Radius des Pump-Lasers zu bestimmen, wird dessen Transmissionsfunktion mit Hilfe einer Kantenblende vermessen [12]. Die Kantenblende wird schrittweise in den Strahl geschoben und die ankommende Laserleistung hinter der Kantenblende gemessen. Die so gemessenen Werte werden mit der Pump-Leistung ohne Kantenblende normalisiert und mit der Funktion $T(x) = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}}{r} (x - b) \right) \right]$ gefittet, siehe Abbildung 7. Die Fitparameter sind b und der Strahlradius r . Der Strahlradius ergibt sich so zu

$$r = 0,98 \text{ mm} \tag{3.1}$$

Damit können die verwendeten Pump-Leistungen über die Formel $I = \frac{P}{\pi r^2}$ in Intensitäten umgerechnet werden.

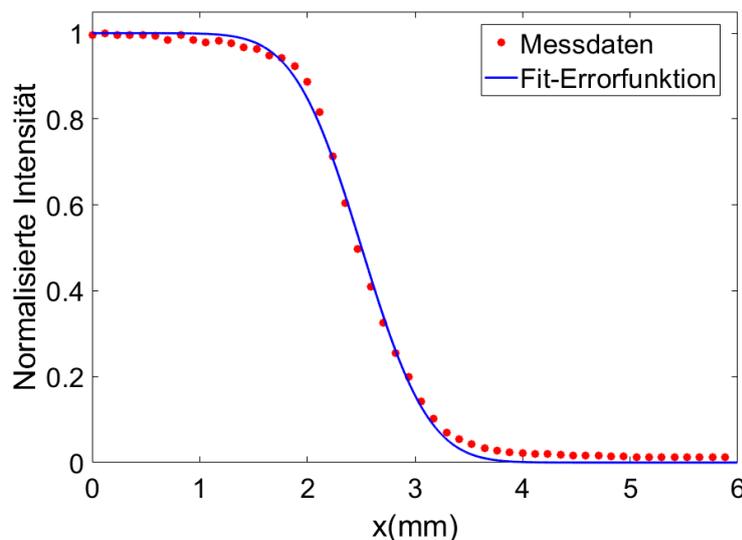


Abbildung 7: Fit der Transmissionsfunktion des Pump-Lasers mit den normalisierten Messdaten.

3.4. Diskussion des Transmissionsspektrums

In diesem Abschnitt wird das gemessene Transmissionsspektrum erklärt und der Einfluss der Pump-Leistung und der Reservoirtemperatur auf das Spektrum diskutiert. Dazu wird die Aufspaltung des $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F = 4 \rightarrow 4D_{5/2} F = 5$ Übergangs durch den AC-Stark-Effekt und das Auftreten einer Hintergrundabsorption im Spektrum durch spontanen Zerfall der ^{85}Rb -Atome in den Grundzustand erklärt. Der Übergang $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F = 4 \rightarrow 4D_{5/2} F = 5$ wird in dieser Arbeit mit $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ abgekürzt.

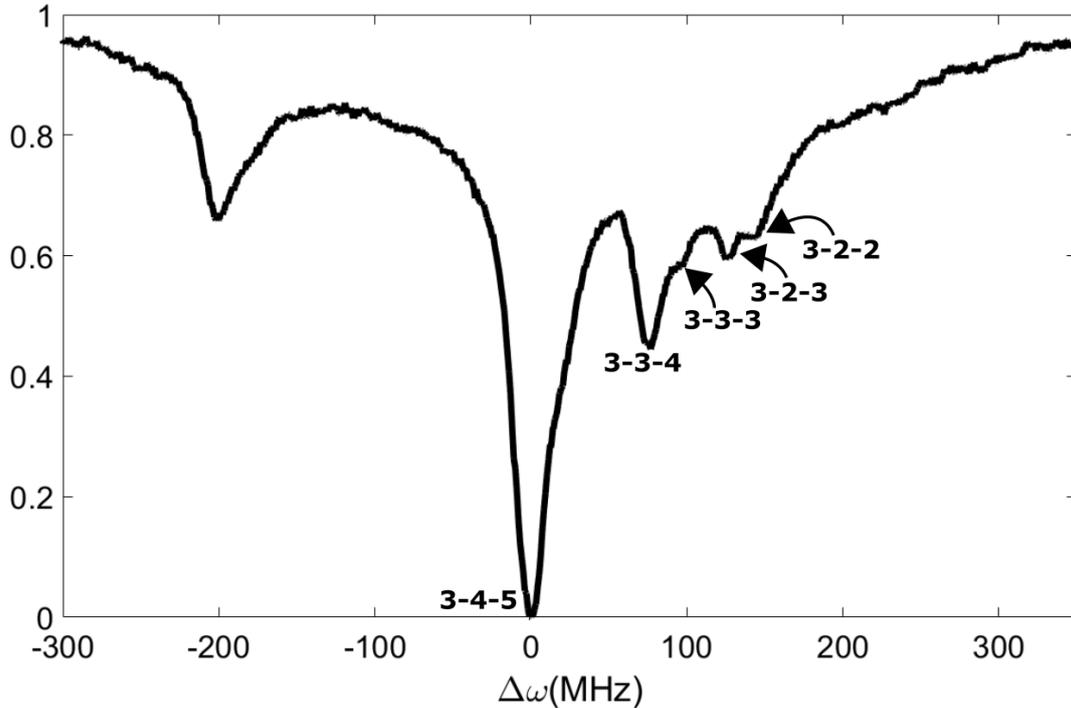


Abbildung 8: Transmissionsspektrum bei 100 °C Reservoirtemperatur und 0,5 mW Pump-Leistung. Das Spektrum wurde auf die Amplitude des $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergangs normalisiert. In diesem Doppler-freien Signal sind die drei im Anhang B beschriebenen Absorptionsgruppen sichtbar. Die sichtbaren Peaks sind mit ihren jeweiligen Hyperfeinübergängen $5S_{1/2} F \rightarrow 5P_{3/2} F \rightarrow 4D_{5/2} F$ beschriftet. Links ist die durch Reflexion des Pump-Lasers entstehende Absorption zu sehen.

In Abbildung 8 ist ein Doppler-freies Transmissionsspektrum zu sehen. Es sind die drei Absorptionsgruppen zu sehen. Die Absorption bei ≈ -200 MHz tritt aufgrund der Reflexion des Pump-Lasers an der Siliziumseite der Zelle auf. Beim Durchgang des Pump-Lasers durch einen akustooptischen Modulator (kurz AOM) tritt diese Absorption versetzt zur kontraprobagierenden auf. Diese Eigenschaft des Transmissionsspektrums ist allerdings von keinem Interesse für diese Arbeit und wird deshalb nicht weiter untersucht.

In Abbildung 9 ist die Entwicklung des Spektrums für steigende Reservoirtemperaturen und Pump-Leistungen zu sehen. Für höhere Reservoirtemperaturen zeigt sich eine starke Hintergrundabsorption, auf dem das Doppler-freie Hyperfeinsignal erkennbar ist. Außerdem zeigt sich für Pump-Leistungen größer als 5 mW eine Aufspaltung der Absorptionslinien. Diese Aufspaltung tritt durch die Einstrahlung eines starken elektrischen Wechselfeldes, hier durch den Pump-Laser, auf und wird als AC-Stark-Effekt bezeichnet [9].

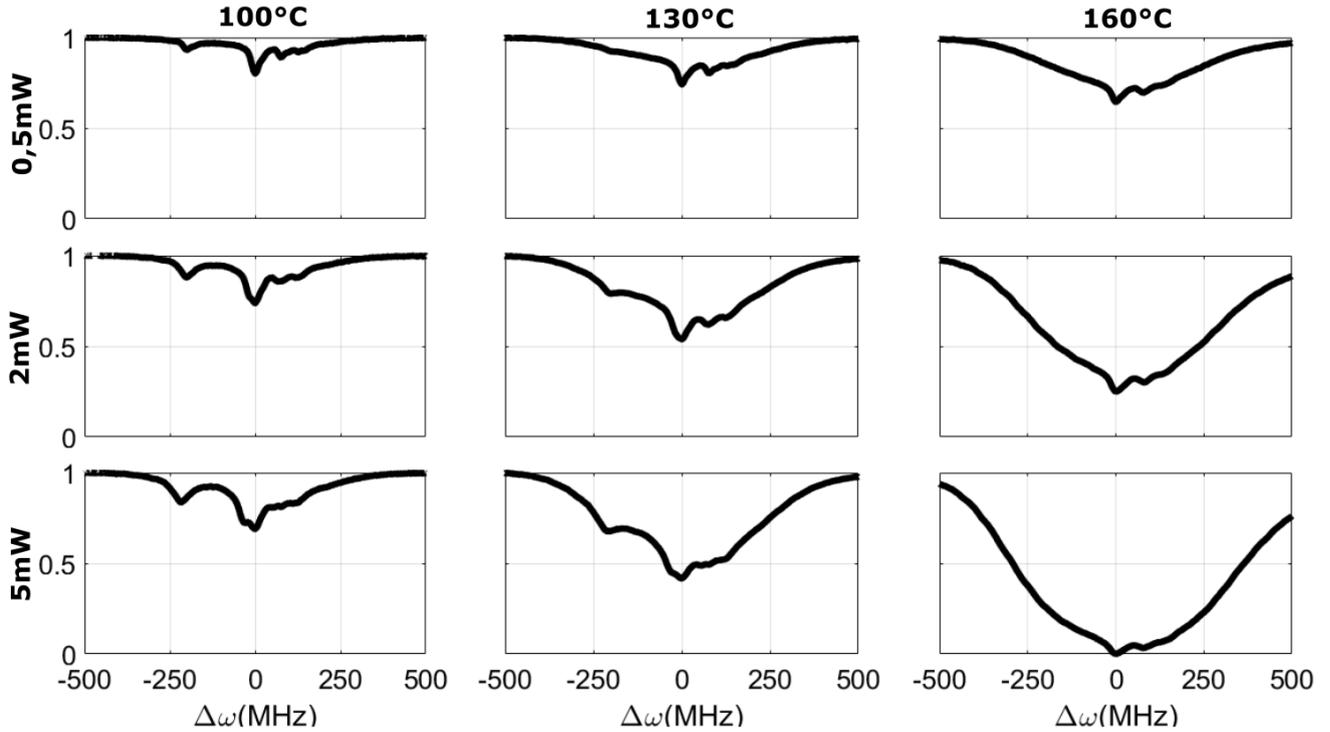


Abbildung 9: Beispielspektren für steigende Temperaturen und Pump-Leistungen. Die Spektren wurden auf die Amplitude des stärksten Signals normalisiert. Für steigende Temperaturen erhöht sich zunächst die Amplitude des Hyperfeinsignals, es tritt jedoch eine zunehmende Hintergrundabsorption im Signal auf, in der das Hyperfeinsignal zunehmend verschwindet. Bei Erhöhung der Pump-Leistung ist ab ≈ 5 mW eine Aufspaltung der Absorptionslinien zu sehen, wodurch die Amplitude des Hyperfeinsignals stark abnimmt.

Die vermutete qualitative Entstehung der Hintergrundabsorption ist in Abbildung 10 illustriert. Der Pump-Laser regt Atome mit den Geschwindigkeiten $v_1 = 0$, v_2 und v_3 mit $v_3 > v_2$ relativ zur Strahlachse an. Diese drei Geschwindigkeiten entsprechen den drei 780 nm Übergängen in Abbildung 28, wobei v_2 und v_3 durch die Doppler-Verschiebung (2.21) vom Pump-Laser angeregt werden. Da aber der Pump-Laser gelockt ist und so nur diese drei Geschwindigkeiten im Rubidiumgas angeregt werden, ist die Absorption durch den kontrapropagierenden Probe-Laser Doppler-frei und die Hyperfeinstruktur ist sichtbar.

Der Probe-Laser wird aber nicht nur von den durch Pump-Laser angeregten Atomen absorbiert, sondern auch durch solche die durch spontanen Zerfall angeregt wurden. Die durch spontanen Zerfall entstandene Strahlung wird in alle Richtungen emittiert und kann so Geschwindigkeiten v_4 mit $v_4 \neq \{v_1, v_2, v_3\}$ anregen die nicht durch den Pump-Laser angeregt werden. Durch die Anregung aller Geschwindigkeiten ist diese Hintergrundabsorption Doppler-verbreitert und die Hyperfeinstruktur nicht sichtbar. Dieser Effekt verstärkt sich mit steigender Rubidiumdichte. Dadurch wird zunehmend weniger Probe-Licht von den direkt durch den Pump-Laser angeregten Atomen absorbiert und in den zu sehenden Spektren wird das Hyperfeinsignal stetig schwächer.

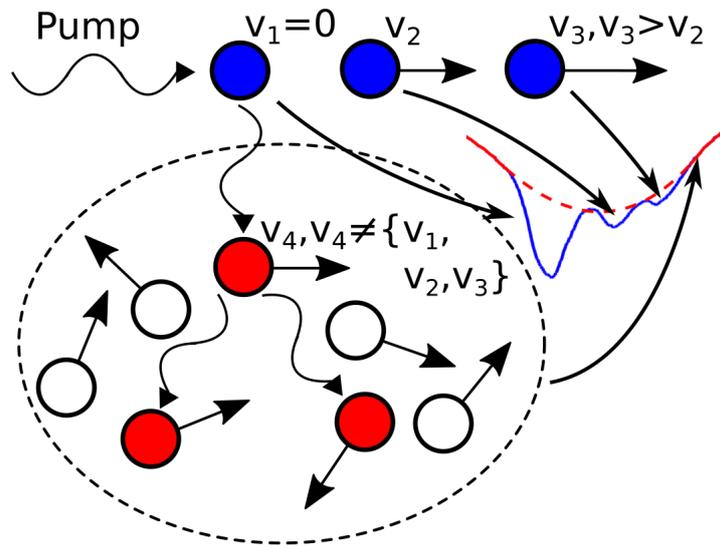


Abbildung 10: Entstehung des Doppler-verbreiterten Hintergrundes bei kontrapropagierenden Pump- und Probe-Strahlen. Die "blauen" durch den Pump-Laser angeregten Atome mit den Geschwindigkeiten v_1 , v_2 und v_3 , erzeugen durch Absorption des Probe-Lasers das Hyperfeinsignal. Durch spontanen Zerfall dieser Atome werden "weiße" Atome im Grundzustand aller Geschwindigkeiten angeregt. Diese "roten" angeregten Atome erzeugen den Doppler-verbreiterten Hintergrund.

3.5. Auswertung des Hyperfeinspektrums

Das beschriebene Vorgehen wird in Abbildung 11 gezeigt. Um die Dichte der direkt durch den Pump-Laser angeregten ^{85}Rb -Atome zu bestimmen, muss die Hintergrundabsorption vom Doppler-freien Hyperfeinsignal getrennt werden. Dazu wurde ein Spline-Fit an die Messdaten durchgeführt und so der vermutete Verlauf der Hintergrundabsorption vom Hyperfeinspektrum abgezogen.

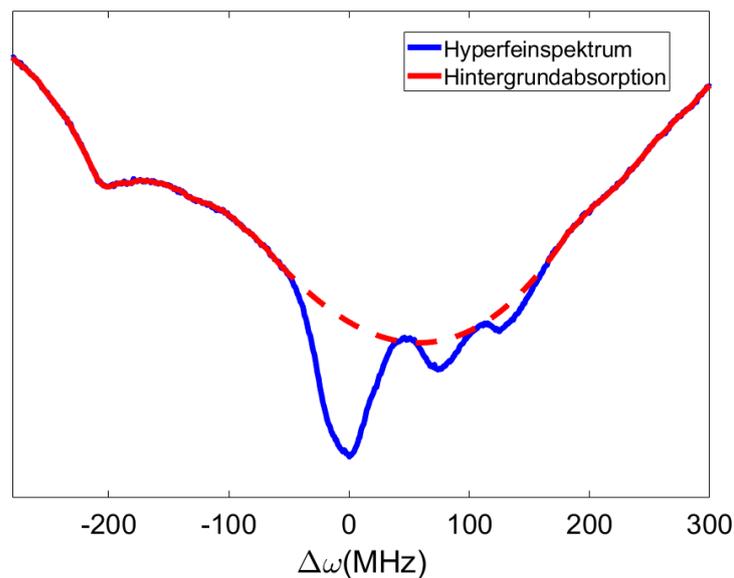


Abbildung 11: Veranschaulichung des Spline-Fits zur Trennung von Hintergrundabsorption und Hyperfeinspektrum. Der rote Hintergrund wird im Bereich des Hyperfeinsignals abgeschätzt und von der gesamten Absorption abgezogen, um nur das Hyperfeinspektrum zu erhalten.

Die Amplitude des $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergangs ist gegen diese Abschätzung weniger empfindlich. Die sich so ergebenden Hyperfeinspektren sind für 140°C in Abbildung 12 dargestellt. An jedes Spektrum wurde eine sich aus (2.18) ergebende Exponentialfunktion $\exp(\Sigma\alpha_i)$ [6] gefittet. Die einzelnen Absorptionskoeffizienten α_i sind Voigt-Profile mit Resonanzabständen, die in früheren Messungen ermittelt wurden [3]. Die Fitfunktion passt bis zum Auftreten der Linienaufspaltung durch den AC-Stark-Effekt gut an die Messdaten. Da diese Linien-Aufspaltung nicht im Fitmodell berücksichtigt ist, weichen die Messdaten dann vom Fit ab.

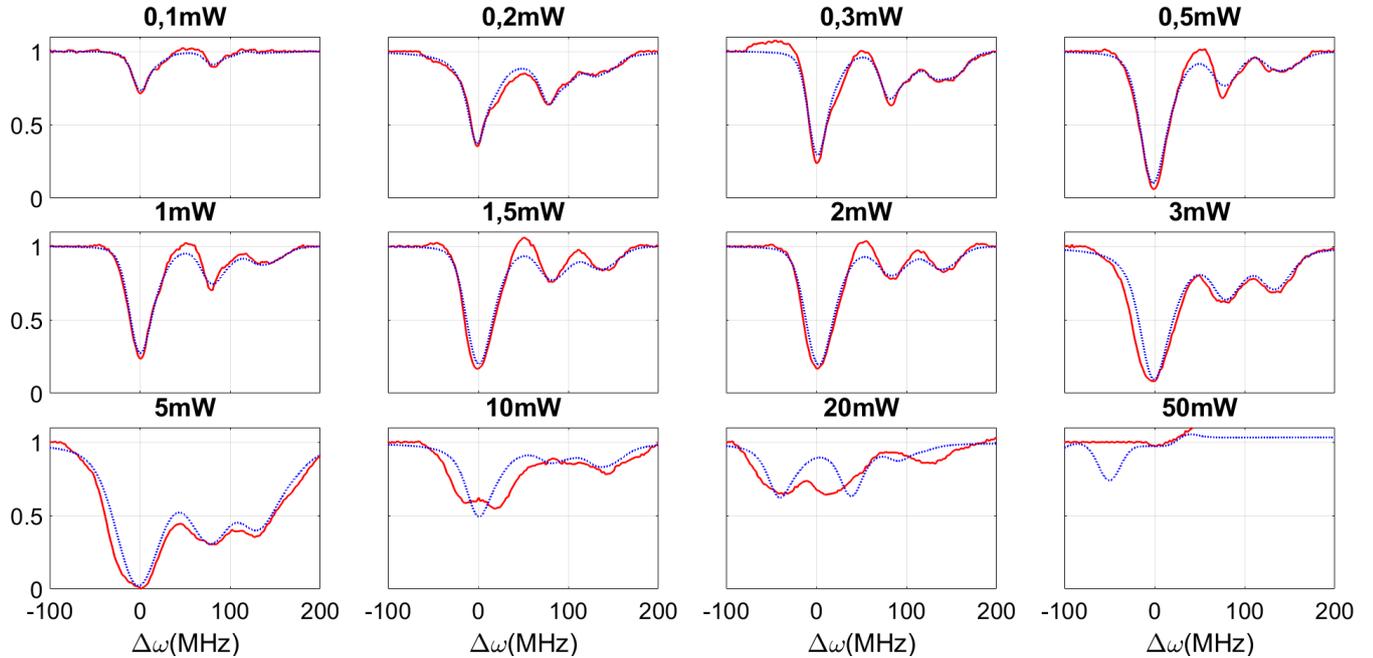


Abbildung 12: Rote Hyperfeinspektren bei 140°C blauen Fitfunktionen. Die Amplituden wurden auf die stärkste Absorption normalisiert. Ab Pump-Leistungen größer als 5 mW weichen Fits und Messdaten aufgrund der AC-Stark-Linienaufspaltung voneinander ab. Bei 50 mW Pump-Leistung ist kein Hyperfeinsignal mehr erkennbar.

Um die Dichte der durch den Pump-Laser angeregten ^{85}Rb -Atome zu bestimmen, wird die Amplitude des Hyperfeinsignals an der Stelle der tiefsten Absorption bestimmt, siehe Abbildung 13, und mit dem Lichtlevel des Probe-Lasers an diesem Punkt normalisiert. Das Lichtlevel wurde durch einen linearen Fit an das gesamte Absorptionsspektrum bestimmt. Mit der so erhaltenen absoluten Absorption auf der Resonanz des $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergangs, wird die Dichte im nächsten Abschnitt bestimmt.

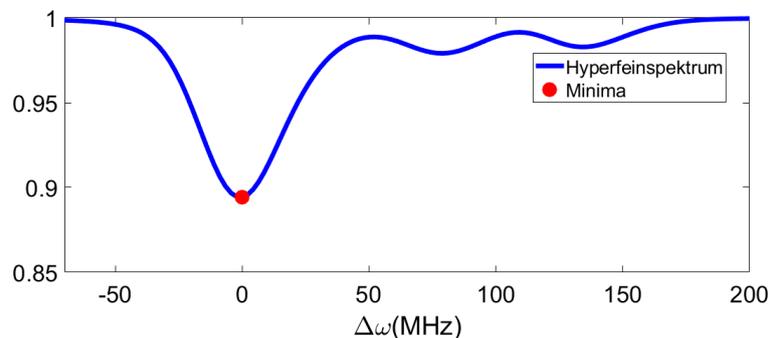


Abbildung 13: Vorgehen zur Bestimmung der absoluten Absorption. Die Amplitude $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergangs wird zur Bestimmung der absoluten Absorption herangezogen. Das Spektrum ist auf das Lichtlevel des Probe-Lasers an dieser Stelle normalisiert, wodurch die absolute Absorption hier direkt ablesbar ist.

3.6. Berechnung des Absorptionskoeffizienten und der Dichte des $5P_{3/2}$ Zustandes aus den Hyperfeinspektren

In diesem Abschnitt wird aus der zuvor ermittelten absoluten Absorption des $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergangs der Absorptionskoeffizient und die Dichte dieser direkt durch den Pump-Laser angeregten Atome bestimmt. In Simulationen weiterführender Experimente hat sich gezeigt, dass dieser Übergang maßgebend für ein Doppler-verbreitertes Absorptionsspektrum ist. In diesem und folgendem Abschnitt wird statt der Pump-Leistung die Pump-Intensität angegeben, um allgemeinere Aussagen treffen zu können.

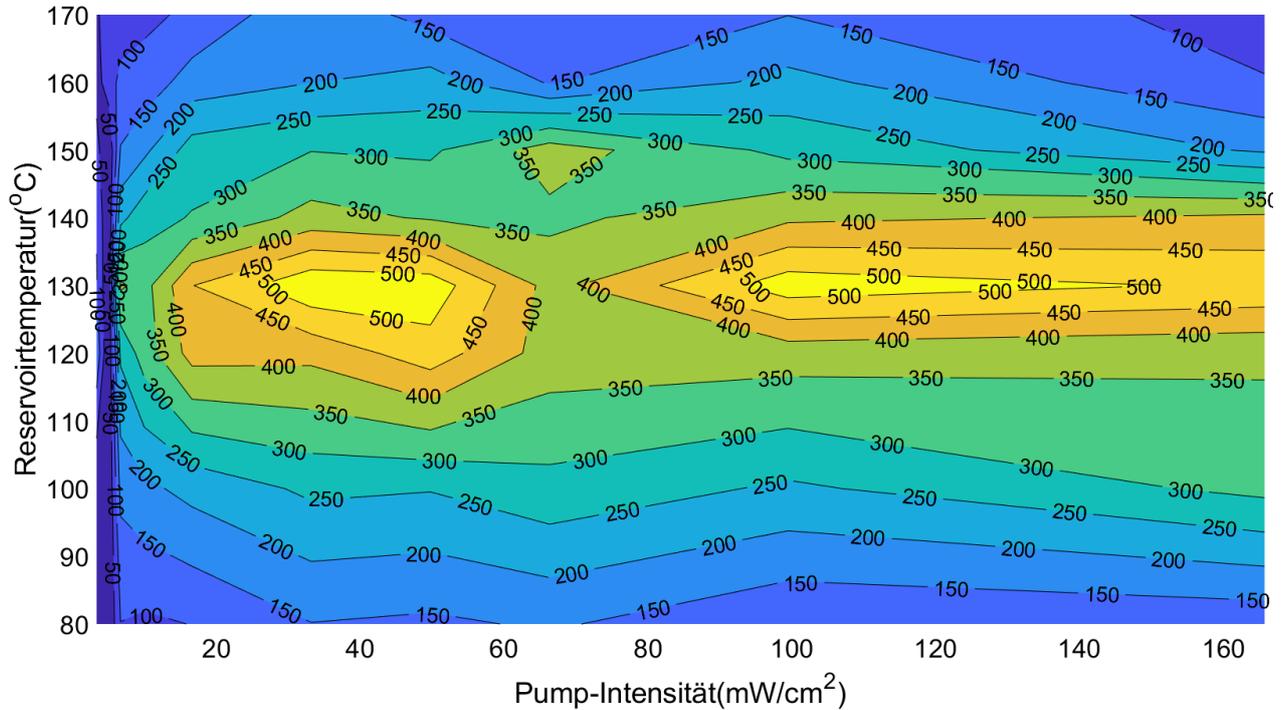


Abbildung 14: 3D-Plot zum Absorptionskoeffizienten der Resonanz des $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergangs. Dieser steigt kontinuierlich mit der Reservoirtemperatur und maximiert bei ≈ 130 °C zwischen $\approx 33 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ und $\approx 149 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ Pump-Intensität, danach fällt der Absorptionskoeffizient kontinuierlich ab. Ab Werten von größer als $166 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ fällt der Absorptionskoeffizient ab. Dieser Bereich wird aufgrund der AC-Aufspaltung vernachlässigt.

Aus der absoluten Absorption auf der Resonanz des $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergangs wird der Absorptionskoeffizient bestimmt. Dieser ergibt sich nach Gleichung (2.18) zu

$$\alpha = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)/l \quad (3.2)$$

wobei $\frac{I}{I_0}$ die absolute Absorption und $l \approx 300 \mu\text{m}$ die Dicke der Zelle sind. Der so bestimmte Absorptionskoeffizient ist in Abbildung 14 in Abhängigkeit von Pump-Intensität und Reservoirtemperatur zu sehen. Die Messwerte größer als $166 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ werden für die Abbildung ausgespart, diese fallen durch den AC-Stark-Effekt stark ab. Der 3D-Plot zeigt ein Maximum bei ≈ 130 °C ab $\approx 33 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ Pump-Intensität, bei dem es bis $\approx 149 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ im Rahmen eines zu erwarteten Messfehlers stagniert. Zu höheren Reservoirtemperaturen fällt die Absorption ab, vermutlich verschmiert das Hyperfeinsignal bei diesen Temperaturen zunehmend mit der Hintergrundabsorption.

Der Absorptionskoeffizient lässt sich in die Dichte der in den Zustand $5P_{3/2}$ angeregten Atome umrechnen. Dazu muss die Absorption eines einzelnen angeregten Atoms bekannt sein. Diese ergibt

sich aus dem resonanten Wirkungsquerschnitt σ_0 nach [13] zu

$$\sigma_0 = \frac{\hbar\omega_0\Gamma}{2I_{\text{Sat}}} = 2,27 \cdot 10^{-13} \text{m}^2 \quad (3.3)$$

wobei $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda} \approx 1,23 \text{PHz}$ die Resonanzfrequenz für $\lambda \approx 1529 \text{nm}$ bezeichnet. Die natürliche Zerfallsrate ist $\Gamma = 2\pi \cdot 1,89 \text{MHz}$ [14]. Die Sättigungsintensität $I_{\text{Sat}} = 0,34 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ ist ein Messwert für den $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergang [14]. Dabei wird nicht auf theoretische Werte zurückgegriffen, da diese für isotropes Licht, statt für das hier verwendete linear polarisierte Licht, ausgerechnet wurde. Hiermit kann über $n = \frac{N}{V} = \frac{\alpha}{\sigma_0}$ die Dichte ausgerechnet werden. In Tabelle 1 sind für verschiedene Absorptionskoeffizienten zugeordnete Dichten und deren Verhältnis zur ^{85}Rb -Dichte gelistet und in Abbildung 15 visualisiert.

Obwohl die absolute Dichte $n_{5P_{3/2}}$ bei $\approx 130^\circ\text{C}$ maximal ist, nimmt die relative Dichte hier stetig mit der Temperatur ab. Für die an diese Arbeit anschließende Experimente ist allerdings eine Maximierung der absoluten Anzahl angeregter ^{85}Rb -Atome gewünscht, weshalb dafür 130°C als Maß für die Reservoirtemperatur gewählt wird.

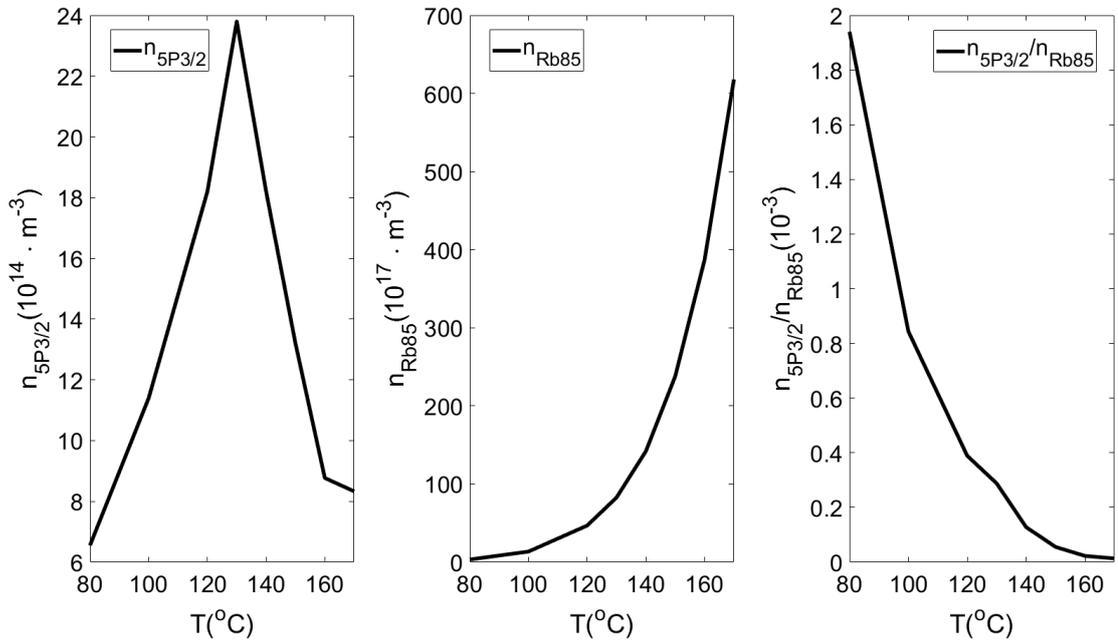


Abbildung 15: Plots zur Temperaturentwicklung der verschiedenen Dichten bei $33 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ Pump-Intensität. Obwohl die Dichte der Atome im $5P_{3/2}$ -Zustand bei 130°C Reservoirtemperatur maximiert, nimmt ihr Gesamtanteil an den ^{85}Rb -Atomen stetig ab.

Temperatur(°C)	$\alpha(\text{m}^{-1})$	$n_{5\text{P}_{3/2}}(\text{m}^{-3})$	$n_{\text{Rb}85}(\text{m}^{-3})$	$n_{5\text{P}_{3/2}}/n_{\text{Rb}85}$	$n_{5\text{P}_{3/2}}(\text{m}^{-3})$ Hintergrund
80	148,6	$6,55 \cdot 10^{14}$	$3,37 \cdot 10^{17}$	$1,94 \cdot 10^{-3}$	$4,67 \cdot 10^{17}$
100	259,8	$1,14 \cdot 10^{15}$	$1,35 \cdot 10^{18}$	$8,44 \cdot 10^{-4}$	$1,61 \cdot 10^{18}$
120	414,2	$1,82 \cdot 10^{15}$	$4,68 \cdot 10^{18}$	$3,89 \cdot 10^{-4}$	$9,84 \cdot 10^{18}$
130	540,1	$2,38 \cdot 10^{15}$	$8,27 \cdot 10^{18}$	$2,88 \cdot 10^{-4}$	$1,99 \cdot 10^{19}$
140	367,9	$1,82 \cdot 10^{15}$	$1,42 \cdot 10^{19}$	$1,28 \cdot 10^{-4}$	$3,81 \cdot 10^{19}$
150	298,6	$1,32 \cdot 10^{15}$	$2,38 \cdot 10^{19}$	$5,55 \cdot 10^{-5}$	$6,78 \cdot 10^{19}$
160	199,0	$8,77 \cdot 10^{14}$	$3,87 \cdot 10^{19}$	$2,27 \cdot 10^{-5}$	$8,17 \cdot 10^{19}$
170	189,2	$8,33 \cdot 10^{14}$	$6,18 \cdot 10^{19}$	$1,35 \cdot 10^{-5}$	/

Tabelle 1: Aus den Messdaten errechnete Werte des Absorptionskoeffizienten und die daraus abgeleitete Dichte im $5\text{P}_{3/2}$ -Zustand für verschiedene Reservoirtemperaturen bei $33 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ Pump-Intensität. Die Werte für die Dichte von ^{85}Rb im Grundzustand wurden mit [15] berechnet. Die letzte Spalte gibt die Dichte des $5\text{P}_{3/2}$ -Zustandes aus der Auswertung der Hintergrundabsorption an.

3.7. Untersuchung der Hintergrundabsorption

Zur Untersuchung wird die Absorptionsfläche des Hintergrunds in Abhängigkeit von Reservoirtemperatur und Pump-Intensität bestimmt. Da in anschließenden Experimenten die Blauverschiebung von Signalen in Abhängigkeit von der Reservoirtemperatur untersucht wird, wird die Frequenzverschiebung des Absorptionsschwerpunkts relativ zum Hyperfeinsignal untersucht. Außerdem wird aus dem Integral-Fit eines exponentiellen Voigt-Profiles mit dem Hintergrund bei $166 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ Pump-Intensität die Dichte des $5\text{P}_{3/2}$ Zustands berechnet.

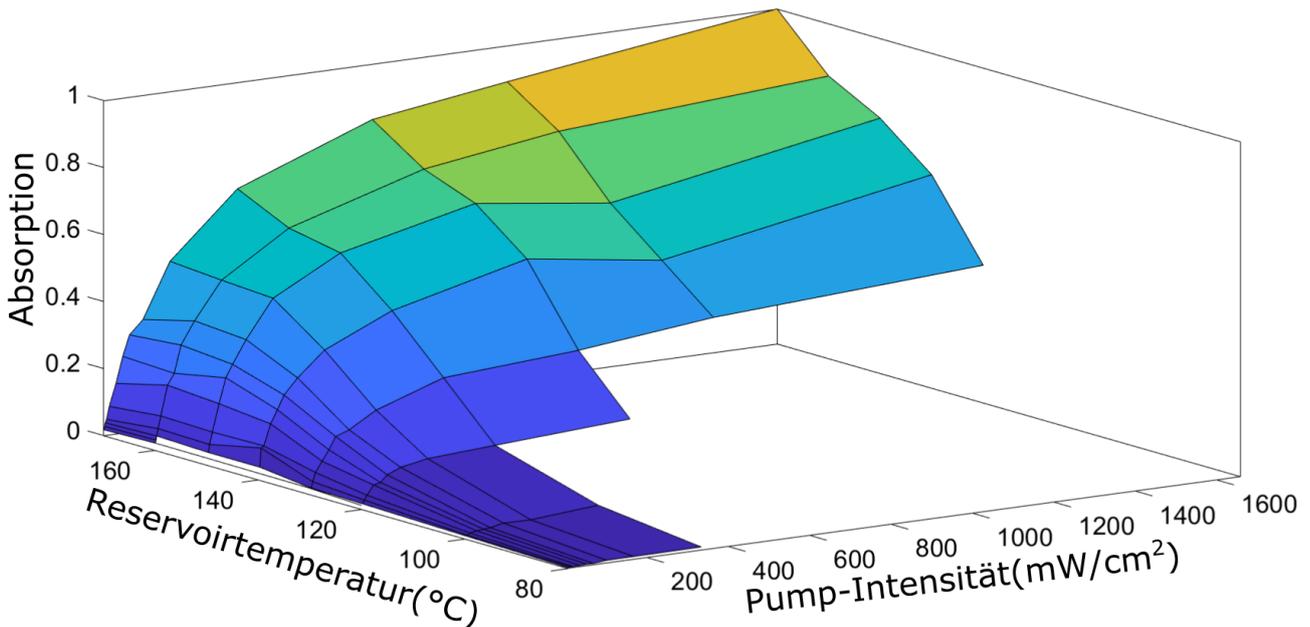


Abbildung 16: 3D-Plot der normalisierten Absorptionsfläche der Hintergrundabsorption in Abhängigkeit von Reservoirtemperatur und Pump-Intensität. Die Absorption zeigt sowohl in Abhängigkeit der Reservoirtemperatur als auch der Pump-Intensität einen stetig steigenden Verlauf, der bei steigender Pump-Intensität sättigt. Die Absorptionsachse wurde mit der stärksten Absorption normalisiert.

Zur Untersuchung der Hintergrundabsorption wurde die Absorptionsfläche des Hintergrunds mit dem Lichtlevel an der Stelle $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergangs des Hyperfeinspektrums normalisiert. Diese Absorption ist in Abhängigkeit von Reservoirtemperatur und Pump-Intensität in Abbildung 16 zu sehen. Für steigende Pump-Intensitäten zeigt die Absorption ein Sättigungsverhalten, da für hohe Pump-Intensitäten die durch optisches Pumpen maximale Dichte an in den $5P_{3/2}$ -Zustand angeregten ^{85}Rb -Atome erreicht wird. Ist dieser Bereich der Sättigung durch die Pump-Intensität erreicht, kann davon ausgegangen werden, dass $\approx 50\%$ der ^{85}Rb -Atome vom Grundzustand $5S_{1/2}$ in den Zustand $5P_{3/2}$ angeregt wurden [16]. Der Sättigungseffekt im Bereich der Temperatur entsteht vermutlich durch die vollständige Absorption des Pump-Lichts bei höheren Dichten. In Abbildung 17 sind ein Reservoir- und Temperaturquerschnitt zu sehen, die dieses Verhalten verdeutlichen. Der Verlauf für steigende Reservoirtemperaturen ähnelt hier dem Verlauf der Grundzustandsdichte in Abhängigkeit von der Reservoirtemperatur aus Abbildung 15.

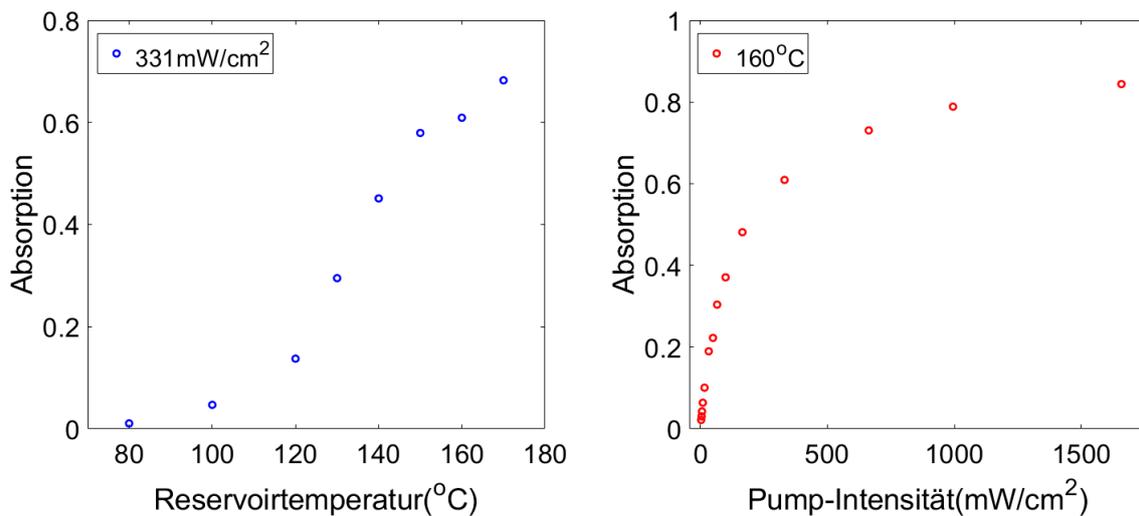


Abbildung 17: Linkes Bild: Querschnitt von Abbildung 16 bei $331 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ Pump-Intensität, der stetige Anstieg der Absorption nimmt Anfangs zu und flacht dann ab. Rechtes Bild: Querschnitt von Abbildung 16 bei 160°C Reservoirtemperatur, der stetige Anstieg der Absorption flacht zunehmend ab.

Die Frequenzverschiebung des Absorptionsschwerpunktes des Hintergrunds wurde relativ zur Resonanz des $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ Übergangs des Hyperfeinspektrums berechnet. Abbildung 18 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchung für $166 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ Pump-Intensität. Die Ergebnisse für 80°C und 100°C Reservoirtemperatur sind zu vernachlässigen, da hier kaum Hintergrundabsorption vorhanden ist. Der Absorptionsschwerpunkt zeigt eine Blauverschiebung von maximal 30 MHz im untersuchten Temperaturbereich. Dies liegt primär daran, dass aufgrund der zunehmenden asymmetrischen Linienform sich der Absorptionsschwerpunkt verändert.

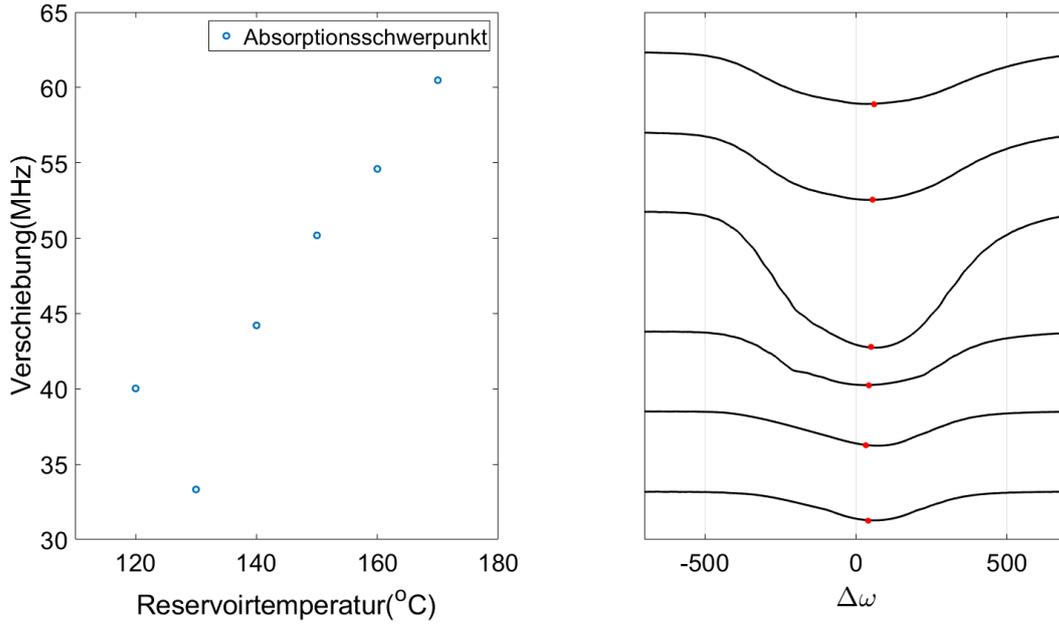


Abbildung 18: Linkes Bild: Plot des Absorptionsschwerpunktes für $166 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ Pump-Intensität relativ zum Hyperfeinspektrum. Rechtes Bild: Plots der zugehörigen Hintergrundabsorptionen mit markierter Stelle des jeweiligen Absorptionsschwerpunktes. Die Spektren sind mit nach oben ansteigender Reservoirtemperatur geplottet. Die Nullposition der Frequenzachse bezieht sich auf die Position des Referenzübergangs $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$.

Die Dichte der durch spontanen Zerfall in den $5P_{3/2}$ -Zustand angeregten Atome ist vor allem bei hohen Pump-Intensitäten interessant, da hier die Hintergrundabsorption der dominante Teil des Transmissionsspektrums ist. Daher wird die Dichte für $166 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ Pump-Intensität berechnet. Dafür wird ein exponentieller Voigt-Fit wie in Abbildung 12 verwendet, jedoch wird hier die Doppler-Breite Δ_{Doppler} durch Gleichung (2.23) und die Lorentz-Breite durch die natürliche Zerfallsrate $\Gamma = 2\pi \cdot 1,89 \text{ MHz}$ festgelegt. Als freier Fitparameter verbleibt so nur die Amplitude des Voigts a . Diese wird durch Minimierung der Differenz

$$\min \left[\int_{-\infty}^{\infty} y_{\text{Messung}}(\Delta\omega) d\Delta\omega - \int_{-\infty}^{\infty} y_{\text{Voigt}}(\Delta\omega) d\Delta\omega \right] \quad (3.4)$$

der Absorptionsflächen der Messdaten y_{Messung} und des Fits y_{Voigt} ermittelt. Die Dichte im $5P_{3/2}$ -Zustand ergibt sich so aus [15]

$$n_{5P_{3/2}} = a \cdot \frac{\Delta_{\text{Doppler}}}{\sigma_0 \Gamma \sqrt{\pi \ln 2} l} \quad (3.5)$$

Hier ist $l \approx 300 \mu\text{m}$ die Zelldicke und $\sigma_0 = 2,27 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$ der resonante Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (3.3). Die so berechneten Dichten sind in Abbildung 19 dargestellt. Die Dichten des $5P_{3/2}$ -Zustands zeigen einen stark ansteigenden Verlauf und liegen in der Größenordnung der Grundzustandsdichten der ^{85}Rb -Atome. Bei diesen Dichten ist der mittlere atomare Abstand so gering, dass Atom-Atom-Wechselwirkungen der in den $5P_{3/2}$ -Zustand angeregten ^{85}Rb -Atome berücksichtigt werden müssen.

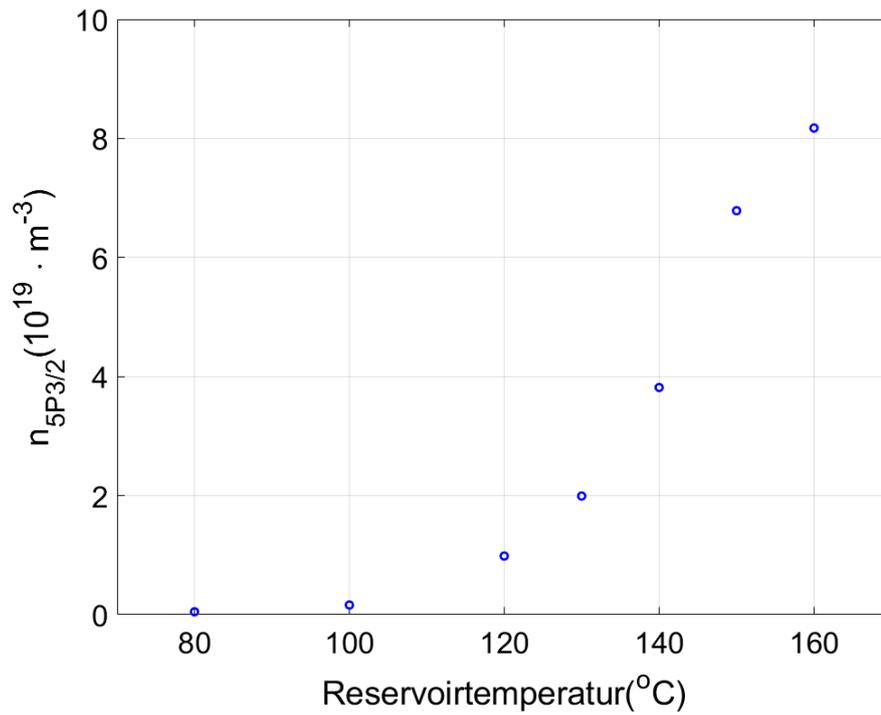


Abbildung 19: Aus den Voigt-Fits berechnete Dichten der ^{85}Rb -Atome im $5P_{3/2}$ -Zustand in Abhängigkeit von der Reservoirtemperatur. Diese zeigen einen starken Anstieg mit steigenden Reservoirtemperaturen.

4. Absorption in einer Zelle mit Slot-Wellenleiter-Struktur auf einem Nanochip

4.1. Die Slot-Wellenleiter-Struktur

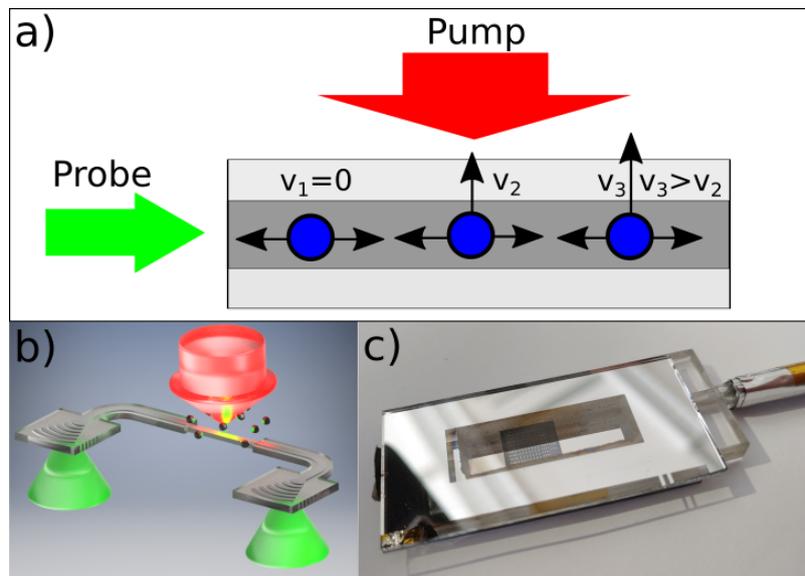


Abbildung 20: Abbildung a): Die angeregten "blauen" Atome im Slot werden durch den Pump-Laser geschwindigkeitsselektiert. Das Signal ist dennoch Doppler-verbreitet, da die Laser senkrecht zueinander ausgerichtet sind. Abbildung b): Illustration zum Verlauf des Probe-Lasers durch den Slot-Wellenleiter, in welchem dieser mit den gepumpten Rubidiumatomen wechselwirkt. Abbildung c): Bild des Nanochips in der Glaszelle.

In Abbildung 20 sind zwei Illustrationen zur Theorie der Wechselwirkung des Wellenleiters mit dem thermischen Rubidiumgas und ein Bild der Zelle mit Chip zu sehen. Die Slot-Wellenleiterstrukturen befinden sich auf einem Silizium-Wafer der in einer, zur zuvor untersuchten, baugleichen Glaszelle eingebaut ist. Die Slot-Wellenleiter bestehen aus zwei auf 1529 nm optimierten Bragg-Kopplern, die über einen Slot-Wellenleiter verbunden sind. Dieser Slot-Wellenleiter ist ein Wellenleiter, in den eine 300 μm Länge, 250 nm Tiefe und 50 nm breite Lücke (engl. Slot) geätzt wurde. In diesem Slot sammeln sich mit steigender Reservoirtemperatur Rubidiumatome.

Wird nun das Laserlicht des Probe-Lasers über die Rückseite des Chips, in den Wellenleiter eingekoppelt, bildet entlang des Slots ein evaneszentes Feld des Probe-Lasers aus [3]. Der Pump-Laser wird über die Glasseite der Zelle auf den Chip gerichtet. Durch die Pump-Anregung der ^{85}Rb -Atome in den $5P_{3/2}$ -Zustand, kommt es zur Wechselwirkung der ^{85}Rb Atome mit dem evaneszenten Feld und es wird Probe-Licht absorbiert. Das Transmissionssignal des Probe-Lasers ist Doppler-verbreitet, da die Laserstrahlen nicht wie zuvor kontrapropagierend, sondern senkrecht zueinander ausgerichtet sind. Zusätzlich tritt aufgrund der Größendimension der Nanostrukturen, Flugzeitverbreiterung auf [11].

4.2. Messaufbau zur Untersuchung von photonischen Nanostrukturen

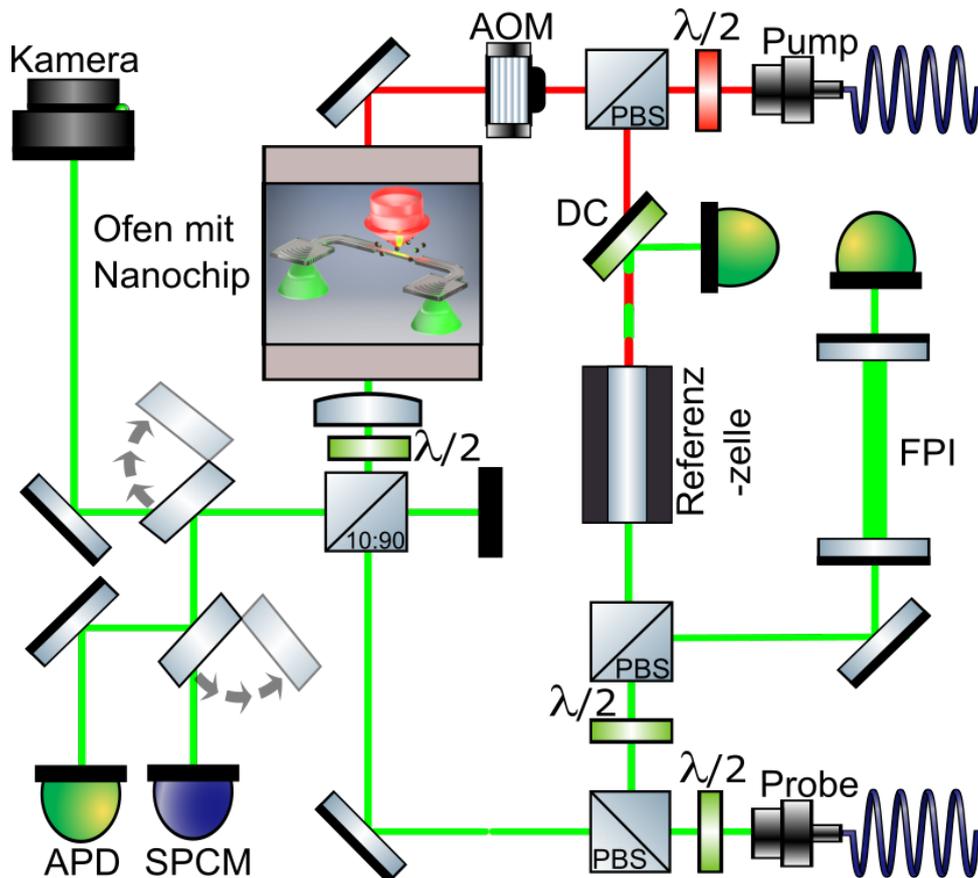


Abbildung 21: Schematischer Messaufbau zur Untersuchung der 2-Photonen-Absorption im Slot-Wellenleiter. Der Pump-Laser transmittiert durch einen PBS, wird durch einen AOM moduliert und trifft durch die Glasseite der Zelle auf die Nanostruktur. Der reflektierte Strahl transmittiert durch einen dichroitischen Spiegel (kurz DC) und trifft auf eine Referenzzelle. Der Probe-Laser wird an einem PBS reflektiert, nochmals geteilt und nach dem Durchgang durch ein FPI beziehungsweise eine Referenzzelle detektiert. Der am PBS transmittierte Strahl trifft auf die Nanostruktur nach Durchgang durch einen 10:90 Strahlteiler, eine $\lambda/2$ -Platte und Fokussierung durch eine Linse. Der ausgekoppelte Strahl wird am 10:90 Strahlteiler reflektiert und wird über eine Infrarotkamera betrachtet oder über eine APD beziehungsweise einen SPCM detektiert.

Der Messaufbau ist in Abbildung 21 schematisch dargestellt. Der Pump-Laser (780 nm) ist auf den Übergang $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F = 4$ gelockt. Die Leistung des Lasers wird wie zuvor mittels einer $\lambda/2$ -Platte und einem PBS geregelt. Für die Messung wird die Leistung des Pump-Lasers für jede Temperatur passend eingestellt. Dabei gilt als Kriterium, dass das Signal gut sichtbar sein sollte, aber noch kein deutlich erkennbarer Sättigungseffekt im Signal zu sehen ist. Da mit diesem Messaufbau auch sehr geringe Probe-Leistungen gemessen werden, wird der Pump-Laser von einem akustooptischen Modulator (kurz AOM) mit 10 kHz moduliert. Diese Frequenz liegt deutlich unter der Zerfallsrate $\Gamma = 2\pi \cdot 1,89 \text{ MHz}$ ([14]) des am stärksten angeregten $5P_{3/2}$ -Zustands, weshalb das Probe-Signal durch den AOM mitmoduliert wird. Mit Hilfe dieser Modulation wird das Probe-Signal mit einem Lock-In-Verstärker vom Rauschen getrennt. Der Strahl trifft über die Glasseite der Zelle auf den Chip.

Über einen PBS wird ein Teil des Probe-Lasers zu einem FPI und einer Referenzzelle umgeleitet. Mit dem FPI wird die Frequenzachse der Verstimmung des Probe-Lasers skaliert und mit dem Signal der Referenzzelle der Nullpunkt der Frequenzachse festgelegt. Die Referenzzelle ist eine 10 cm lange, mit Rubidiumgas gefüllte Dampfzelle, die ein Hyperfeinsignal liefert. Die Leistung des anderen Teilstrahls wird wie beim Pump-Laser mit einer $\lambda/2$ -Platte und einem PBS kontrolliert und auf $\approx 111 \mu\text{W}$ eingestellt. Danach durchläuft der Strahl einen 10:90-Strahlteiler und wird über eine Linse in den Bragg-Koppler des Wellenleiters eingekoppelt. Dabei trifft der Probe-Strahl unter einem Winkel von 8° zur Senkrechten der Chipebene auf den Koppler. Dabei wird mit einer $\lambda/2$ -Platte die für die Einkopplung passende Polarisation eingestellt. Dabei wird über die Silizium-Seite des Chips eingekoppelt, auf welcher der Strahl den Chip auch wieder verlässt. Der Fokus der Linse ist dabei auf den Auskoppler der Struktur ausgerichtet. Der ausgekoppelte Strahl wird am 10:90-Strahlteiler reflektiert und kann wahlweise über eine Infrarotkamera zum Einkoppeln, einen Einzelphotonendetektor (kurz SPCM) oder über eine Avalanche-Photodiode (kurz APD) untersucht werden.

4.3. Automatisiertes Einkoppeln in die Nanostrukturen

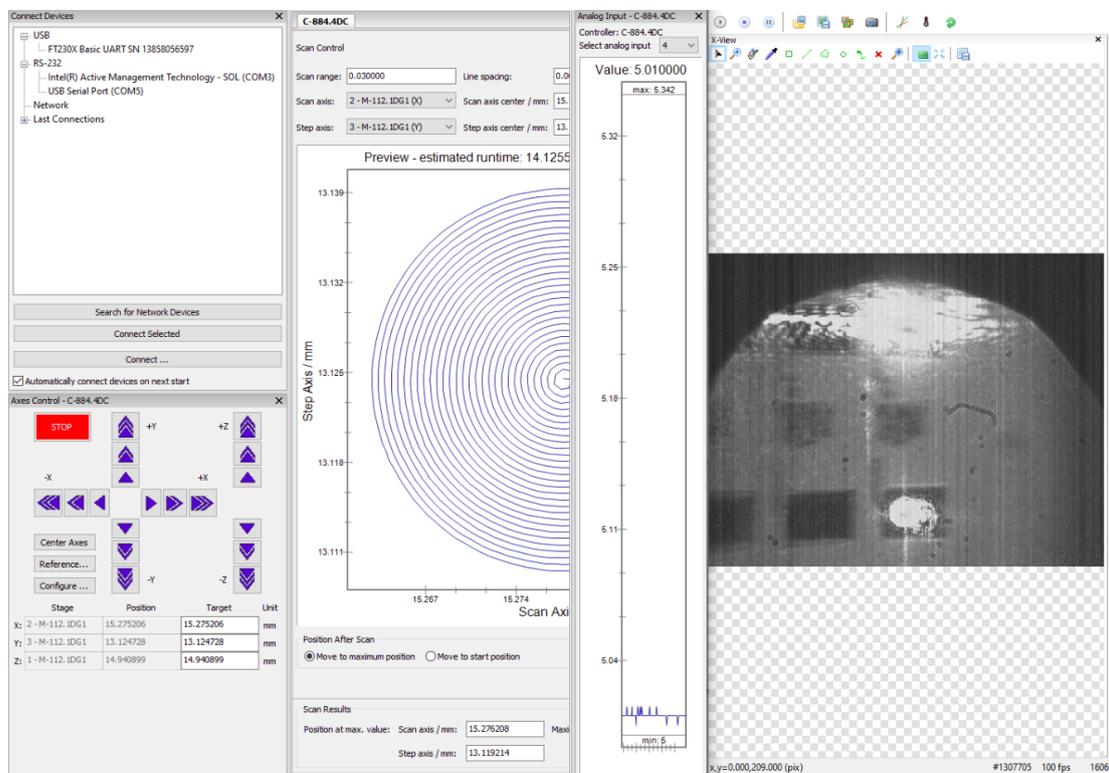


Abbildung 22: Typischer Screenshot zum Einkoppeln in die Wellenleiter-Struktur. Links ist die Stage-Software zu sehen, mit der die Chip- und Linsenposition in verschiedenen Stufen verstellt werden kann. Rechts ist ein Bild der Kamera-Software zu sehen, wenn der Strahl gut eingekoppelt ist. Es wird dabei in den oberen Koppler (dunkles Rechteck) eingekoppelt und das Licht strahlt aus dem unteren Koppler heraus.

Um in die Struktur einzukoppeln, wird die Linse auf eine und die Halterung der Zelle auf zwei senkrechten Stages befestigt, die über einen Computer angesteuert werden können. Um die Strukturen auf der Kamera zu erkennen, wird der Chip von hinten mit einer Infrarot-LED beleuchtet. Diese wird über einen Flipspiegel auf die Glassseite der Zelle gerichtet. Nun wird über die Stage-Software der auf den Chip treffende Probe-Strahl auf den Einkoppler der gesuchten Struktur gerichtet. Durch Verändern der Chip- und Linsenposition wird die Helligkeit des ausgekoppelten Strahls optimiert. Diese Situation ist in Abbildung 22 zu sehen. Ist die grobe Justage abgeschlossen, wird mit einer Blen-

de die Rückreflexion des Einkoppelstrahls abgeschirmt und die Hintergrundbeleuchtung ausgeschaltet.

Daraufhin wird mittels der APD und der Stage-Software ein spiralförmiger Scan des Nanochips durchgeführt. Während des Scans wird das Lichtlevel aus dem Auskoppler in Echtzeit ausgelesen. Das Signal des Auskopplers nach dem Scan ist in Abhängigkeit von der Position des Chips auf der rechten Seite von Abbildung 23 zu erkennen. Die Stage erkennt die Position des Maximums und springt automatisch nach dem Scan an dessen Position. Mittels der dritten Stage ist noch eine Feinjustage des Probe-Fokus möglich.

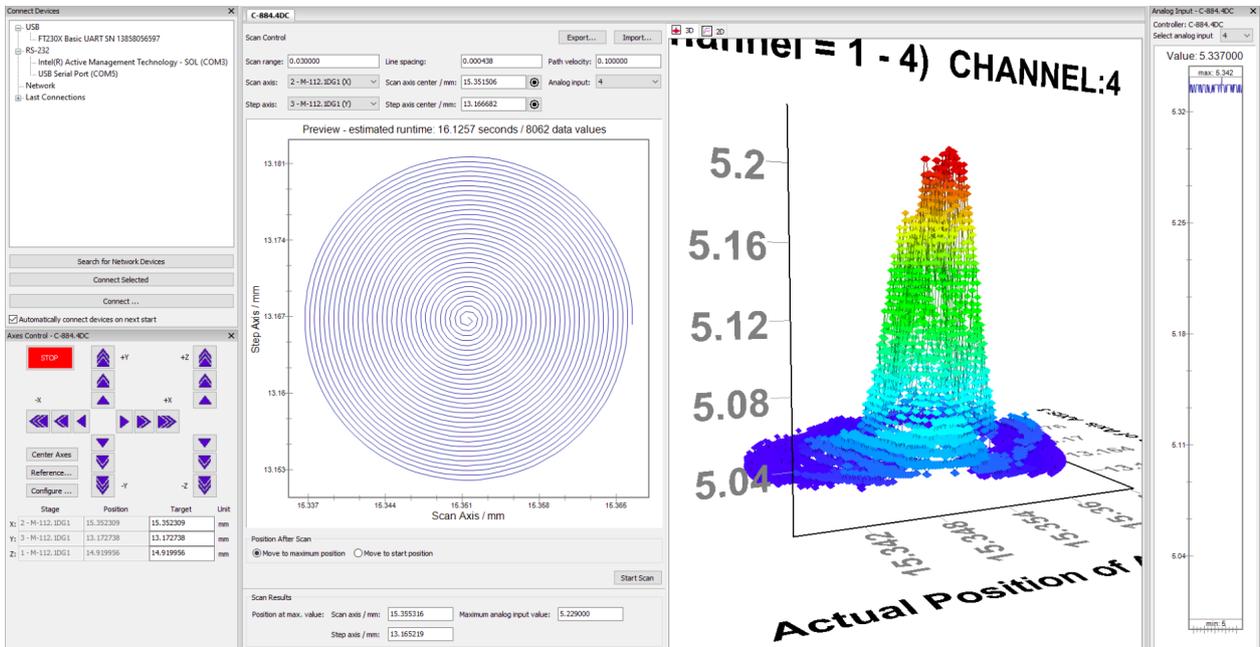


Abbildung 23: Typisches Helligkeits-Profil, das durch den Scan der Stage-Software erzeugt wird. Mittels des Scans und des rechts zu sehenden APD-Signals wird die Helligkeit der Auskopplung weiter maximiert.

4.4. Absorption des Slot-Wellenleiters

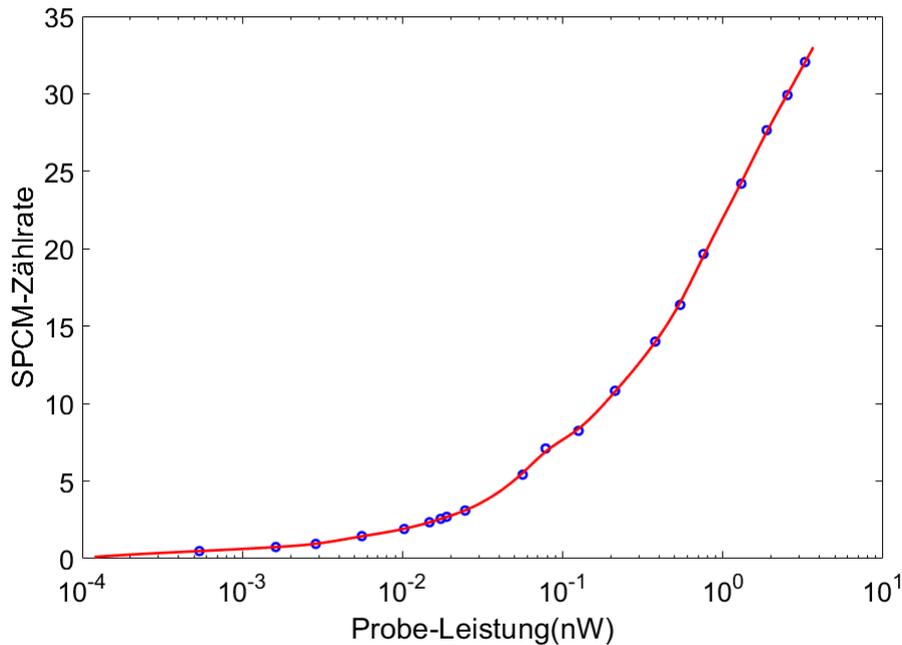


Abbildung 24: Empirisch bestimmte Kalibrationskurve zur Umrechnung von Zählraten des Einzelphotonendetektors in die am Detektor ankommende Probe-Leistung. Zur Kalibration wurde ein Spline-Fit an die Messdaten durchgeführt.

Die Absorption des Slot-Wellenleiters wird mit dem Einzelphotonendetektor gemessen. Da dieser nichtlinear mit der Probe-Leistung skaliert, wird eine Kalibrationskurve aufgenommen. Dessen Zählraten werden mittels der in Abbildung 24 zu sehenden experimentell bestimmten Kalibrationskurve in Leistung umgerechnet. Nach dieser Umrechnung wird die Amplitude der Absorption durch eine Voigt-Fit, mit der Fitfunktion $f(x) = \exp(a \cdot \text{Voigt}(x, X, \sigma, \gamma))$ nach Gleichung (2.18) und (2.27), der Messdaten bestimmt. Hier ist X die Resonanzposition, σ die Varianz der Gaußfunktion, γ die Lorentzbreite und a die Amplitude der Voigt-Funktion aus Gleichung (2.27). Diese Messdaten und der zugehörige Fit sind in Abbildung 25 zu sehen. Obwohl das Signal-Rausch-Verhältnis bis $\approx 150^\circ\text{C}$ ansteigt sinkt es für höhere Temperaturen wieder ab, während die absolute Absorption weiter ansteigt. Dies könnte durch leichte Entkopplung des Probe-Lasers von Bragg-Koppler auf dem Chip, der durch den Pump-Laser thermisch erhitzt wird, erklärt werden.

Die Absorption wurde mit einem linearen Fit an das Lichtlevel der Messdaten normalisiert. Die so erhaltene absolute Absorption ist in Abbildung 26 abgebildet. Ein Absorptionsmaximum wie in Abbildung 14 bei $\approx 130^\circ\text{C}$ tritt nicht auf, stattdessen nimmt die absolute Absorption zu höheren Temperaturen zu, wie dies für den Hintergrund in Abbildung 16 der Fall ist. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Hintergrundabsorption maßgeblich für das Transmissionssignal durch den Slot-Wellenleiter verantwortlich ist. Damit sind die in Abbildung 19 gezeigten Dichten des $5P_{3/2}$ -Zustandes maßgebend für die Atom-Atom-Wechselwirkungen im Slot.

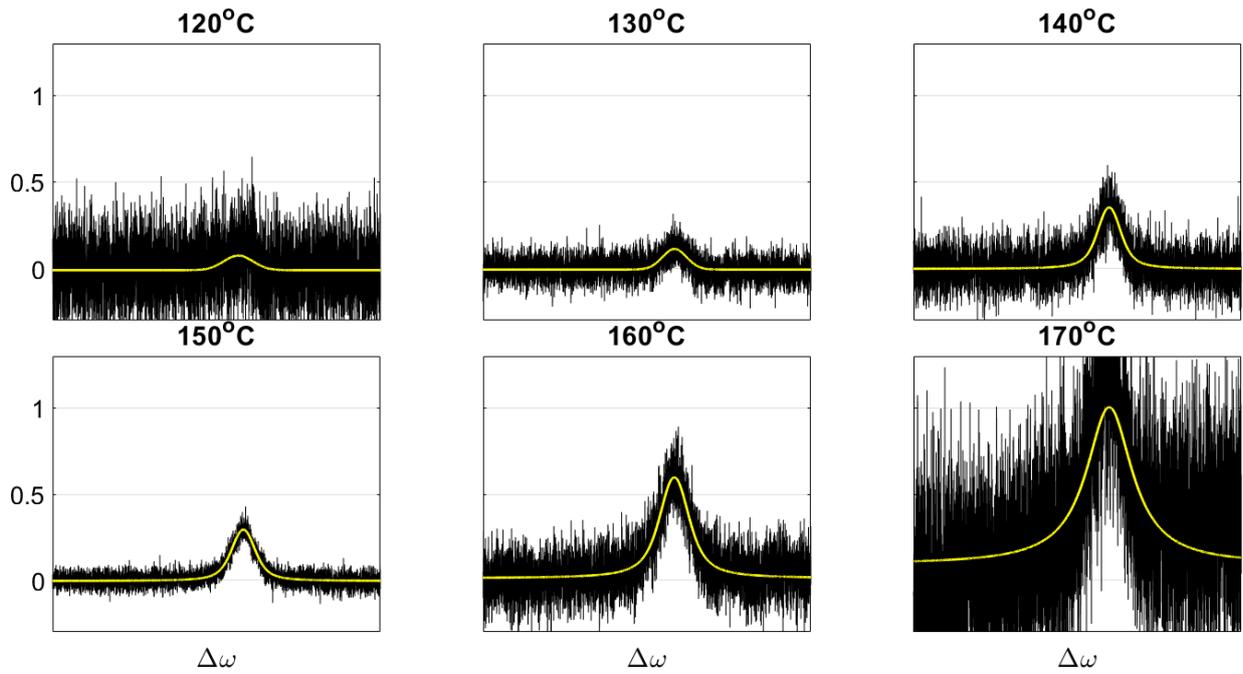


Abbildung 25: Absolute Absorption des Slot-Wellenleiters mit Voigt-Fits zur Bestimmung der Absorption. Die Signale wurden auf die Amplitude der stärksten Absorption normalisiert. Die absolute Absorption steigt bis $\approx 170^\circ\text{C}$ Reservoirtemperatur an. Bei 160°C und 170°C wird vermutlich der Nanochip durch den Pump-Laser erwärmt, wodurch es zu einer Entkopplung des Probe-Lasers und so zu einer Verschlechterung des Signal-Rausch-Verhältnisses kommt.

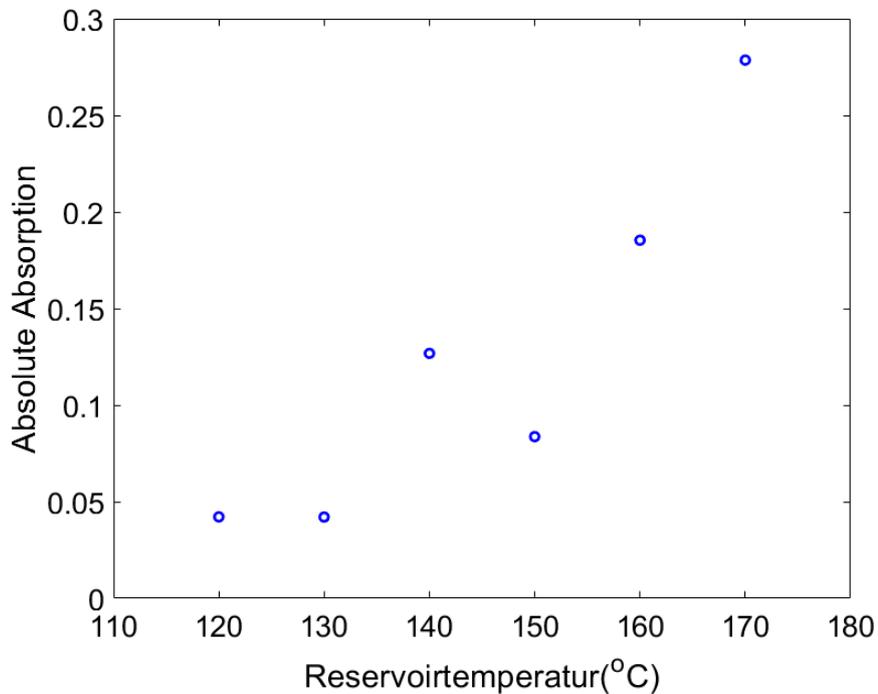


Abbildung 26: Absolute Absorption in Abhängigkeit von der Reservoirtemperatur. Ein stark ansteigender Trend zu größerer Absorption mit steigender Reservoirtemperatur ist erkennbar.

5. Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung einer mit Rubidiumgas gefüllten Glaszelle, deren Absorptionsverhalten als Referenz für Messungen an photonischen Nanostrukturen dient. Dazu wurde ein kontrapropagierendes 2-Photonen-Spektroskopie Setup aufgebaut. Eines der Ziele war die Bestimmung der Population der direkt durch den Pump-Laser in den $5P_{3/2}$ -Zustand angeregten ^{85}Rb -Atome. Dazu musste eine im Signal auftretende Hintergrundabsorption vom Hyperfeinspektrum abgezogen werden. Aus diesem so gewonnenen Hyperfeinspektrum wurde bestimmt, ab welcher Pump-Leistung der AC-Stark-Effekt auftritt. Außerdem wurde ein aus der Theorie gewonnener Fit an die Hyperfeinspektren durchgeführt, um die dort getroffenen Aussagen zu überprüfen.

Aus dem Hyperfeinspektrum konnte über die Bestimmung der absoluten Absorption auf der Resonanz des $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F = 4 \rightarrow 4D_{5/2} F = 5$ -Übergangs der Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Reservoirtemperatur der Zelle und der Pump-Intensität bestimmt werden. Aus diesem Ergebnis wurde mittels des resonanten Wirkungsquerschnitts die Dichte im $5P_{3/2}$ -Zustand bestimmt. Die Dichte zeigt ein Maximum bei einer Reservoirtemperatur von $\approx 130^\circ\text{C}$ und liegt zwischen $6,6 \cdot 10^{14} \text{m}^{-3}$ und $2,4 \cdot 10^{15} \text{m}^{-3}$, was nur einem geringen Anteil der Atome im Grundzustand entspricht.

Die Entstehung der Hintergrundabsorption wurde qualitativ erklärt und auf spontanen Zerfall der angeregten ^{85}Rb -Atome zurückgeführt. Die Absorption des Hintergrundes zeigt einen stetigen Anstieg für steigende Pump-Intensitäten, der in einen Sättigungsbereich kommt, in dem vermutlich die Hälfte aller ^{85}Rb -Atome angeregt wurden. Da in anschließenden Experimenten Frequenzverschiebungen in Slot-Wellenleiter-Nanostrukturen untersucht werden, wurde die Frequenzverschiebung des Absorptionsschwerpunktes des Hintergrundes in Abhängigkeit von der Reservoirtemperatur bestimmt und dabei eine Frequenzverschiebung von maximal 30 MHz über den untersuchten Temperaturbereich beobachtet. Da sich die Linienform mit zunehmender Reservoirtemperatur ändert, ist das Auftreten einer Frequenzverschiebung nicht eindeutig. Ebenso wurde die Dichte der der Hintergrundabsorption zugehörigen Rubidiumatome im $5P_{3/2}$ -Zustand bestimmt. Diese steigt stark mit der Reservoirtemperatur von $4,7 \cdot 10^{17} \text{m}^{-3}$ bis $8,2 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ an. Bei dieser Dichte müssen Atom-Atom-Wechselwirkungen berücksichtigt werden.

Zur Überprüfung der zuvor gewonnenen Ergebnisse wurde die Absorption des selben Übergangs in einer Slot-Wellenleiter-Struktur auf einem Nanochip in einer mit Rubidiumgas gefüllten Glaszelle untersucht. Die hier beobachtete absolute Absorption zeigte im Trend einen Anstieg mit steigender Reservoirtemperatur, da der Hintergrund maßgeblich zum gemessenen Signal beiträgt. Dieser muss in zukünftigen theoretischen Beschreibungen physikalischer Effekte berücksichtigt werden.

A. Ausblick: Blauverschiebung im Slot-Wellenleiter

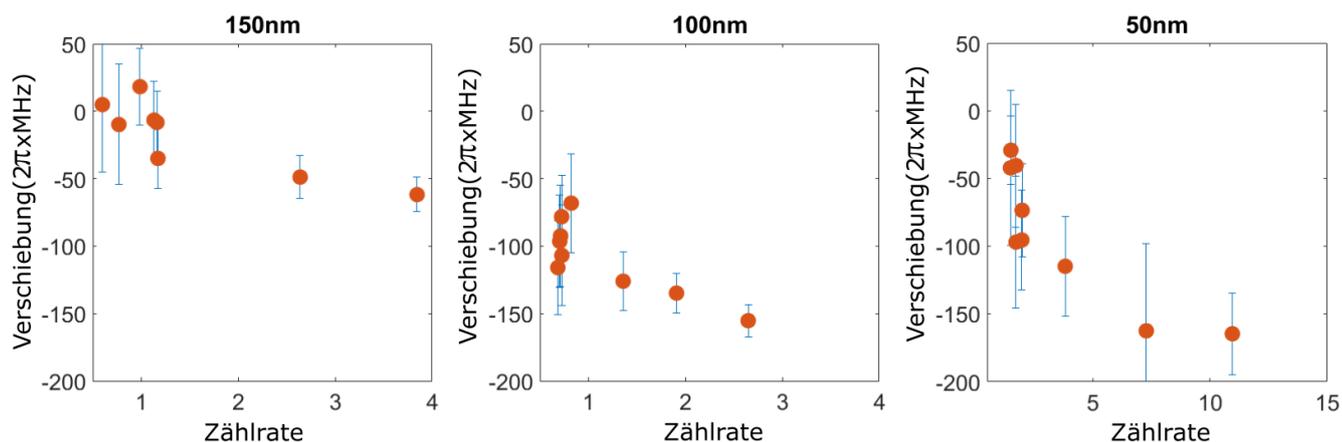


Abbildung 27: Gemessene Blauverschiebung des Absorptionssignals in Abhängigkeit von der Probe-Leistung, hier als SPCM-Zählrate angegeben, für 150 nm, 100 nm und 50 nm Slot-Breite. Bei sinkender Probe-Leistung ist eine Blauverschiebung erkennbar, die bei kleineren Slot-Breiten stärker wird.

Ein Teil der Ergebnisse ist in Abbildung 27 zu sehen. Mit dem in Abbildung 21 gezeigten Messaufbau wurde die Frequenzverschiebung der $4D_{5/2}$ -Absorption für niedrige Probe-Leistungen in den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Wellenleiter-Strukturen für 150 nm, 100 nm und 50 nm Slot-Breite untersucht. Als Zwischenergebnis der Messungen wurden hier eine Blauverschiebung in der Größenordnung von $2\pi \cdot 50 \text{ MHz}$ bis $2\pi \cdot 100 \text{ MHz}$ beobachtet, wobei die Verschiebung mit kleineren Slot-Breiten zunimmt.

Da die in dieser Arbeit untersuchte Hintergrundabsorption zum gemessenen Signal beiträgt, muss dessen Entstehung in einer theoretischen Beschreibung der Wellenleiter-Atom-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Die Atom-Atom-Wechselwirkungen führen möglicherweise zu den beobachteten Blauverschiebungen bei geringer Probe-Leistung.

B. Levelschema des Rubidium-Isoptops ^{85}Rb

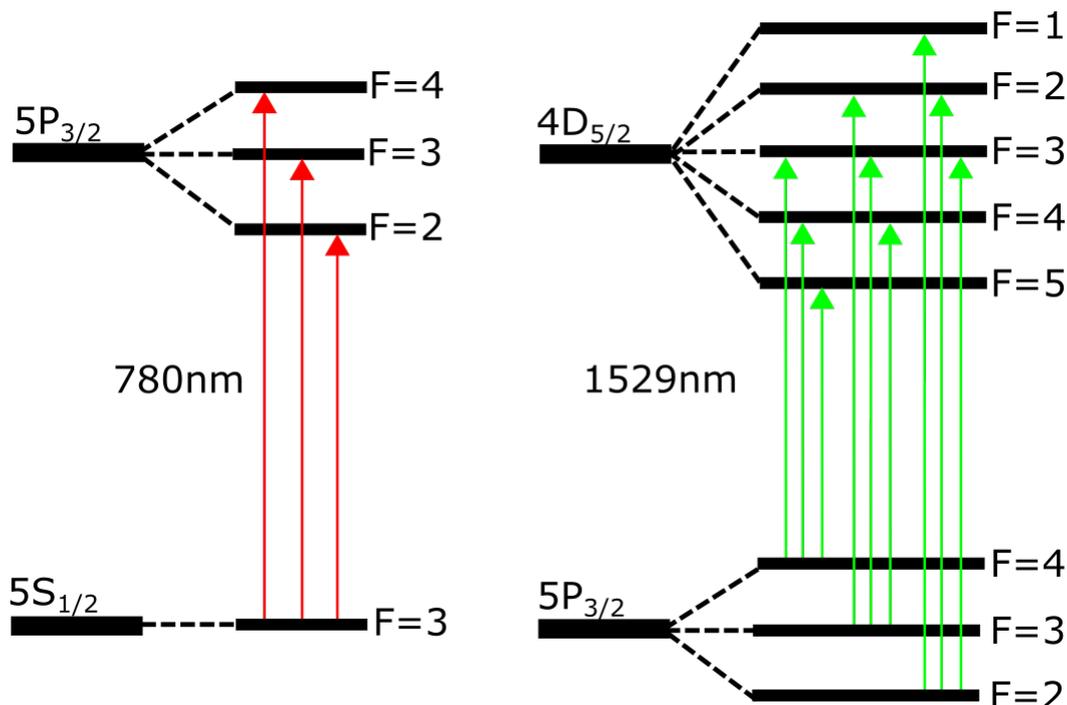


Abbildung 28: Relevantes Schema der Hyperfeinstruktur von ^{85}Rb mit den Dipol erlaubten Übergängen für den Pump-Laser (780 nm) und den Probe-Laser (1529 nm).

In Abbildung 28 ist das Schema für die Zwei-Photonen-Übergänge, die für diese Arbeit relevant sind, dargestellt. Der Pump-Laser (780 nm) wurde für die Messungen auf den Übergang $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F = 4$ gelockt. Dieser Übergang wird bei Atomen ohne Doppler-Verschiebung nach Gleichung (2.21) angeregt. Zusätzlich werden noch die nach der Auswahlregel für optische Übergänge [17]

$$\Delta F = \pm 1, 0 \quad (\text{B.1})$$

erlaubten Niveaus $5P_{3/2} F = 3$ und $5P_{3/2} F = 2$ durch den Doppler-Effekt angeregt, wobei diese Anregung für $F = 3$ schwächer und für $F = 2$ noch schwächer ausfällt, da ihr Dipolmoment kleiner und somit ihre Absorption nach Gleichung (2.17) schwächer ist.

Mit dem Probe-Laser (1529 nm) werden die angeregten $5P_{3/2}$ -Zustände in die Hyperfeinstruktur-Zustände des $4D_{5/2}$ -Zustands angeregt. Durch die Geschwindigkeitsselektion des Pump-Lasers wird die Doppler-Verbreiterung im Probe-Signal unterdrückt. Demnach sollten drei Gruppen aus jeweils drei nahe nebeneinander liegenden Peaks im Transmissionsspektrum zu sehen sein.

C. Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] Kong ZHANG et. al. *Two-way single-photon-level frequency conversion between 852nm and 1560nm for connecting cesium D2 line with the telecom C-band*. submitted, 2020.
- [2] Artur Skljarow et. al. *Integrating two-photon nonlinear spectroscopy of rubidium atoms with silicon photonics*. Optics Express Vol. 28, Issue 13, 2020.
- [3] Artur Skljarow. *Evanescence Two Photon Spectroscopy of Rubidium Atoms for Integrated Silicon Structures at Telecom Wavelength*. Universität Stuttgart, 2018.
- [4] <https://de.wikipedia.org/wiki/Rubidium> (zuletzt abgerufen am 14.09.2020).
- [5] Matthias Bartelmann et. al. *Theoretische Physik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2015.
- [6] M. Fleischhauer et. al. *Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media*. Rev.Mod. Phys. 77, 633, 2005.
- [7] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2 Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [8] Julio Gea-Banacloche et. al. *Electromagnetically induced transparency in ladder-type in homogeneously broadened media: Theory and experiment*. PHYSICAL REVIEW A 51, 1, 1995.
- [9] Daniel Adam Steck. Quantum and Atom Optics. available online at <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-4075/41/15/155004/pdf> (revision 0.13.4, 24 September 2020).
- [10] Markus Werner Sigrüst. *Laser: Theorie, Typen, Anwendungen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2018.
- [11] Dieter Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+Teubner, 2008.
- [12] <http://www.fb06.fh-muenchen.de/lhm/images/Praktikum/MasterPOM/praktikum%20m2.pdf> (zuletzt abgerufen am 23.09.2020).
- [13] Daniel Adam Steck. Rubidium 85 D Line Data. available online at <http://steck.us/alkalidata>(revision 2.2.1, 21 November 2019).
- [14] Wenting Chen. *Two-Photon spectroscopy of rubidium in the vicinity of silicon devices*. Universität Stuttgart, 2019.
- [15] Paul Siddons et. al. *Absolute absorption on rubidium D lines: comparison between theory and experiment*. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 41 155004, 2008.
- [16] <http://www.cluster.physik.uni-freiburg.de/lehre/SS10/skript/Kap1c.pdf> (zuletzt abgerufen am 13.10.2020).
- [17] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3 Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2016.

Danksagung

Als erstes möchte ich mich bei Tilman Pfau für die Möglichkeit meine Bachelorarbeit am 5. Physikalischen Institut durchzuführen bedanken. Danke auch an Robert Löw für die Vorstellung und Vermittlung des Themas.

Bei den jetzigen und ehemaligen Mitarbeitern des 3.Stocks möchte ich mich für die stets hilfsbereite und lockere Atmosphäre bedanken. Ganz besonders möchte ich mich bei Hadiseh und Artur bedanken, die stets eine thematisch sinnvolle und abgeschlossene Arbeit für mich im Blick hatten und mir durch Diskussionen und Hinweise die Richtung für die Arbeit vorgegeben haben. Vor allem Artur beantwortete geduldig zahllose Fragen und sah stets mit Humor über kleine Verwirrungen meinerseits hinweg. Außerdem bedanke ich mich bei ihm und meiner Schwester für das Korrekturlesen der Arbeit.

Ein großes Dankeschön gilt meinen Kommilitonen, durch die mein Studium erheblich angenehmer wurde und mit denen ich über so manche Ärgernisse hinwegsehen konnte und mit denen es stets möglich war aufgekommene Unklarheiten aufzuklären.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken die, obwohl ihnen oft nicht genau klar war was ich die letzten drei Jahre gemacht habe, mich immer unterstützt hat. Besonderes Dankeschön an meine beiden Omas, die mich während des Studiums fast jeden Tag bekocht haben.