

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Zweiphotonen Präzisionsspektroskopie
an atomarem Wasserstoff

Bruno Gross

**MPQ-Report
240**

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
Hans-Kopfermann-Str. 1
D-85748 Garching, Bundesrepublik Deutschland

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Zweiphotonen Präzisionsspektroskopie
an atomarem Wasserstoff

Bruno Gross

Zusammenfassung

Die Doppler-freie Zweiphotonen-Spektroskopie am $1S$ - $2S$ Übergang in atomarem Wasserstoff ist derzeit eine der erfolgreichsten Techniken der optischen Präzisions-spektroskopie und bildet die Grundlage der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen. Der metastabile $2S$ -Zustand garantiert mit seiner Lebensdauer von $1/7$ Sekunde eine potentielle Auflösung von $5 \cdot 10^{-16}$. Dadurch sind am Wasserstoffatom höchst präzise Messungen der Übergangsfrequenz möglich, aus der sich grundlegende physikalische Konstanten ableiten lassen. Die Energieniveaus des Wasserstoffatoms lassen sich aufgrund des einfachen inneren Aufbaus, bestehend aus einem Proton und einem Elektron, mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) sehr genau berechnen. Der Vergleich der theoretischen mit den experimentellen Übergangsfrequenzen am Wasserstoffatom stellt heute den genauesten Test der QED an einem gebundenen System dar.

Die Frequenz des $1S$ - $2S$ Zweiphotonen-Übergangs in atomarem Wasserstoff wurde mittels einer phasenkohärenten Frequenzkette durch Vergleich mit dem primären Zeit- und Frequenzstandard der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt mit einer Genauigkeit von $3,4 \cdot 10^{-13}$ absolut gemessen. Daraus läßt sich sowohl ein neuer Wert für die Rydberg-Konstante als auch für die $1S$ -Lamb-Verschiebung angeben. Desweiteren wurde die Isotopieverschiebung, die Differenz der Übergangsfrequenzen zwischen Wasserstoff und Deuterium, neu vermessen. Diese erlaubt Einblicke in die unterschiedlichen Kernstrukturen der beiden Isotope und ermöglicht es, den Deuteron-Strukturradius mit atomphysikalischen Methoden zu bestimmen. Die erzielte Genauigkeit liegt dabei über der bisher an Teilchenbeschleunigern durchgeführten Experimente.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden eingehende Untersuchungen zur wiederholten Wechselwirkung eines Atoms mit dem anregenden Lichtfeld angestellt. In diesen Experimenten wurden sowohl räumlich als auch zeitlich getrennte Wechselwirkungszonen verwendet. Diese Methode der optischen Ramsey-Spektroskopie erlaubt es, die sogenannte Durchflugsverbreiterung, die auf eine endlich lange Wechselwirkungszeit zurückzuführen ist, zu vermindern. Damit ist es gelungen, die experimentell erzielte Auflösung des $1S$ - $2S$ Übergangs in atomarem Wasserstoff auf derzeit $6 \cdot 10^{-13}$ zu steigern, was einen Rekord für neutrale Atome darstellt. Desweiteren bilden die mit der Ramsey-Spektroskopie gesammelten Erfahrungen einen wichtigen Beitrag zur Entwicklung eines Wasserstoff-Atominterferometers, mit dem die Feinstrukturkonstante gemessen werden soll.

Eine Methode der Bestimmung der $1S$ -Lamb-Verschiebung, welche keine Absolutmessung optischer Frequenzen erfordert, bietet der Vergleich der $1S$ - $2S$ mit der $2S$ - $4S$ Übergangsfrequenz, deren Verhältnis etwa 4:1 beträgt. Hier werden diese beiden Übergänge an ein und demselben Atomstrahl beobachtet. Es findet eine doppelresonante Anregung der beiden optischen Zweiphotonen-Übergänge am Wasserstoffatom statt. Wie erste Messungen zeigen, sollte es mit dieser Methode möglich sein, einen neuen Wert für die $1S$ -Lamb-Verschiebung in atomarem Wasserstoff zu bestimmen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Die Energieniveaus des Wasserstoffatoms	7
2.1	Die Bohrschen Energieniveaus	8
2.2	Die Feinstruktur	9
2.3	Die Lamb-Verschiebung	10
2.4	Die Hyperfeinstruktur	14
2.5	Proton-Ladungsradius	14
2.6	Deuterium	16
3	Das Garchinger Wasserstoffspektrometer	19
3.1	Das $1S$ - $2S$ Spektrometer	19
3.2	Die phasenkohärente Frequenzkette	23
4	Zweiphotonen-Spektroskopie am $1S$-$2S$ Übergang	27
4.1	Die Wasserstoff $1S$ - $2S$ Linie	27
4.2	Absolutfrequenzmessung	31
4.3	Messung der Isotopieverschiebung	33
4.4	Stand der Technik	36
5	Optische Ramsey-Spektroskopie	39
5.1	Grundlagen	40

5.2	Räumlich getrennte Wechselwirkungszonen	43
5.3	Zeitlich getrennte Wechselwirkungszonen	46
5.4	Atominterferometer	53
6	Doppelresonante Spektroskopie	59
6.1	Versuchsaufbau	60
6.2	Spektren und Messungen	62
7	Ausblick	67
	Literaturverzeichnis	69
A	Stöße mit dem Hintergrundgas	75
B	Multimoden Spektroskopie	83
C	Bei Europhys. Lett. veröffentlichter Artikel	85

Kapitel 1

Einleitung

Wasserstoff, das häufigste Element im Universum, sorgt als nuklearer Brennstoff für das Leuchten der Sterne. Beim Betrachten des Sonnenlichts entdeckte Joseph von Fraunhofer schon am Anfang des letzten Jahrhunderts eine Reihe von dunklen Linien im Spektrum der Sonne. Die Geburtsstunde der Spektroskopie an atomarem Wasserstoff kam jedoch erst 45 Jahre später, als Ångström zwei der Fraunhofer-Linien zweifelsfrei dem Wasserstoff zuordnete. Seither gehören die sich mit fortschreitender Meßgenauigkeit immer wieder neu auftuenden Ebenen der Komplexität im Wasserstoff-Linienspektrum zu den Schrittmachern in der Entwicklung der Erkenntnis der modernen Physik. War es anfangs die Entdeckung der Systematik der Balmer-Serie im sichtbaren spektralen Bereich, die mit dem Anstoß zur Theorie der Quantenmechanik gab, so waren es später Beobachtungen im spektralen Bereich der Radio- und der Mikrowellen, die zur Entwicklung der Theorie der Quantenelektrodynamik führten. Heute spielt der im ultravioletten liegende $1S-2S$ Übergang, mit dem sich auch die vorliegende Arbeit hauptsächlich beschäftigt, eine zentrale Rolle in der genauen Bestimmung von Naturkonstanten.

Atomarer Wasserstoff ist das einfachste Atom, sieht man von solch exotischen Gebilden wie dem Positronium oder dem Myonium mit Lebensdauern im Bereich einer Millionstel Sekunde ab. Der Kern des Wasserstoffatoms besteht aus einem elektrisch positiv geladenem Proton. Dieses wird von einem einzelnen negativ geladenen Elektron umgeben, gebunden durch die Coulombsche Anziehungskraft. Die Energieniveaus, die einigen der inneren Anregungszustände dieses Systems entsprechen, sind in Abbildung 1.1 dargestellt. Die Lebensdauer der angeregten Zustände wird normalerweise durch den Zerfall unter Aussendung eines Lichtquants, dessen Energie der Differenz der beteiligten Zustände entspricht, auf wenige Bruchteile einer Millionstel Sekunde begrenzt. Dies gilt jedoch nicht für den $2S$ -Zustand, da dieser dieselbe Parität wie der $1S$ -Grundzustand besitzt und der Einphotonen-Übergang zwischen den beiden daher verboten ist. Der metastabile $2S$ -Zustand hat eine Lebensdauer von $1/7$ Sekunde, wodurch die natürliche Linienbreite des $1S-2S$ Zweiphotonen-Überganges, der im Gegensatz zum Einphotonen-Übergang hier erlaubt ist, nur 1,3 Hz beträgt. Das herausfordernde Potential, das der $1S-2S$ Übergang für die Präzisionspektroskopie liefert,

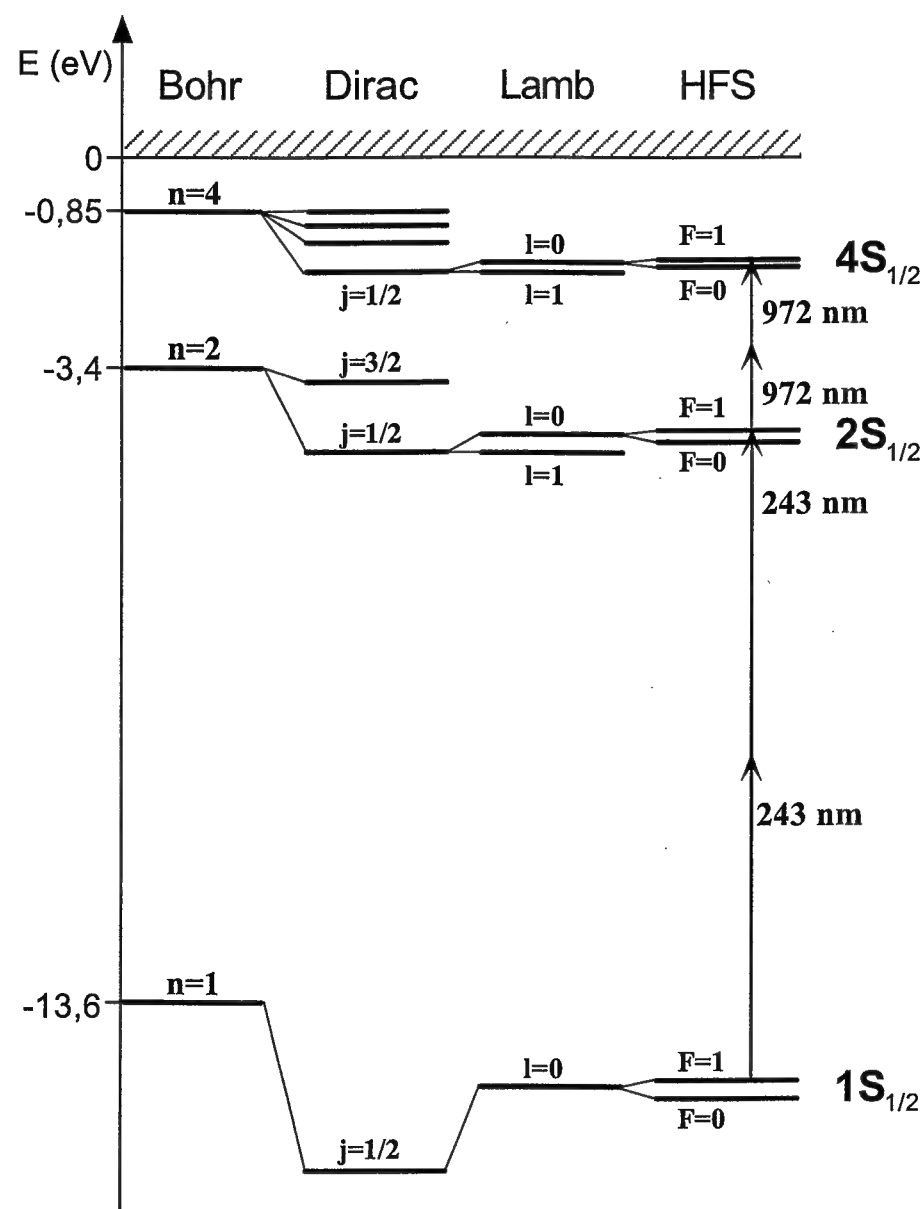


Abbildung 1.1: Die den Hauptquantenzahlen 1, 2 und 4 zugehörigen Energieniveaus im Wasserstoffatom, die für die beiden in dieser Arbeit untersuchten Zweiphotonen-Übergänge von Bedeutung sind. Die Feinstruktur, die Lamb-Verschiebung sowie die Hyperfeinstruktur sind nicht maßstabsgetreu dargestellt.

liegt damit für die Auflösung im Bereich von 10^{-16} .

Eine der wichtigen Aufgaben der experimentellen Physik besteht in der Bestimmung von Naturkonstanten, für die die theoretische Physik keinen oder nur einen sehr ungenauen Wert liefert. Eine davon ist die Rydberg-Konstante, die die Größe der Bindungsenergie der Atome beschreibt. Sie ist heute dank der Spektroskopie am Wasserstoff $1S-2S$ Übergang die am genauesten bekannte Konstante der Naturwissenschaften. Eine andere atomare Größe, die den Namen ihres Entdeckers trägt, ist die Lamb-Verschiebung. Die Messung dieser Verschiebung an demselben Übergang ist einerseits einer der genauesten Tests der äußerst erfolgreichen Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) und erlaubt andererseits Aussagen über den Radius des Protons. Der Unterschied im Spektrum von Wasserstoff und seinem schwereren Isotop Deuterium, kurz die Isotopieverschiebung, hat zur Entdeckung des Deuteriums geführt. Heute läßt sich aus der Isotopieverschiebung die Struktur des Deuteriumkernes mit höherer Genauigkeit vermessen, als es an Teilchenbeschleunigern möglich war. Die Methode der Ramsey-Spektroskopie, deren zeitliche Variante im Rahmen dieser Arbeit erstmalig erfolgreich auf einen optischen Übergang in atomarem Wasserstoff angewendet wurde, hat die Position der $1S-2S$ Resonanz als die bis heute am besten aufgelöste Resonanz in neutralen Atomen bekräftigt. Die hier untersuchte optische Ramsey-Spektroskopie ist auch ein wesentlicher Bestandteil eines geplanten Experimentes zur Messung einer weiteren Konstante der Physik, der Feinstrukturkonstante α , mittels eines Wasserstoff-Atominterferometers, in dem die atomaren Wellenpakete räumlich aufgespalten und wieder zusammengeführt werden.

Der Aufbau der vorliegenden Arbeit wird im folgenden kurz erläutert. Kapitel 2 beschäftigt sich mit der theoretischen Beschreibung der Energieniveaus von atomarem Wasserstoff und gibt einen Überblick über den aktuellen Stand der Rechnungen. Der Vollständigkeit halber sind alle Formeln aufgeführt, mit deren Hilfe sich die atomaren Energieniveaus und insbesondere ein theoretischer Wert für die $1S$ -Lamb-Verschiebung angeben lassen. In Kapitel 3 wird der experimentelle Versuchsaufbau zur Spektroskopie am $1S-2S$ Übergang beschrieben, wobei auf diejenigen Details verzichtet wurde, die in vorangehenden Dissertationen nachzulesen sind. Als nächstes werden in Kapitel 4 einige am $1S-2S$ Übergang durchgeführte Messungen dargestellt. Diese wurden größtenteils im Rahmen eines Teams zusammen mit A. Huber, Th. Udem und J. Reichert bestritten. Die optische Ramsey-Spektroskopie an Wasserstoff, einer der Schwerpunkte dieser Arbeit, wird in Kapitel 5 behandelt, an dessen Ende auch kurz auf ein Wasserstoff-Atominterferometer eingegangen wird. Als einziges Kapitel dieser Arbeit beschäftigt sich Kapitel 6 zusätzlich zum $1S-2S$ auch mit dem $2S-4S$ Übergang des Wasserstoffatoms. Es wird der doppelresonante Versuchsaufbau zur gleichzeitigen Beobachtung beider Resonanzen vorgestellt, und erste Ergebnisse werden präsentiert. Nach einem Ausblick auf zukünftige Projekte beschäftigt sich der Anhang mit der Problematik der Stöße zwischen den Wasserstoffatomen aus dem Atomstrahl und dem Hintergrundgas. Außerdem ist ein in englischer Sprache bei Europhysics Letters erschienener Artikel zum Thema Ramsey-Spektroskopie abgedruckt.

Kapitel 2

Die Energieniveaus des Wasserstoffatoms

Das Wasserstoffatom wird wegen seiner Einfachheit oft als Paradebeispiel eines quantenmechanischen Systems angeführt, wenn es darum geht, in Lehrbüchern neu eingeführte Konzepte zu veranschaulichen. So gehört das vereinfachte Modell eines Wasserstoffatoms bestehend aus einer punktförmigen, unendlich schweren positiven Ladung und einem Elektron neben dem harmonischen Oszillator zu den wenigen Problemen, die mit Hilfe der Schrödingergleichung analytisch gelöst werden können. Auch wenn man die endliche Masse des Kerns berücksichtigt ist dies durch eine Separation der Variablen in Schwerpunkts- und Relativkoordinaten weiterhin möglich. Berücksichtigt man zudem noch relativistische Effekte des Elektrons, die mit Hilfe der Diracgleichung beschrieben werden und für die Feinstruktur verantwortlich sind, ist eine vollständig analytische Lösung nicht mehr gegeben. Die Mitbewegung des Kerns kann nur noch störungstheoretisch mit einer Folge zusätzlicher Korrekturen, den sogenannten Rückstoßkorrekturen, berücksichtigt werden.

Will man das Spektrum des Wasserstoffatoms theoretisch mit ähnlicher Genauigkeit berechnen wie die heutige experimentelle Präzision, sind noch eine Reihe weiterer Effekte zu berücksichtigen. Zum einen Effekte, die aus der Wechselwirkung des Elektrons mit dem Kernspin herrühren und die Hyperfeinstruktur liefern, zum anderen Effekte, die auf der Quantisierung des Strahlungsfeldes beruhen und durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben werden. Die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Grundzustand des Strahlungsfeldes führt zu einer Verschiebung der Energieniveaus, die nach deren Entdecker Lamb-Verschiebung genannt wird und für eine Aufhebung der Energieentartung als Funktion des Bahndrehimpulses verantwortlich ist. Die Lamb-Verschiebung enthält neben der Selbstenergie des Elektrons, die den größten Beitrag liefert, zusätzliche Beiträge aufgrund der Vakuumpolarisation, QED-Effekten höherer Ordnung, weiterer Rückstoßkorrekturen sowie aufgrund der Ausdehnung des Protons, das im Gegensatz zum Elektron nicht punktförmig ist. Die endliche Polarisierbarkeit des Kerns als weiterer Kernstruktureffekt spielt im Falle des Deuterons eine nicht zu

vernachlässigende Rolle.

In diesem Kapitel soll ein kurzer Überblick über den Stand der Theorie der Energieniveaus des Wasserstoffatoms gegeben werden, in enger Anlehnung an den Beitrag von Sapirstein und Yennie in [Kin90] sowie an den Übersichtsartikel von Pachucki *et al.* [Pac96]. Es sei darauf hingewiesen, daß dies nur eine Momentaufnahme darstellt, da die Berechnung höherer QED-Korrekturen noch lange nicht abgeschlossen ist.

2.1 Die Bohrschen Energieniveaus

Ein Elektron der Masse m , das durch die Coulomb-Wechselwirkung an einen punktförmigen, unendlich schweren Kern der Ladung Ze gebunden ist, läßt sich durch folgenden nichtrelativistischen Hamiltonoperator beschreiben (SI-Einheiten):

$$H = \frac{p^2}{2m} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.1)$$

Die stationäre Schrödingergleichung

$$H|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \quad (2.2)$$

läßt sich mit Hilfe von Kugelkoordinaten in einen Radial- und in einen Winkelanteil separieren und analytisch lösen (siehe z.B. [Bet77]). Die erhaltenen Energieeigenwerte hängen nur von der Hauptquantenzahl n ab und entsprechen den Bohrschen Energieniveaus:

$$E = -R_\infty \frac{hcZ^2}{n^2} = -\frac{(Z\alpha)^2}{2n^2} mc^2. \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet h die Plancksche Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,

$$R_\infty = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \quad (2.4)$$

die Rydbergkonstante und $\alpha = e^2/(2\epsilon_0 hc) \simeq 1/137$ die Feinstrukturkonstante. Aus der Gleichung 2.3 läßt sich unter der Annahme, daß die Energie eines emittierten oder absorbierten Photons $h\nu$ der Energiedifferenz zwischen zwei Niveaus mit den Quantenzahlen n und n' entspricht, die berühmte Balmer-Formel ableiten:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right). \quad (2.5)$$

Der Unterschied zwischen R_H und R_∞ beruht auf der endlichen Masse M des Protons, die zu einer Mitbewegung des Kerns und damit zu einer Verschiebung der Energieniveaus führt. Dieser Effekt kann im nichtrelativistischen Fall analytisch vollständig berechnet werden. Der Hamiltonoperator aus Gleichung 2.1 erhält als zusätzlichen Term die kinetische Energie des Protons. Die resultierende Schrödingergleichung läßt sich

durch Separation der Variablen in Schwerpunkts- und Relativkoordinaten in die ursprüngliche Form rücktransformieren. Hierzu muß lediglich die Masse des Elektrons m durch die reduzierte Masse

$$\mu = \frac{Mm}{M+m} \quad (2.6)$$

ersetzt werden. Damit läßt sich sofort die Beziehung

$$R_H = R_\infty \frac{\mu}{m} \quad (2.7)$$

herleiten. Da die Masse des Protons etwa 1836 mal größer ist als die des Elektrons und sich damit die reduzierte Masse um 0.05% von der Elektronmasse unterscheidet, ergibt sich eine entsprechende Abweichung der Übergangsenergien für den endlich schweren Kern.

2.2 Die Feinstruktur

Die schon 1887 von Michelson und Morley [Mic87] beobachtete Feinstruktur des Wasserstoffatoms wird durch die nichtrelativistische Schrödingertheorie nicht wiedergegeben. Die Feinstruktur beruht auf der relativistischen Massenveränderung des Elektrons mit der Geschwindigkeit und auf den Spin des Elektrons. Beide Effekte werden in der Diracgleichung berücksichtigt, deren Lösung für ein Spin 1/2 Teilchen der Masse m in einem Coulomb-Zentralpotential folgende Energieniveaus liefert:

$$E_{nj} = mf(n, j) \quad \text{mit} \quad (2.8)$$

$$f(n, j) = \left(1 + \frac{(Z\alpha)^2}{\left[n - j - \frac{1}{2} + \sqrt{(j + \frac{1}{2})^2 - (Z\alpha)^2} \right]^2} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

In diesem und den nachfolgenden Unterkapiteln wird $c = \hbar = 1$ gesetzt. Man beachte, daß die Dirac-Coulomb Energieniveaus neben der Hauptquantenzahl n auch noch vom Gesamtdrehimpuls j abhängen, wodurch die Entartung in der Hauptquantenzahl aufgehoben wird, was man üblicherweise als Feinstruktur bezeichnet. Die Energien der Zustände mit demselben Gesamtdrehimpuls j aber unterschiedlichem Bahndrehimpuls l sind jedoch weiterhin gleich. Insbesondere sind demnach die Zustände $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ energetisch entartet. Dies ist unter anderem der Grund dafür, daß es beim Wasserstoff und wasserstoffähnlichen Atomen einen linearen Stark-Effekt gibt.

Wie schon eingangs erwähnt, läßt sich die endliche Masse des Kerns in der relativistischen Behandlung nicht in Form einer reduzierten Masse oder überhaupt in einer geschlossenen Weise berücksichtigen. Die Veränderung der Energieniveaus, die auf der Masse des Kerns beruhen, werden Rückstoßkorrekturen genannt. Der störungstheoretisch aus einer Entwicklung nach Potenzen von $(Z\alpha) \ll 1$ berechnete Ausdruck für die

Gesamtenergie, der Terme bis zur Ordnung $(Z\alpha)^4$ enthält, ist¹

$$E = \underbrace{M + m + \mu[f(n, j) - 1] - \frac{\mu^2}{2(M + m)}[f(n, j) - 1]^2}_{E_{DC}(n, j)} + \underbrace{\frac{(Z\alpha)^4 \mu^3}{2n^3 M^2} \left[\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{1}{l + \frac{1}{2}} \right]}_{\text{gehört zu } E_{Lamb}(n, j, l)} (1 - \delta_{l0}). \quad (2.9)$$

Man erkennt neben der Ruheenergie des Protons und des Elektrons zwei Terme in denen die Größe $f(n, j)$ vorkommt, welche die ursprüngliche Entartung in j der Dirac-Coulomb Energieniveaus aufzeigen. Der letzte Term aus obiger Gleichung ist von l abhängig und hebt dadurch diese Entartung auf, wenn auch nur minimal (-2 kHz für die $2S_{1/2}$ - $2P_{1/2}$ Aufspaltung). Aus diesem Grund und da er die gleiche $1/n^3$ Abhängigkeit zeigt wie die wichtigsten Beiträge zur Lamb-Verschiebung, wird der letzte Term aus Gleichung 2.9 der Lamb-Verschiebung zugeordnet. Weitere Rückstoßkorrekturen, die darüber hinausgehen, werden ebenfalls als Teil der Lamb-Verschiebung betrachtet und im nächsten Unterkapitel explizit aufgeführt.

2.3 Die Lamb-Verschiebung

Die Entdeckung der Aufspaltung zwischen dem $2S_{1/2}$ und dem $2P_{1/2}$ Zustand durch Lamb und Retherford 1947 gab den Anstoß zur Entwicklung der Quantenelektrodynamik [Lam47]. Die QED ist heute eine der erfolgreichsten Theorien der Physik, mit deren Hilfe sich neben der Lamb-Verschiebung in Wasserstoff auch das anomale magnetische Moment des Elektrons mit eindrucksvoller Genauigkeit berechnen läßt². Hier wird die übliche Definition der Lamb-Verschiebung verwendet, die neben den sogenannten Strahlungskorrekturen, deren Ursprung in der QED liegen, auch Rückstoßkorrekturen sowie Beiträge umfaßt, die auf Kerngrößeneffekte zurückzuführen sind [Kin90]. Damit lassen sich die Energieniveaus des Wasserstoffatoms kompakt als

$$E_{njlF} = E_{DC}(n, j) + E_{Lamb}(n, j, l) + E_{HFS}(n, j, l, F) \quad (2.10)$$

darstellen. Der Dirac-Coulomb Anteil ist durch die ersten vier Terme aus Gleichung 2.9 gegeben, die Lamb-Verschiebung enthält alle Beiträge darüber hinaus bis auf die experimentell sehr genau bekannte Hyperfeinstruktur.

Der Hauptanteil der Lamb-Verschiebung stammt von den **Einschleifen-Korrekturen** zur Selbstenergie des Elektrons und zur Vakuumpolarisation. Dafür sind die Emission und Reabsorption eines virtuellen Photons durch das Elektron beziehungsweise die spontane Bildung von virtuellen Elektron-Positron Paaren verantwortlich. Der

¹Der hier angegebene Ausdruck ist in dieser Form wegen $f(n, j) \simeq 1$ anfällig für Rundungsfehler. In numerischen Auswertung wird deswegen eine Umformung empfohlen [Ude97a].

²Der Artikel von T. Kinoshita in [Kin90] gibt einen Überblick über verschiedene Tests der QED.

Einschleifen-Beitrag zu den Energieniveaus läßt sich durch

$$\Delta E = \frac{m\alpha(Z\alpha)^4}{\pi n^3} F(Z\alpha) \quad (2.11)$$

beschreiben. Für kleine Werte von Z (Wasserstoff: $Z = 1$) kann man die Funktion $F(Z\alpha)$ nach Ordnungen von $Z\alpha$ entwickeln

$$F(Z\alpha) = A_{40} + A_{41} \ln \left[\frac{m}{\mu} (Z\alpha)^{-2} \right] + (Z\alpha) A_{50} + (Z\alpha)^2 \left\{ A_{60} + A_{61} \ln \left[\frac{m}{\mu} (Z\alpha)^{-2} \right] + A_{62} \ln^2 \left[\frac{m}{\mu} (Z\alpha)^{-2} \right] \right\} + (Z\alpha)^3 G, \quad (2.12)$$

wobei G sämtliche Terme höherer Ordnung beinhaltet. Die Berechnung der Koeffizienten A_{ij} , wobei der Index i für die Ordnung in $Z\alpha$ und j für die Ordnung in $\ln[(Z\alpha)^{-2}]$ steht, ist ein schwieriges Unterfangen und beschäftigte eine Vielzahl von Physiker über mehrere Jahrzehnte. Die hier angegebenen Werte beziehen sich nur auf nS -Zustände und sind dem Übersichtsartikel [Pac96] entnommen³:

$$\begin{aligned} A_{40} &= \left[\frac{10}{9} - \frac{4}{15} - \frac{4}{3} \ln k_0(n) \right] \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 & A_{41} &= \frac{4}{3} \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 \\ \ln k_0(1) &= 2.984\,128\,555\,7655 & \ln k_0(2) &= 2.811\,769\,893\,1205 \\ A_{50} &= 4\pi \left[\frac{139}{128} + \frac{5}{192} - \frac{1}{2} \ln 2 \right] \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 \\ A_{60}(1) &= \left[-30.92890 + \frac{4}{15} \ln 2 - \frac{1289}{1575} + \left(\frac{19}{45} - \frac{\pi^2}{27} \right) \right] \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 \\ A_{60}(2) &= \left[-31.84047 - \frac{743}{900} + \left(\frac{19}{45} - \frac{\pi^2}{27} \right) \right] \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 \\ A_{61}(1) &= \left[\frac{28}{3} \ln 2 - \frac{21}{20} - \frac{2}{15} \right] \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 & A_{61}(2) &= \left[\frac{16}{3} \ln 2 + \frac{67}{30} - \frac{2}{15} \right] \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 \\ A_{62} &= -1 \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 \\ G(n) &= \left\{ G'(n) + 2\pi \ln \left[\frac{m}{\mu} (Z\alpha)^{-2} \right] \right\} \left(\frac{\mu}{m} \right)^3 & G'(1) &= 26.9(5) \quad G'(2) = 29.8(10) \end{aligned}$$

Die nächst höhere Ordnung der Strahlungskorrekturen bilden die **Zweischleifen-Korrekturen**, bei denen zwei virtuelle Prozesse betrachtet werden, wobei hier die Selbstenergie des Elektrons von der Vakuumpolarisation nicht strikt getrennt werden kann, da die Effekte kombiniert auftreten. Der Energiebeitrag wird in Analogie zu dem Einschleifen-Beitrag gegeben durch

$$\Delta E = \frac{m\alpha^2(Z\alpha)^4}{\pi^2 n^3} \left\{ B_{40} + (Z\alpha) B_{50} + (Z\alpha)^2 \left[B_{62} \ln^2 \left[\frac{m}{\mu} (Z\alpha)^{-2} \right] + B_{63} \ln^3 \left[\frac{m}{\mu} (Z\alpha)^{-2} \right] + \dots \right] \right\}. \quad (2.13)$$

³Einschleifen-Selbstenergie und -Vakuumpolarisation

Der Koeffizient der führenden Ordnung ist seit längerem bekannt und beträgt für S -Zustände [Bar70]

$$B_{40} = 0.538941 \left(\frac{\mu}{m} \right)^3.$$

Der Koeffizient der nächst höheren Ordnung wurde erstmals von K. Pachucki berechnet und er erwies sich als überraschend groß [Pac94, Eid95]

$$B_{50} = -21.556(3) \left(\frac{\mu}{m} \right)^3.$$

Obwohl es einige Rechnungen zu den Koeffizienten B_{62} und B_{63} gibt [Kar93, Kar95], werden diese bei der Berechnung der theoretischen Lamb-Verschiebung nicht berücksichtigt, da sie noch unvollständig sind [Mal98]. Zudem wird in der letzteren Veröffentlichung darauf hingewiesen, daß die Reihenentwicklung nach Potenzen von $(Z\alpha)$ in Gleichung 2.13 möglicherweise keine geeignete Vorgehensweise ist, da Terme verschiedener Ordnung ähnlich hohe Beiträge liefern. Es sei jedoch angemerkt, daß für diese neue Rechnung noch nicht alle relevanten Feynmangraphen ausgewertet sind, so daß das Resultat noch abhängig von der verwendeten Eichung ist [Kar98]. Damit wird deutlich, daß die Theorie der Wasserstoff $1S$ -Lamb-Verschiebung ein lebendiger Zweig der modernen Physik ist, der noch lange nicht ausgereizt ist.

Wie schon weiter oben erwähnt, enthält die Lamb-Verschiebung neben den Strahlungskorrekturen auch noch **Rückstoßkorrekturen**. Mit reinen Rückstoßkorrekturen werden die Beiträge bezeichnet, die keine Effekte der QED sind. Bis zur Ordnung $(Z\alpha)^4$ sind sie schon in der Gleichung 2.9 enthalten. Die Korrekturen der Ordnung $(Z\alpha)^5$ wurden von E. Salpeter hergeleitet [Sal52]

$$\Delta E = \frac{\mu^3 (Z\alpha)^5}{m M \pi n^3} \left\{ \frac{2}{3} \delta_{l0} \ln \left(\frac{1}{\alpha} \right) - \frac{8}{3} \ln k_0(n, l) - \frac{1}{9} \delta_{l0} - \frac{7}{3} a_n - \frac{2}{M^2 - m^2} \delta_{l0} \left[M^2 \ln \left(\frac{m}{\mu} \right) - m^2 \ln \left(\frac{M}{\mu} \right) \right] \right\}, \quad (2.14)$$

wobei

$$a_n = -2 \left(\ln \left(\frac{2}{n} \right) + \left(1 + \frac{1}{2} + \dots + \frac{1}{n} \right) + 1 - \frac{1}{2n} \right) \delta_{l0} + \frac{1 - \delta_{l0}}{l(l+1)(2l+1)}.$$

Dabei bezeichnet $\ln k_0(n, l)$ den Bethe-Logarithmus [Bet77]. Für S -Zustände ist auch die nächst höhere Korrektur bekannt [Pac95]

$$\Delta E = \frac{m^2 (Z\alpha)^6}{M n^3} \left(4 \ln 2 - \frac{7}{2} \right). \quad (2.15)$$

Strahlende Rückstoßkorrekturen, die sowohl auf der endlichen Kernmasse als auch auf der QED beruhen, wurden zum Teil schon in den Strahlungskorrekturen (Gleichung 2.11 und 2.13) durch die Faktoren $\left(\frac{\mu}{m} \right)^3$ bzw. $\frac{m}{\mu}$ mitberücksichtigt. Eine weitere Korrektur höherer Ordnung wurde von K. Pachucki zu

$$\Delta E = -\frac{\alpha (Z\alpha)^5 m^2}{M n^3} 1.36449 \quad (2.16)$$

berechnet [Pac95a].

Bisher wurde stets angenommen, daß die Ladung des Protons punktförmig ist. Für eine endliche Ladungsverteilung weicht das Potential im Kern von dem Coulomb-Potential einer Punktladung ab. Das führt zu einer Verschiebung insbesondere der nS -Niveaus, für die die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons am Kernort von Null verschieden ist. In dem Ausdruck [Pac96]

$$\Delta E = \frac{2}{3n^3} (Z\alpha)^4 \mu^3 \langle r^2 \rangle + \frac{4(Z^2\alpha)(Z\alpha)^4 \mu^3}{3\pi n^3 M^2} \left\{ \ln \left[\frac{M}{\mu} (Z\alpha)^{-2} \right] - \ln k_0(n) \right\}. \quad (2.17)$$

gibt der erste Term, der den mittleren quadratischen Radius $\langle r^2 \rangle$ der Ladungsverteilung im Kern enthält, die wichtigste **Kerngrößenkorrektur** wieder, der zweite Term steht hingegen für eine Korrektur aufgrund der Selbstenergie des Kernes. Da in deren Berechnung die endliche Kerngröße berücksichtigt wird, wird sie hier mit dazugezählt. Kerngrößenkorrekturen höherer Ordnung wurden kürzlich von Friar *et al.* untersucht [Fri97], strahlende Kerngrößenkorrekturen von K. Pachucki [Pac93, Hub98]. Sie spielen bei der Berechnung der Lamb-Verschiebung nur eine untergeordnete Rolle, da sie deutlich kleiner als der Gesamtfehler sind und werden hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt. Bei der Berechnung der Isotopieverschiebung sind sie jedoch, wie auch weitere für das Deuteron spezifische Korrekturen, die weiter unten behandelt werden, nicht zu vernachlässigen.

Zusammenfassend berechnet sich die Lamb-Verschiebung der Wasserstoff nS -Niveaus aus den Strahlungskorrekturen (Gleichungen 2.11 und 2.13), den reinen Rückstoßkorrekturen (letzter Term der Gleichung 2.9, Gleichung 2.14 und Gleichung 2.15), den strahlenden Rückstoßkorrekturen (zum Teil in den Gleichungen 2.11 bzw. 2.13 schon berücksichtigt, dazu kommt noch der Term aus Gleichung 2.16) und aus dem Kerngrößeneffekt (Gleichung 2.17). Bei Deuterium kommen noch weiter unten aufgeführte Korrekturen dazu (Gleichungen 2.19 und 2.20). In Tabelle 2.1 sind die einzelnen

Strahlungskorrekturen	Einschleifen- [davon Selbstenergie]	8181 285.5(2) [8396 453.9]
	Zweischleifen-	721(24)
Rückstoßkorrekturen	reine	2402.118(2)
	strahlende	-12 777.97(4)
Kerngröße	[davon Selbstenergie]	1 167(32) [4.6]
Summe		8172 798(32)(24)

Tabelle 2.1: Theoretische Lamb-Verschiebung des $1S$ -Zustandes in Wasserstoff. Alle Angaben sind in kHz, die erste Fehlerangabe beruht auf der Ungenauigkeit im Proton-Ladungsradius [Sim80], die zweite ist auf noch unvollständig berechnete QED-Korrekturen höherer Ordnung zurückzuführen.

Beiträge zur $1S$ -Lamb-Verschiebung in Wasserstoff aufgelistet [Hub97]. Der Fehler der theoretischen Lamb-Verschiebung rührt einerseits von unvollständig berechneten Strahlungskorrekturen höherer Ordnung – hier sei noch einmal auf den Artikel [Mal98] hingewiesen – und andererseits von dem Fehler des Proton-Ladungsradius. Diese werden im Endergebnis getrennt angegeben.

2.4 Die Hyperfeinstruktur

Die Hyperfeinaufspaltung von atomaren Energieniveaus ist eine Folge der Wechselwirkung des Elektrons mit dem magnetischen Dipolmoment und elektrischen Quadrupolmoment des Kerns. Für die hier betrachteten S -Zustände verschwindet letztere und es gilt die Landésche Intervallregel [Sob92]. Die Hyperfeinenergie hängt dann nur von der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons am Kernort ab (Fermi-Kontaktterm). Für Wasserstoff beträgt diese [Bet77, Bea86a]

$$E_{HFS} = \frac{(Z\alpha)^2 Zg m}{n^3 M} (1 + \delta) R_\infty \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{J(J+1)(2L+1)}, \quad (2.18)$$

wobei $g = 5.56$ für das Proton gilt und δ eine Korrektur von der Größenordnung 10^{-3} ist, mit der unter anderem das anomale magnetische Moment des Elektrons berücksichtigt wird. Dazu sei angemerkt, daß durch Messung der Hyperfeinaufspaltung im Wasserstoff $1S$ -Grundzustand zum ersten Mal die Abweichung des Elektron g -Faktors von 2 bestimmt werden konnte [Naf47]. Der experimentelle Wert für diese Hyperfeinaufspaltung in Wasserstoff gehört zu den am genauesten gemessenen Größen der Physik (Wasserstoffmaser!). Trotz großer Fortschritte in der Berechnung von Korrekturen, die über Gleichung 2.18 hinausgehen, ist der theoretische Wert der Hyperfeinenergien wesentlich ungenauer, limitiert durch den Fehler im elastischen Formfaktor des Protons [Kin90]. Aus diesem Grund benutzt man die mit Radiofrequenztechnik experimentell bestimmten Hyperfeinaufspaltungen zur Korrektur der optisch gemessenen Übergangsfrequenzen (siehe Abbildung 2.1). Somit erhält man die Zentroidfrequenz eines Übergangs als Differenz der Energien der Schwerpunkte der Hyperfeinmultipletts, wobei die Multiplizität der einzelnen Hyperfeinkomponenten berücksichtigt wird. In der Tabelle 2.2 ist die Hyperfeinaufspaltung einiger Zustände in Wasserstoff und Deuterium angegeben [Wei95].

2.5 Proton-Ladungsradius

Die Struktur des Protons, des einfachsten stabilen Hadrons, ist von besonderer Bedeutung für die Kernphysik. Insbesondere ist der Ladungsradius des Protons eine der wichtigen physikalischen Konstanten. Wie in Kapitel 2.3 deutlich wurde, spielt die Kerngröße bei der Berechnung der Lamb-Verschiebung eine wichtige Rolle, insbesondere geht die Unsicherheit in der Größe des Ladungsradius in den Gesamtfehler stark

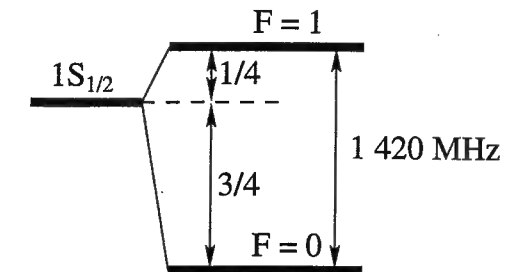


Abbildung 2.1: Hyperfeinaufspaltung im Wasserstoff $1S$ -Grundzustand.

	Wasserstoff	Deuterium
$1S_{1/2}$	1420.405 751 766 7(9)	327.384 352 521 9(17)
$2S_{1/2}$	177.556 86(5)	40.924 439(20)
$4S_{1/2}$	22.194 54(11)	5.115 54(3)

Tabelle 2.2: Hyperfeinaufspaltung der Wasserstoff und Deuterium $1S$, $2S$ und $4S$ Zustände in MHz [Wei95].

ein. Bis vor kurzem gab es in der Literatur im wesentlichen zwei widersprüchliche Werte für den Proton-Ladungsradius, gemessen in Stanford [Han63] und in Mainz [Sim80]. Beide wurden durch Elektron-Proton Streuung an Beschleunigern bestimmt. Inzwischen liegt eine neuere Analyse der Daten aus Mainz vor [Won94] sowie eine Arbeit, in der die Daten verschiedenster Experimente eingehen [Mer96]. Schließlich läßt sich der Ladungsradius auch aus der experimentell gemessenen Lamb-Verschiebung bestimmen, falls die mit Hilfe der QED berechneten Korrekturen hinreichend genau bekannt sind. Der Wert, der sich aus dem aktuellen Wert für die $1S$ -Lamb-Verschiebung ergibt [Ude97], sowie vier verschiedene mit kernphysikalischen Mitteln bestimmte Werte für den Proton-Ladungsradius sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Eine ausführliche Diskussion zum Thema Proton-Ladungsradius findet sich in [Kar98]. An dieser Stelle soll noch kurz auf die Definition des Ladungsradius eingegangen werden. In der Kernphysik läßt sich die Elektronenstreuung an Protonen durch zwei Formfaktoren beschreiben, einem elektrischen und einem magnetischen. Die Ladungsverteilung innerhalb des Protons hängt mit dem elektrischen Formfaktor zusammen, als dessen Ableitung der Ladungsradius definiert werden kann. Aus historischen Gründen wird dafür der Sachs-Formfaktor verwendet [Sac62], was dazu führt, daß sich der Protonradius um den sogenannten Darwin-Foldy Term von dem „reinen“ Ladungsradius unterscheidet. Dieser Term wird durch Konvention den kinematischen Streufaktoren zugeordnet. In der Atomphysik wurde für das Proton dieselbe Definition übernommen, so daß der in Gleichung 2.17 auftretende quadratische Ladungsradius dem aus kernphysikalischen Messungen abgeleiteten Wert entspricht. Dadurch lassen sich die an Beschleunigern gemessenen Werte direkt mit dem aus der Lamb-Verschiebung bestimmten vergleichen.

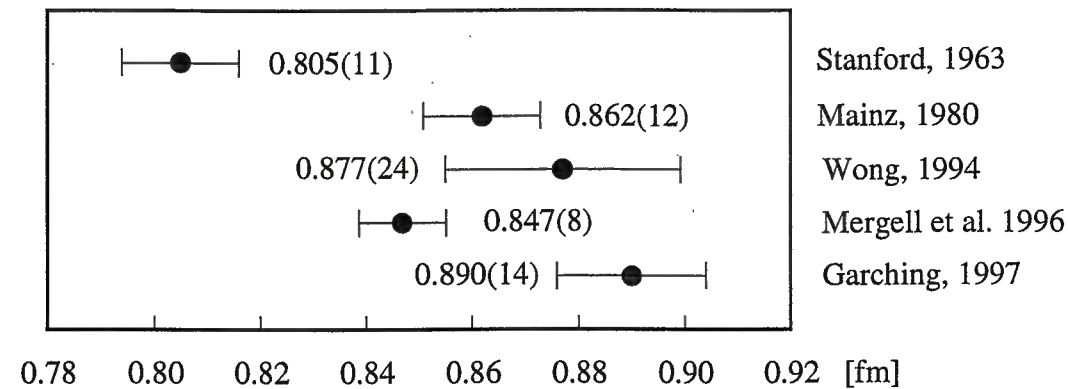


Abbildung 2.2: Verschiedene Werte für den Proton-Ladungsradius.

Der Darwin-Foldy Beitrag taucht in der Berechnung der Lamb-Verschiebung versteckt als Rückstoßkorrektur im letzten Term der Gleichung 2.9 auf. Auf diese Problematik, die beim Proton auftritt, wird in [Fri97a] eingegangen.

2.6 Deuterium

Die Energieniveaus des Deuteriumatoms lassen sich völlig analog zum Wasserstoff berechnen, sofern man in den vorangegangenen Gleichung die Masse des Protons durch die des schwereren Deuterons ersetzt und anstelle des Proton-Ladungsradius den Deuteron-Ladungsradius verwendet. Dazu kommen noch zwei Korrekturen, die weiter unten in den Gleichungen 2.19 und 2.20 angegeben werden. Anders als bei der historischen Definition des Proton-Ladungsradius, die sich wohl kaum noch ändern läßt, wird der Ladungsradius des Deuterons sinnvollerweise über den rein elektrischen Formfaktor definiert und enthält dadurch auch den Darwin-Foldy Term [Fri97a]. Dieser wird in der Berechnung der Lamb-Verschiebung als zusätzliche Korrektur bei Deuterium berücksichtigt

$$\Delta E = -\frac{\mu^3 \alpha^4}{2M^2 n^3} \delta_{l0}. \quad (2.19)$$

Die zweite Korrektur rührt daher, daß die Bindungsenergie des Deuterons von 2,2 MeV verhältnismäßig gering und damit vergleichbar mit der Ruhemasse des Elektrons (0,511 MeV) ist. Dies führt dazu, daß das Deuteron durch das Elektron sehr viel mehr als das Proton polarisiert werden kann. Dieser Effekt hängt von der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons am Kernort ab, die für S -Zustände mit n^{-3} skaliert. Die jüngste Berechnung dieser Polarisierbarkeit führt zu folgendem zusätzlichen Term in der Lamb-Verschiebung von Deuterium [Fri97b]

$$\Delta E = -\frac{8}{7n^3} 18.58(7) \text{ kHz}. \quad (2.20)$$

In der Berechnung der theoretischen Isotopieverschiebung des $1S-2S$ Übergangs zwischen Wasserstoff und Deuterium müssen aufgrund der hier höheren experimentellen Genauigkeit zusätzlich Kerngrößenkorrekturen höherer Ordnung sowie strahlende Kerngrößenkorrekturen berücksichtigt werden [Hub98].

Kapitel 3

Das Garchinger Wasserstoffspektrometer

Die Präzisionsspektroskopie an atomarem Wasserstoff stellt hohe Anforderungen an die Kunst des Experimentierens. Mit dem experimentellen Aufbau des Wasserstoff $1S-2S$ Spektrometers am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching wurde in der Dissertation von C. Zimmermann begonnen [Zim90]. Die Apparatur ist in den nachfolgenden Arbeiten von F. Schmidt-Kaler [Sch92], D. Leibfried [Lei95], A. Huber [Hub97] sowie im Rahmen der vorliegenden Arbeit weiterentwickelt worden. An dieser Stelle wird ein Überblick über den derzeitigen Stand der apparativen Technik gegeben, weitere Details sind den oben angeführten Referenzen zu entnehmen. Zum besseren Verständnis des nächsten Kapitels wird auch kurz auf den Aufbau der phasenkohärenten Kette zur Messung optischer Frequenzen eingegangen.

3.1 Das $1S-2S$ Spektrometer

In Abbildung 3.1 ist der experimentelle Aufbau zur Beobachtung der $1S-2S$ Resonanz in atomarem Wasserstoff skizziert. Das zur Zwei-Photonen Anregung benötigte UV-Licht wird durch Frequenzverdopplung eines hochstabilen Farbstofflasers erzeugt. Dabei handelt es sich um ein kommerzielles Lasersystem der Firma *Coherent*, das aus einem Kryptonionen Laser vom Typ *Innova 100* mit einer Ausgangsleistung zwischen 5 und 6 Watt (Pumplaser) und einem Farbstoff-Ringlaser vom Typ *CR-699* besteht. Mit Coumarin 102 als Farbstoff beträgt die Ausgangsleistung für blaues Licht bei 486 nm etwa 600 mW. Der Laser wird auf einen externen Referenzresonator sehr hoher Güte elektronisch stabilisiert, wobei das Seitenbandverfahren nach Pound, Drever und Hall eingesetzt wird [Dre84]. Schnelle Frequenzfluktuationen, die mit dem Hochdruck-Farbstoffstrahl verbunden sind, werden mit Hilfe eines elektro-optischen Modulators (EOM) herausgeregelt, der sich innerhalb des Laserrings befindet. Als Stellglieder für den langsamen Regelungszeitpunkt dienen eine Galvoplatte und ein Piezospiegel. Der Re-

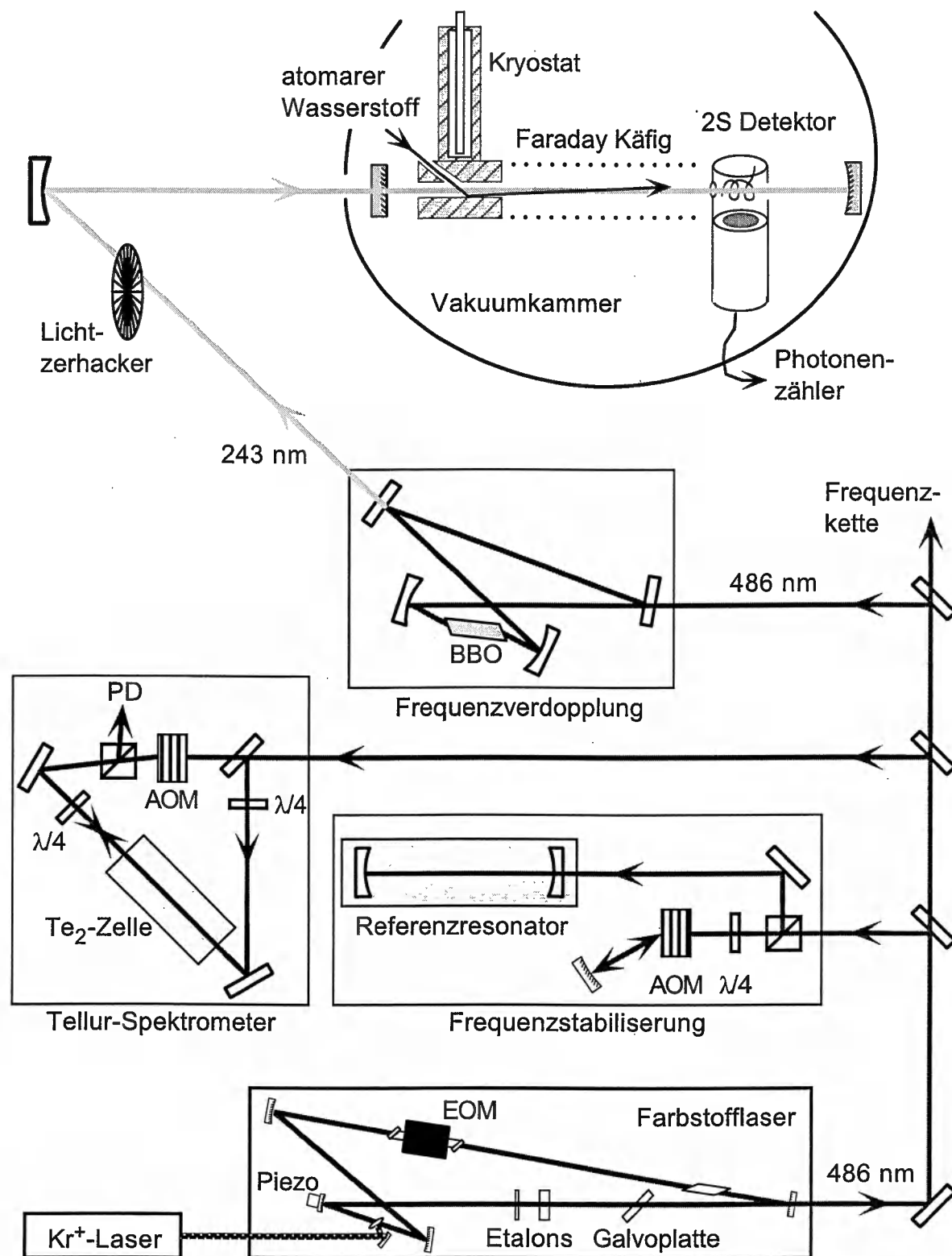


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Wasserstoff 1S-2S Spektrometers.

ferenzresonator besteht aus zwei Spiegeln hoher Reflektivität, die auf einem Zylinder aus Zerodur aufkontaktiert sind, und hat eine Finesse von 56000. Der Resonator ist innerhalb eines Vakuums tanks an weichen Federn aufgehängt und der gesamte Aufbau befindet sich in einer temperaturstabilisierten Kiste, die zusätzlich auch gegen akustische Störungen dämpft. Für die erzielte Linienbreite des Farbstofflasers läßt sich aus der maximal beobachteten Auflösung der 1S-2S Resonanz (siehe Abbildung 5.10) ein oberer Wert von 400 Hz bei 486 nm angeben. Die zeitliche Drift der Laserfrequenz aufgrund von Restschwankungen der Temperatur des Resonators beträgt während dem Experimentieren typischerweise einige Hz pro Sekunde¹. Um den Laser durchzustimmen, wird der Laserstrahl durch einen akusto-optischen Modulator (AOM) geführt, bevor er in den Referenzresonator eingekoppelt wird. Dabei passiert der Strahl den Modulator im doppelten Durchgang, um einen Strahlversatz beim Verändern der Treiberfrequenz der akustischen Welle und damit beim Durchstimmen zu verhindern.

Zur Bestimmung der Laserwellenlänge dient ein kommerzielles Wellenlängenmeßgerät (*Burleigh wavemeter*). Darüber hinaus wird mit einem Teil des Lichts Sättigungsspektroskopie an einer Tellur-Zelle betrieben. Dazu wird die Absorption eines Probe-Strahls phasensensitiv beobachtet, während mittels eines akusto-optischen Modulators ein um 50 MHz verschobener, gegenläufiger Pump-Strahl ein- und ausgeschaltet wird. Mit Hilfe der mit i_2 bezeichneten Linie im so erhaltenen Sättigungsspektrum von $^{130}\text{Te}_2$, deren Frequenz von McIntyre et al. kalibriert wurde [McI90], läßt sich die Laserfrequenz bis auf etwa 1 MHz in die Nähe der Wasserstoff 1S($F=1$) $\rightarrow$ 2S($F=1$) Resonanz einstellen, da die Differenzfrequenz $f(i_2) - \frac{1}{4}f(1S \rightarrow 2S) = 57$ MHz bekannt ist. Zu berücksichtigen ist, daß das im Experiment beobachtete Tellur-Spektrum um 25 MHz (das entspricht der Hälfte der Treiberfrequenz des in der Tellur-Spektroskopie verwendeten AOMs) in der Frequenz verschoben ist. Weiterhin ist zu beachten, daß aufgrund des doppelten Durchgangs durch den AOM, mit dem der Farbstofflaser durchgestimmt wird, die verbleibende Differenzfrequenz von 32 MHz durch 2 dividiert werden muß. Folglich ergibt sich die AOM-Treiberfrequenz, bei der die Wasserstofflinie erwartet wird, indem man 16 MHz zu der Frequenz addiert, bei der die i_2 -Linie beobachtet wurde.

Zur Frequenzverdopplung wird der Hauptanteil des Laserlichts bei 486 nm in einen externen Resonator eingekoppelt und überhöht. Die Länge des Resonators wird mit Hilfe des Hänsch-Couillaud Verfahrens auf ein ganzzahliges Vielfaches der Laserwellenlänge stabilisiert [Hae80]. Im Inneren des Resonators befindet sich als nichtlineares Element ein winkelanpaßter BBO-Kristall. Bei einer Eingangsleistung von 500 mW beträgt die Ausgangsleistung des im UV liegenden verdoppelten Lichts bei 243 nm etwa 25 mW. Aufgrund des sogenannten „walk-off“, der gleichbedeutend mit einem von Null verschiedenen Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der fundamentalen und der zweiten harmonischen Welle im nichtlinearen Kristall ist, ist die erhaltene Mode des

¹Es sind im wesentlichen die Schwankungen der Raumtemperatur, die sich in einer Drift des Referenzresonators bemerkbar machen. Man darf sich nicht von der an einem Punkt am äußeren Vakuums tank gemessenen und sehr präzise geregelten Temperatur in die Irre leiten lassen. Die zeitlichen Differenzen der an verschiedenen Stellen gemessenen Temperaturen zeigen eine deutliche Korrelation zur Raumtemperatur.

UV-Lichts stark astigmatisch. Mit Hilfe einer Linse und eines gekrümmten Spiegels, der zwischen den beiden Foki der Linse plaziert ist und schräg getroffen wird, läßt sich dies sehr gut kompensieren.

Die Anregung des $1S$ - $2S$ Übergangs findet an einem Wasserstoff-Atomstrahl in einer Vakuumkammer statt. Darin wird das Laserlicht bei 243 nm in einen Überhöhungsresonator eingekoppelt, wobei sich eine lineare Stehwelle ausbildet. Der Einkoppelspiegel² (plan) hat eine Reflektivität von 98% und kann mit Hilfe von Piezomotoren von Außen nachjustiert werden. Der Hochreflektor (Krümmungsradius -1 m bzw. -2 m) hat eine Reflektivität $\geq 99.5\%$ und ist auf einer Piezokeramik montiert, mit der die Resonatorlänge auf ein ganzzahliges Vielfaches der Lichtwellenlänge stabilisiert werden kann (Pound-Drever-Hall Verfahren). Bei einer Einkoppeleffizienz von gut 50% und einer Finesse von bis zu 150 beträgt die überhöhte Leistung in der Stehwelle zwischen 100 und 200 mW (pro Richtung).

Atomarer Wasserstoff wird in einer durch Mikrowellen getriebenen Gasentladung durch Dissoziation von molekularem Wasserstoff außerhalb der Vakuumkammer erzeugt. Über ein Teflonrohr, das eine Rekombination verhindert, werden die Atome zu einer Kupferdüse geleitet. Diese befindet sich im Vakuum und kann mittels eines Helium-Durchflußkryostaten bis auf eine Temperatur von 5 bis 6 K gekühlt werden. Durch eine kleine Bohrung (Durchmesser 1 mm) entweicht der Wasserstoff in Form eines Atomstrahls kollinear zur UV-Stehwelle, die ebenfalls durch dieselbe Bohrung geht. Auf einer Länge von etwa 15 cm findet dann die Anregung der Wasserstoffatome in den metastabilen $2S$ -Zustand statt, wobei die Anregungswahrscheinlichkeit bei der hier verwendeten Lichtleistung aufgrund des sehr schwachen Zweiphotonen-Übergangs von der Größenordnung 10^{-6} ist. Die Wechselwirkungszone befindet sich innerhalb eines graphitbeschichteten Drahtgeflechts, das als Faraday-Käfig dient und elektrische Streufelder abschirmt. Ein zur Flugrichtung transversales Magnetfeld von einigen Gauß, das gleichzeitig parallel zur linearen Polarisation der Stehwelle ist, sorgt für eine Aufhebung der Zeeman-Entartung. Beobachtet wird nur die vom Magnetfeld unabhängige Komponente, und zwar die Übergänge $1S(F=1, m_F=\pm 1) \rightarrow 2S(F=1, m_F=\pm 1)$. Am Ende der Anregungszone bewirkt ein kleines elektrisches Feld (etwa 50 V/cm), daß der langlebige $2S$ -Zustand mit dem $2P$ -Zustand gemischt wird, was einen sofortigen Zerfall in den Grundzustand zur Folge hat. Das dabei ausgesandte Lyman- α Photon bei 121,6 nm wird nachgewiesen und dient als Signal. Als Detektor wird entweder ein Photonenvervielfacher (Photomultiplier *Hamamatsu* R1459), der nur im UV empfindlich ist, oder ein Einzelkanal-Elektronenvervielfacher (Channeltron® 4839 von *Galileo*) eingesetzt. Um mit diesem überwiegend zum Nachweis geladener Teilchen konzipierten Detektor auch Photonen effizient zu beobachten, ist dessen Eingangstrichter mit CsI beschichtet. Ein mechanischer Lichtunterbrecher („Chopper“) schaltet das Anregungslicht mit einer Frequenz zwischen 160 und 465 Hz periodisch an und aus. Dies ist nötig, da der Photomultiplier auch empfindlich auf das Anregungslicht bei 243 nm ist. Detektiert man die Photonen jedoch nur in der Dunkelphase, erhält man ein na-

²Die Technik zur Herstellung vakuumtauglicher UV-Spiegel beherrschen weltweit nur wenige Firmen. Verwendet wurden Spiegel der Firma *Research Electro Optics* aus Boulder.

hezu untergrundfreies Signal. Aufgrund der hohen Sensitivität des Channeltrons, muß dieses während der Hellphase durch Herunterschalten der Versorgungsspannung deaktiviert werden, wodurch eine Sättigung verhindert wird. Trotz einer von Null verschiedenen Untergrundzählrate, die größtenteils auf geladene Teilchen aus der Gasentladung zurückzuführen ist, liegt der Vorteil des Channeltrons im empfindlichen Nachweis geringer Signale.

Nachdem das Anregungslicht durch den Lichtunterbrecher geblockt wurde, werden die in elektronische Impulse umgewandelten Signalphotonen mit einem Zähler als Funktion der Zeit registriert. Betrachtet man nur das Signal, das nach einer bestimmten Verzögerungszeit τ von bis zu 2 ms aufgenommen wird, so wird eine Selektion langsamer Atome erreicht. Atome mit Geschwindigkeiten $v > D/\tau$, wobei D den Abstand zwischen Düse und Detektor bezeichnet, tragen nicht zum Signal bei, da diese den Detektor bereits vorher passiert haben. Durch diese einfache Methode der Signalaufbereitung aufgrund der Flugzeit der Atome, läßt sich der relativistische Doppler-Effekt, einer der wichtigsten systematischen Effekte in unserem Aufbau, erheblich reduzieren.

3.2 Die phasenkohärente Frequenzkette

Zur Bestimmung der Absolutfrequenz des Wasserstoff $1S$ - $2S$ Übergangs wird ein Teilstrahl des Farbstofflasers über eine optische Glasfaser in das nebenan gelegene Labor geleitet. Eine Frequenzmessung läßt sich immer auf eine Zeitmessung zurückführen und bedeutet einen Vergleich der zu bestimmenden Frequenz mit dem primären Frequenzstandard, der Cäsium-Atomuhr, über die die Zeiteinheit Sekunde realisiert ist. Elektronische Verfahren zur Frequenzmessung, die die Oszillationen direkt auszählen, können nur Mikrowellen-Frequenzen bis zu einigen zehn GHz verarbeiten. Zur Messung von optischen Frequenzen, die von der Größenordnung 1000 THz sind, werden diese in einer Vielzahl von Schritten heruntergeteilt, bis sie den elektronischen Zählverfahren zugänglich sind. Heute gibt es weltweit nur wenige Labors, in denen dieses aufwendige Verfahren erfolgreich eingesetzt wird. In Abbildung 3.2 ist der Aufbau der Garchinger Frequenzkette skizziert, mit der sich die Absolutfrequenz des $1S$ - $2S$ Übergangs in Wasserstoff messen läßt. Eine ausführliche Beschreibung der phasenkohärenten Kette ist der Dissertation von Th. Udem zu entnehmen [Ude97a].

Am unteren Ende der Kette steht bei diesem Aufbau ein Methan-stabilsierter Helium-Neon Laser, der als sekundärer Frequenzstandard bei einer Wellenlänge von $3,39 \mu\text{m}$ dient [Bag97]. Die Frequenz dieses Laser ist bis auf $3 \cdot 10^{-13}$ genau bekannt und wurde an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig durch Vergleich mit dem dortigen primären Zeitstandard kalibriert. Mit der Frequenzkette wird nun das verbleibende Intervall zwischen dem He-Ne Frequenzstandard und dem Wasserstoff $1S$ - $2S$ Übergang phasenkohärent überbrückt, das heißt ohne auch nur einen einzigen Schwingungszyklus zu verlieren. Im Gegensatz zur Frequenzstabilisierung, bei der die Frequenzen zweier Laser im zeitlichen Mittel gleich sind, werden bei der Pha-

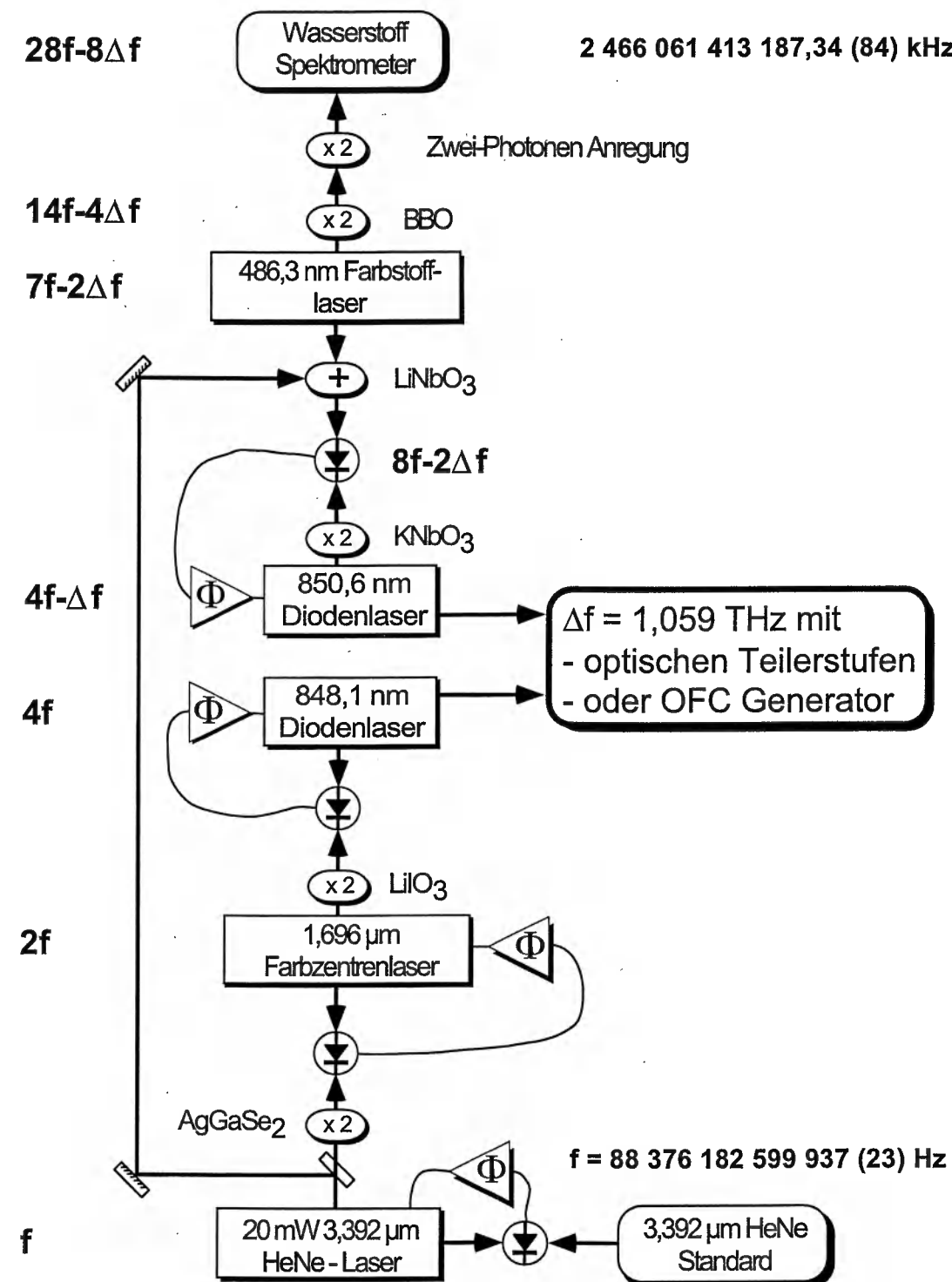


Abbildung 3.2: Skizze der Garchinger Frequenzkette. Dabei steht $\times 2$ für Frequenzverdopplung, $+$ für die Erzeugung der Summenfrequenz und Φ für elektronische Phasenregelung. Die Frequenzlücke von etwa 1 THz bei 850 nm läßt sich entweder mittels vier kaskadierter Teilerstufen oder mit Hilfe eines optischen Frequenzkammes phasenkohärent überbrücken.

senstabilisierung die Schwingungszahlen der beiden Laser einander angeglichen. Die erreichbare Genauigkeit läßt sich somit prinzipiell beliebig steigern und ist durch das Produkt zwischen Frequenz und Meßzeit gegeben. Aufgrund der im THz Bereich liegenden Frequenzen genügt eine Meßzeit von einer Sekunde um die volle Genauigkeit des Standards aus dem infraroten bis ins ultraviolette zu transferieren. Ausgenutzt wird, daß die 28. Harmonische des He-Ne-Lasers bis auf eine kleine Abweichung, die hier mit $8\Delta f$ bezeichnet wird, mit der Frequenz des $1S-2S$ Übergangs übereinstimmt. In zwei aufeinanderfolgenden Verdopplungsstufen wird die Frequenz f des Standards vervierfacht, wobei im ersten Schritt ein Leistungs-He-Ne-Laser und im zweiten Schritt ein Farbzentrallaser als sogenannte Transfersoszillatoren zum Einsatz kommen. Dies ist nötig, um genügend Leistung für den jeweilig nächsten nichtlinearen Prozeß zur Verfügung zu stellen. Zur elektronischen Phasenstabilisierung der Transfersoszillatoren wird ein optischer Phasenregelkreis verwendet, der das Schwebungssignal zweier optischer Felder ausnutzt [Pre95]. Die resultierende Frequenz $4f$ liegt bei 848 nm und ist mit Diodenlasern zugänglich.

Die Frequenz des Farbstofflasers entspricht einem Viertel der $1S-2S$ Übergangsfrequenz (jeweils ein Faktor zwei aufgrund der Zweiphotonen-Spektroskopie und einer Frequenzverdopplung) und beträgt somit $7f - 2\Delta f$. Mittels einer optischen Teilerstufe, mit der ein gegebenes Frequenzintervall halbiert werden kann [Tel90], läßt sich aus der Frequenz des Farbstofflasers und der des He-Ne-Standards die Frequenz $4f - \Delta f$ synthetisieren. Die verbleibende Frequenzlücke $\Delta f \simeq 1$ THz wird nun durch sukzessives Halbieren in vier Stufen bis auf 66 GHz heruntergeteilt; eine Frequenz die mit herkömmlicher Mikrowellentechnik gemessen werden kann. Alternativ dazu kann ein optischer Frequenzkamm Generator (OFC) verwendet werden, mit dessen Hilfe sich Frequenzintervalle im THz-Bereich überbrücken lassen [Kou95]. Vereinfacht kann man sich den OFC als einen effizienten elektro-optischen Modulator vorstellen, der einer Trägerfrequenz eine hohe Anzahl von Seitenbändern aufprägt. Der Vorteil des OFC liegt in der einfacheren Handhabung, was insbesondere bei der Messung der Isotopieverschiebung wichtig ist, wo innerhalb weniger Minuten zwischen denen den beiden Isotopen entsprechenden Frequenzlücken umgeschaltet wird. Hingegen bieten die optischen Teilerstufen den Vorteil, praktisch beliebig große Frequenzlücken messen zu können. Kombiniert man beide Verfahren, läßt sich ein Frequenzzähler kompakt aufbauen, mit dem sich optische Frequenzen durch direkten Vergleich mit der Cäsium-Atomuhr bestimmen lassen [Ude98].

Kapitel 4

Zweiphotonen-Spektroskopie am $1S-2S$ Übergang

Obwohl der $1S-2S$ Übergang in atomarem Wasserstoff erstmalig schon vor über 20 Jahren beobachtet wurde [Hae75], spielt er nach wie vor eine Vorreiterrolle in der modernen Präzisionsspektroskopie. Die Weiterentwicklung der experimentellen Techniken, insbesondere der Übergang von einer Gaszelle und gepulsten Lasern zu einem kalten Atomstrahl und Dauerstrichlasern, hatte eine Verringerung der gemessenen Linienbreite um sechs Größenordnungen zur Folge. Die in diesem Kapitel dargestellten Experimente beruhen auf dem in Kapitel 3 beschriebenen Versuchsaufbau und bilden einen weiteren Schritt auf dem Weg, die verbleibenden drei Größenordnungen zu überbrücken, die uns heute noch von der natürlichen Linienbreite trennen. Die Anregung des $1S-2S$ Zweiphotonen-Übergangs erfolgt in einer linearen Geometrie, wobei eine UV-Stehwelle bei 243 nm kollinear zum Wasserstoff-Atomstrahl ausgerichtet ist. Zuerst wird auf die Linienform und die wichtigsten systematischen Effekte eingegangen. Danach wird die Messung der Absolutfrequenz des $1S-2S$ Übergangs und der Isotopieverschiebung zwischen Wasserstoff und Deuterium beschrieben. Beide Messungen wurden in der ersten Hälfte der dieser Arbeit zu Grunde liegenden experimentellen Untersuchungen im Team mit A. Huber, Th. Udem und J. Reichert durchgeführt. Zum Schluß wird auf die mit dem derzeitigen Stand der Technik erreichbare Präzision zukünftiger Frequenzmessungen hingewiesen. Dies ist auch im Hinblick auf die Realisierung eines optischen Frequenzstandards von Interesse, für den der Wasserstoff $1S-2S$ Übergang ein aussichtsreicher Kandidat darstellt.

4.1 Die Wasserstoff $1S-2S$ Linie

Obwohl der Einphotonen-Übergang von dem $1S$ -Grundzustand in den angeregten $2S$ -Zustand verboten ist, läßt sich der Übergang durch die gleichzeitige Absorption zweier Photonen der halben Übergangsenergie treiben. Kommen diese beiden Photo-

nen aus entgegengesetzten Richtungen, wie das in einer Stehwelle der Fall ist¹, so ist die Anregung in erster Ordnung Doppler-frei [Vas70, Let77]. Aufgrund der in unserem Experiment erreichten hohen Auflösung wird jedoch der Doppler-Effekt zweiter Ordnung beobachtet, der auf die relativistische Zeitdilatation im bewegten atomaren Bezugssystem zurückgeht. Der Doppler-Effekt zweiter Ordnung ist quadratisch in der Geschwindigkeit der Atome $\Delta\nu/\nu \sim v^2/c^2$ und hat aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung des thermischen Atomstrahls sowohl eine Rotverschiebung als auch eine inhomogene Verbreiterung des Spektrums zur Folge. Der Einfluß dieses Effekts läßt sich reduzieren, indem man die mittlere Geschwindigkeit im Atomstrahl durch Kühlen der Austrittsdüse senkt. In Abbildung 4.1 ist das bei verschiedenen Düsentemperaturen aufgenommene Zweiphotonen-Spektrum des 1S-2S Übergangs dargestellt. Aufgetragen ist die Zählrate der Lyman- α Fluoreszenzphotonen als Funktion der Laserverstimmung in kHz bei 121 nm. Dabei ist sowohl die Abnahme der Linienbreite als auch

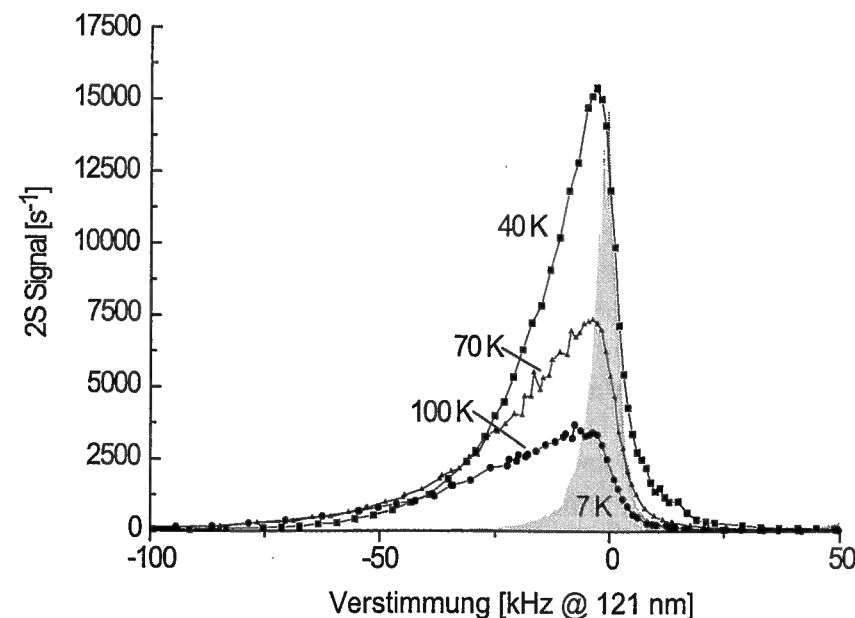


Abbildung 4.1: Zweiphotonen-Spektrum der Wasserstoff 1S-2S Resonanz aufgenommen bei vier verschiedenen Düsentemperaturen: 100 K, 70 K, 40 K und 7 K.

die der Rotverschiebung als Funktion der Temperatur deutlich zu sehen. Die Zunahme des Signals mit fallender Temperatur hängt mit der verminderten Geschwindigkeit und der damit verbundenen längeren Wechselwirkungszeit zusammen. Bei sehr tiefen Temperaturen (unterhalb von etwa 10 K) sinkt die Amplitude wieder, da dann molekularer Wasserstoff an der Düse anfriert und dadurch der Fluß an atomarem Wasserstoff aufgrund erhöhter Rekombination abnimmt. Bei diesem sowie bei sämtlichen weiter

¹Selbstverständlich können in einer Stehwelle auch zwei Photonen aus derselben Richtung absorbiert werden, was aufgrund des dann auftretenden Doppler-Effekts zu einer stark verbreiterten Linie führt. Das entsprechende Spektrum ist jedoch wegen der Verbreiterung so schwach, daß es hier nicht beobachtet wird.

unten gezeigten Spektren handelt es sich um die magnetfeldunabhängige Komponente $1S(F=1, m_F=\pm 1) \rightarrow 2S(F=1, m_F=\pm 1)$. Eine weitere Verringerung der Linienbreite läßt sich erreichen, indem man nur das Signal langsamer Atome betrachtet. Die Selektion findet nach dem in Kapitel 3 beschriebenen Verfahren statt, indem man die Signalphotonen zeitaufgelöst detektiert und in Form einer zweidimensionalen Matrix als Funktion der Laserverstimmung und der Verzögerungszeit abspeichert. In Abbildung 4.2 ist ein so aufbereitetes Spektrum dargestellt. Man beachte dabei, daß in

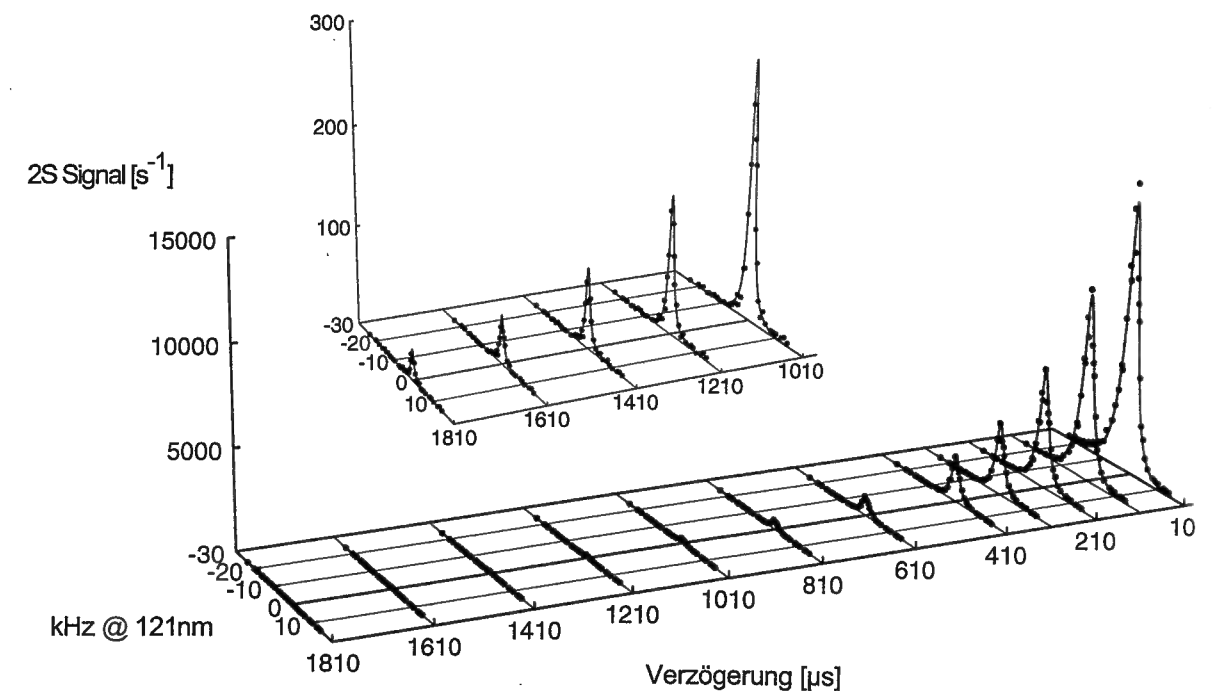


Abbildung 4.2: Zeitaufgelöstes Zweiphotonen-Spektrum der Wasserstoff 1S-2S Resonanz (Düsentemperatur: 7.4 K).

den Spektren mit niedriger Verzögerungszeit, sämtliche Signale höherer Verzögerung enthalten sind. Die Punkte sind die gemessenen Zählraten, die durchgezogenen Kurven wurden an die experimentellen Werte mit Hilfe eines von A. Huber entwickelten Linienformmodells angepaßt [Hub97, Hub98b]. Die gesamte Kurvenschar konnte mit nur 7 freien Parametern angepaßt werden: eine gemeinsame Amplitude, eine gemeinsame Verschiebung der x-Achse, die Düsentemperatur, eine zusätzliche, Lorentz-förmige Verbreiterung, die Knudsenzahl, die im wesentlichen eine Verschiebung der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung zu höheren Werten aufgrund von Stößen innerhalb der Düse beschreibt, sowie zwei Parameter, mit denen eine zusätzliche Unterdrückung langsamer Atome berücksichtigt wird, die aller Wahrscheinlichkeit nach auf Stöße mit dem Hintergrundgas zurückzuführen sind (Anhang A). Die gute Übereinstimmung zwischen dem theoretischen Modell und dem Experiment zeugt von einem umfassenden Verständnis der hier auftretenden Effekte, sicherlich eine wichtige Voraussetzung für

die weiter unten beschriebenen Präzisionsmessungen.

In Abbildung 4.3 ist ein einzelnes, hoch verzögertes Spektrum dargestellt. Mit einer

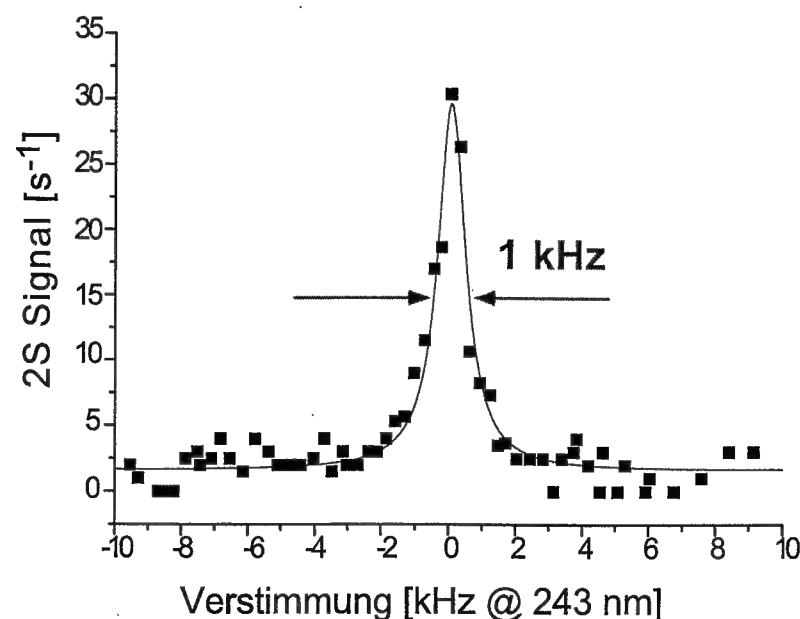


Abbildung 4.3: Hochaufgelöstes Zweiphotonen-Spektrum der Wasserstoff 1S-2S Resonanz (Verzögerungszeit: 1610 μ s).

Linienbreite von nur 1 kHz bei 243 nm ist das die schmalste 1S-2S Resonanz, die mit dieser Technik beobachtet wurde. Die Auflösung wird hier im wesentlichen durch die Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Lichtfeld (Durchflugsverbreiterung) begrenzt, ein Effekt, der mit Hilfe der im nächsten Kapitel behandelten Ramsey-Spektroskopie verbessert werden kann. Die Düsentemperatur betrug 7.4 K und die Verzögerungszeit 1,6 ms. Es wurde über zwei Einzelspektren gemittelt, die Meßzeit betrug demnach zwei Sekunden pro Punkt. Der sich bei dieser Verzögerung aus der einfachen Abschätzung mit $v_{max} = D/\tau$ ergebenden maximalen Geschwindigkeit $v_{max} = 80$ m/s entspricht eine Doppler-Verschiebung zweiter Ordnung von 44 Hz. Verwendet man jedoch die aus dem theoretischen Linienformmodell gewonnene Erkenntnis, daß die mittlere Geschwindigkeit der Atome, die zu einem Signal einer bestimmten Verzögerung beitragen nur etwa halb so groß wie die Maximalgeschwindigkeit ist, erhält man für die tatsächliche Doppler-Verschiebung zweiter Ordnung des Spektrums einen Wert von nur 11 Hz bei 121 nm. Weitere systematische Einflüsse werden am Ende dieses Kapitels behandelt. Eine ausführliche Diskussion dazu ist in [Hub97] zu finden.

4.2 Absolutfrequenzmessung

Mit Hilfe der in Kapitel 3.2 beschriebenen Frequenzkette läßt sich die Frequenz des 1S-2S Übergangs absolut bestimmen. In Abbildung 4.4 ist ein Spektrum dargestellt, in dem die Lyman- α Fluoreszenzrate gegen die Frequenz in absoluten Einheiten aufgetragen ist. Die durchgezogene Kurve ist ein an die experimentellen Meßpunkte ange-

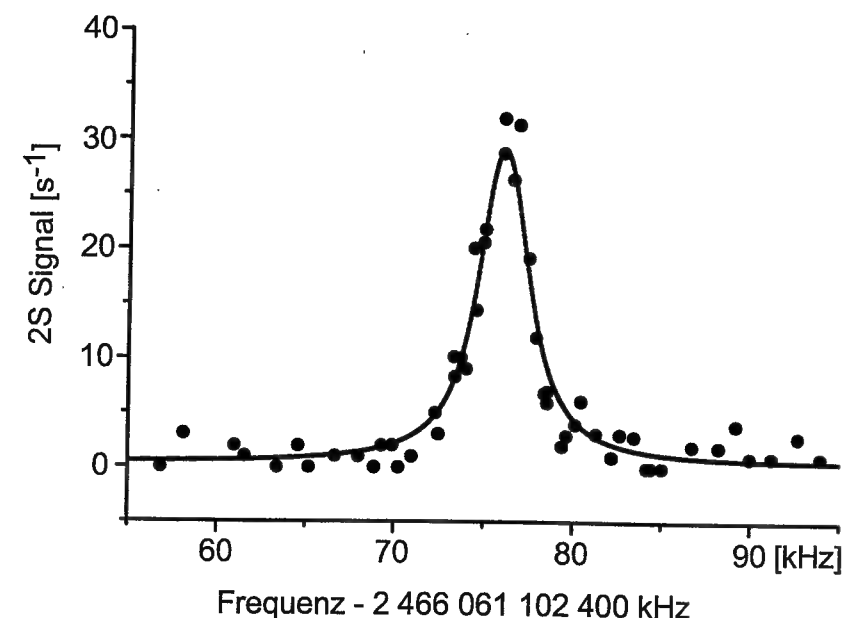


Abbildung 4.4: Zweiphotonen-Spektrum der Wasserstoff 1S($F=1$)-2S($F=1$) Resonanz (Verzögerungszeit: 1,5 ms). Auf der x-Achse ist die Frequenz in absoluten Einheiten aufgetragen, wobei die Unsicherheit 640 Hz beträgt.

paßtes Lorentz-Profil, um so die Linienmitte zu bestimmen. Obwohl die Linie streng genommen nicht exakt Lorentz-förmig ist, ist diese Methode der Auswertung bei der hier angestrebten Genauigkeit mehr als ausreichend. Insgesamt wurden 41 Spektren mit einer Verzögerungszeit zwischen 0.5 und 1.5 ms ausgewertet, so daß die Doppler-Verschiebung zweiter Ordnung maximal 350 Hz betrug. Aus dem so erhaltenen Mittelwert für die 1S($F=1$)-2S($F=1$) Übergangsfrequenz wurde mit Hilfe der sehr genau bekannten Hyperfeinaufspaltung (Kapitel 2.4) die Zentroidfrequenz berechnet. Das Ergebnis für die 1S-2S Frequenz in Wasserstoff beträgt:

$$f_{1S2S} = 2\,466\,061\,413\,187,34(84) \text{ kHz.} \quad (4.1)$$

Der Fehler von $3,4 \cdot 10^{-13}$ rührt fast ausschließlich von der Ungenauigkeit des Methan-stabilisierten Frequenzstandards.

Aus dem Ergebnis dieser Messung und der Absolutfrequenz des in Paris untersuchten 2S-8D Übergangs [Bea97] läßt sich sowohl für die Rydberg-Konstante

$$R_{\infty} = 10\,973\,731,568\,646(89) \text{ m}^{-1} \quad (4.2)$$

als auch für die 1S-Lamb-Verschiebung

$$L_{1S} = 8\,172,876(29) \text{ MHz} \quad (4.3)$$

ein neuer Wert angeben [Ude97]. Die Rydberg-Konstante $R_\infty = \frac{m_e c \alpha^2}{2h}$ ist die am genauesten bekannte Naturkonstante und spielt deswegen eine wichtige Rolle bei der gegenseitigen Anpassung der physikalischen Konstanten [Coh87]. In Abbildung 4.5 werden verschiedene experimentelle Werte für die Rydberg-Konstante mit dem vom CODATA Komitee 1986 zuletzt empfohlenen Wert verglichen. Der neue Wert für die 1S-Lamb-

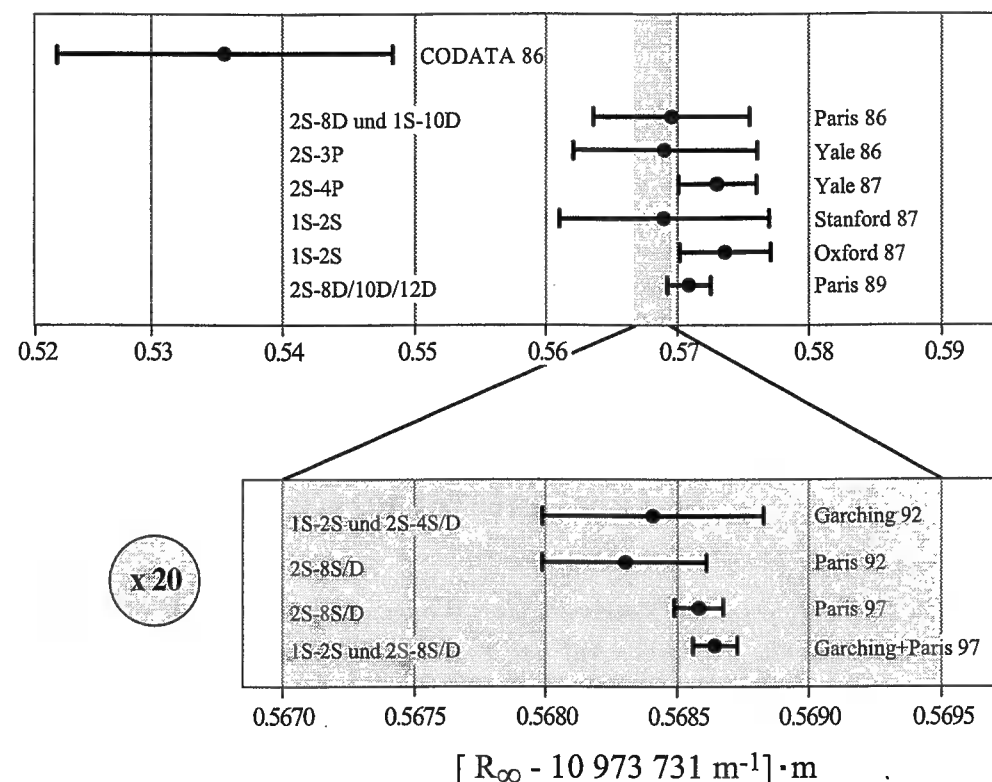


Abbildung 4.5: Zeitliche Entwicklung der Genauigkeit bei der Bestimmung der Rydbergkonstante.

Verschiebung ist zusammen mit einigen älteren experimentellen und drei theoretischen Werten in Abbildung 4.6 dargestellt. Letztere wurden für drei verschiedene Proton-Ladungsradien berechnet. Aufgrund der Ungenauigkeit im Proton-Ladungsradius läßt sich eine auf dieser Ebene der Genauigkeit exakte Übereinstimmung zwischen dem experimentellem Wert und dem mit Hilfe der QED berechneten Wert für die 1S-Lamb-Verschiebung weder bestätigen noch vollständig ausschließen.

Eine weitere Steigerung in der Genauigkeit der Rydberg-Konstante läßt sich nicht durch eine noch genauere Messung der 1S-2S Absolutfrequenz erreichen, da deren Fehler zur Zeit nicht limitierend ist. Benötigt wird statt dessen ein besserer Wert für

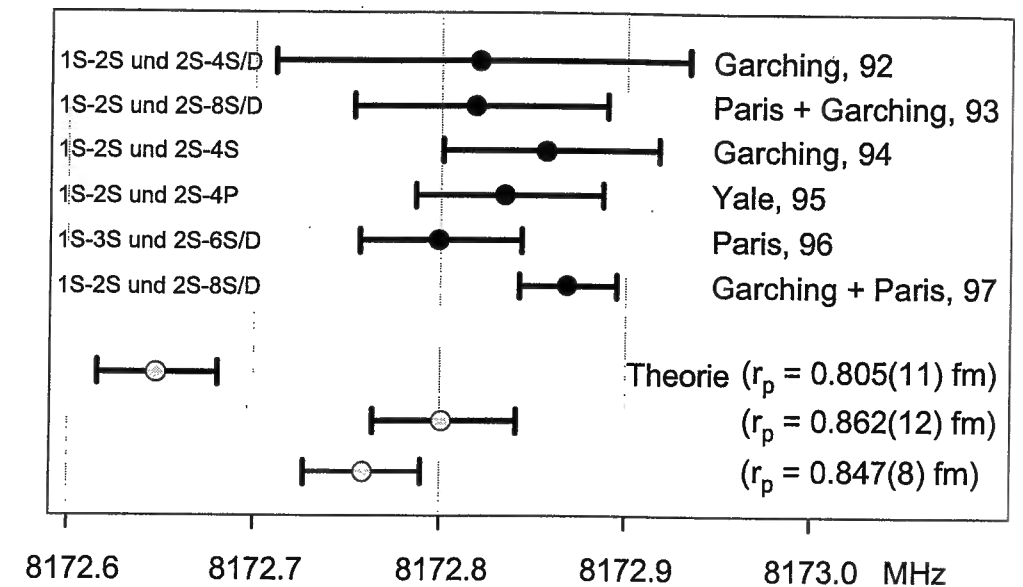


Abbildung 4.6: Vergleich zwischen experimentell gemessenen und theoretisch für verschiedene Proton-Ladungsradien berechneten Werten für die 1S-Lamb-Verschiebung.

die 1S-Lamb-Verschiebung, wie er etwa aus einem präzisen Vergleich der 1S-2S Übergangsfrequenz mit der 2S-4S Übergangsfrequenz gewonnen werden kann.

4.3 Messung der Isotopieverschiebung

Neben Wasserstoff läßt sich mit derselben Apparatur auch dessen schwereres Isotop Deuterium spektroskopieren. Dabei läßt sich die Differenz der 1S-2S Übergangsfrequenz zwischen den beiden Isotopen bestimmen, die kurz als Isotopieverschiebung bezeichnet wird. Diese läßt sich beispielsweise aus der Differenz der Absolutfrequenzen gemessen an Wasserstoff und an Deuterium bestimmen. Die so erreichbare Präzision ist durch die Genauigkeit der Einzelmessungen begrenzt, die ihrerseits durch die Genauigkeit des Frequenzstandards bestimmt wird. Vorteilhafter wäre eine direkte Differenzmessung der Frequenzlücke. Dazu müßte man jedoch die Übergänge gleichzeitig beobachten, wozu zwei komplette Apparaturen zur Spektroskopie notwendig wären. Eine Kombination der beiden Methoden, die deren Vorteile vereint ist folgende: Die Gasentladung wird mit einem Isotopengemisch betrieben, so daß der Atomstrahl etwa zur Hälfte Wasserstoff- und zur anderen Hälfte Deuteriumatome enthält. Nun wird in derselben Vakuumapparatur abwechselnd die 1S-2S Resonanz an Wasserstoff und an Deuterium beobachtet. Dabei wird innerhalb weniger Minuten hin- und zurück geschaltet, wobei unter anderem die Frequenz des Farbstofflasers um über 100 GHz verstellt werden muß. Um zwei Frequenzen, die sich so stark unterscheiden, mit Hilfe der Frequenzkette in kurzer Zeit aufeinanderfolgend messen zu können, hat sich der Ein-

satz des optischen Frequenzkammes zur Überbrückung der Frequenzlücke als essentiell erwiesen. Die Idee, die sich hinter einem möglichst schnellen Umbau zwischen Wasserstoff und Deuterium verbirgt, ist die Verringerung des Meßfehlers, da in die Differenzmessung dann nicht der absolute Fehler des Frequenzstandards eingeht, sondern nur dessen Reproduzierbarkeit. Im Gegensatz zur im vorigen Unterkapitel beschriebenen Messung, wo der Methan-stabilisierte Helium-Neon Laser als Frequenzstandard dient, erfüllt er in diesem Fall nur die Rolle eines Schwungrades. In Abbildung 4.7 ist eine Serie von alternierenden Messungen dargestellt. Die Streuung der einzelnen Meßpunkte

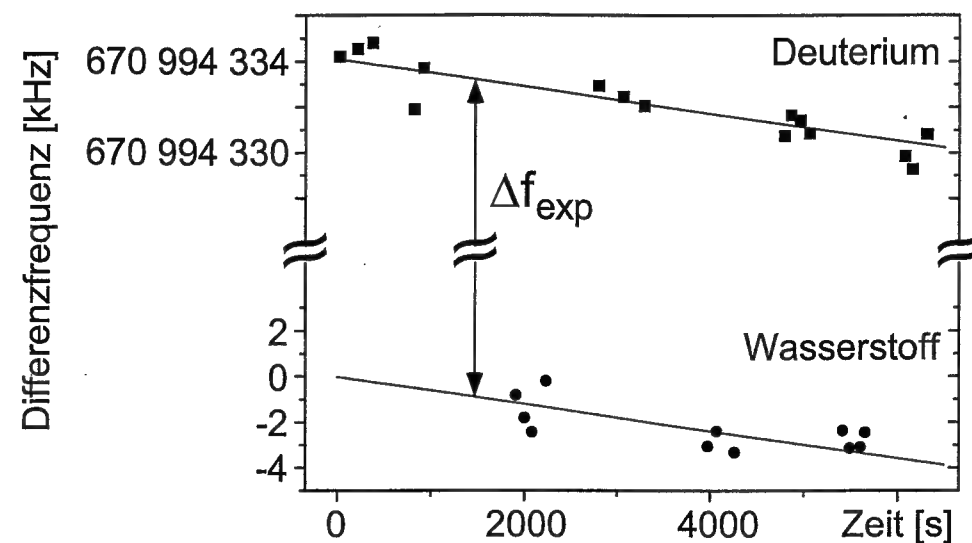


Abbildung 4.7: Abwechselnde Messungen der 1S-2S Frequenz in Wasserstoff und Deuterium.

gibt die Kurzzeitstabilität des Standards wieder, der längerfristigen Drift wird durch die Anpassung zweier Geraden mit derselben Steigung Rechnung getragen. Die Isotopieverschiebung ergibt sich dann als die Differenz der y-Achsenabschnitte eben dieser Geraden. Bei der Messung wurde darauf geachtet, daß die Lichtleistung bei 243 nm konstant war. Da der Koeffizient für die dynamische Stark-Verschiebung in Wasserstoff und Deuterium gleich ist [Ude97a], verschwindet dieser Effekt hier aufgrund der Differenzbildung. Weitere systematische Effekte, wie beispielsweise die statische Stark-Verschiebung oder die Druck-Verschiebung spielen bei der derzeitigen Genauigkeit auch keine Rolle. Ebenso wenig geht mit der verwendeten zeitverzögerten Meßmethode der Doppler-Effekt zweiter Ordnung in das Endergebnis ein, da bei den Isotopen dieselben Geschwindigkeitsklassen selektiert werden und so der Doppler-Effekt zweiter Ordnung gleich ist. Das Endergebnis der Messung beruht auf dem Mittelwert aus zehn Einzelmessung der Art, wie die in Abbildung 4.7 dargestellte, und beläuft sich auf:

$$\Delta f_{exp} = 670\,994\,334.64(15) \text{ kHz.} \quad (4.4)$$

Gegenüber der letzten Messung konnte die Genauigkeit der Messung um mehr als zwei Größenordnungen gesteigert werden. Der Fehler von 150 Hz wird durch die Kurzzeitstabilität des Frequenzstandards begrenzt.

Die Ursache der Isotopieverschiebung liegt hauptsächlich in den unterschiedlichen Kernmassen von Wasserstoff und Deuterium, was zu einer unterschiedlichen reduzierten Masse μ in Gleichung 2.9 führt. Dieser Effekt führt theoretisch zu einer Verschiebung von 671 004 073,56 kHz. Weitere signifikante Beiträge liefern Rückstoßkorrekturen der Lamb-Verschiebung, die $-4\,536,16(1,0)$ kHz betragen, eine Korrektur von 11,37 kHz aufgrund der verschiedenen Kernspins (Darwin-Foldy Term), sowie eine Korrektur von 18,58(7) kHz, die sich auf die Polarisierbarkeit des Deuterons zurückführen läßt. Neben dem weiter unten behandelten Beitrag aufgrund des Kerngrößeneffekts gibt es noch eine Reihe kleinerer Korrekturen die in [Hub98] einzeln aufgeführt werden und zusammen 1,25 kHz ausmachen. Damit ergibt sich für die theoretische Isotopieverschiebung ohne Kerngrößeneffekte

$$\Delta f_{exp} = 670\,999\,568,6(1,5)(1,5) \text{ kHz,} \quad (4.5)$$

wobei die erste Fehlerangabe aus dem Massenverhältnis zwischen Elektron und Proton stammt und die zweite Fehlerangabe den theoretischen Fehler angibt. Die verbleibende Differenz von 5 234,0(2,1) kHz zwischen dem theoretischen und dem experimentellen Wert ist auf die Kerngrößekorrekturen zurückzuführen (erster Term in Gleichung 2.17). Daraus läßt sich die Differenz der mittleren quadratischen Ladungsradien zwischen dem Deuteron und dem Proton berechnen:

$$r_d^2 - r_p^2 = 3,8212(15) \text{ fm}^2. \quad (4.6)$$

Nun macht es wegen der Ungenauigkeit des Proton-Ladungsradius wenig Sinn daraus den Deuteron-Ladungsradius berechnen zu wollen. Vielmehr bietet es sich an den Deuteron-Strukturradius

$$r_{str}^2 = (r_d^2 - r_p^2) - r_n^2 - 3/4 M_p^2 \quad (4.7)$$

zu berechnen, in dem neben der oben bestimmten Differenz der Ladungsradien noch der vergleichsweise genau bekannte quadratische Neutron-Ladungsradius $r_n^2 = -0.114(3) \text{ fm}^2$ [Kop95] sowie die Masse des Protons M_p vorkommt. Der daraus erhaltene Wert für den Deuteron-Strukturradius

$$r_{str} = 1,975\,35(85) \text{ fm.} \quad (4.8)$$

ist neben einigen an Beschleunigern durch Elektron-Streuung bestimmten Werten und einem von Buchmann *et al.* theoretisch berechneten Wert in Abbildung 4.8 dargestellt. Dabei wird deutlich, daß es mit unserem Experiment gelungen ist, eine wesentlich höhere Genauigkeit zu erreichen, als es bisher an den technisch weitaus aufwendigeren Beschleunigern möglich war. Die Diskrepanz zwischen den Werten rührt wahrscheinlich von einer Fehlerunterschätzung in der Aufbereitung der Daten aus den Streuexperimenten, wie sich in einer neueren Analyse derselben Daten [Sic96] herausstellte. Für unseren Wert spricht außerdem die sehr gute Übereinstimmung mit der theoretischen Voraussage [Buc96].

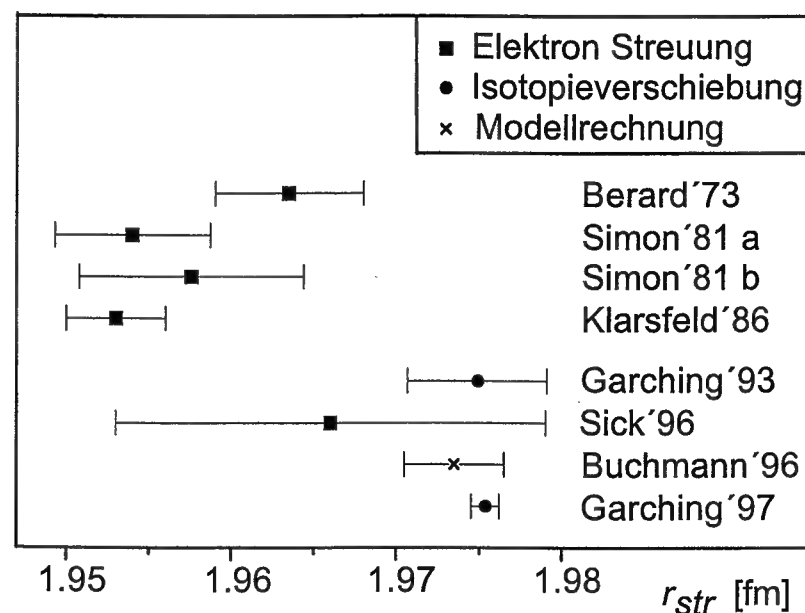
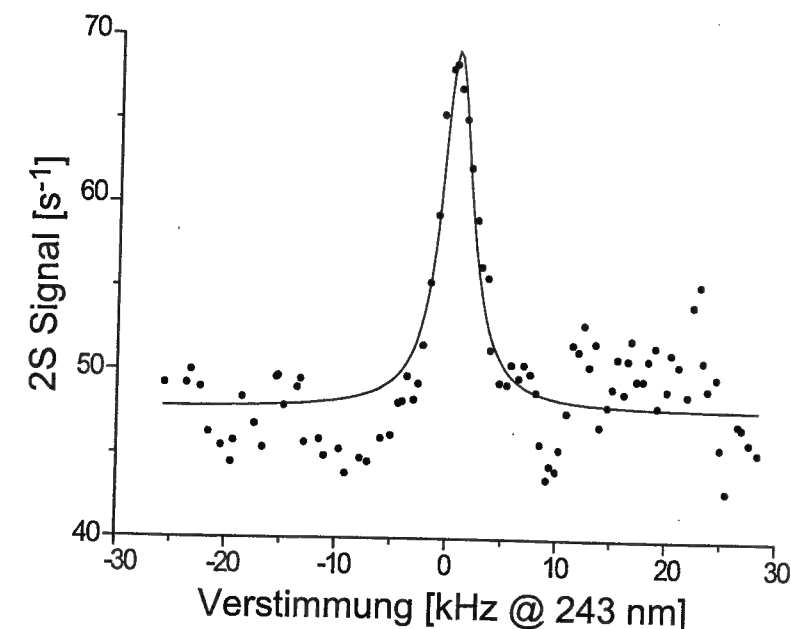


Abbildung 4.8: Verschiedene Werte für den Deuteron-Strukturradius [Hub98].

4.4 Stand der Technik

Die Genauigkeit der in den beiden vorherigen Kapiteln beschriebenen Messungen ist durch die des verwendeten Frequenzstandards begrenzt gewesen und nicht durch die Spektroskopie des $1S$ - $2S$ Übergangs. An dieser Stelle wird auf die spektroskopisch mit der derzeitigen Technik am Wasserstoffatom erreichbare Genauigkeit eingegangen. Eine ausführliche Behandlung der systematischen Effekte getrennt nach verschiebenden und verbreitenden Effekten ist in [Hub97] zu finden. Hier werden nur die wichtigsten angeführt und die Aspekte genauer beleuchtet, in denen es neuere Erkenntnisse gibt.

Der Doppler-Effekt zweiter Ordnung, ein wichtiger systematischer Effekt, der eine Verschiebung der $1S$ - $2S$ Linie bewirkt, wird durch die Methode der zeitverzögerten Spektroskopie weitestgehend ausgeschaltet. Durch simultanes Anpassen des Linienform-Modells von A. Huber an eine Schar von Spektren, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, verbleibt eine Unsicherheit aufgrund des relativistischen Doppler-Effekts von nur 20 Hz bei 121 nm. Alternativ dazu, lassen sich auch Einzelspektren mit ähnlich geringer Verschiebung aufnehmen. In Abbildung 4.9 ist ein Spektrum dargestellt, das mit dem empfindlicheren Channeltron® als Detektor aufgenommen wurde, wobei dessen Abstand zur Düse nur 5,4 cm betrug. Das bedeutet bei einer Verzögerungszeit von 1,6 ms, daß die maximale Geschwindigkeit der Atome, die zum Signal beitragen können, nur $v_{max} = 34$ m/s beträgt. Dem entspricht ein verbleibender relativistischer Doppler-Effekt von 16 Hz bei 121 nm. Bedient man sich noch der Erkenntnis aus dem Linienform-Modell, das Atome mit der halben Maximalgeschwindigkeit den größten Beitrag zum Signal liefern, schrumpft der verbleibende Effekt auf ein Viertel, was einer

Abbildung 4.9: Mit Hilfe des Channeltron®-Detektor aufgenommenes Wasserstoff $1S$ - $2S$ Spektrum (Verzögerungszeit: 1.6 ms, Düsens Temperatur: 5.5 K).

relativen Verschiebung von unter $2 \cdot 10^{-15}$ entspricht. Eine Berechnung dieser Verschiebung mit dem Linienformmodell sollte mit 10% Fehler möglich sein, womit sich ein relativer Fehler von $2 \cdot 10^{-16}$ ergäbe.

Der dynamische Stark-Effekt verschiebt die $1S$ - $2S$ Linie abhängig von der eingestrahnten UV-Leistung um 2,45(5) Hz/mW bei 121 nm [Hub97]. Die eingestrahlte Lichtleistung beträgt typischerweise um die 100 mW, wobei jedoch auch Spektren bei geringeren Leistungen von einigen zehn mW mit noch gutem Signal aufgezeichnet werden können. Durch Extrapolation sollte sich die verbleibende Unsicherheit auf wenige Hz drücken lassen (relativer Fehler $\sim 10^{-15}$). Ähnlich geringe Beiträge sind aufgrund der statischen Stark-Verschiebung zu erwarten, da statische elektrische Felder durch einen mit Graphit beschichteten Faraday-Käfig abgeschirmt werden.

Bis vor kurzem gab es für die Druck-Verschiebung nur einen in einer Gaszelle bei verhältnismäßig hohen Drücken gemessenen Koeffizienten von $-8,4$ MHz/mbar [Bea89]. Bei einem Druck von 10^{-6} mbar ergibt dies eine Verschiebung von unter 10 Hz. Erst kürzlich wurde die Druckverschiebung der Wasserstoff $1S$ - $2S$ Resonanz an einem Bose-Einstein Kondensat als Funktion der Teilchendichte beobachtet [Kil98]. Der dabei bestimmte Koeffizient beträgt $-3.8(8) \cdot 10^{-10}$ n Hz cm³, wobei n die Teilchendichte bezeichnet. Die daraus über $p = nkT$ für unseren Fall berechnete Druckverschiebung beläuft sich ebenfalls auf etwa 10 Hz. Bei Aufnahme der $1S$ - $2S$ Linie bei verschiedenen Drücken könnte man die Unsicherheit durch die Druckverschiebung reduzieren. Mit Hilfe einer verbesserten Vakuumkammer, in der etwa durch differentielles Pumpen in der Wechselwirkungszone ein geringerer Druck herrscht, ließe sich der Fehler durch

die Druckverschiebung noch weiter vermindern. Außerdem hätte das den Vorteil, daß wegen der größeren freien Weglänge mehr langsame Atome den Detektor erreichen würden und man dadurch noch höher verzögerte Spektren aufzeichnen könnte.

Statische Magnetfelder führen allein zu einer Verbreiterung der Linie². Ebenfalls verbreiternd wirkt sich die begrenzte Durchflugszeit sowie die Verringerung der Lebensdauer des $2S$ -Zustandes durch Ionisation.

Zusammenfassend ist zu bemerken, daß die mit dem hier dargestellten Aufbau ohne zusätzlichen Aufwand erreichbare Präzision in der Bestimmung der Linienmitte der Wasserstoff $1S$ - $2S$ Resonanz bei etwa 25 Hz liegt, entsprechend einer relativen Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-14}$. Bei genauerer Untersuchung der Fehlerquellen sollte mit dem derzeitigen Wasserstoffspektrometer mit einer ausreichend genauen Frequenzkette eine Absolutfrequenzmessung mit einer Präzision im Bereich von 10^{-15} erreichbar sein. Das zukünftige Potential, das der an einem kalten Atomstrahl beobachtete Wasserstoff $1S$ - $2S$ Übergang für eine optische Uhr bietet, liegt sicherlich noch eine Größenordnung darunter.

²Das gilt solange die Magnetfelder sowie die Geschwindigkeit der Atome nicht übermäßig groß sind. Ansonsten führt die Lorentz-Transformation in das bewegte atomare Bezugssystem das Magnetfeld in ein elektrisches Feld über, das seinerseits eine Verschiebung der Linie zur Folge hat.

Kapitel 5

Optische Ramsey-Spektroskopie

Die Methode der Magnetresonanzspektroskopie mit zwei getrennten Wechselwirkungszonen ist eine der erfolgreichsten spektroskopischen Techniken, für deren Idee und Umsetzung N. F. Ramsey mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde [Ram89]. Die sicherlich berühmteste Anwendung von Ramseys Methode findet sich in der Cäsium-Atomuhr, in deren klassischen Ausführung ein Atomstrahl zwei Wechselfelder kreuzt. In der bisher genauesten Cäsium-Atomuhr, die in naher Zukunft in einer neuen internationalen Raumstation eingesetzt werden soll [Sal96], durchquert eine lasergekühlte Atomwolke im freien Fall zweimal dasselbe Feld, letztlich nur eine Abwandlung von Ramseys Idee. Der Vorschlag, die Technik der Ramsey-Spektroskopie von dem Bereich der Radiobeziehungsweise Mikrowellen auf einen optischen Zweiphotonen-Übergang auszudehnen, ist schon über 20 Jahre alt [Bak76]. Kurz darauf gab es erste Experimente mit gepulsten Lasern in Natriumdampfzellen, in denen die Atome mit zwei oder mehreren zeitlich getrennten Pulsen angeregt wurden [Tee77, Sal77]. Die ersten Versuche mit zwei räumlich getrennten Wechselwirkungen wurden an einem Rubidiumatomstrahl durchgeführt [Lee79]. Dabei wurden die Rubidiumatome vom $5S$ Grundzustand in den hochliegenden $32S$ Rydbergzustand mit zwei Photonen von jeweils 633 nm bei einer Linienbreite von nur 17 kHz angeregt. Diese Auflösung ermöglichte es, den Einfluß des relativistischen Doppler-Effekts zweiter Ordnung in Form einer leichten Asymmetrie in der Linienform zu beobachten. Trotz dieser frühen Experimente konnte die Anwendung der Ramsey-Spektroskopie auf den $1S$ - $2S$ Übergang in atomarem Wasserstoff erst vor kurzem in unserem Labor demonstriert werden [Hub98a]. Die beobachteten Spektren waren die Zweiphotonen-Ramsey-Resonanzen mit der besten Auflösung. Die stark asymmetrische Linienform war geprägt durch den Doppler-Effekt zweiter Ordnung. Gleichzeitig führte die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl und die damit verbundene unterschiedliche Flugzeit der Atome zwischen den räumlich getrennten Wechselwirkungszonen zu einem Auswaschen der Interferenzen höherer Ordnung. Das geringe Signal-zu-Rausch Verhältnis, bedingt durch das relativ geringe Überlappen des Lichtfeldes mit dem Atomstrahl, war jedoch noch nicht zufriedenstellend. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daraufhin von räumlich getrennten Wechselwirkungszonen auf zeitlich aufeinanderfolgende übergegangen. Diese bieten den Vorteil einer mit dem

Atomstrahl kollinearen Anregungsgeometrie, wodurch die Signalhöhe verbessert wird, sowie den Vorteil, daß sämtliche Atome dieselbe Zeit zwischen zwei Wechselwirkungen erfahren, was zu einer Verbesserung der Signalform führt. Dadurch ist es gelungen, die Auflösung des $1S$ - $2S$ Übergangs auf $6 \cdot 10^{-13}$ zu steigern, die einem neuen Weltrekord für neutrale Atome entspricht [Gro98]. Desweiteren bildet das mit der hier vorgestellten Ramsey-Methode erzielte Signal eine der Grundvoraussetzungen einer geplanten atominterferometrischen Messung der Feinstrukturkonstante α .

Am Anfang dieses Kapitels wird an die klassische Betrachtungsweise der Ramsey-Spektroskopie erinnert und mit der Interpretation nach Ch. Bordé verglichen. Daraufhin werden die Experimente mit räumlich getrennten Wechselwirkungsregionen kurz erläutert, bevor im Hauptteil Resultate beschrieben werden, die mit zwei oder mehreren zeitlich getrennten Wechselwirkungen erzielt wurden. Am Ende des Kapitels wird dann noch auf erste Zwischenergebnisse im Aufbau eines Wasserstoff-Atominterferometers zur Messung von α eingegangen.

5.1 Grundlagen

Die Ramsey-Spektroskopie war ursprünglich eine Weiterentwicklung der Methode zur Messung von magnetischen Kernmomenten von Rabi [Rab39]. Bei letzterer ist eine lange Wechselwirkungsregion eine Voraussetzung zur Beobachtung schmaler Resonanzen, um nicht durch die Durchflugsverbreiterung limitiert zu sein. Das stellt jedoch hohe Ansprüche an den experimentellen Aufbau. Die Idee von Ramsey war es, anstatt einer langen Wechselwirkungsregion zwei kurze, durch einen Abstand L getrennte Regionen zu verwenden. Betrachtet man nun die Wechselwirkung eines Atoms, das im folgenden vereinfacht als Zwei-Niveau System ohne Relaxationsprozesse angenommen wird, mit zwei Feldern, läßt sich das Verhalten wie folgt beschreiben: In der ersten Region wird in Resonanznähe eine kohärente Superposition aus angeregtem und Grundzustand erzeugt. Im Blochvektor-Bild entspricht das einer Auslenkung nach oben abhängig von der Dauer und Intensität der Wechselwirkung (Abbildung 5.1). Detektiert man den Anteil der Atome, die sich nach der ersten Wechselwirkung im oberen Zustand befinden, als Funktion der Anregungsfrequenz, beobachtet man eine durchflugsverbreiterte Linie, deren Breite durch den Kehrwert der Wechselwirkungszeit gegeben ist. Zwischen den beiden Zonen oszilliert der atomare Dipol mit der ungestörten Übergangsfrequenz, welche der Energiedifferenz der beiden Zustände entspricht. Der Einfluß des zweiten Feldes hängt von der relativen Phase zwischen dem atomaren Dipol und der des Feldes ab. Sind beide in Phase, oder unterscheidet sich die Phase um ein geradzahliges Vielfaches von π , so findet weitere Anregung statt, der Blochvektor wird weiter in dieselbe Richtung ausgelenkt. Im entgegengesetzten Fall, das heißt wenn sich die beiden Phasen um ein ungeradzahliges Vielfaches von π unterscheiden, wird das Atom abgeregt und befindet sich wieder im Grundzustand. Beobachtet man nun die Population im angeregten Zustand als Funktion der Verstimmung des treibenden Feldes von der Resonanz, erhält man eine oszillierende Funktion, die sogenannten Ramsey-Streifen. Der Abstand zweier benachbarter Streifen ist durch den Kehrwert der Zeit bestimmt, die das Atom

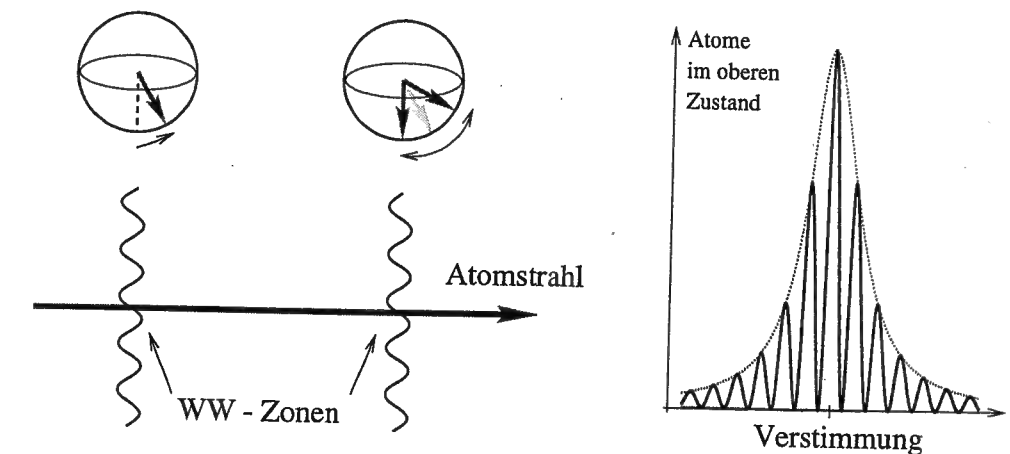


Abbildung 5.1: Prinzip der Ramsey-Spektroskopie. Abhängig von der Verstimmung des Anregungsfeldes zeigt die Population des oberen Zustands ein oszillierendes Verhalten.

zwischen den beiden Anregungen verbringt. Die erzielbare Auflösung ist nicht durch die Größe einer einzelnen Wechselwirkungsregion begrenzt, einzig die Breite der Einhüllenden hängt von der Durchflugszeit durch eine Region ab. Aus dem Ruhesystem eines Atoms betrachtet, erfährt dieses zwei zeitlich getrennte Pulse, deren Dauer und Abstand durch die Zeit gegeben wird, in der das Atom durch eine Region beziehungsweise von der ersten zur zweiten Region fliegt. Verwendet man nun anstelle von räumlich getrennten Wechselwirkungsregionen zeitlich aufeinanderfolgende Pulse, ändert sich an der obigen Interpretation nichts und man erhält wieder Ramsey-Streifen in der Population des angeregten Zustands. Die letztere Methode hat insbesondere dann Vorteile, wenn man mit einem nicht monochromatischen Atomstrahl arbeitet. In diesem Fall verbringen die Atome aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten verschiedene Zeiten $\tau = L/v$ zwischen räumlich getrennten Regionen, was zu einem Auswaschen der Interferenzstruktur führt. Dies wird dadurch verhindert, daß man Pulse verwendet, die durch eine feste Zeit getrennt sind.

Die bisherigen Überlegungen, die in dieser Form für Radio- oder Mikrowellen Übergänge angestellt wurden, lassen sich nicht direkt auf Einphotonen-Übergänge bei optischen Frequenzen übertragen. Das liegt im wesentlichen an der Doppler-Verschiebung, die proportional zur Anregungsfrequenz ist und im optischen sehr schnell die natürliche Linienbreite um Größenordnungen übersteigt. Aufgrund der transversalen Geschwindigkeitsverteilung in einem Atomstrahl führt die Doppler-Verschiebung zu einem Auswaschen der Ramsey-Interferenzstreifen. Anders ausgedrückt: Die Phase einer laufenden Welle ist ortsabhängig. Die Längenskala dafür liegt im optischen bei einigen hundert nm und damit weit unterhalb apparativen Abmessungen etwaiger Blenden, die für die Kollimation des Atomstrahls sorgen. Somit läßt sich nicht verhindern, daß Atome, die beispielsweise in der ersten Wechselwirkungszone das Lichtfeld an derselben Stelle passieren und damit dieselbe Phase erleben, die zweite Wechselwirkungszone an Orten mit verschiedenen optischen Phasen kreuzen und somit unterschiedliche

An- oder Abregung erfahren. Dadurch läßt sich keine gemeinsame Interferenzstruktur beobachten, die Streifen waschen aus. Verwendet man jedoch anstatt zweier Wechselwirkungsregionen drei oder mehrere in einer geeigneten Anordnung, läßt sich zeigen, daß dieser Effekt ausgeschaltet werden kann [Bak76a]. Diese Technik wird heutzutage zum Beispiel an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Braunschweig in einem Ca-Frequenzstandard verwendet [Rie91]. Im Falle der Doppler-freien Zweiphotonen-Anregung genügen zwei Stehwellen¹ zur Beobachtung von Ramsey-Streifen, die Physik dahinter läßt sich dann völlig analog zur klassischen Ramsey-Spektroskopie beschreiben. Wie sich durch eine einfache Herleitung für geringe Anregungsraten zeigen läßt [Sal78], ist die Population im oberen Zustand durch

$$|b_2|^2 = 4|b_1|^2 \left(\cos \frac{\omega_0 - 2\omega}{2} T \right) \quad (5.1)$$

gegeben, wobei $|b_1|^2$ die Population nach nur einer Wechselwirkung bezeichnet. Dabei ist ω_0 die atomare Übergangsfrequenz, ω die Laserfrequenz und T der zeitliche Abstand der beiden Anregungen. Die Periode des Streifenmusters beträgt demnach $1/2T$ als Funktion der Anregungsfrequenz, beziehungsweise $1/T$ wenn man, wie es in dieser Arbeit durchgehend der Fall ist, die Laserverstimmung bei der atomaren Eigenfrequenz angibt.

Ch. Bordé hat darauf hingewiesen, daß die Interpretation von Ramsey in bestimmten Fällen nicht angebracht ist [Bor97]. Dazu betrachte man den Fall zweier räumlich getrennter Wechselwirkungsregionen, wobei das Labor als Bezugssystem dient. Die Frequenz der cw-Wechselfelder ist im Laborsystem durch die praktisch unendlich lange Zeit beliebig genau festgelegt. Dasselbe gilt für die atomare Übergangsfrequenz, wenn der angeregte Zustand eine ausreichend lange Lebensdauer hat. Bei der Anregung gilt der Energieerhaltungssatz daher hier strikt, das heißt die Frequenz des absorbierten Photons muß exakt gleich der atomaren Eigenfrequenz sein, sofern man vom Doppler-Effekt absieht (man denke dabei etwa an Doppler-freie Zweiphotonen-Spektroskopie). Gemäß dieser Argumentation kann Anregung folglich nur auf Resonanz stattfinden! Wie erklärt man dann, die am $1S$ - $2S$ Übergang bei kurzer Wechselwirkungszeit beobachteten Linienbreiten von einigen zehn kHz, bei einer Laserlinienbreite von unter einem kHz und einer natürlichen Linienbreite von nur einem Hz? Die Antwort liegt in den bis dahin vernachlässigten äußeren atomaren Freiheitsgraden, welche eine neue Interpretation der Durchflugsverbreiterung erlauben. Die bei einer nicht exakt resonanten Anregung überschüssige beziehungsweise fehlende Energie ΔE wird in kinetische Energie umgewandelt. Wie aus dem Energie-Impuls Diagramm in Abbildung 5.2 ersichtlich, findet neben einem Energie- auch ein Impulsübertrag statt und zwar in *longitudinaler* Richtung, selbst im Falle der Doppler-freien Zweiphotonen-Anregung! Ein Impulsübertrag Δp ist für eine Anregungszone mit einer endlichen Länge Δx nach der Heisenbergschen Unschärferelation möglich, sofern $\Delta p \leq \hbar/\Delta x$. Dadurch wirkt die erste Anregungszone wie ein atomarer Strahlteiler. Der Teil der Wellenfunktion im angeregten Zustand erfährt eine Impulsänderung Δp , was zu einer räumlichen Aufspaltung des atomaren Wellenpaketes führt. Das Ramsey-Experiment mit zwei räumlich

¹Die Phase einer Stehwelle ist ortsunabhängig!

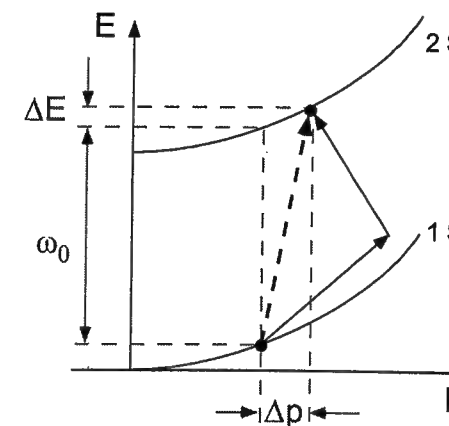


Abbildung 5.2: Energie-Impuls Diagramm. Der gestrichelt eingetragene Pfeil entspricht einem nicht exakt resonanten Übergang aus dem $1S$ -Grundzustand in den $2S$ -Zustand durch Absorption zweier Photonen, die effektiv als ein Photon der Energie $\hbar\omega = \hbar\omega_0 + \Delta E$ und einem Impuls von Δp betrachtet werden können.

getrennten Wechselwirkungen läßt sich somit als Atominterferometer interpretieren (Abbildung 5.3). Im Gegensatz zu den meisten anderen Atominterferometern, die so aufgebaut sind, daß die verschiedenen Wege zum Schluß wieder räumlich vollständig überlappen, sind hier die beiden Interferometerarme nicht geschlossen. Der Ursprung der Ramsey-Streifen liegt in diesem Fall in der Phasenverschiebung, die auf der Impulsdifferenz Δp zwischen Grund- und angeregtem Zustand basiert, und nicht in einer Phasendifferenz, die durch den Vergleich zwischen einer inneren atomaren Uhr und einer elektromagnetischen Uhr an zwei verschiedenen Stellen entsteht. Die Interpretation von Bordé ist nur für den Fall räumlich getrennter Wechselwirkungsregionen von Bedeutung. Bei zeitlich gepulster Anregung ist hingegen die ursprüngliche Interpretation von Ramsey anzuwenden. Im letzteren Fall kann eine nicht resonante Anregung aufgrund des im Gegensatz zum räumlichen, hier breiten Energiespektrums der Photonen erfolgen, das einem zeitlich begrenzten Puls entspricht.

5.2 Räumlich getrennte Wechselwirkungsregionen

Das Ramsey-Experiment am Wasserstoff $1S$ - $2S$ Übergang mit zwei räumlich getrennten Wechselwirkungsregionen erwies sich als experimentell schwierig. Eine Voraussetzung für die Beobachtung von Ramsey-Streifen ist, daß die Lichtfelder der beiden Regionen in einer festen Phasenbeziehung zueinander stehen. Dies kann man erreichen, indem man die Phase zweier getrennter Stehwellen mit elektronischen Mitteln aufeinander

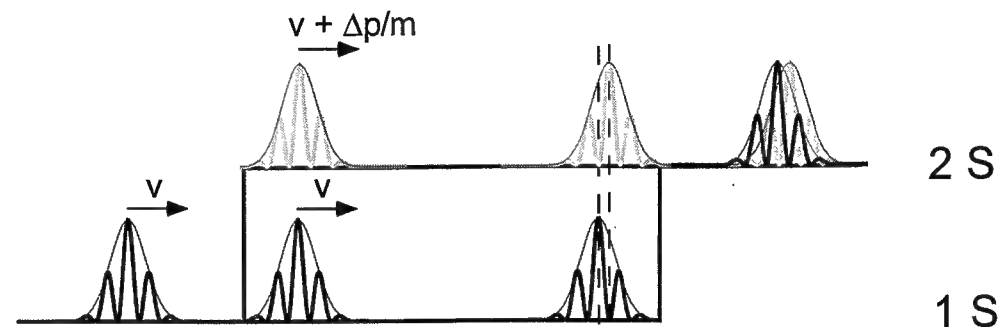


Abbildung 5.3: Ramsey-Anregung im Atominterferometer-Bild. Nach oben ist die interne atomare Energie aufgetragen und nach rechts die Ortskoordinate in Richtung des Atomstrahls.

stabilisiert, oder, bedeutend einfacher, indem man eine einzige Stehwelle faltet, so daß die Atome diese zweimal kreuzen. Mit dem Aufbau des Experimentes wurde im Rahmen der Diplomarbeit von H. Geiger begonnen. Darauf folgte eine längere Optimierungsphase der Anregungsgeometrie, wobei darauf geachtet wurde, die Wechselwirkungszeit in den beiden Anregungszonen zu vergrößern, damit trotz des sehr schwachen Zweiphotonen-Überganges eine signifikante Anregung stattfindet. Erst nachdem die Winkel zwischen Atom- und Lichtstrahl äußerst flach gewählt wurden, gelang es Ramsey-Streifen zu beobachten [Hub98a]. Eine ausführliche Beschreibung des Experimentes ist in [Hub97] zu finden; hier sollen nur die wesentlichen Punkte dargelegt werden. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.4 skizziert.

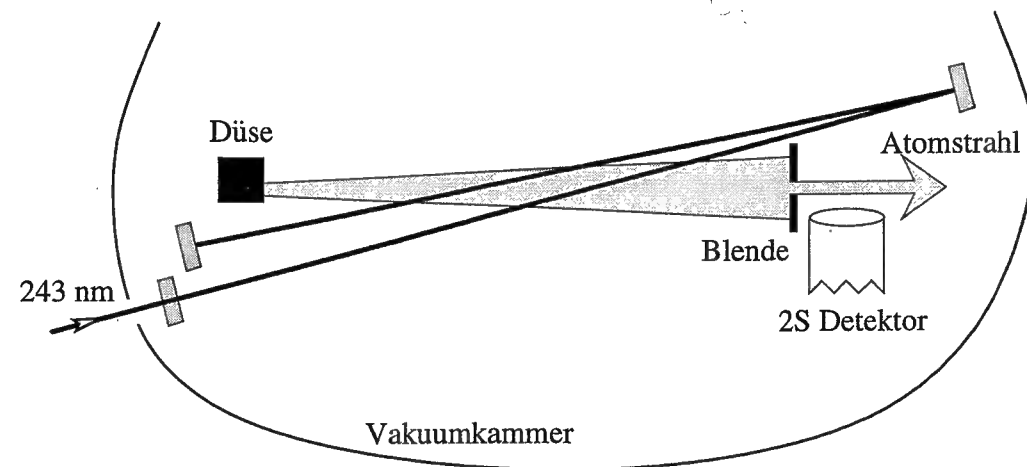


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau des Ramsey-Experimentes am Wasserstoff 1S-2S Übergang mit räumlich getrennten Wechselwirkungs-zonen.

Das Anregungslicht bei 243 nm wurde in der Vakuumkammer in einem Drei-Spiegel-

Resonator in Form einer gefalteten Stehwelle überhöht. Die beiden Wechselwirkungs-zonen ergeben sich als die Kreuzungspunkte zwischen dem Atomstrahl und den beiden Armen des Resonators. Die Blende vor dem Detektor filtert einen Großteil der Atome heraus, die nur eine der beiden Wechselwirkungs-zonen passieren. Diese liefern nur einen breiten Untergrund und tragen nicht zum Ramsey-Signal bei. Der Winkel, unter dem die Atome das Lichtfeld kreuzen, ist zwischen 5° und 6° , der Abstand zwischen den beiden Zonen beträgt etwa 20 mm bei einem Strahldurchmesser ($2w_0$) von etwa 0.45 mm. In Abbildung 5.5 ist das mit obigem Aufbau beobachtete Ramsey-Spektrum dargestellt. Dabei wurde über vier einzelne Durchläufe gemittelt, so daß die gesamte

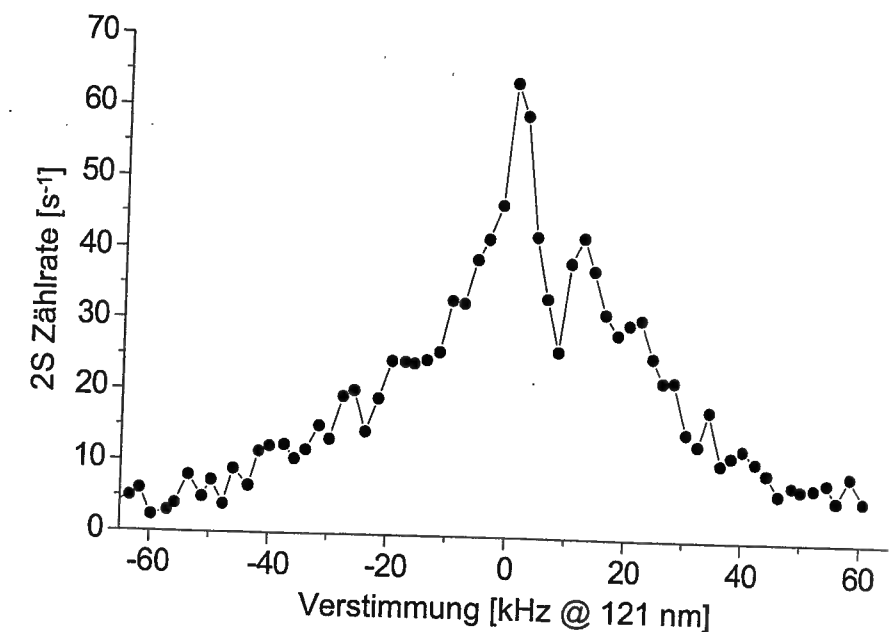


Abbildung 5.5: Wasserstoff 1S-2S Zweiphotonen-Ramsey-Spektrum, aufgenommen mit räumlich getrennten Wechselwirkungs-zonen.

Meßzeit 6 Sekunden pro Punkt beträgt. Die Temperatur der Düse war 7.5 K und die Lichtleistung im Resonator etwa 30 mW. Auf einem breiten Sockel, der von Atomen stammt, die nur mit einer Zone wechselwirkten, ist eine schmalere, etwa 10 kHz breite Struktur zu erkennen, die dem Ramsey-Streifen nullter Ordnung entspricht. Der Sockel ist etwa viermal breiter, was das Verhältnis zwischen der Länge einer Wechselwirkungs-zone und dem Abstand zwischen den beiden Zonen widerspiegelt. Die Linienform und insbesondere die Tatsache, daß keine Ramsey-Streifen höherer Ordnung zu sehen sind, ist auf die breite Geschwindigkeitsverteilung und den Doppler-Effekt zweiter Ordnung zurückzuführen. Die Periode der Ramsey-Streifen hängt von der Zeit ab, die das Atom zwischen den Wechselwirkungen verbringt, die einerseits umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit des Atoms ist, aber aufgrund der Zeitdilatation auch noch quadratisch von derselben abhängt. Beide Effekte zusammen verursachen ein Auswaschen der Interferenzen höherer Ordnung, nur der mittlere Streifen überlebt. Dies kann durch Selektion nur einer atomaren Geschwindigkeitsklasse verhindert werden. Die Breite der

beitragenden atomaren Geschwindigkeitsklasse läßt sich reduzieren, indem man statt des gesamten Signals nur ein bestimmtes Zeitfenster von Verzögerungen berücksichtigt [Hub98a]. Dies erreicht man durch Differenzbildung zweier Signale mit unterschiedlich hohen Verzögerungszeiten. Tatsächlich konnten so auch Streifen erster Ordnung beobachtet werden, wobei das Signal-zu-Rausch Verhältnis bei einer differentiellen Zählrate von nur wenigen Ereignissen pro Sekunde jedoch sehr moderat war.

Mit diesem Experiment wurde die Anwendbarkeit von Ramseys Methode auf einen optischen Übergang in atomarem Wasserstoff erstmals demonstriert. Die beobachtete Interferenzstruktur stellt die bis dahin am höchsten aufgelösten Ramsey-Streifen dar (vergleiche z.B. [Lee79, Hol84, Rie91]).

5.3 Zeitlich getrennte Wechselwirkungszonen

Eine Motivation für die Suche nach einer alternativen Ramsey-Methode liegt in der Hoffnung einer wesentlichen Verbesserung des Ramsey-Signals, um dadurch eine Steigerung der Auflösung des $1S$ - $2S$ Übergangs gegenüber der in Kapitel 4 dargestellten, im Dauerstrichbetrieb (cw) erzielten 1 kHz breiten Linie bei 243 nm zu ermöglichen. Außerdem ist das Experiment mit den räumlich getrennten Wechselwirkungszonen durch die sehr kritische Justage technisch schwierig und liefert für die geplante atominterferometrische Messung der Feinstrukturkonstante ein ungenügendes Signal. Im Gegensatz zu dem Experiment mit räumlich getrennten Anregungsregionen geht es jetzt um zeitlich gepulste Ramsey-Anregung mit zwei oder mehreren Lichtpulsen, die durch Amplitudenmodulation eines cw Laserstrahls erzeugt werden.

Der experimentelle Aufbau basiert auf dem der linearen Anregung, der in Kapitel 3 ausführlich beschrieben wurde. Das frequenzverdoppelte Licht des Farbstofflasers wird auch hier in der Vakuumkammer der Atomstrahlapparatur in einem aus zwei Spiegeln bestehenden Resonator resonant überhöht, so daß die UV-Stehwelle kollinear zum Atomstrahl ausgerichtet ist (Abbildung 5.6). Die Leistung im Resonator beträgt typischerweise um die 100 mW. Die Lyman- α Fluoreszenzphotonen, die beim Zerfall des dem langlebigen $2S$ -Zustand durch ein kleines elektrisches Feld beigemischten $2P$ -Zustands entstehen, werden entweder durch einen VUV-tauglichen Photomultiplier oder von einem Einzelkanal-Elektronenvervielfacher (Channeltron®) nachgewiesen. Letzterer hat eine höhere Quanteneffizienz und wurde insbesondere bei den hochaufgelösten Spektren mit großen Verzögerungen und geringerem Signal verwendet. Ein langsamer mechanischer Lichtunterbrecher („Chopper“) ermöglicht sowohl eine untergrundfreie als auch eine zeitaufgelöste Detektion, wodurch das Signal von langsamen Atomen selektiert werden kann. Durch die niedrige Frequenz von 160 bis maximal 465 Hz erleben selbst die langsamsten Atome höchstens eine Hellphase, das heißt sie sehen nur einen Lichtpuls, dessen Länge im wesentlichen durch die Durchflugszeit der Atome durch die Gaußsche Resonatormode gegeben ist. Im folgenden wird auf diesen Lichtunterbrecher nicht weiter eingegangen, und auch in der Skizze des Versuchsaufbaus in Abbildung 5.6 ist er nicht dargestellt; einzig die verschiedenen Verzögerungszei-

5.3. ZEITLICH GETRENNTE WECHSELWIRKUNGSZONEN

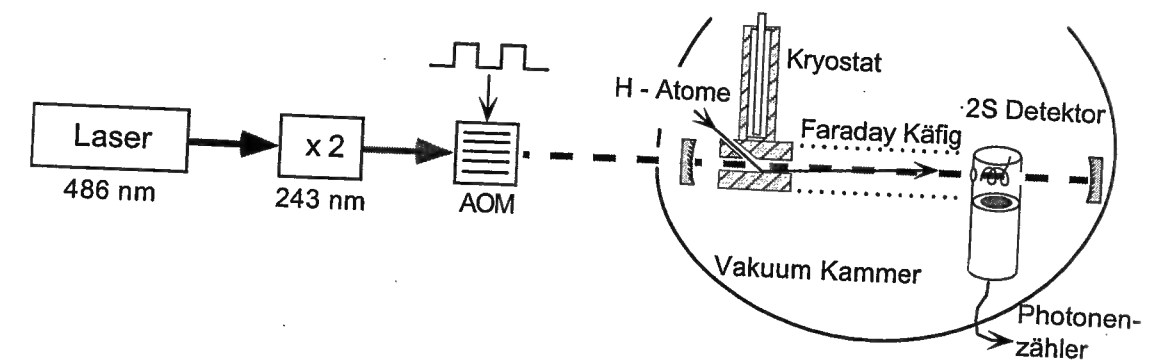


Abbildung 5.6: Skizze des experimentellen Aufbaus für die Ramsey-Anregung des $1S$ - $2S$ Übergangs am atomaren Wasserstoff mit zeitlich getrennten Wechselwirkungszonen. Der langsam laufende Lichtunterbrecher ist nicht eingezeichnet.

ten der weiter unten gezeigten Spektren geben einen Hinweis auf seine Existenz. Zur Erzeugung von mehreren zeitlich aufeinanderfolgenden Ramsey-Zonen wird im Versuchsaufbau vor der Einkopplung in den Vakuumtopf ein weiteres, schnelles Element zur Amplitudenmodulation verwendet. In Abbildung 5.7 ist durch die Kombination je eines Lichtunterbrechers niedriger sowie hoher Frequenz resultierende Intensität im Resonator als Funktion der Zeit dargestellt.

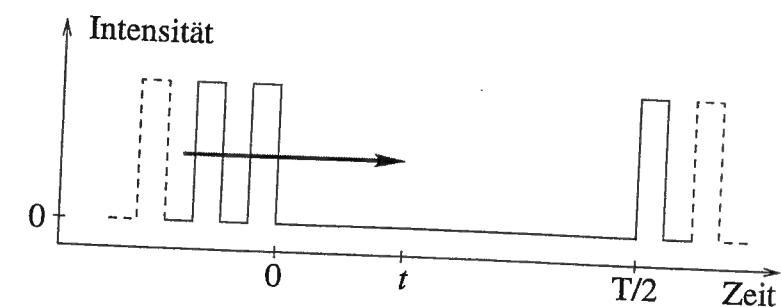


Abbildung 5.7: Intensität im Überhöhungsresonator als Funktion der Zeit beim zeitlichen Ramsey-Experiment. Der Pfeil deutet die Trajektorie eines Atoms an, das zweimal mit dem Licht wechselwirkt und nach einer Verzögerungszeit t detektiert wird. Die Dauer der Dunkelphase entspricht der halben Periode T des langsamen Lichtunterbrechers.

In den ersten Versuchen wurde statt des akusto-optischen Modulators ein schneller mechanischer Lichtunterbrecher verwendet, mit dessen Hilfe äquidistante rechteckige Pulse erzeugt werden können. Um sicherzustellen, daß die Atome im Mittel mindestens zweimal mit dem Licht wechselwirken, ist eine Modulationsfrequenz von etwa 10 kHz nötig. Diese läßt sich mit kommerziellen mechanischen Modellen nicht erreichen. Aus einem Miniatur-Elektromotor für den Flugzeugmodellbau und einer Messingscheibe mit 56 dünnen Schlitzen läßt sich ein schneller Lichtunterbrecher bauen, mit dem Modula-

tionsfrequenzen bis zu 20 kHz erzielt werden können. Ein Nachteil dieses mechanischen Unterbrechers liegt in den damit verbundenen Vibrationen und Luftströmungen. Die Übertragung der Vibrationen auf den optischen Tisch lassen sich zwar durch eine geeignete Schwingungsisolierung bestehend aus einem Paket von abwechselnd harten und weichen Materialien reduzieren; ein weiterer Aspekt ist jedoch die Sicherheit. Durch die Luftreibung entsteht bei den hohen Drehzahlen ein nicht zu vernachlässigendes Drehmoment, das in ungünstigen Fällen zum Loslösen der Messingscheibe von der Motorachse führen kann. Trotz dieser Probleme ist es mit diesem Aufbau auf Anhieb gelungen, Ramsey-Spektren mit sehr gutem Signal-zu-Rausch Verhältnis aufzuzeichnen. Das in Abbildung 5.8 dargestellte Spektrum wurde mit einer Modulationsfrequenz von 13.3 kHz bei einer Düsensstemperatur von 6.2 K aufgenommen. Es wurde über 6 einzelne

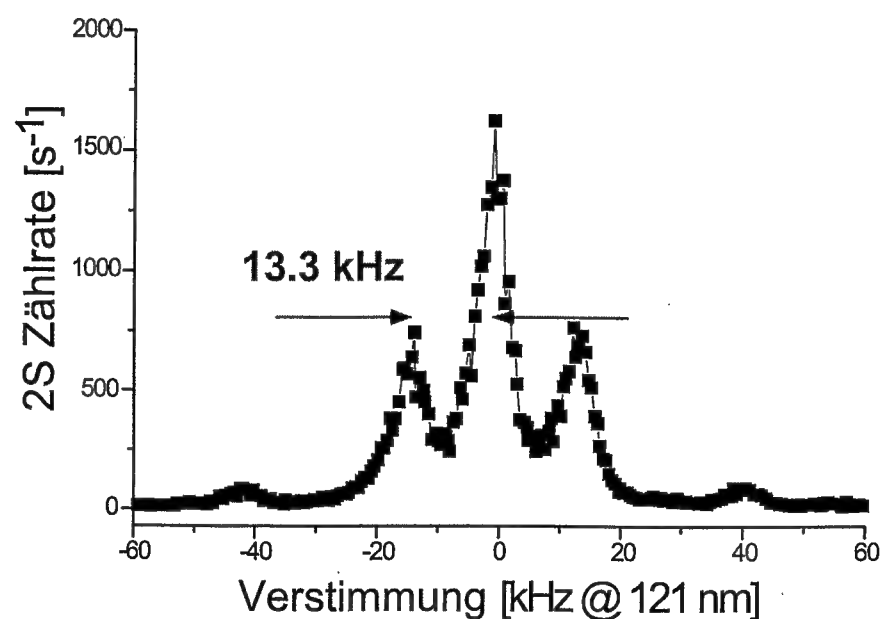


Abbildung 5.8: Wasserstoff 1S-2S Zweiphotonen-Ramsey-Spektrum, aufgenommen mit zeitlich getrennten Wechselwirkungszone.

Durchgänge gemittelt; die Meßzeit pro Punkt beträgt etwa 2.5 Sekunden. Vergleicht man dieses Spektrum mit dem aus Abbildung 5.5, werden die Vorteile der zeitlichen Ramsey-Methode deutlich. Neben dem höheren Signal, das eine Folge der linearen Anregungsgeometrie mit optimaler Überlappung ist, erkennt man neben dem zentralen Ramsey-Streifen auch die Interferenzen erster und dritter Ordnung mit gutem Kontrast. Der beobachtete Kontrast wird dadurch begrenzt, daß ein Teil der Atome nur einmal mit dem Lichtfeld wechselwirkt, da sie entweder die Wechselwirkungsregion unter einem steilen Winkel passieren oder da sie erst nach dem ersten Lichtpuls aus der Düse austreten. Der erste Effekt läßt sich durch die Wahl einer kleinen Blende vor dem Detektor minimieren. Die Breite der einzelnen Streifen ist durch den Pulsabstand bestimmt und liegt deutlich unterhalb der Breite der Einhüllenden, die umgekehrt proportional zur Breite der einzelnen Pulse ist. Die Periode der Interferenzstreifen ent-

5.3. ZEITLICH GETRENNTE WECHSELWIRKUNGSZONEN

spricht genau der Modulationsfrequenz.

In den späteren experimentellen Untersuchungen wurde der schnelle mechanische Lichtunterbrecher durch einen akusto-optischen Modulator ersetzt. Damit läßt sich sowohl die Modulationsfrequenz viel besser kontrollieren, als auch die Form der Amplitudenmodulation beliebig variieren. Verwendet wurde ein UV-tauglicher, antireflexbeschichteter Quarzmodulator mit einer akustischen Treiberfrequenz von 110 MHz. Durch geeignete Justage läßt sich damit die Transmission der in der Frequenz unverschobenen nullten Ordnung durch Amplitudenmodulation der Trägerfrequenz von über 98% auf weniger als 2% herunterregeln. Das entspricht einem Verhältnis der Anregungswahrscheinlichkeiten zwischen der Hell- und der Dunkelphase von mehr als 2000 zu 1. Damit erfüllt der akusto-optische Modulator die Eigenschaften eines äußerst variablen Schalters, mit dem sich nun der Einfluß verschiedener Pulsformen und -perioden auf das Wasserstoff 1S-2S Zweiphotonen-Spektrum studieren läßt.

In Abbildung 5.9 sind drei Spektren dargestellt, die alle mit einer Modulationsfrequenz von 10 kHz mit von oben nach unten abnehmenden Pulsbreite aufgenommen wurden. Gut zu erkennen ist die entsprechende Zunahme der Breite der jeweiligen Einhüllenden von ungefähr 20 über 30 bis 40 kHz, welche dem Kehrwert der Pulsbreiten entsprechen. Betrachtet man als erstes das oberste Spektrum, erscheint es aufgrund des 1:1 Verhältnisses zwischen Hell- und Dunkelphase ähnlich zu dem aus Abbildung 5.8. Der Unterschied besteht allein in dem geringeren Abstand der Ramsey-Streifen und den damit verbundenen schärferen Interferenzstreifen. Auch hier sind neben dem Hauptmaximum sehr schön die Nebenmaxima bei der einfachen, dreifachen und andeutungsweise auch bei der fünffachen Modulationsfrequenz zu erkennen. Eine einfache Erklärung für das Auftreten von Maxima allein bei ungeraden Vielfachen liefert das Fourier-Spektrum der Pulssequenz, das eben an diesen Stellen Frequenzkomponenten aufweist. Die Amplitudenmodulation einer Trägerwelle, in unserem Fall ist dies das UV-Licht, äußert sich im Frequenzraum als Seitenbänder bei der Modulationsfrequenz. Ist die Modulation nicht sinusförmig, gibt es auch Seitenbänder bei höheren Harmonischen der Modulationsfrequenz. Bei einer rechteckigen Modulation sind das gerade die ungeraden Harmonischen. Verändert man nun das Verhältnis zwischen der Hell- und der Dunkelphase, sieht auch das Fourier-Spektrum anders aus. In Abbildung 5.9 Mitte ist ein Ramsey-Spektrum dargestellt, bei dem dieses Verhältnis 1:2 beträgt. Man erkennt nun, im Gegensatz zum ersten Spektrum Seitenbänder bei der einfachen, doppelten, vier-, fünf- und siebenfachen Frequenz in Einklang mit dem in Balkenform dargestellten Fourier-Spektrum der Pulsform. Eine gleichermaßen gute Übereinstimmung ist auch in Abbildung 5.9 unten zu sehen, wo das Verhältnis zwischen Hell- und Dunkelphasen 1:3 beträgt. Bedenkt man die Einfachheit dieses Modells, das auf Besonderheiten der Zweiphotonen-Spektroskopie überhaupt nicht eingeht, stimmen die relativen Amplituden der aus der Fouriertransformation gewonnenen Seitenbänder überraschend gut mit den im Experiment beobachteten überein, und dies sowohl innerhalb eines einzelnen Spektrums als auch zwischen den drei Spektren. Diese Art der Erklärung der Ramsey-Spektroskopie mit zeitlich getrennten Wechselwirkungszone erinnert an die Spektroskopie mit einem Multimoden-Laser, dessen Spektrum aus einem äquidistanten Frequenzkamm besteht,

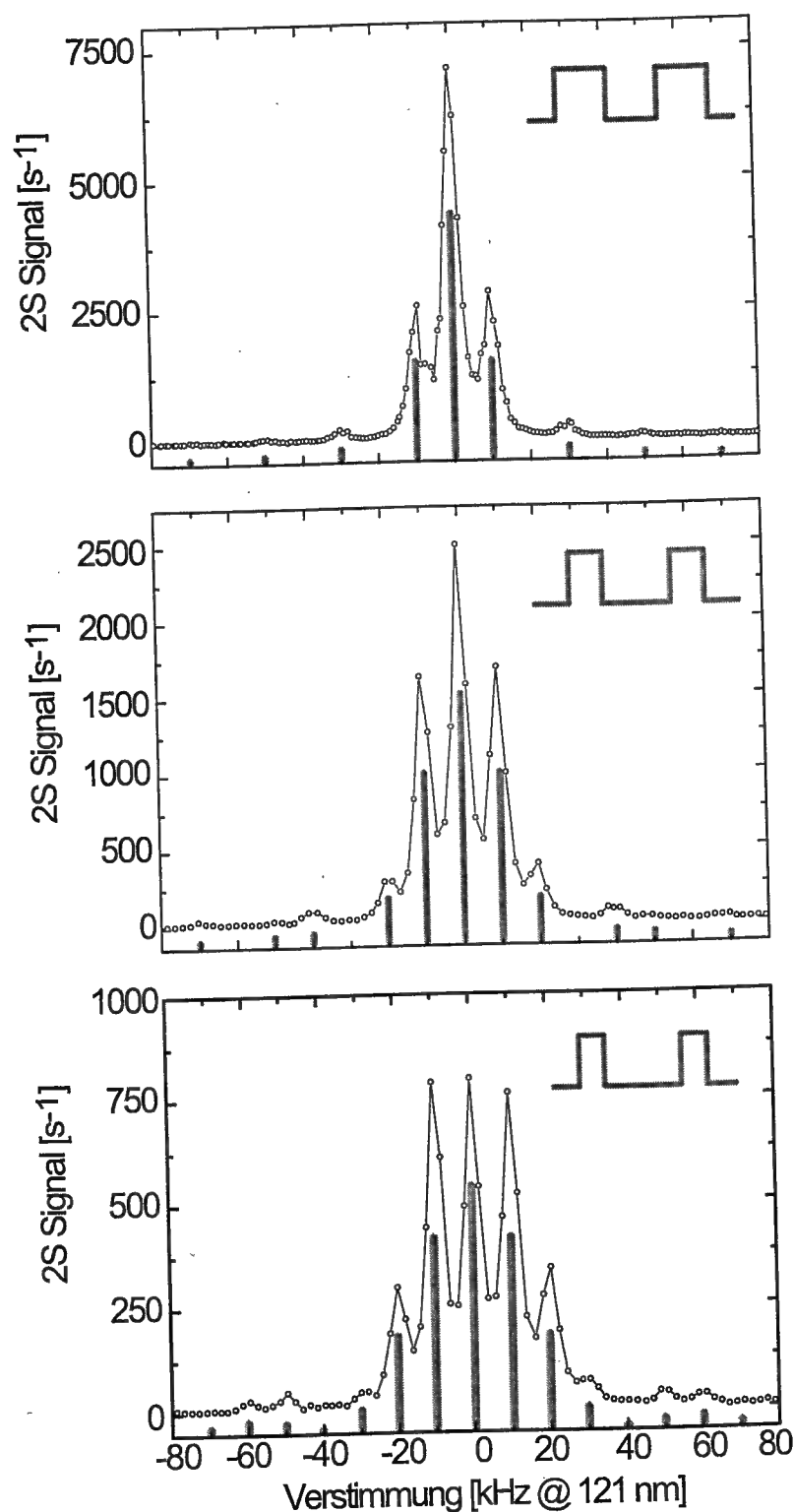


Abbildung 5.9: Wasserstoff 1S-2S Zweiphotonen-Ramsey-Spektrum. Die Modulationsfrequenz beträgt bei allen drei Spektren 10 kHz. Die Pulsbreiten betragen von oben nach unten 50, 33 beziehungsweise 25 μ s. Die Balken stellen das Fourier-Spektrum der rechts oben neben dem jeweiligen Spektrum angegebenen Pulssequenz dar.

wobei der Abstand der Moden durch den freien Spektralbereich des Laserresonators gegeben ist [Rob75]. In Anhang B ist ein Spektrum dargestellt, bei denen das Anregungslicht mit Hilfe einer piezomechanisch getriebenen Schwingung eines Spiegels in dem Verdopplungsresonator frequenzmoduliert wurde und der Wasserstoff 1S-2S Übergang mit einem so erzeugten Frequenzkamm angeregt wurde.

Erhöht man den zeitlichen Abstand zwischen den Lichtpulsen, so führt das zu einem engeren Abstand der Ramsey-Streifen und damit zu einer Erhöhung der Auflösung. Dadurch könnte im Prinzip die natürliche Linienbreite des 1S-2S Übergangs in Wasserstoff, zum Beispiel in einem atomaren Springbrunnen, aufgelöst werden, wie schon in [Bea86] vorgeschlagen wurde. Dafür wird jedoch eine extrem kalte (mK) Wolke von Wasserstoffatomen benötigt, was sich als technisch äußerst schwierig erweist². Nun kann man versuchen auch an der Atomstrahlanlage die Methode der zeitlichen Ramsey-Spektroskopie weiter auszureizen, indem man die Periode der rechteckigen Amplitudenmodulation verringert, um so schmalere Interferenzstreifen zu bekommen. Das Experiment zeigt, daß dabei der Kontrast jedoch sehr schnell abnimmt, da immer mehr Atome in der Zeit, in der sie von der Düse zum Detektor fliegen, nur einmal mit dem Lichtfeld wechselwirken. Schon bei Modulationsfrequenzen unter 5 kHz ist von der Ramsey-Struktur nichts mehr zu sehen, allein die Einhüllende bildet das Signal. Eine einfache Methode, dieses Problem zu lösen, liegt in der Selektion langsamer Atome, die eine längere Zeit in der Wechselwirkungsregion verbringen und damit mit erhöhter Wahrscheinlichkeit öfter mit dem Anregungslicht wechselwirken. Dies läßt sich durch die Methode der zeitaufgelösten Detektion erreichen, wie in Kapitel 3 erläutert und bereits bei der linearen Anregung in Kapitel 4 angewendet. Ein Ramsey-Spektrum, das mit dieser Technik aufgenommen wurde, ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Das Anregungslicht wurde mit einer Rechteckfunktion der Periode 3.2 kHz amplitudenmoduliert. Dies entspricht einem zeitlichen Abstand von 600 μ s zwischen aufeinanderfolgenden Pulsen. Es wurde über fünf einzelne Durchläufe gemittelt, die Meßzeit pro Punkt beträgt 5 Sekunden. Die Verzögerungszeit von 1.8 ms setzt aufgrund der Wechselwirkungslänge von 14.4 cm eine obere Grenze von 60 m/s für die Geschwindigkeit der Atome, die zum Ramsey-Signal beitragen. Dabei wurde berücksichtigt, daß nur Atome zum Interferenzsignal beitragen, die mindestens zweimal mit dem UV wechselwirken. Zusätzlich zu der einfachen Selektion durch die Zeitverzögerung, wird mit der gepulsten Ramsey-Anregung eine weitere Selektion langsamer Atome erreicht. Mit einer Linienbreite von nur 800 Hz bei der Anregungswellenlänge von 243 nm ist das in Abbildung 5.10 präsentierte Signal das bis heute am besten aufgelöste Spektrum, das bei neutralen Atomen aufgenommen wurde. Allein bei Spektren von Ionen in Fallen wurde von höheren Auflösungen berichtet [Ber94]. Eine Erhöhung der Auflösung durch eine weitere Reduktion der Pulsrate wird in unserem Experiment durch den zunehmenden Kontrastverlust verhindert. Selbstverständlich kann man versuchen, die Verzögerungszeit weiter zu erhöhen, um damit noch langsamere Atome anzusprechen. Die Anzahl langsamer Atome in einem thermischen Atomstrahl nimmt jedoch mit v^3 ab. Zusätzlich ist die Geschwindigkeitsverteilung aufgrund von Stößen in der Düse

²Innerhalb einer magnetischen Falle ist es kürzlich gelungen Wasserstoffatome unterhalb von 50 μ K zu kühlen und ein Bose-Einstein Kondensat zu erzeugen [Fri98].

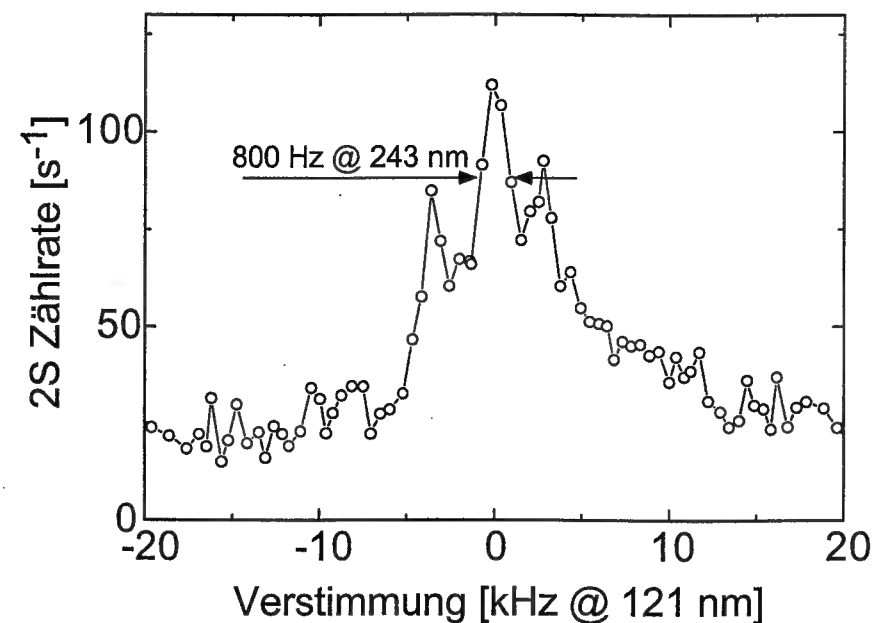


Abbildung 5.10: Ultrahochauflöstes Wasserstoff 1S-2S Zweiphotonen-Ramsey-Spektrum. Die Periode der Ramsey-Streifen ist 3.2 kHz. Die Breite des zentralen Maximums beträgt 800 Hz bei 243 nm, was einer Auflösung von $6 \cdot 10^{-13}$ entspricht.

zu höheren Werten verschoben (Zacharias Effekt) [Hub98b]. Weiterhin führen Stöße mit dem Hintergrundgas zu einer Verminderung der langsamen Atome (siehe Anhang A). Dieser Punkt könnte durch ein differentielles Pumpsystem in Zukunft verbessert werden. Die Anzahl der langsamen Atome ließe sich auch durch Erhöhung der Atomstrahldichte entlang der optischen Achse mit Hilfe von magnetischen Linsen vergrößern. Entsprechende Überlegungen wurden in unserer Gruppe von P. V. Storm angestellt.

Erhöht man die Modulationsfrequenz, so daß ein Atom im Mittel mehr als zweimal mit dem Anregungslicht wechselwirkt, führt das zu einer Interferenzstruktur mit schmälere Maxima. Dies läßt sich als eine vielfache Quanteninterferenz der Anregungsamplituden deuten, die mit den einzelnen Lichtpulsen verbunden sind. Es sei bemerkt, daß Ramsey schon 1958 die Idee hatte, seine Methode von zwei auf mehrere Wechselwirkungszone auszudehnen [Ram58]. Erste Experimente zu vielfachen kohärenten Wechselwirkungen an einem zwei Photonen Übergang wurden 1977 in Stanford durchgeführt [Hae77, Tee77]. In Abbildung 5.11 ist die Vielfachanregung anschaulich dargestellt. Nur wenn die Phasedifferenz zwischen der atomaren Kohärenz, die mit der Zweiphotonen-Übergangsfrequenz schwingt, und dem Lichtfeld ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ist, findet konstruktive Interferenz statt. Ansonsten findet keine Anregung statt. Das beobachtete Signal erinnert an die Airy-Funktion, mit der sich die Transmission eines Fabry-Perot Interferometers beschreiben läßt. Es wurden Spektren mit einer Modulationsfrequenz von bis zu 100 kHz aufgenommen. Ein Beispielspektrum für Ramsey-Interferenzen mit mehreren zeitlich getrennten Wechselwirkungsre-

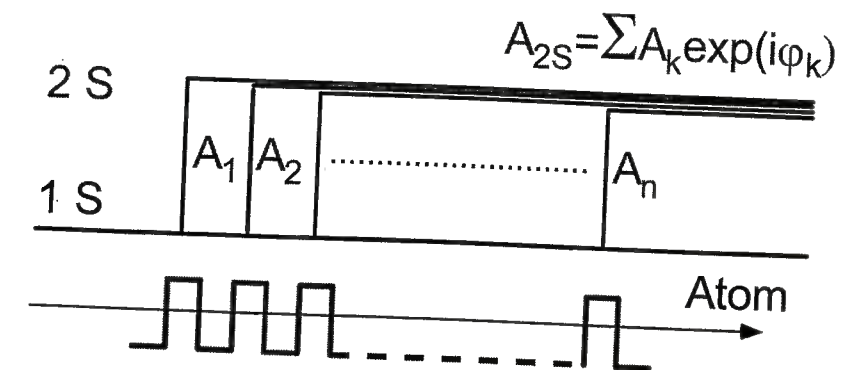


Abbildung 5.11: Vielfache Ramsey-Anregung. Die resultierende Anregungsamplitude ergibt sich als Summe der Einzelpulsamplituden multipliziert mit den entsprechenden Phasenfaktoren.

gionen ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Der Abstand der Seitenbänder entspricht der Modulationsfrequenz von 50 kHz. Die Linienbreite der einzelnen Streifen beträgt 4 kHz und liegt damit mehr als ein Faktor sechs niedriger als bei einer sinusförmigen Ramsey-Interferenzstruktur der gleichen Periode. Man beachte die Asymmetrie der Ramsey-Streifen aufgrund des relativistischen Doppler-Effekts. Die Linienform der einzelnen Maxima ist analog zu den im Dauerstrichbetrieb beobachteten Signalen aus Kapitel 4 und ist durch den gemeinsamen Effekt der Durchflugsverbreiterung und Doppler-Effekt zweiter Ordnung bestimmt. Die Dauerstrichanregung läßt sich als Grenzfall immer höherer Repetitionsraten bei gleicher gesamter Wechselwirkungszeit betrachten. Die Methode der Anregung mit mehreren Lichtpulsen und damit das in Abbildung 5.12 gezeigte Spektrum bilden eine eindrucksvolle Demonstration vielfacher Quanteninterferenzen. Insbesondere bei Übergängen, für die es keine geeignete Dauerstrichlaser gibt, bietet die Ramsey-Anregung mit einer Vielzahl von Lichtpulsen eine mögliche Alternative.

5.4 Atominterferometer

Ein Atominterferometer ist ein Materiewellenanalogon zu den lichtoptischen Interferometern, wobei anstelle von Lichtwellen die de Broglie Wellen von neutralen Atomen mit Hilfe von geeigneten atomaren Strahlteilern getrennt und wieder zusammengeführt werden, um so deren Interferenz zu beobachten. Obwohl es die ersten Materiewelleninterferometer mit Elektronen schon 1954 gab [Mar54], wurden die ersten Interferometer mit neutralen Atomen erst 1991 realisiert [Car91, Kei91, Rie91, Kas91]. Aufgrund der hohen Auflösung, die man mit Hilfe von Atominterferometern erreichen kann, gibt es dafür unzählige Anwendungen [Ber97]. Unter anderem läßt sich so die Rückstoßenergie eines Atoms bei der Emission oder Absorption eines Photons präzise bestimmen.

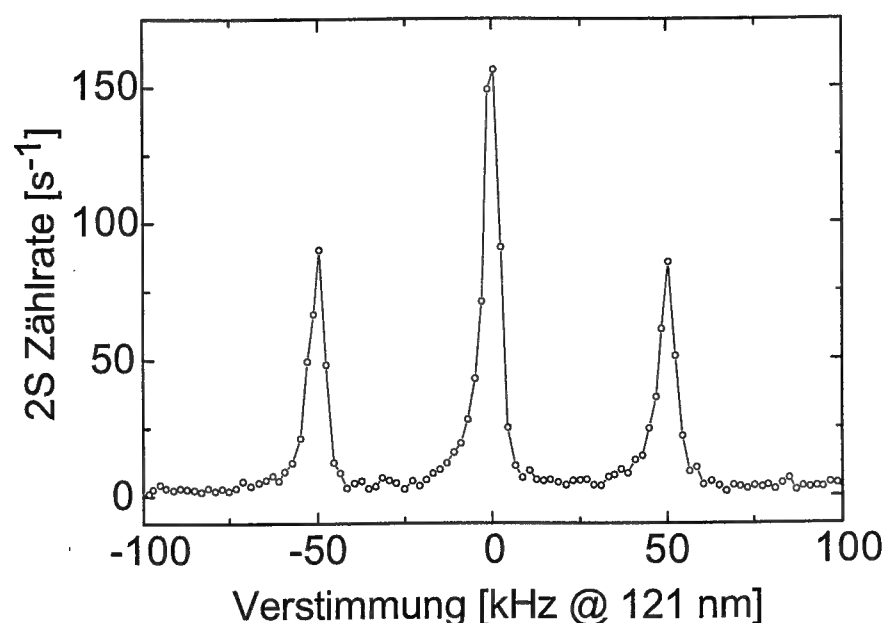


Abbildung 5.12: Wasserstoff 1S-2S Zweiphotonen-Ramsey-Spektrum, dem vielfache zeitlich getrennte Wechselwirkungen zugrunde liegen.

In unserem Labor ist eine interferometrische Messung derselben beim Wasserstoffatom geplant. Die Rückstoßenergie $E_{rec} = \hbar^2 k^2 / 2M$ entspricht der Änderung der kinetischen Energie eines Atoms der Masse M bei der Absorption eines Photons mit dem Wellenvektor k . Sie ist beim Wasserstoffatom aufgrund der geringen Masse besonders groß. Kennt man die Wellenlänge und damit die Größe von k , so läßt sich aus der mit der Rückstoßenergie verbundenen Frequenzänderung $\Delta\nu_{rec} = E_{rec}/h$ das Verhältnis zwischen der Planck-Konstante und der Masse des Wasserstoffatoms h/M_H bestimmen. Daraus läßt sich mit Hilfe der Rydbergkonstante und des genau bekannten Verhältnisses zwischen Elektron- und Atommasse die Feinstrukturkonstante α gemäß

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{M_H}{m_e} \frac{h}{M_H} \quad (5.2)$$

bestimmen.

Die beiden wichtigsten Zutaten für das Wasserstoff-Atominterferometer sind einerseits die Ramsey-Spektroskopie am 1S-2S Übergang, die weiter oben ausführlich beschrieben wurde und als phasensensitive Meßmethode dient, und andererseits kurze, intensive Lichtpulse, die als Strahlteiler für die atomaren Wellenpakete dienen. Die Idee dabei ist, den sich nach der ersten Ramsey-Wechselwirkungszone im 2S-Zustand befindlichen Anteil der atomaren Wellenpakete, mit Hilfe von Paaren von gegenläufigen π -Pulsen, die den 2S-15P Übergang treiben, gegenüber dem Anteil im 1S-Zustand zu beschleunigen. Das führt zu einer räumlichen Aufspaltung der Wellenpakete. Später wird eine zweite Reihe von Pulsen eingestrahlt, so daß der 2S Anteil in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt wird, bis die Wellenpakete wieder vollständig überlappen. In

der zweiten Ramsey-Wechselwirkungszone wird dann der aus- und wieder zurückgeleiteten Arm des Interferometers mit dem im 1S-Grundzustand befindlichen Anteil (Referenz) verglichen. Die durch die Photonenrückstöße akkumulierte Phase äußert sich als Verschiebung des Streifenmusters [Bor94, Wei98].

In diesem Kapitel werden einige Vorversuche auf dem Weg zur Realisierung des Atominterferometers zur Bestimmung von α dargestellt, die jedoch auch eigenständige Ergebnisse liefern, die zum besseren Verständnis der Wasserstoffapparatur beitragen. Insbesondere können aus der Doppler-Verschiebung und der Doppler-Breite der Fluoreszenzsignale Informationen über die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl gewonnen werden.

Die Apparatur zur Erzeugung intensiver, phasenkohärenter Lichtpulse bei 371 nm, die einen Impulstransfer über den Übergang vom metastabilen 2S-Zustand in hochliegende nP -Zustände ($n \approx 15$) ermöglichen, wurde im Rahmen der Dissertation von T. Heupel aufgebaut [Heu98]. Dabei wird das Licht eines Titan-Saphir Dauerstrichlasers bei 742 nm in einem Resonator sehr hoher Güte um einen Faktor 1500 resonant überhört. Die darin gespeicherte Lichtleistung wird dann mittels eines akusto-optischen Modulators, der als schneller Schalter dient, in Form von Pulsen mit einer Länge von 15 ns und einer Spitzenleistung von 750 W ausgekoppelt. Die Phasenkohärenz der so erzeugten Pulse wurde in einem Jod-Molekülinterferometer demonstriert [Heu97]. Für

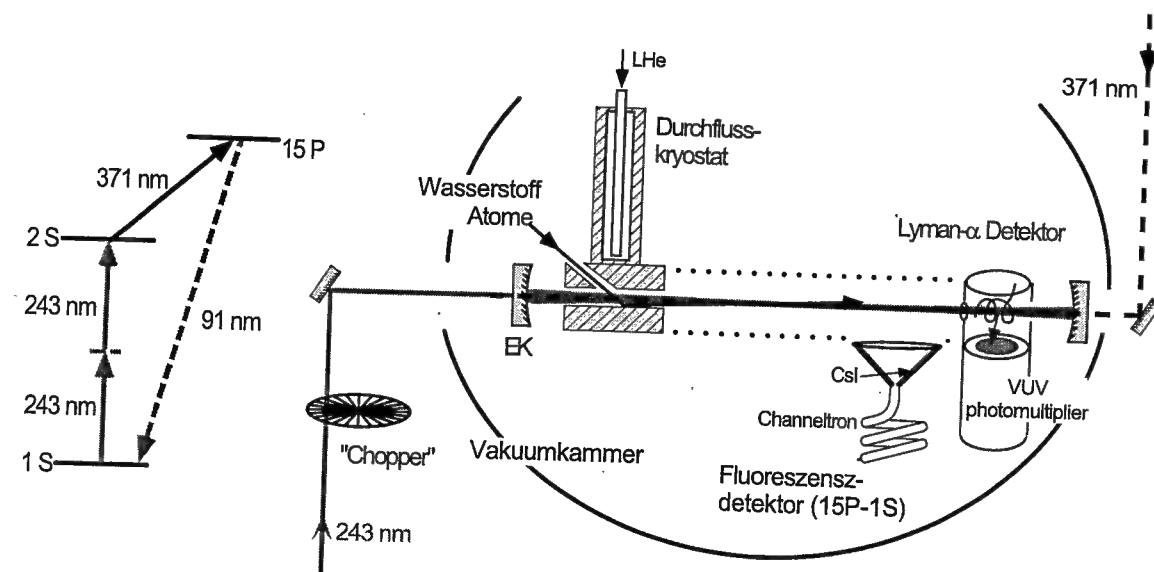


Abbildung 5.13: Schema der beteiligten Energieniveaus und Skizze des experimentellen Aufbaus.

die Experimente an Wasserstoff werden die in einem nichtlinearen LiO_3 Kristall frequenzverdoppelten Pulse antikollinear zu dem Atomstrahl in die Wasserstoff 1S-2S Vakuumapparatur eingekoppelt. An dem Einkoppelspiegel für 243 nm (EK) wird das

Licht teilweise rückreflektiert. In Abbildung 5.13 sind die beteiligten Energieniveaus sowie der experimentelle Aufbau in der Vakuumkammer schematisch dargestellt. Die doppelte Frequenz des Farbstofflasers (243 nm) wird auf den $1S$ - $2S$ Zweiphotonen-Übergang stabilisiert. Als Regelgröße dient dabei das differentielle Lyman- α Fluoreszenzsignal. Dies erhält man durch Detektion mit Hilfe des Photomultipliers einmal leicht oberhalb und einmal leicht unterhalb der $1S$ - $2S$ Resonanz. Mit dieser Frequenzregelung des Farbstofflasers auf das Maximum der $1S$ - $2S$ Linie erreicht man in der Wechselwirkungszone einen möglichst hohen Fluß von Atomen im metastabilen $2S$ -Zustand. Diese werden dann durch die eingestrahnten, kurzen Lichtpulse weiter in den $15P$ -Zustand angeregt; von dem aus sie innerhalb der Lebensdauer von 650 ns in den Grundzustand unter Emission eines Photons bei 91 nm zerfallen. Dieses Fluoreszenzphoton kann mittels eines mit CsI beschichteten Einzelkanal-Elektronenvervielfachers (Channeltron®) detektiert werden, der bei dieser Wellenlänge eine Quanteneffizienz von etwa 20% hat [Gal91]. Bei einer hohen Repetitionsrate der Pulse wird ein erheblicher Anteil der im $2S$ -Zustand befindlichen Atome optisch in den Grundzustand gepumpt. Dadurch läßt sich die $2S$ - $15P$ Resonanz auch als Abnahme der $2S$ Zählrate beobachten. In Abbildung 5.14 ist der Einbruch im $2S$ Fluoreszenzsignal als Funktion der Laserverstimmung der Pulse bei 371 nm dargestellt. Das gezeigte Spektrum enthält

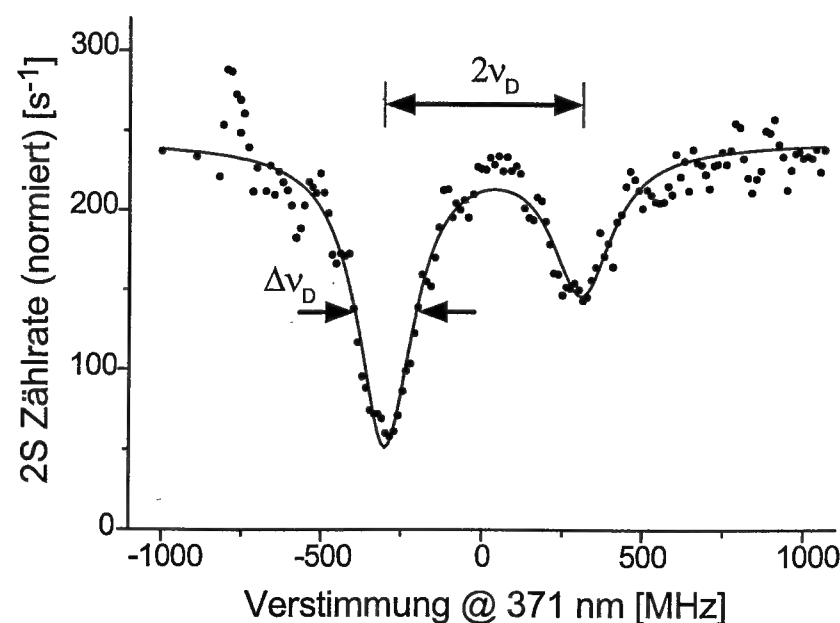


Abbildung 5.14: Einbrüche in der $2S$ Zählrate beim Durchstimmen der Frequenz der Pulse über die Wasserstoff $2S$ - $15P$ Resonanz (Verzögerung $810 \mu s$). Da das Anregungslicht antiparallel zum Atomstrahl eingestrahlt und ein Teil davon rückreflektiert wird, beobachtet man je eine Linie mit positiver und negativer Doppler-Verschiebung.

nur Signalphotonen, die nach einer Verzögerungszeit von über $810 \mu s$ nach Ausschalten des Lichts bei 243 nm nachgewiesen wurden. Dadurch ist die Geschwindigkeit der zum Signal beitragenden Atome auf maximal 205 m/s begrenzt. Man erkennt deutlich

5.4. ATOMINTERFEROMETER

zwei Resonanzen, deren Abstand und Breite über den Doppler-Effekt Rückschlüsse auf die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl zulassen. Der rotverschobene Einbruch stammt von den direkt eingestrahnten Pulsen, die antikollinear zum Atomstrahl verlaufen, der blauverschobene von den am Einkoppelspiegel rückreflektierten Pulsen, die kollinear zum Atomstrahl verlaufen. Der Unterschied in der Signalabnahme ist auf die unterschiedlichen Modengrößen zurückzuführen, und darauf, daß die Reflexion am dielektrischen Einkoppelspiegel bei 371 nm nur unvollständig ist. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der Anpassung zweier Lorentz-Kurven an die experimentellen Punkte. Aus dem doppelten Frequenzabstand der beiden Resonanzen von $2\nu_D = 600$ MHz errechnet sich die mittlere Geschwindigkeit der zum Signal beitragenden Atome über $\nu_D = kv_m$ zu $v_m = 111$ m/s, wobei k der Betrag des Wellenvektors bei 371 nm darstellt. Analog erhält man aus der Doppler-Breite $\Delta\nu_D = 225$ MHz einer Resonanz die Breite der für eine Verzögerung von $810 \mu s$ maßgeblichen Geschwindigkeitsverteilung von $\Delta v = 83$ m/s. Vergleicht man diese Werte mit denen, die sich aus dem Linienformmodell ergeben (siehe Abbildung 6.11 in [Hub97]), so ergibt sich eine äußerst gute Übereinstimmung. Wiederum ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit der nach einer Verzögerung τ nachgewiesenen Atome etwa zu der Hälfte der maximalen Geschwindigkeit $v_{max} = D/\tau^3$. Dies ist ein unabhängiger Beweis für die Zuverlässigkeit des von A. Huber entwickelten Modells für die Linienform des $1S$ - $2S$ Übergangs, wie sie in unserer Atomstrahlapparatur beobachtet wird. Außerdem wird dadurch das Verständnis wichtiger Atomstrahlparameter belegt, die für zukünftige Präzisionsmessungen von Bedeutung sind.

Nachdem nun mit der Beobachtung der $2S$ - $15P$ Resonanz erste Erfahrungen gesammelt wurden, ist der nächste Schritt auf dem Weg zur Messung der Feinstrukturkonstante der Aufbau eines ersten einfachen Interferometers mit Wasserstoffatomen. Damit

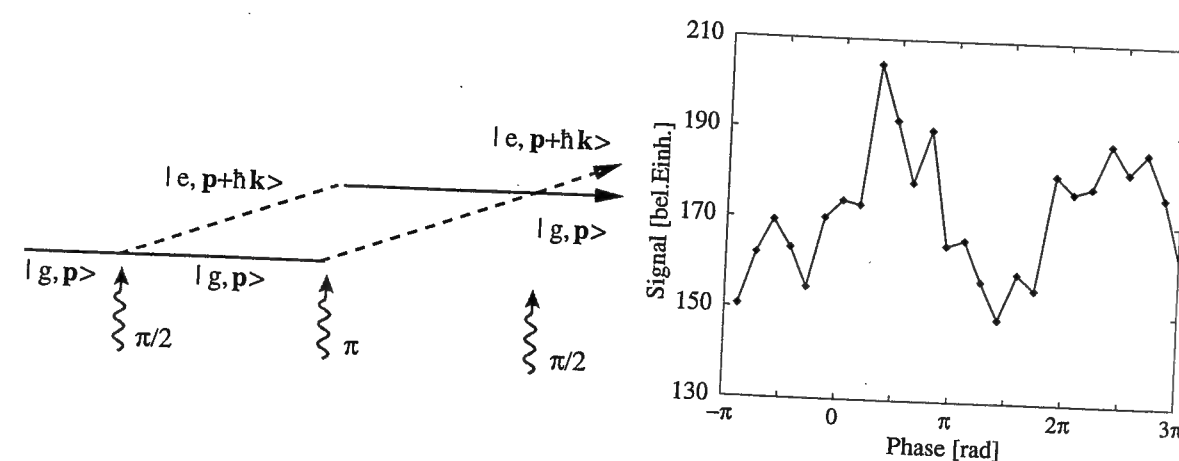


Abbildung 5.15: Rückstoßdiagramm des realisierten Interferometers mit Wasserstoff-Materiewellen und $15P$ - $1S$ Fluoreszenzsignal als Funktion der Phase des letzten Pulses.

³ D steht für den Abstand zwischen Düse und Detektor.

soll die Realisierbarkeit eines Atominterferometers an unserem Wasserstoff-Atomstrahl unter Beweis gestellt werden. Dies gelang mit Hilfe einer 3-Pulssequenz, wie sie auch von Photonenecho-Experimenten bekannt ist, bestehend aus einem $\pi/2$ Puls, der die Wellenpakete aufspaltet, einem π Puls, der als Umlenker dient, und einem weiteren $\pi/2$ Puls, der die beiden Wege schließt. Beobachtet man die Fluoreszenz nach dem letzten Puls als Funktion dessen Phase, erkennt man die Signatur einer sinusförmigen Modulation (Abbildung 5.15). Der geringe Kontrast ist auf die kurze Lebensdauer des angeregten P -Zustands und auf die Tatsache zurückzuführen, daß die Pulse geschwindigkeitselektiv wirken und so bei einer bestimmten Pulsleistung die π - beziehungsweise $\pi/2$ -Puls Bedingung nur für eine enge Geschwindigkeitsklasse erfüllt ist. Trotzdem zeigt das beobachtete Signal, daß es mit unserem Aufbau gelungen ist, ein Wasserstoff-Atominterferometer zu realisieren. Das Problem der Lebensdauer spielt für den endgültigen Aufbau nur noch eine untergeordnete Rolle, da dann mit Pulspaaren gearbeitet werden soll, die die Übergänge $2S \rightarrow 15P \rightarrow 2S$ involvieren. Die Atome verbringen dann somit nur noch eine sehr kurze Zeit im oberen P -Zustand.

Kapitel 6

Doppelresonante Spektroskopie

Die Lamb-Verschiebung des $1S$ -Grundzustandes läßt sich im Gegensatz zur $2S$ -Lamb-Verschiebung nicht direkt mit Hilfe der Mikrowellenspektroskopie messen, da es keinen benachbarten P -Zustand gibt. Wie in Kapitel 4.2 angeführt, kann man aus der Kenntnis der Absolutfrequenzen der optischen $1S-2S$ und $2S-8D$ Übergänge neben einem Wert für die Rydbergkonstante auch einen für die $1S$ -Lamb-Verschiebung berechnen. Eine davon unabhängige Bestimmung der $1S$ -Lamb-Verschiebung erlaubt der Vergleich zwischen einem Viertel der $1S-2S$ und der $2S-4S$ Übergangsfrequenz. Bei einer solchen Differenzbildung fallen sämtliche Terme der Energieniveaus heraus, die quadratisch mit der Hauptquantenzahl skalieren (Dirac-Energien). Übrig bleibt allein eine Kombination der Lamb-Verschiebungen der beteiligten Niveaus, von denen die $1S$ -Lamb-Verschiebung die wichtigste Rolle spielt. Eine präzisere Bestimmung dieser würde einerseits zur weiteren Klärung der Problematik um den Proton-Ladungsradius führen und andererseits zusammen mit der genau bekannten Absolutfrequenz des $1S-2S$ Übergangs einen deutlich verbesserten Wert für die Rydbergkonstante liefern. Sobald der Proton-Ladungsradius genau bekannt ist¹, ermöglicht der Vergleich zwischen dem experimentellen und dem theoretischen Wert der $1S$ -Lamb-Verschiebung einen präzisen Test der Quantenelektrodynamik an einem gebundenen System.

In der Vergangenheit wurde eine Messung der Differenzfrequenz $1/4 f_{1S2S} - f_{2S4S}$ schon einmal erfolgreich durchgeführt [Wei94]. Die beiden Wasserstoff-Übergänge wurden damals in zwei getrennten Apparaturen beobachtet. Hier werden einige Vorversuche und erste Ergebnisse präsentiert, bei denen sowohl der $1S-2S$ als auch der $2S-4S$ Übergang an ein und demselben Atomstrahl angeregt wird. Der wichtigste systematische Effekt, der die erreichbare Genauigkeit begrenzt, ist die dynamische Stark-Verschiebung verursacht durch das infrarote Licht, das zum Treiben der $2S-4S$ Zweiphotonen-Resonanz notwendig ist. Dieser Zweiphotonen-Übergang wurde im Vorgängerexperiment an einem heißen Strahl von metastabilen $2S$ -Atomen beobachtet, die durch Elektronenbeschuß aus einer Glühkathode erzeugt wurden. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit

¹Ein Experiment zur genauen Messung des Proton-Ladungsradius an myonischem Wasserstoff ist am Paul Scherrer Institut (PSI) in Vorbereitung [Taq98].

der Atome im Strahl war die Wechselwirkungszeit mit dem Anregungslicht entsprechend kurz und es konnte nur bei relativ hohen Laserleistungen gemessen werden, um ein gutes Signal zu erhalten. Außerdem gab es bedingt durch die hell leuchtende Glühkatode eine hohe Untergrundzählrate. Mit dem neuen weiter unten beschriebenen Versuchsaufbau, bei dem der $2S-4S$ Übergang an dem kalten Atomstrahl untersucht wird, dessen Atome in einem ersten Schritt über die $1S-2S$ Zweiphotonen-Resonanz optisch in den metastabilen $2S$ -Zustand befördert werden, hofft man, auch bei geringerer IR-Leistung ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten. Aufgrund der dadurch verbesserten Systematik sollte eine Steigerung der Meßgenauigkeit möglich sein.

6.1 Versuchsaufbau

An dieser Stelle wird der doppelresonante Versuchsaufbau beschrieben, mit dem sich sowohl der $1S-2S$ als auch der $2S-4S$ Übergang in atomarem Wasserstoff an demselben Atomstrahl beobachten läßt. In Abbildung 6.1 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Neben dem in Kapitel 3 ausführlicher beschriebenen Lasersystem zur Erzeugung der UV-Strahlung bei 243 nm, die zur Doppler-freien Zweiphotonen-Anregung des $1S-2S$ Übergangs dient, ist ein zweites System zur Erzeugung von IR-Strahlung bei 972 nm notwendig, um den Doppler-freien $2S-4S$ Zweiphotonen-Übergang zu treiben. Dabei handelt es sich um einen Titan-Saphir Laser, der bei einer Pumpleistung von 13,5 W eines Argonionen-Lasers eine Ausgangsleistung von etwa 1,3 Watt bei 972 nm liefert. Auch dieser wird in ähnlicher Weise wie der Farbstofflaser auf einen externen Referenzresonator stabilisiert, um Driften sowie die Linienbreite des emittierten Lichts gering zu halten. Letzteres ist jedoch lange nicht so kritisch, da die natürliche Linienbreite des $2S-4S$ Übergangs 690 kHz beträgt und damit um fast sechs Größenordnungen über der des $1S-2S$ Übergangs liegt. Langsame Frequenzfluktuationen und Driften werden mit Hilfe eines Piezospiegels unterdrückt, der Teil des Laserrings ist. Schnelle Frequenzänderungen werden mittels eines akusto-optischen Modulators kompensiert, der sich außerhalb des Laserresonators befindet. Eine detaillierte Beschreibung dieses Laseraufbaus ist [Wei92] zu entnehmen.

Zum Vergleich der beiden Übergangsfrequenzen wird die etwa 4,8 GHz betragende Schwebungsfrequenz zwischen einem Viertel der $1S-2S$ Frequenz und der vollen $2S-4S$ Frequenz beobachtet. Erstere entspricht genau der Frequenz des Farbstofflasers wohingegen letztere durch Frequenzverdopplung des Titan-Saphir Lasers erzeugt wird. Dafür werden etwa 100 mW IR-Licht durch einen KNbO_3 -Kristall geschickt, der auf $-19,6^\circ \text{C}$ gekühlt wird, um die Phasenanpassungsbedingung zu erfüllen. Die so erhaltenen wenigen μW an blauem Licht werden fokussiert und mit einem ebenfalls fokussiertem Farbstofflaserstrahl von einigen mW Leistung auf einer schnellen Photodiode überlagert. Es handelt sich dabei um eine Avalanche Photodiode (APD), die mit einer Spannung von 120 V vorgespannt wird und deren sehr kleine aktive Fläche dafür sorgt, daß das im Mikrowellenbereich liegende Schwebungssignal nachgewiesen werden kann.

6.1. VERSUCHSAUFBAU

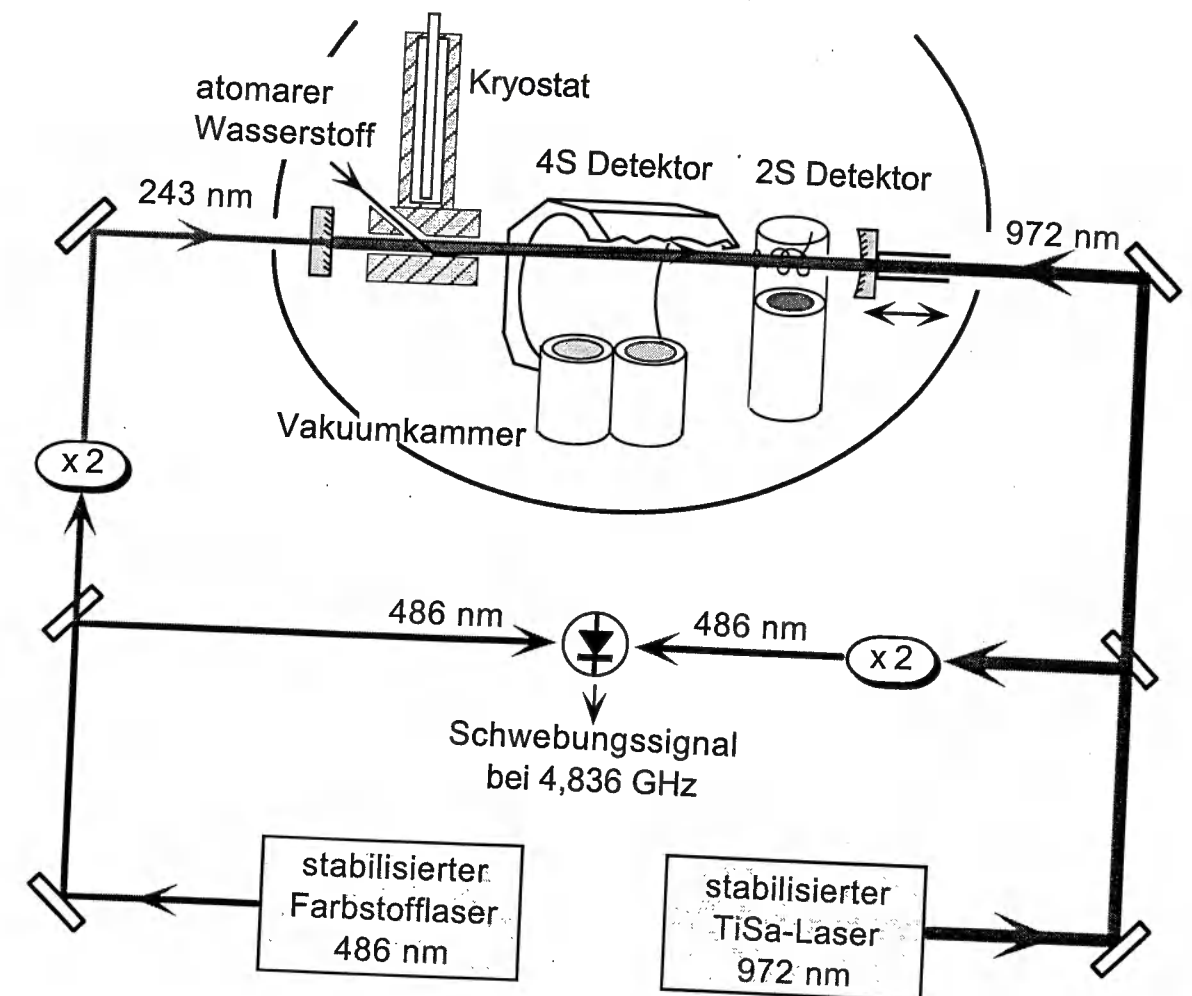


Abbildung 6.1: Versuchsaufbau zur doppelresonanten Messung des $1S-2S$ und des $2S-4S$ Zweiphotonen-Übergangs in atomarem Wasserstoff an demselben Atomstrahl.

Dieses wird dann mittels zweier rauscharmer Mikrowellenverstärker um mehr als 40 dB verstärkt, bevor ein Teil des Signals mit Hilfe eines Spektrum-Analysators beobachtet wird. Das restliche Signal wird auf eine Frequenz nahe 10 MHz heruntergemischt, durch einen 500 kHz breiten Bandpaß gefiltert und mittels eines Zählers gemessen. Die Summe aus der so erhaltenen Frequenz und der Frequenz des Lokaloszillators, der den Mischer treibt, ergibt die gesuchte Schwebungsfrequenz, die dann als x-Achse für die aufgenommenen Spektren dient.

Die Atomstrahl-Apparatur entspricht weitgehend dem in Kapitel 3 beschriebenen Aufbau. Anstelle des einfachen Drahtkäfigs umgibt jetzt ein Parabolspiegel die Wechselwirkungszone, der die in der Wechselwirkungszone entstehende blaue Fluoreszenz bei 486 nm, die beim Zerfall des $4S$ -Zustandes in den $2P$ -Zustand ausgesandt wird, auf ein Detektorpaar abbildet. Zum Nachweis der Fluoreszenz dienen zwei Photonenvervielfa-

cher vor denen sich ein Farbfilter befindet, um die Untergrundzählrate aufgrund von Streulicht zu unterdrücken. Die Spiegel, die den Überhöhungsresonator für das UV-Licht bei 243 nm bilden, sind gleichzeitig auch für IR-Licht bei 972 nm beschichtet. Dabei dient der plane UV-Einkoppelspiegel (Reflektivität: 98% bei 243 nm) gleichzeitig als IR-Hochreflektor (Transmission: 200–300 ppm bei 972 nm) und der gekrümmte UV-Hochreflektor (Reflektivität: 99.5% bei 243 nm, Krümmungsradius: -1 m) als IR-Einkoppelspiegel (Reflektivität: 99% bei 972 nm). Die Herstellung solcher Spiegel ist noch einmal deutlich schwieriger als die der allein für ultraviolettes Licht beschichteten Spiegel², da geringste Welligkeiten in den reflektierenden Schichten aufgrund deren Dicke zu hohen Streuverlusten im UV führen. Die Finesse des doppelresonanten Überhöhungsresonators beträgt etwa 60 für das UV und ungefähr 500 im Infraroten. Die Länge des Resonators läßt sich mit Hilfe eines piezogetriebenen „Inchworm“-Translators soweit verstellen, bis sie sowohl ein ganzzahliges Vielfaches der UV- als auch der IR-Wellenlänge beträgt. Die so bestimmte Länge wird mittels eines Piezospiegels stabilisiert, so daß die Leistung beider Laserstrahlen resonant überhöht wird. Durch diese Art des Aufbaus ist die Überlappung zwischen den beiden Stehwellen optimal: die UV-Stehwelle ist perfekt in die IR-Stehwelle eingebettet. Damit der Resonator auch während der Messung beim Durchstimmen der IR-Laserfrequenz um mehrere MHz für beide Wellenlängen resonant bleibt, wird die Resonatorlänge mit dem „Inchworm“ nachgefahren.

6.2 Spektren und Messungen

Bevor die mit dem doppelresonanten Aufbau aufgezeichneten Spektren dargestellt werden, soll der Meßalgorithmus kurz erläutert werden. Als erstes koppelt man allein das UV-Licht in den Überhöhungsresonator ein und stellt die Frequenz des Farbstofflasers auf die 1S–2S Resonanz. Danach wird die Frequenz des Titan-Saphir Lasers auf die der 2S–4S Resonanz gestimmt, so daß die am Spektrumanalysator beobachtete Schwebungsfrequenz 4836,5 MHz beträgt. Als nächstes wird nun auch das IR-Licht in die Kammer eingekoppelt. Die Resonatorlänge wird so eingestellt und stabilisiert, daß beide Lichtfelder überhöht werden. Im nächsten Schritt stimmt man erneut die Frequenz des Farbstofflasers über die 1S–2S Resonanz und beobachtet den Einfluß des gleichzeitig vorhandenen IR-Lichtfeldes. Die in Abbildung 6.2 gezeigten Spektren stellen die Wasserstoff 1S–2S Resonanz ohne IR-Licht, bei halber IR-Leistung sowie bei voller IR-Leistung dar. Dabei ist die zur IR-Lichtleistung proportionale dynamische Stark-Verschiebung sehr gut zu sehen. Man erkennt auch eine deutliche Verbreiterung der Spektren durch das infrarote Lichtfeld, die auch eine Verringerung der Amplitude zur Folge hat. Bei einer festen IR-Leistung, mit der zunächst weiter gearbeitet werden soll, wird nun die Frequenz des Farbstofflasers auf das Maximum der 1S–2S Resonanz stabilisiert. Dafür wird der Laser zuerst etwas rotverstimmt und die Zählrate unterhalb der Resonanz wird beobachtet. Danach wird der Laser um denselben Betrag blauver-

²Die einzige Firma, die uns halbwegs passable Spiegel dieser Art liefern konnte, ist *Research Electro-Optics* aus Boulder, Colorado.

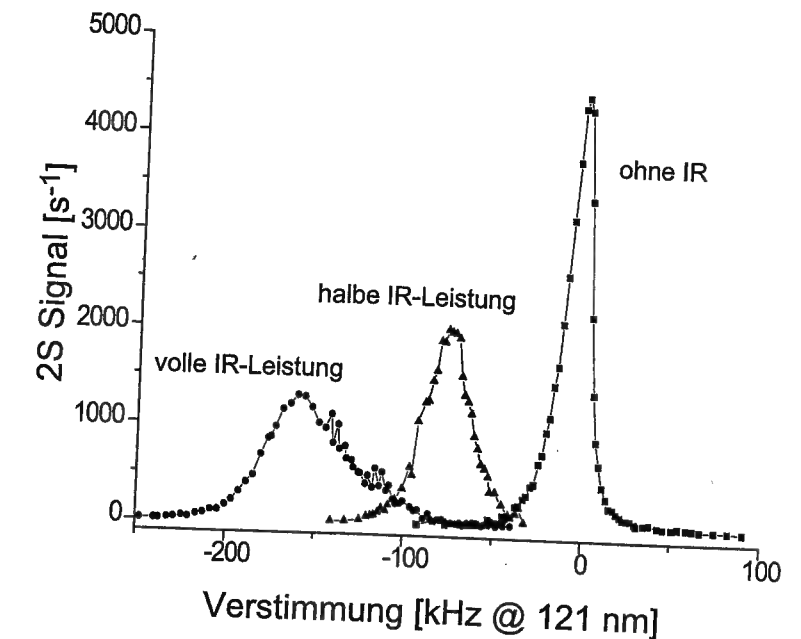


Abbildung 6.2: Der Einfluß der dynamischen Stark-Verschiebung aufgrund von infrarotem Licht bei 972 nm auf das Spektrum der Wasserstoff 1S–2S Zweiphotonen-Resonanz.

stimmt. Die Differenz der unter- und oberhalb der Resonanz registrierten Zählraten dient als Fehlersignal für ein im Meßprogramm enthaltenes Unterprogramm, mit dem die Frequenz des Farbstofflasers nachgeregelt wird.

Nun, da alle vorbereitenden Schritte beendet sind, stimmt man die Frequenz des Titan-Saphir Lasers durch und beobachtet das 4S-Fluoreszenzsignal. In dem in Abbildung 6.3 dargestellten Spektrum ist dieses als Funktion der Schwebungsfrequenz aufgetragen. Von der gesamten Zählrate wird der Untergrund abgezogen und das verbleibende Signal wird durch die zur Anzahl der metastabilen Atome proportionale 2S-Zählrate geteilt. Damit werden durch technisches Rauschen bedingte Schwankungen in der Population der 2S-Atome korrigiert. Die durchgezogene Linie ist eine an die Meßpunkte angepaßte Lorentz-Kurve. Deren Maximum liegt bei 4836,72 MHz und ist damit um etwa 0,5 MHz aufgrund des dynamischen Stark-Effektes verschoben. Die Linienbreite beträgt 1,2 MHz und liegt damit deutlich oberhalb der natürlichen Linienbreite. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis ist, obwohl nicht schlecht, so doch verbesserungswürdig, insbesondere, wenn man die effektive Meßzeit von etwa 15 Minuten und die relativ hohe IR-Leistung bedenkt. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis wird derzeit hauptsächlich durch die hohe Untergrundzählrate limitiert, welche von UV-Licht hervorgerufen wird, das in den Spiegelschichten in sichtbares Licht konvertiert und dann gestreut wird. Zukünftig sollte sich das Streulicht einerseits durch Einsatz dickerer Farbfilter vor dem Fluoreszenzdetektor und andererseits durch Verwendung einer Reihe von Blenden auf der Strahlachse deutlich reduzieren lassen.

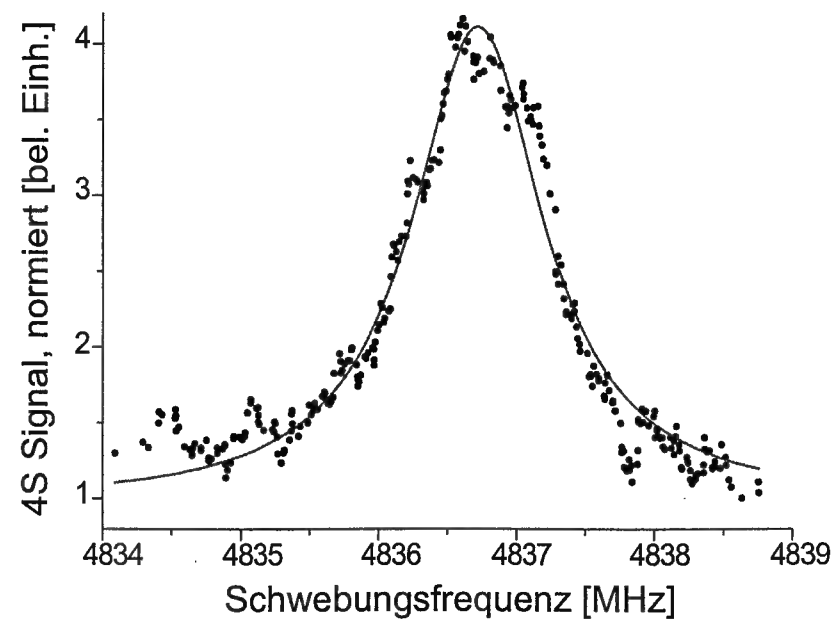


Abbildung 6.3: Doppelresonant aufgezeichnetes Spektrum der Wasserstoff 2S-4S Resonanz als Funktion der Schwebungsfrequenz.

Obwohl es recht früh klar war, daß eine genauere Messung der Schwebungsfrequenz verglichen mit dem alten Wert aus [Wei94] mit dem derzeitigen Signal-zu-Rausch Verhältnis nicht zu erwarten ist, wurden trotzdem eine Anzahl von Spektren bei verschiedenen IR-Leistungen aufgezeichnet und ausgewertet. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Aufgetragen ist die aus einzelnen Spektren ermittelte Schwebungsfrequenz gegen die jeweilige mittlere IR-Leistung. Die Meßpunkte liegen alle sehr gut auf einer Geraden. Der Wert der Schwebungsfrequenz, der sich aus einer linearen Extrapolation zu Null IR-Leistung ergibt, beträgt

$$1/4f_{1S2S} - f_{2S4S} = 4836,300(17) \text{ MHz.} \quad (6.1)$$

Vergleicht man diesen Wert mit $4836,178(10) \text{ MHz}^3$, so stellt man eine deutliche Diskrepanz von 122 kHz bei einem kombinierten statistischen Fehler von 20 kHz fest. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich darin, daß das einfache Auswertungsverfahren der linearen Extrapolation der Linienmitten hier nicht zulässig ist. Wie für den früheren Aufbau durchgeführte Rechnungen zeigen [Wei95, Gar90], findet bei hohen IR-Leistungen eine Sättigung der dynamischen Stark-Verschiebung statt, so daß die bei hohen Leistungen aufgenommenen Spektren weniger als erwartet verschoben sind. Das liegt daran, daß Atome die im Zentrum der IR-Mode angeregt werden und somit eine starke AC-Stark-Verschiebung erfahren, bei hohen Leistungen nicht mehr ihrem

³Dieser Wert ergibt sich aus der in Tabelle V [Wei95] angegebenen mittleren Schwebungsfrequenz zu der die ebendort aufgeführten Korrekturen aufgrund der Doppler-Verschiebung zweiter Ordnung addiert wurden. Der relativistische Doppler-Effekt führt beim doppelresonanten Aufbau zu keiner systematischen Verschiebung, da hier beide Übergänge an denselben Atomen beobachtet werden.

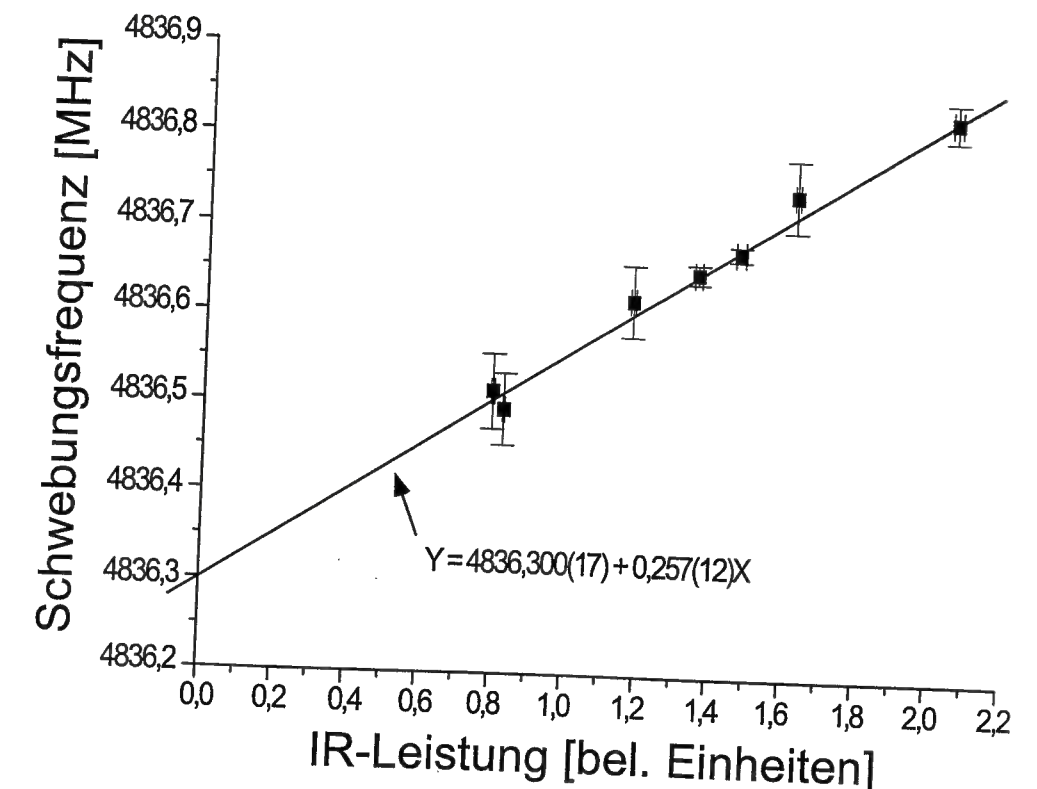


Abbildung 6.4: Schwebungsfrequenz als Funktion der IR-Leistung.

Anteil entsprechend zum Signal beitragen, da ein wesentlicher Teil dieser Atome optisch in den 1S-Grundzustand gepumpt werden. Das führt zu einer leicht asymmetrischen Linienform, wobei die Verschiebung der Linienmitte überproportional durch Atome bestimmt ist, die am Rande der IR-Mode eine geringere IR-Leistung erfahren.

Angestrebt wird eine Messung der unverschobenen Schwebungsfrequenz mit einer Unsicherheit von wenigen kHz. Um dies zu erreichen müssen einerseits Spektren bei deutlich geringeren IR-Leistungen aufgenommen werden, was bei einer Reduktion der Untergrundzählrate möglich sein sollte. Andererseits muß das für die 1S-2S Resonanz vorhandene Linienformmodell für die doppelresonante Anregung weiterentwickelt werden, um so eine verbesserte Auswertung durch Anpassung des theoretischen Modells an die gemessenen Spektren zu ermöglichen.

Kapitel 7

Ausblick

Diese Arbeit versteht sich als Teil eines langfristigen Projektes das hohe Potential zu nutzen, das der atomare Wasserstoff für die Präzisionsspektroskopie bietet. Entsprechend bauen die hier präsentierten Fortschritte auf einer Reihe von früheren Arbeiten auf und bilden gleichzeitig die Voraussetzung für weitere Messungen.

Die mit der derzeitigen Technik auf Seite der Spektroskopie erreichbare Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-14}$ in der Bestimmung der Linienmitte der $1S-2S$ Resonanz bildet die Grundlage für eine weitere Steigerung in der Genauigkeit der Absolutfrequenzmessung. Dazu ist auf Seite der Frequenzkette ein verbesserter Frequenzstandard nötig. Zur Zeit wird an einem neuen Aufbau der Kette gearbeitet, der vollständig auf sekundäre Frequenzstandards verzichtet und mit der ein direkter Vergleich zwischen der Wasserstoff $1S-2S$ Resonanz und dem Uhrenübergang in Cäsium möglich ist. Damit wird die nächste, genauere Messung der Wasserstoff $1S-2S$ Absolutfrequenz in naher Zukunft realisierbar sein.

Die mit Hilfe der Ramsey-Spektroskopie an dem kalten Wasserstoff-Atomstrahl erreichbare Auflösung ist sicherlich noch nicht ausgeschöpft. Für eine weitere Steigerung der Auflösung muß die Anzahl der langsamen Atome, die den Detektor erreichen, erhöht werden. Durch den Einsatz einer differentiell gepumpten Kammer, in der sich ein besserer Hintergrundgasdruck erreichen ließe, können Verluste durch Stöße mit dem Restgas minimiert werden. Eine weitere Möglichkeit das Signal langsamer Atome zu steigern, besteht in einer Fokussierung des Atomstrahls mittels magnetischer Linsen. Erste Versuche dazu sind bereits im Gange. Eines der Fernziele in den Bemühungen die Auflösung zu erhöhen, liegt in dem Bau eines Frequenzstandards, der auf dem Wasserstoff $1S-2S$ Übergang basiert. Die Genauigkeit einer solchen optischen Uhr könnte im Bereich von 10^{-16} liegen.

Eines der längerfristigen, aber potentiell sehr lohnenden Projekte, ist die Messung der Feinstrukturkonstante mittels eines Wasserstoff-Atominterferometers. Sicherlich sind mit der hier vorgestellten Ramsey-Spektroskopie und der von Tilman Heupel aufgebauten Apparatur zur Erzeugung phasenkohärenter intensiver Laserpulse die Grund-

bestandteile dafür vorhanden. Es bleiben jedoch einige technisch schwierige Details, die noch gelöst werden müssen.

Trotz der experimentellen Schwierigkeiten, die mit dem doppelresonanten Experiment zur Messung der $1S$ -Lamb-Verschiebung verbunden sind, erscheint es dennoch lohnend dieses weiter zu verfolgen. Es ist das einzige uns bekannte Experiment, in dem an demselben Atom gleichzeitig zwei Zweiphotonen-Übergänge getrieben werden. Mit einer besseren Unterdrückung des an den Spiegeln gestreuten UV-Lichts wird zukünftig eine Erhöhung der Meßgenauigkeit erwartet. Ein neuer Wert für die $1S$ -Lamb-Verschiebung würde zu einem noch präziseren Wert der Rydberg-Konstante führen. Mit einem genaueren Wert für den Proton-Ladungsradius ermöglicht der Vergleich zwischen dem experimentellen und dem theoretischen Wert der $1S$ -Lamb-Verschiebung einen Test der Quantenelektrodynamik am gebundenen System.

Auch zwei weitergehende Fragestellungen, die tief in das heutige physikalische Weltbild blicken lassen, können in Zukunft anhand des $1S$ - $2S$ Übergangs untersucht werden. Am europäischen Beschleunigerlabor CERN in Genf ist ein Experiment zur Erzeugung von Antiwasserstoff in Vorbereitung. Mit dem Vergleich der Übergangsfrequenzen zwischen Wasserstoff und Antiwasserstoff läßt sich an einem gebundenen System die Invarianz unter einer CPT-Transformation testen. Wiederholte Messungen der Absolutfrequenz entsprechen einem Vergleich zweier verschiedener Uhren, die einen elektronischen beziehungsweise einen Hyperfeinübergang als Pendel benutzen. Damit ließe sich eine mögliche zeitliche Variation der Naturkonstanten aufspüren.

Literaturverzeichnis

- [Bag97] S. N. Bagayev, A. K. Dimitriyev und P. V. Pokasov, *Laser Physics* **7**, 989 (1997).
- [Bak76] Ye. Baklanov, V.P. Chebotayev und B.Ya Dubetsky, *Appl. Phys.* **11**, 201 (1976).
- [Bak76a] Ye. Baklanov, B.Ya Dubetsky und V.P. Chebotayev, *Appl. Phys.* **9**, 171 (1976).
- [Bar70] R. Barbieri, J. A. Mignaco und E. Remiddi, *Nuovo Cim. Lett.* **3**, 588 (1970);
B. E. Lautrup, A. Peterman und E. de Rafael, *Phys. Lett. B* **31**, 577 (1994).
- [Bea86] R. G. Beausoleil und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **33**, 1661 (1986).
- [Bea86a] R. G. Beausoleil, Dissertation, Stanford-University USA 1986.
- [Bea89] R. G. Beausoleil, D. H. McIntyre, C. J. Foot, E. A. Hildum, B. Coulliaud und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **39**, 4591 (1989).
- [Bea97] D. de Beauvoir, F. Nez, L. Julien, B. Cagnac, F. Biraben, D. Touahri, L. Hilico, O. Acef, A. Clairon und J.J. Zondy, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 440 (1997).
- [Ber94] J. C. Berquist, W. M. Itano und D. J. Wineland, in *Frontiers in Laser Spectroscopy*, T. W. Hänsch und M. Inguscio (Herausgeber), North Holland, Amsterdam 1994.
- [Ber97] P. R. Berman (Herausgeber), *Atom Interferometry*, Academic Press, San Diego 1997.
- [Bet77] H. A. Bethe und E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Plenum, New York 1977.
- [Bor94] Ch. J. Bordé, M. Weitz und T. W. Hänsch in *Laser Spectroscopy XI*, L. Bloomfield, T. Gallagher und D. Larson (Herausgeber), American Institute of Physics, New York 1994, 76–78.

- [Bor97] Ch. J. Bordé in *Atom Interferometry*, P. R. Berman (Herausgeber), Academic Press, San Diego 1997, 257–292. Siehe dazu auch den Beitrag von W. Ertmer ebenda.
- [Buc96] A. J. Buchmann, H. Henning und P. Sauer, *Few-Body Systems* **21**, 149 (1996).
- [Car91] O. Carnal und J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991).
- [Coh87] E. R. Cohen und B. N. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1121 (1987).
- [Dre84] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley und H. Ward, *Appl. Phys. B* **33**, 97 (1984).
- [Eid95] M. Eides und V. Shelyuto, *Phys. Rev. A* **52**, 954 (1995) und Referenzen darin.
- [Fri97] J. L. Friar und G. L. Payne, *Phys. Rev. A* **56**, 5137 (1997).
- [Fri97a] J. L. Friar, J. Martell und D. W. Sprung, *Phys. Rev. A* **56**, 4579 (1997).
- [Fri97b] J. L. Friar und G. L. Payne, *Phys. Rev. C* **56**, 619 (1997).
- [Fri98] D. G. Fried, Th. C. Killian, L. Willman, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner und Th. J. Greytak, bei *Phys. Rev. Lett.* eingereicht, (1998).
- [Gal91] *Channeltron® electron multiplier handbook for mass spectrometry applications*, Galileo Electro-Optics Corporation, Sturbridge MA (1991).
- [Gar90] J. C. Garreau, M. Allegrini, L. Julien und F. Biraben, *J. Phys. France* **51**, 2263, 2275 sowie 2293 (1990).
- [Gen75] R. Gengenbach, Ch. Hahn und J. P. Toennis, *J. Chem. Phys.* **62**, 3620 (1975).
- [Gis90] E. A. Gislason und M. Sizun, *J. Chem. Phys.* **93**, 2496 (1990).
- [Gro98] B. Gross, A. Huber, M. Niering, M. Weitz und T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **44**, 186 (1998).
- [Hae77] T. W. Hänsch, in *Laser Spectroscopy III*, J. L. Hall und J. L. Carlsten (Herausgeber), Springer-Verlag, Berlin 1977, 149–153.
- [Han63] L. Hand, D. I. Miller und R. Wilson, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 335 (1963).
- [Hae75] T. W. Hänsch, S. A. Lee, R. Wallenstein und C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 307 (1975).
- [Hae80] T. W. Hänsch und B. Couillaud, *Opt. Commun.* **35**, 441 (1980).
- [Heu97] T. Heupel, M. Weitz und T. W. Hänsch, *Opt. Lett.* **22**, 1719 (1997).

- [Heu98] T. Heupel, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1998.
- [Hol84] L. Hollberg und J. L. Hall, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 230 (1984).
- [Hub97] A. Huber, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1997.
- [Hub98] A. Huber, Th. Udem, B. Gross, J. Reichert, M. Kourogi, M. Weitz und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 468 (1998).
- [Hub98a] A. Huber, B. Gross, M. Weitz und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **58**, R2631 (1998).
- [Hub98b] A. Huber, B. Gross, M. Weitz und T. W. Hänsch, bei *Phys. Rev. A* eingereicht (1998).
- [Kar93] S. G. Karshenboim, *JETP* **76**, 541 (1993).
- [Kar95] S. G. Karshenboim, *J. Phys. B* **28**, L77 (1995).
- [Kar98] S. G. Karshenboim, MPQ-Bericht 230, Max-Planck-Institut für Quantenoptik 1998.
- [Kar98a] S. G. Karshenboim, private Mitteilung.
- [Kas91] M. Kasevich und S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [Kei91] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette und D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991).
- [Kil98] Th. C. Killian, D. G. Fried, L. Willman, D. Landhuis, S. C. Moss, Th. J. Greytak und D. Kleppner, bei *Phys. Rev. Lett.* eingereicht, (1998).
- [Kin90] T. Kinoshita (Herausgeber), *Quantum Electrodynamics*, World Scientific, Singapore 1990.
- [Kop95] S. Kopecky, P. Riehs, J. A. Harvey und N. W. Hill, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4728 (1995).
- [Kou95] M. Kourogi, B. Widiyatomo, Y. Takeuchi und M. Ohtsu, *IEEE J. Quant. Electron.* **31**, 2120 (1995).
- [Lam47] W. E. Lamb und R. C. Retherford, *Phys. Rev.* **72**, 241 (1947).
- [Lee79] S. A. Lee, J. Helmcke und J. L. Hall, in *Laser Spectroscopy IV*, H. Walther und K. W. Rothe (Herausgeber), Springer-Verlag, Berlin 1979, 130–141.
- [Lei95] D. Leibfried, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1995.

- [Let77] V. S. Letokhov und V. P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer-Verlag, Berlin 1977.
- [Mal98] S. Mallampalli und J. Sapirstein, Phys. Rev. Lett. **80**, 5297 (1998).
- [Mar54] L. Marton, J. A. Simpson und J. A. Sudeth, Phys. Rev. **90**, 490 (1954).
- [Mer96] P. Mergell, U. G. Meissner und D. Drechsel, Nucl. Phys. A **596**, 367 (1996).
- [McI90] D. H. McIntyre, W. M. Fairbank, S. A. Lee, T. W. Hänsch und E. Riis, Phys. Rev. A **41**, 4632 (1990).
- [Mic87] A. A. Michelson und E. W. Morley, Phil. Mag. **24**, 463 (1887).
- [Naf47] J. E. Nafe, E. B. Nelson und I. I. Rabi, Phys. Rev. **71**, 914 (1947).
- [Pac93] K. Pachucki, Phys. Rev. A **48**, 120 (1993).
- [Pac94] K. Pachucki, Phys. Rev. Lett. **72**, 3154 (1994).
- [Pac95] K. Pachucki und H. Grotch, Phys. Rev. A **51**, 1854 (1995).
- [Pac95a] K. Pachucki, Phys. Rev. A **52**, 1079 (1995).
- [Pac96] K. Pachucki, D. Leibfried, M. Weitz, A. Huber, W. König und T. W. Hänsch, J. Phys. B **29**, 177 (1996).
- [Pre95] M. Prevedelli, T. Freearge und T. W. Hänsch, Appl. Phys. B **60**, S241 (1995).
- [Rab39] I. I. Rabi, S. Millman, P. Kush und J. R. Zacharias, Phys. Rev. **55**, 526 (1939).
- [Ram58] N. F. Ramsey, Phys. Rev. **106**, 822 (1958).
- [Ram85] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Clarendon, Oxford 1985.
- [Ram89] N. F. Ramsey, in *Nobel Lectures in Physics 1981-1990*, T. Frängsmyr und G. Ekspong (Herausgeber), World Scientific, Singapore 1993, 553-572.
- [Rie91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke und Ch. J. Bordé, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991).
- [Rob75] D. E. Roberts und E. N. Fortson, Opt. Commun. **14**, 332 (1975).
- [Sac62] R. G. Sachs, Phys. Rev. **126**, 2256 (1962).
- [Sal52] E. E. Salpeter, Phys. Rev. **87**, 328 (1952).
- [Sal77] M. M. Salour und C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **38**, 757 (1977).

- [Sal78] M. M. Salour, Rev. Mod. Phys. **50**, 667 (1978).
- [Sal96] C. Salomon, P. Lemonde, P. Laurent, E. Simon, G. Santarelli, A. Clairon, N. Dimarcq, P. Petit, C. Audoin, F. Gonzalez und F. Jamin Changeart, ESA Symposium Proceedings on 'Space Station Utilisation', ESOC, Darmstadt (Dezember 1996).
- [Sch92] F. Schmidt-Kaler, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1992.
- [Sic96] I. Sick und D. Trautmann, Phys. Rev. B **375**, 16 (1996).
- [Sim80] G. G. Simon, C. Schmidt, F. Borkowski und V. H. Walther, Nucl. Phys. A **333**, 381 (1980).
- [Sob92] I. I. Sobelman, *Atomic spectra and radiative transitions*, 2. Aufl., Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1992.
- [Taq98] D. Taquq, Paul Scherrer Institut (PSI), private Mitteilung (1998).
- [Tee77] R. Teets, J. Eckstein und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **38**, 760 (1977).
- [Tel90] H. R. Telle, D. Meschede und T. W. Hänsch, Opt. Lett. **15**, 532 (1990).
- [Ude97] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **79**, 2646 (1997).
- [Ude97a] Th. Udem, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1997.
- [Ude98] Th. Udem, J. Reichert, T. W. Hänsch und M. Kourogi, Opt. Lett. **23**, 1387 (1998).
- [Vas70] L. S. Vasilenko, V. P. Chebotayev, A. V. Shishaev, JETP Lett. **12**, 112 (1970).
- [Wal90] S. P. Walch, J. Chem. Phys. **93**, 2384 (1990).
- [Wei92] M. Weitz, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1992.
- [Wei94] M. Weitz, F. Schmidt-Kaler, A. Huber, D. Leibfried und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **72**, 328 (1994).
- [Wei95] M. Weitz, A. Huber, F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried, W. Vassen, C. Zimmermann, K. Pachucki und T. W. Hänsch, Phys. Rev. A **52**, 2664 (1995).
- [Wei98] M. Weitz, Habilitationsschrift, Ludwig-Maximilians-Universität München 1998.
- [Wol92] S. Wolfram, *Mathematica*, Addison-Wesley, Bonn 1992.

- [Won94] Ch. W. Wong, Int. J. Mod. Phys. **3**, 821 (1994).
 [Zim90] C. Zimmermann, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1990.

Anhang A

Stöße mit dem Hintergrundgas

Das in der Dissertation von A. Huber ausführlich diskutierte Linienform-Modell weist auf eine Unterdrückung langsamer Atome im Wasserstoffstrahl hin¹. Über die Ursache dafür konnte damals nur spekuliert werden. Neuere Erkenntnisse sprechen dafür, daß sehr wahrscheinlich Stöße mit dem Restgas dafür verantwortlich sind. Man beobachtet nämlich immer dann eine Abnahme des Signals von langsamen Atomen, wenn der Druck in der Apparatur steigt, sei es durch eine höhere Düsensatemperatur oder durch ein teilweises Abtauen der Kryo-Pumpe. Da die Atome im Strahl deutlich langsamer sind als die Restgasatome, hängt die mittlere Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen nicht von der Geschwindigkeit ab. Folglich ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Wasserstoffatom auf dem Weg von der Düse zum Detektor einen Stoß erleidet, um so höher, je kleiner seine Geschwindigkeit ist. Somit läßt sich aufgrund der geschwindigkeitsabhängigen freien Weglänge erklären, daß die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß zwischen einem langsamen Atom und dem Restgas von Null verschieden ist, auch wenn die mittlere freie Weglänge mehr als eine Größenordnung über der Länge der Wechselwirkungsregion liegt.

Bei der Berechnung der freien Weglänge der Wasserstoffatome im Strahl spielt der Streuquerschnitt zwischen atomarem Wasserstoff und dem Restgas eine wesentliche Rolle. Die Zusammensetzung des Restgases wurde für verschiedene Temperaturen der Düse mit Hilfe eines Quadrupolmassenspektrometers aufgenommen, wobei jeweils ein Spektrum bei laufender Kryo-Pumpe und eines einige Minuten nach Abschalten derselben aufgezeichnet wurde (Abbildungen A.1 und A.2). Die Restgasatmosphäre enthält im wesentlichen H₂ und N₂ sowie in geringerem Maße O₂ und He. Bei Temperaturen unterhalb von etwa 8 K – abhängig vom Wasserstofffluß – friert der molekulare Wasserstoff an der Düse fest und der Wasserstoff-Partialdruck fällt stark ab. In diesem Fall spielt Stickstoff die größere Rolle. Für höhere Temperaturen überwiegt der Anteil an molekularem Wasserstoff. Wartet man einige Minuten nach Ausschalten der Kryo-Pumpe, so taut ein Teil der am Kryo-Blech festgefrorenen Gase ab, insbesondere

¹Kapitel 6.2 in [Hub97]

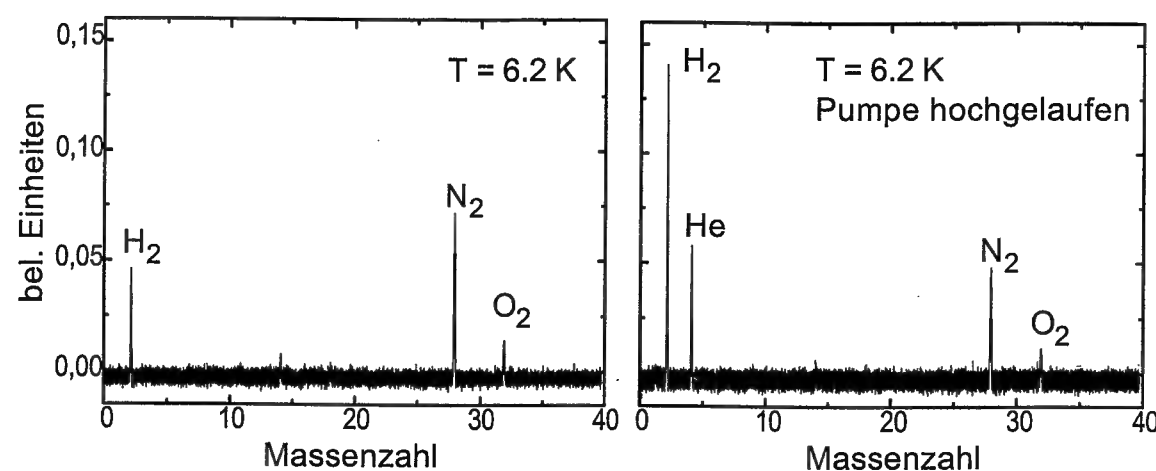


Abbildung A.1: Massenspektrum des Restgases in der Vakuumkammer bei einer Düsentemperatur von 6.2 K. Das linke Spektrum wurde bei eingeschalteter Kryo-Pumpe, das rechte einige Minuten nach Abschalten derselben aufgezeichnet.

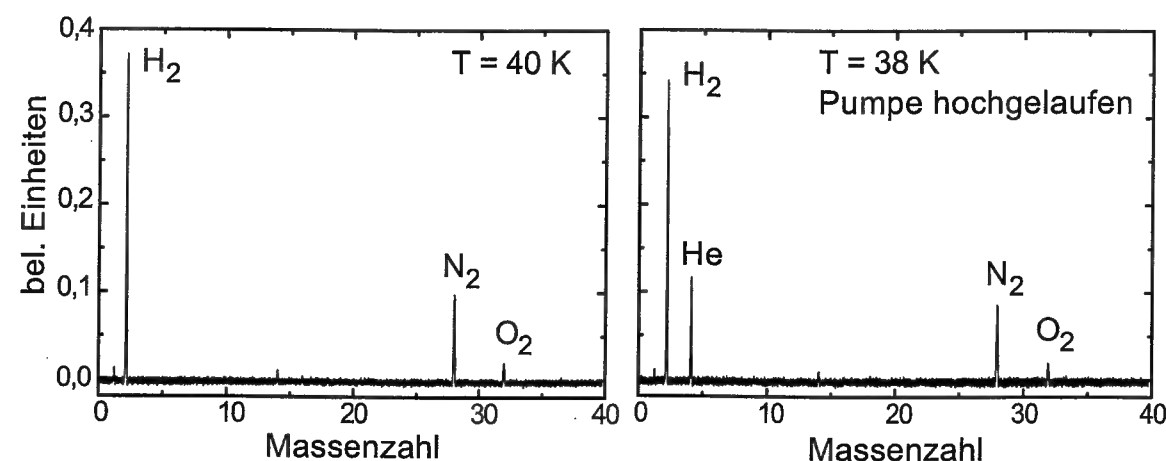


Abbildung A.2: Massenspektrum des Restgases in der Vakuumkammer bei einer Düsentemperatur von 40 K. Das linke Spektrum wurde bei eingeschalteter Kryo-Pumpe, das rechte einige Minuten nach Abschalten derselben aufgezeichnet.

ist in beiden Fällen zusätzlich Helium im Massenspektrum zu erkennen². Trotz einer Vielzahl von Arbeiten, die sich mit der Bestimmung von Streuquerschnitten befaßt haben, gibt es bis heute keine zuverlässig gemessenen Werte bei den hier interessierenden geringen Energien der Stoßpartner. Im einfachsten Modell, aus dem sich der Stoßquerschnitt abschätzen läßt, werden die Atome (Moleküle) als harte Kugeln betrachtet. Dabei erhält man einen Streuquerschnitt, der nur von den Radien der beteiligten Teilchen abhängt, nicht aber von deren Energie. Betrachtet man statt dessen realistischere intermolekulare Potentiale, zum Beispiel indem man ein repulsives Potential der Form $V(r) = C/r^n$, wobei r der interatomare Abstand ist, erkennt man sofort, daß der Streuquerschnitt von den Energien der Stoßpartner abhängt. Im allgemeinen gilt, je höher die Energie (im Schwerpunktsystem) desto geringer ist der Streuquerschnitt. Die in Ta-

Stoßpartner von H	Streuquerschnitt [m ²]
H ₂	$62 \cdot 10^{-20}$
N ₂	$166 \cdot 10^{-20}$
He	$58 \cdot 10^{-20}$

Tabelle A.1: Berechnete Streuquerschnitte für Stöße zwischen atomarem Wasserstoff und dem Restgas ($T = 250$ K, $\theta = 0.5^\circ$).

belle A.1 angegebenen Werte für den Streuquerschnitt zwischen atomarem Wasserstoff einerseits und molekularem Wasserstoff, Stickstoff und Helium andererseits wurden in dieser Weise gemäß [Gis90] berechnet, wobei die Parameter C und n für das jeweilige Potential durch Kurvenanpassung an gemessene beziehungsweise berechnete Molekülpotentiale aus [Gen75] und [Wal90] bestimmt wurden. Dabei wurde angenommen, daß die Schwerpunktsenergie im wesentlichen unabhängig von der Geschwindigkeit der gekühlten Wasserstoffatome im Strahl ist und durch die viel höhere kinetische Energie der Restgasatome bei 250 K bestimmt wird, sowie daß nur Streuwinkel $\theta \geq 0.5^\circ$ für unser Experiment relevant sind. Man beachte, daß sich die angegebenen Werte auf den Grundzustand von atomarem Wasserstoff beziehen. Für den metastabilen 2S-Zustand gibt es leider keine Daten. Man erwartet aufgrund der größeren Ausdehnung der atomaren Wellenfunktion höhere Streuquerschnitte.

Im folgenden ist der Quelltext eines *Mathematica* Programmes wiedergegeben [Wol92], mit dem sich die freie Weglänge der Wasserstoffatome im Strahl als Funktion deren Geschwindigkeit und der Einfluß auf die Geschwindigkeitsverteilung berechnen läßt. Die wesentlichen Formeln wurden dem Buch von Ramsey entnommen [Ram85].

²Dieses spielt jedoch keine wesentliche Rolle für das Experiment, wenn man darauf achtet, daß die Temperaturanzeige des Kryo-Blechs bis maximal auf die Hälfte zwischen den beiden roten Zeigern hochläuft.

```
(* Programm zur Berechnung der freien Weglänge im Atomstrahl *)

(* Parameter Eingabe *)
DuesenT = 6;          (* Temperatur der Duese in Kelvin *)
GasT = 250;           (* Temperatur des Restgases in Kelvin *)
Druck = 1 * 10^-6;     (* Restgasdruck in mBar *)
Streu1 = 62 * 10^-20;  (* Streuquerschnitt zwischen H und H2 in m^2 *)
Streu2 = 166 * 10^-20; (* Streuquerschnitt zwischen H und N2 in m^2 *)
MasseG1 = 2;          (* Masse der Restgasatome (H2) in Einheiten von H *)
MasseG2 = 28;         (* Masse der Restgasatome (N2) in Einheiten von H *)
P1 = 0.5;             (* relativer Anteil von H2 am Restgas *)
P2 = 0.5;             (* relativer Anteil von N2 am Restgas *)
Laenge = 0.2;         (* Abstand Duese - Detektor in m *)

(* Konstanten in SI-Einheiten *)
Boltzmann = 1.3807 * 10^-23;
MasseH = 1.67 * 10^-27;

(* Restgasdichte (Teilchen pro m^3) *)
Dichte = (Druck * 10^2) / (Boltzmann * GasT)

2.89708 * 10^16

(* mittlere Geschwindigkeiten *)

alphaG1 = sqrt(2 * Boltzmann * GasT / (MasseH * MasseG1)) (* Restgas H2 *)
1437.68

alphaG2 = sqrt(2 * Boltzmann * GasT / (MasseH * MasseG2)) (* Restgas N2 *)
384.235

alphaB = sqrt(2 * Boltzmann * DuesenT / MasseH) (* Atomstrahl H *)
314.979

(* Hilfsfunktionen *)
U[x_] := x * Exp[-x^2] + (2 * x^2 + 1) * Integrate[Exp[-y^2], {y, 0, x}]

F[z_] := z^2 * Integrate[(r^5 / U[r]) * Exp[-z * r^2], {r, 0, Inf}]
```

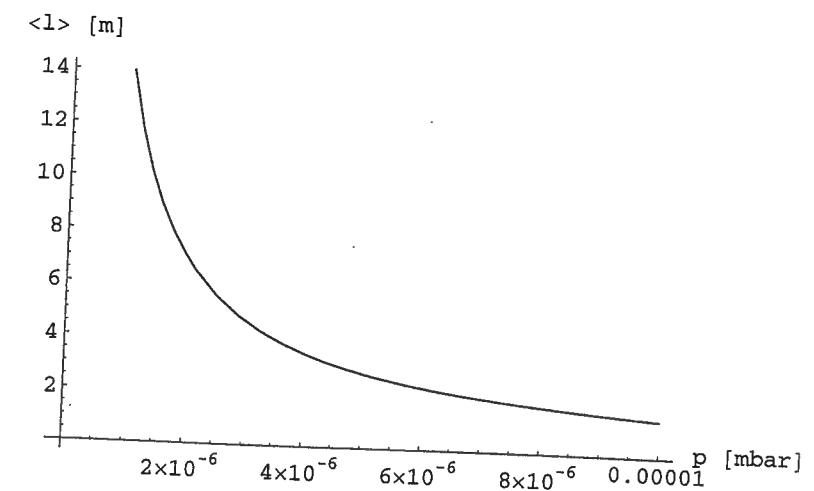
```
(* mittlere freie Weglänge als Funktion des Restgasdrucks *)
```

$$M1[p_] := 2 * \sqrt{\pi} / \left(\frac{\text{Streu1} * P1 * p * 10^2}{\text{Boltzmann} * \text{GasT}} \right) * F\left[\left(\frac{\alpha_{G1}}{\alpha_{B}}\right)^2\right]$$

$$M2[p_] := 2 * \sqrt{\pi} / \left(\frac{\text{Streu2} * P2 * p * 10^2}{\text{Boltzmann} * \text{GasT}} \right) * F\left[\left(\frac{\alpha_{G2}}{\alpha_{B}}\right)^2\right]$$

$$M[p_] := 1 / \left(\frac{1}{M1[p]} + \frac{1}{M2[p]} \right)$$

```
Plot[M[p], {p, 10^-6, 10^-5}, AxesLabel -> {"p [mbar]", "<l> [m]"}]
```



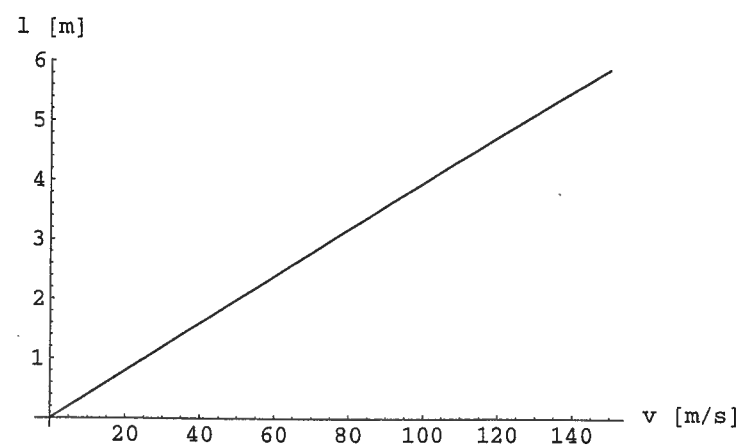
- Graphics -

(* freie Weglänge als Funktion der Geschwindigkeit*)

$L[v_] :=$
 $\frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot}$

$$\frac{v^2}{\alpha G_1^2 \cdot \text{Dichte} \cdot P_1 \cdot \text{Streu1} \cdot U\left[\frac{v}{\alpha G_1}\right] + \alpha G_2^2 \cdot \text{Dichte} \cdot P_2 \cdot \text{Streu2} \cdot U\left[\frac{v}{\alpha G_2}\right]}$$

Plot[L[v], {v, 0, 150}, AxesLabel -> {"v [m/s]", "l [m]"}]



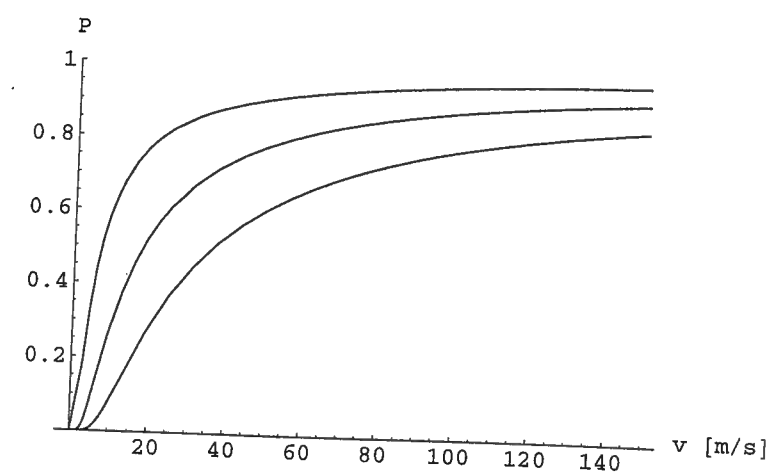
- Graphics -

(* Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom am Detektor ankommt, als Funktion der Geschwindigkeit fuer drei verschiedene Restgastdruecke *)

$P[v_, p_] := \text{Exp}[-\text{Laenge} \cdot$

$$\frac{\alpha G_1^2 \cdot P_1 \cdot p \cdot 10^2 \cdot \text{Streu1} \cdot U\left[\frac{v}{\alpha G_1}\right] + \alpha G_2^2 \cdot P_2 \cdot p \cdot 10^2 \cdot \text{Streu2} \cdot U\left[\frac{v}{\alpha G_2}\right]}{\sqrt{\pi} \cdot v^2 \cdot \text{Boltzmann} \cdot \text{GasT}}]$$

Plot[{P[v, 1*10⁻⁶], P[v, 2.5*10⁻⁶], P[v, 5*10⁻⁶]}, {v, 0, 150},
 PlotRange -> {0, 1},
 AxesLabel -> {"v [m/s]", "p"}]

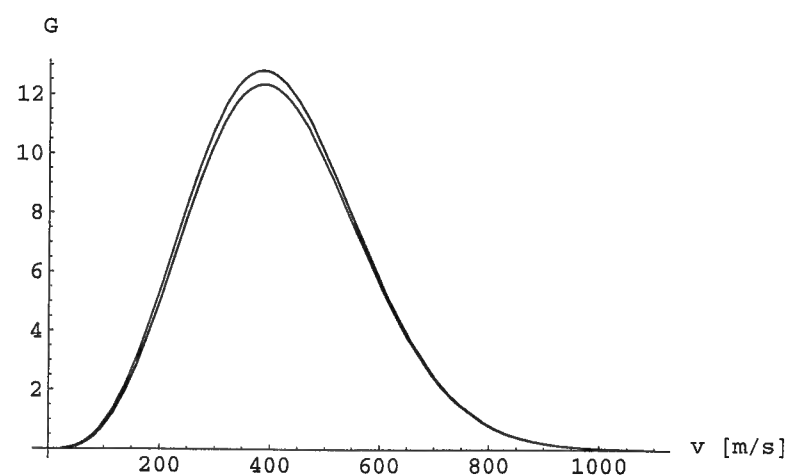


- Graphics -

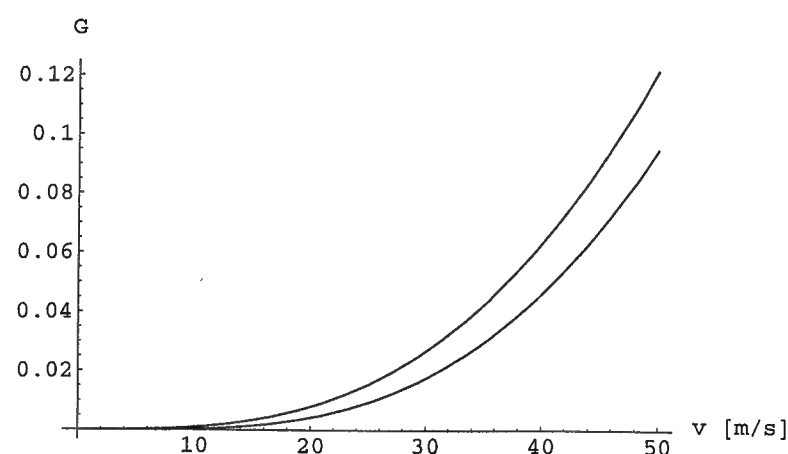
(* Einfluss der Stöße mit dem Restgas auf die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl *)

$$G[v_] := v^3 * \text{Exp}\left[-\frac{v^2}{\alpha^2}\right] * 10^{-6}$$

Plot[{G[v], G[v]*P[v, 2.5*10⁻⁶]}], {v, 25, 1100}, AxesLabel -> {"v [m/s]", "G"}]
 Plot[{G[v], G[v]*P[v, 2.5*10⁻⁶]}], {v, 0, 50}, PlotRange -> All,
 AxesLabel -> {"v [m/s]", "G"}]



- Graphics -



- Graphics -

Anhang B

Multimoden Spektroskopie

In der Vergangenheit wurde an manchen Wasserstoff $1S-2S$ Spektren etwa 20 kHz neben der Hauptresonanz eine Struktur beobachtet, deren Herkunft ungeklärt war¹. Mehr oder weniger durch Zufall konnte dieser Punkt nun geklärt werden, als eine Korrelation zwischen dem Auftauchen dieser Struktur und der Regelschwingung der elektronischen Stabilisierung der Frequenzverdopplung beobachtet wurde. Bei zu hoch eingestellter Verstärkung des Regelkreises prägt der schwingende Piezospiegel Seitenbänder auf das Frequenzspektrum des Lasers auf. Dieser bei Präzisionsmessungen unerwünschte Effekt lässt sich zu Testzwecken verstärken. Dafür wird zur Regelspannung die Ausgangsspannung eines Funktionsgenerators addiert, um so die Schwingung extern zu treiben. Damit erreicht man sowohl eine Frequenz- als auch eine Amplitudenmodulation des UV-Lichts bei 243 nm, die sich als eine Vielzahl von äquidistanten Seitenbändern im Frequenzspektrum äußert. Deren Abstand ist durch die Modulationsfrequenz, deren Anzahl und deren relativen Amplituden ist durch die Modulationstiefe gegeben. Aus dem Einmodenspektrum des Dauerstrichlasers entsteht so ein Multimodenspektrum, das an einen gepulsten Laser erinnert. Am besten lässt sich das Frequenzspektrum an der Wasserstoff $1S-2S$ Resonanz beobachten, die hier die Funktion eines Spektrumanalysators übernimmt. In Abbildung B.1 ist ein Spektrum dargestellt, das bei einer Modulationsfrequenz von 20 kHz aufgenommen wurde. Im Unterschied zu den Ramsey-Spektren, die auf eine reine Amplitudenmodulation zurückzuführen sind, erkennt man darin sehr deutlich die Signatur einer Frequenzmodulation, denn nur mit deren Hilfe ist der Kollaps der Trägerfrequenz und die hohe Anzahl der stark ausgeprägten Seitenbänder zu erklären.

¹siehe beispielsweise das bei 40 K aufgenommene Spektrum in Abbildung 5.4 [Hub97]

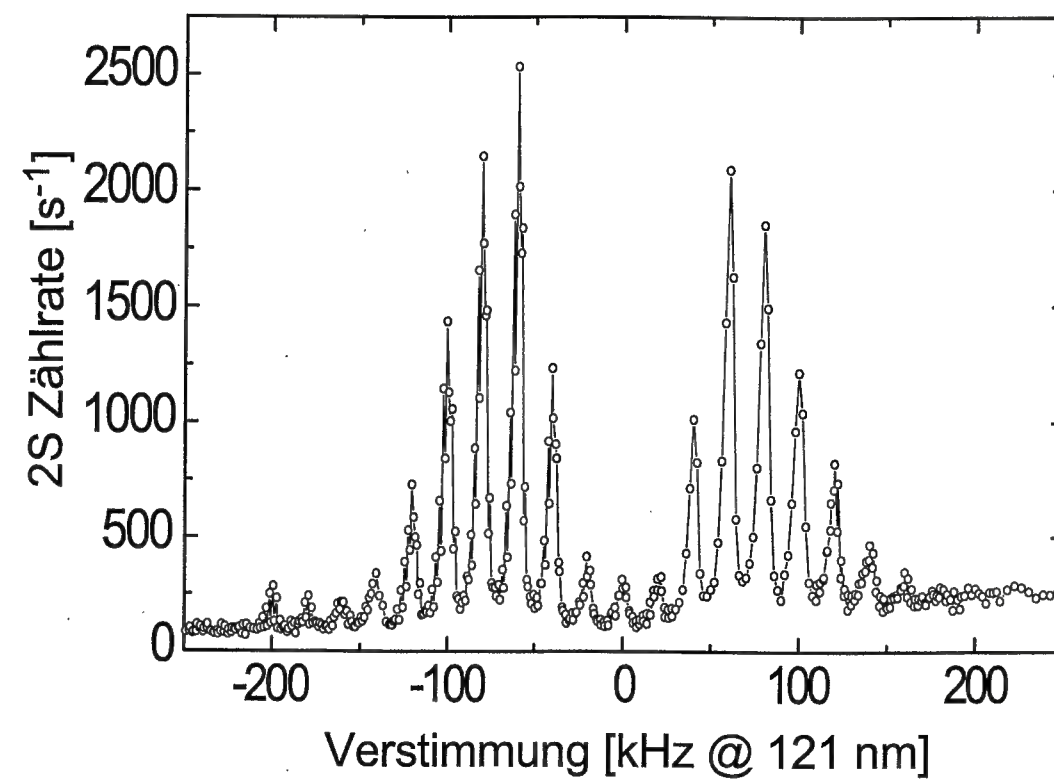


Abbildung B.1: Multimodenspektrum der Wasserstoff $1S-2S$ Resonanz.

Anhang C

Bei Europhys. Lett. veröffentlichter Artikel

Der nachfolgend wiedergegebene Artikel entspricht der Referenz [Gro98] und ist am 15. Oktober 1998 bei Europhysics Letters erschienen.

Optical Ramsey spectroscopy of atomic hydrogen

B. GROSS, A. HUBER, M. NIERING, M. WEITZ and T. W. HÄNSCH

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
Hans-Kopfermann-Straße 1, 85748 Garching, Germany

(received 1 July 1998; accepted 31 August 1998)

PACS. 39.30+w – Spectroscopic techniques.
PACS. 32.30Jc – Visible and ultraviolet spectra.
PACS. 42.62Fi – Laser spectroscopy.

Abstract. – We report the observation of optical Ramsey fringes on the two-photon $1S$ - $2S$ transition in atomic hydrogen with a pulsed temporal excitation scheme. With this technique we have improved the spectral resolution of this transition to a linewidth of 800 Hz at 243 nm, corresponding to 6 parts in 10^{13} , setting a new record for neutral atoms. By applying a large number of light pulses we observe sharply peaked lines in the spectrum rather than the sinusoidal pattern obtained with two excitation pulses.

Introduction. – Ramsey's magnetic-resonance method with two separated oscillatory fields stands as one of the most successful spectroscopic techniques to date with such prominent applications as the cesium atomic clock [1]. More than 20 years ago it has been proposed to extend this method from the radio frequency region to the case of an optical two-photon resonance [2], which was demonstrated shortly afterwards for sodium atoms with pulsed-laser light [3,4] and for rubidium atoms with two spatially separated laser beams [5]. Nevertheless, due to experimental difficulty, it was not until recently that Ramsey-type fringes have been observed on the hydrogen $1S$ - $2S$ transition [6]. With its small natural linewidth of 1.3 Hz, this resonance plays an outstanding role in the development of high-resolution spectroscopy, opening the way for precision measurements of not only atomic but also nuclear constants [7,8]. Much effort has been undertaken to decrease the linewidth from a few hundred MHz when it was first observed in a gas cell [9] to a few kHz in magnetically trapped hydrogen [10] and to a mere kHz in a cold atomic beam [11]. In contrast to the latter experiment where we used continuous wave excitation, we now report on the observation of the $1S$ - $2S$ transition in hydrogen using a Ramsey-type excitation scheme in time domain with two or more laser pulses obtained through amplitude modulation of a cw laser beam. With this spectroscopic technique we have further increased the resolution of this transition to 6×10^{-13} . By using a pulsed-excitation scheme, higher-order fringes are visible with a very much improved signal-to-noise compared to that observed using a setup consisting of spatially separated laser fields [6]. Further, by irradiating the atoms with more than two light pulses, we have observed a dramatic narrowing of the fringe structure that is due to multiple path interference similar

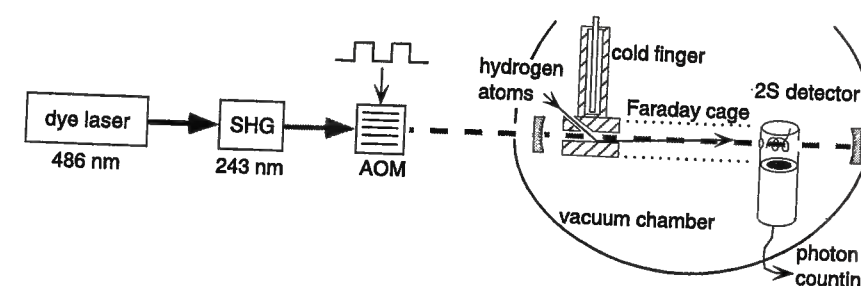


Fig. 1. – Experimental setup. In a vacuum chamber, a temporally pulsed standing wave oriented collinearly with a hydrogen atomic beam acts as a number of consecutive Ramsey interaction regions.

to the transmission signal of a Fabry-Perot interferometer. The method of optical Ramsey spectroscopy can be seen as a phase-sensitive measurement, which will also be a part of a future hydrogen atom interferometer for the determination of the fine-structure constant [12].

Experimental setup. – The experimental setup is shown in fig. 1. The required ultraviolet light is generated by frequency doubling the output of a dye laser at 486 nm, which is stabilized to a high-finesse reference cavity (not depicted in fig. 1) [13]. A linear standing wave of UV light at 243 nm is formed in an enhancement resonator inside a vacuum chamber for excitation of the two-photon Doppler-free $1S$ - $2S$ transition. The light power inside the resonator is typically around 100 mW. An acousto-optic modulator generates 10–300 μ s duration light pulses used for the temporal Ramsey excitation scheme. With a waveform generator that modulates the amplitude of a frequency synthesizer driving the acousto-optic modulator, arbitrary pulse shapes can be created. The atomic beam is formed by hydrogen atoms escaping from a nozzle cooled to 5–6 K with a liquid-helium flow-through cryostat. After passing an interaction region that is shielded from stray electric fields by a Faraday cage, the atoms excited to the $2S$ state are finally probed. The detector employs a small electric quenching field that mixes the $2S$ with the $2P$ state, the latter of which quickly decays to the $1S$ ground state thereby emitting a Lyman- α photon at 121 nm. This signal can either be detected by a photomultiplier tube or a channel electron multiplier. The latter has a higher quantum efficiency but needs to be deactivated when the excitation light is on to prevent saturation. We record the arrival time of the signal photons after the excitation light has been switched off. This permits atomic velocity discrimination in the data analysis: signal photons detected after a certain delay time set an upper limit to the velocity of contributing atoms. In this way the resolution is increased and, at the same time, the relativistic Doppler shift is reduced [11].

Experimental Ramsey spectra. – The physical origin of Ramsey fringes is usually explained in the following way. In the first interaction of the atom with the light field, a coherent superposition of ground and excited states is created. During the succeeding time interval before the next light pulse arrives, the atomic wave function evolves freely, oscillating at the unperturbed transition frequency. The second interaction acts as a probe such that population is either transferred from the ground to the excited state or vice versa, depending upon the phase between the excitation field and the atomic oscillation. This leads to the well-known sinusoidal fringe pattern in the excited-state population as a function of detuning from resonance. Ramsey's original idea was to use two small spatially separated interaction regions instead of a single large one to increase the resolution. As stated above, we are using laser pulses corresponding to temporally separated interactions. Compared to spatially

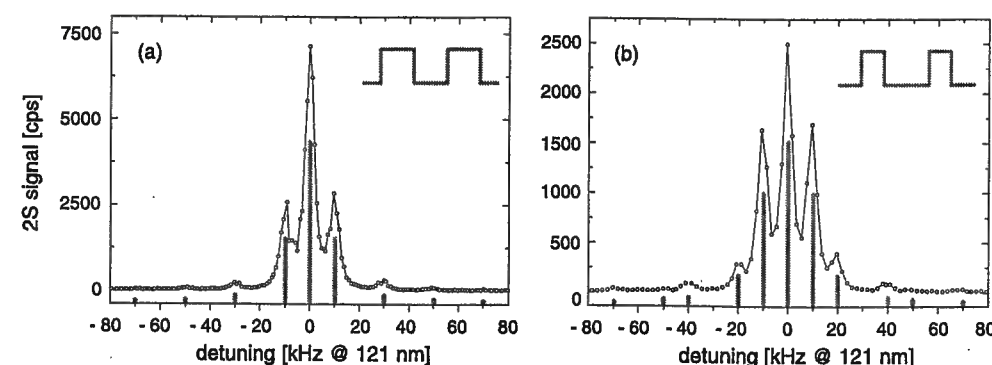


Fig. 2. – Hydrogen 1S-2S two-photon Ramsey fringes recorded with 50 μ s (a) and with 30 μ s (b) long pulses of UV light. The pulse repetition rate in both cases was 10 kHz. The bars stand for the Fourier transform of the pulse sequence depicted in the upper right corner of the spectra.

separated laser fields this setup has a series of advantages, especially if one works with a thermal atomic beam. In our case all the atoms experience the same time between the interactions, equal to the separation interval of the laser pulses. This explains why all atoms, independent of velocity, contribute to a fringe pattern with the same period; whereas in the spatial case, the higher-order fringes are washed out due to the velocity spread in the atomic beam [6]. A signal with a large number of fringes has some benefits for future precision measurements. Moreover, one observes that the signal-to-noise ratio is considerably improved compared to our earlier work with spatially separated interaction regions, which is primarily due to the use of a collinear excitation geometry.

Figure 2a shows a hydrogen 1S-2S spectrum recorded with equally spaced 50 μ s long light pulses. Four individual scans have been averaged to a total measurement time of 2 seconds per point. The fringe spacing of 10 kHz (at 121 nm) corresponds to the period of the square wave that was used to generate the light pulses. Note that in addition to the first-order fringes, third- and fifth-order fringes can be identified. The width of the individual fringes is given by the time between two adjacent light pulses and is clearly below the width of the envelope that is determined by the inverse of the interaction time with a single pulse. The fringe contrast of 60% is remarkably high, but limited by the fact that a certain fraction of atoms interact only once with the light field. This is in part due to the apertures that are, of necessity, larger than the beam diameter [11]. Furthermore, since there is a continuous flow of atoms emerging from the nozzle, some of them will enter the interaction region later than the first light pulse and only interact with the second one, leading to a broad background.

As mentioned above, only odd-numbered fringes are visible in the spectrum of fig. 2a. This can be easily understood if one attributes the Ramsey fringes to different frequency components of the excitation light field, similar to the case of spectroscopy with a multi-mode laser [14]. The Fourier transform of a square wave in the time domain, like the one that we have used to generate the light pulses, leads to a series of odd order sidebands in the frequency spectrum when the ratio of light on to off times is 1:1. To demonstrate the viability of this very simple model we have recorded spectra with different modulation frequencies and shapes. For example, the spectrum shown in fig. 2b using light pulses of width half as large as the spacing between them, the pulse repetition rate being again $\omega = 10$ kHz. The Fourier transform of such a pulse sequence has sidebands at ω , 2ω , 4ω , 5ω , 7ω and so on. Again, the experimental spectrum shows sidebands at the predicted positions. The sideband at 3ω which

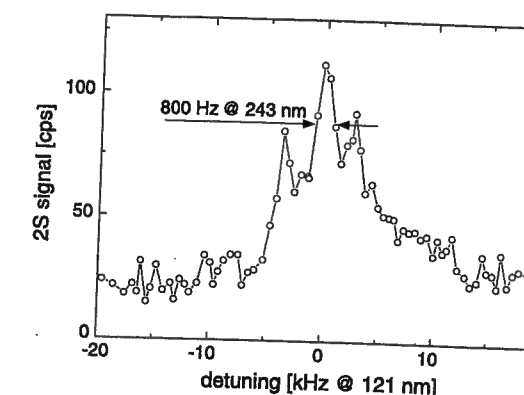


Fig. 3. – Hydrogen 1S-2S two-photon Ramsey spectrum with a fringe period of 3.2 kHz. The total measurement time per point was 5 seconds. The width of the central fringe is 800 Hz at 243 nm.

is pronounced in fig. 2a is now completely missing. The bars in fig. 2 indicate the squared amplitudes of the Fourier transform of the pulse sequence. It is astonishing how well this simplistic model predicts the position of the sidebands as well as their relative amplitudes, not only within each individual spectrum, but also the relative amplitudes of the spectra in fig. 2a and 2b.

High-resolution Ramsey fringes. – Increasing the time between the light pulses leads, of course, to a narrower fringe spacing and thus to an increased resolution. In this way, one could in principle resolve the natural linewidth of the hydrogen 1S-2S transition, for example in an atomic fountain, as has been proposed in [15]. This requires a sample of extremely cold (mK) hydrogen atoms which is technically very difficult to achieve outside the perturbing fields of a magnetic trap.

A different approach is to work with an atomic beam of a few kelvins temperature, as in our experimental setup, and to select only slow atoms from the Maxwellian velocity distribution. A simple and straightforward method to obtain the signal from only slow atoms is to wait a certain delay time after the excitation light has been switched off before recording the photon counts. All atoms with velocities larger than the ratio between the distance from the interaction region to the detector and the delay time will thus not contribute to the signal. In this way, the background from atoms that interact only once with the light field is also substantially reduced.

A spectrum recorded with this technique is presented in fig. 3. The excitation light has been modulated with a square wave of period 3.2 kHz, corresponding to a time of 600 μ s between adjacent light pulses. Five individual scans have been averaged. The delay time of 1.8 ms places an upper limit of about 60 m/s on the atomic velocity. Expressed at the excitation wavelength of 243 nm we have achieved a fringewidth of 800 Hz in this spectrum. We wish to point out that compared to a linear continuous wave excitation in a similar setup, where the highest resolution achieved was 1 kHz at 243 nm [11], this pulsed Ramsey scheme provides an additional selection of atoms with low velocities. An atom can only contribute to the fringe pattern if it is sufficiently slow to remain within the interaction region for the pulse separation time plus the delay time. In our experiment, a further increase in resolution by decreasing the pulse repetition rate is impeded by the loss of contrast due to atoms interacting only once. This can be overcome by the selection of even slower atoms but there are difficulties associated with this. The number of slow atoms in a thermal atomic beam decreases with the third power

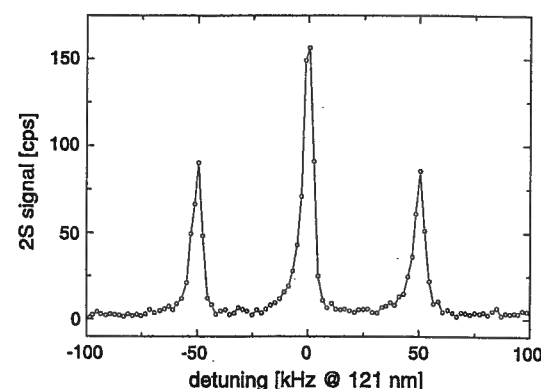


Fig. 4. – Optical two-photon Ramsey fringes with multiple light pulses (pulse repetition rate 50 kHz).

in velocity. Furthermore, due to collisions inside the nozzle the velocity distribution is shifted to higher values (Zacharias effect) [11]. In addition, collisions with the background gas lead to a reduction of the free path that strongly depends on velocity. This last point may be improved in the future by reducing the background pressure in the interaction region with a differential pumping stage.

Multiple light pulses. – Increasing the pulse repetition rate to the point that, on average, an atom interacts more than twice with the light field leads to a narrowing of the interference pattern. This can be understood as multiple quantum interference of the excitation probability amplitudes associated with each individual light pulse. Only when the phase difference between the atomic coherence, oscillating at the two-photon transition frequency, and the laser light field is an integer multiple of 2π does constructive interference occur; otherwise no excitation takes place. The observed signal resembles the Airy-type transmission spectrum of a Fabry-Perot interferometer.

An example of a hydrogen $1S$ - $2S$ two-photon spectrum with multiple-interaction regions is shown in fig. 4. The pulse repetition rate was 50 kHz. The observed linewidth of the individual fringes is 4 kHz, a factor six smaller than for a sinusoidal Ramsey pattern. Note the asymmetry of the fringes due to the relativistic Doppler effect. The lineshape of the individual peaks is similar to the one observed in continuous-wave excitation and is determined by the joint effects of time-of-flight broadening and second-order Doppler shift [13]. The cw excitation can be viewed as the limiting case of increasing the number of pulses to infinity but keeping the overall interaction time constant. The multiple-pulse technique may be of particular interest for transitions where powerful cw-lasers are not available. In many cases a high power source of phase-coherent light pulses is more feasible [16].

Conclusions. – We have studied the Doppler-free two-photon $1S$ - $2S$ transition in atomic hydrogen with a pulsed temporal excitation scheme. The resolution of this transition has been increased in comparison to previous measurements [7, 10]. With the achieved Q -factor, the largest obtained with any neutral atom, hydrogen stands as an important candidate for a future optical frequency standard [17]. Furthermore, the spectra recorded with a large number of pulses provide an elegant demonstration of multiple quantum interference. The technique of pulsed Ramsey-type excitation as a new approach in the spectroscopy of the hydrogen $1S$ - $2S$ transition represents a further step to reach the ultimate goal to resolve its natural linewidth

of 1 Hz. The temporal excitation scheme, giving Ramsey fringes with good signal-to-noise ratios, opens the way towards a very sensitive hydrogen atom interferometer.

We would like to thank CH. BORDÉ for many fruitful discussions and P. V. STORM for a careful reading of the manuscript.

REFERENCES

- [1] RAMSEY N. F., in *Nobel Lectures in Physics 1981-1990*, edited by T. FRÄNGSMYR and G. EKSPONG (World Scientific, Singapore) 1993, pp. 553-572.
- [2] BAKLANOV YE., CHEBOTAYEV V. P. and YA DUBETSKY B., *Appl. Phys.*, **11** (1976) 201.
- [3] TEETS R., ECKSTEIN J. and HÄNSCH T. W., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977) 760.
- [4] SALOUR M. M. and COHEN-TANNOUDJI C., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977) 757.
- [5] LEE S. A., HELMCKE J. and HALL J. L., in *Laser Spectroscopy IV*, edited by H. WALTHER and K.W. ROTHE (Springer-Verlag, Berlin) 1979, pp. 130-141.
- [6] HUBER A., GROSS B., WEITZ M. and HÄNSCH T. W., to be published in *Phys. Rev. A*.
- [7] UDEM TH., HUBER A., GROSS B., REICHERT J., PREVEDELLI M., WEITZ M. and HÄNSCH T. W., *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 2646.
- [8] HUBER A., UDEM TH., GROSS B., REICHERT J., KOUROGI M., PACHUCKI K., WEITZ M. and HÄNSCH T. W., *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998) 468.
- [9] HÄNSCH T. W., LEE S. A., WALLENSTEIN R. and WIEMAN C., *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975) 307.
- [10] CESAR C. L., FRIED D. G., KILLIAN TH. C., POLCYN A. D., SANDBERG J. C., YU I. A., GREYTA TH. J. and KLEPPNER D., *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996) 255.
- [11] HUBER A., GROSS B., WEITZ M. and HÄNSCH T. W., submitted to *Phys. Rev. A*.
- [12] BORDÉ CH. J., WEITZ M. and HÄNSCH T. W., in *Laser Spectroscopy XI*, edited by L. BLOOMFIELD, T. GALLAGHER and D. LARSON (American Institute of Physics, New York) 1994, pp. 76-78.
- [13] SCHMIDT-KALER F., LEIBFRIED D., SEEL S., ZIMMERMANN C., KÖNIG W., WEITZ M. and HÄNSCH T. W., *Phys. Rev. A*, **51** (1995) 2789.
- [14] ROBERTS D. E. and FORTSON E. N., *Opt. Commun.*, **14** (1975) 332.
- [15] BEAUSOLEIL R. G. and HÄNSCH T. W., *Phys. Rev. A*, **33** (1986) 1661.
- [16] HEUPEL T., WEITZ M. and HÄNSCH T. W., *Opt. Lett.*, **22** (1997) 1719.
- [17] QUINN T. J., Recommendation 1 (CI-1997) adopted by the Comité International des Poids et Mesures CIPM at its 86th meeting in 1997, to be published in *Metrologia*.

Danksagung

Als erstes geht mein Dank an Professor Theodor Hänsch, der mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit am MPQ unter hervorragenden Arbeitsbedingungen durchzuführen, und der mich stets uneingeschränkt unterstützte.

Besonders danken möchte ich Andreas Huber und Markus Niering, die in zwei unterschiedlichen Phasen dieser Arbeit ebenso wie ich fast schon zum festen Inventar des Wasserstoff-Labors gehörten. Von Andi habe ich gelernt, wie sich die schnaubende und zischende Wasserstoff-Apparatur zähmen läßt und daß oft der einzige Weg zum Erfolg mit dem Kopf durch die Wand führt. Die während des letzten Jahres durchgeführten Messungen wären ohne den Einsatz von Markus nicht durchführbar gewesen, außerdem wäre der Alltag im Labor sehr viel trister gewesen.

Weiterhin möchte ich Martin Weitz für die immer vorhandene Diskussionsbereitschaft und die vielen Tips danken, die zur Lösung zahlreicher Probleme führten. Mit Tilman Heupel verbinden mich nicht allein die Messungen zum Atominterferometer, vielmehr sind es die vielen offenen Gespräche zu physikalischen und anderen Themen.

Die zusammen mit der Besatzung des Frequenzketten-Labors durchgeführten Messungen, entpuppten sich als wahrer Meß-Marathon. Für die ausgezeichnete Zusammenarbeit, die weder unter der oft fortgeschrittenen Stunde noch unter der meist mäßigen Pizza leidete, möchte ich mich bei Thomas Udem und Jörg Reichert herzlich bedanken. Danken möchte ich auch Jochen Walz, der unter anderem für unser Experiment einen Hochfrequenzfilter baute, der ein wahres technisches Schmuckstück darstellt.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei Helmut Brückner, Wolfgang Simon und Charly Linner für ihren engagierten Beistand beim Bewältigen von elektronischen und mechanischen Problemen bedanken, sowie bei Gabriele Gschwendtner für ihre Hilfsbereitschaft beim Lösen organisatorischer Fragen.

Mein Dank geht an alle Mitarbeiter der Arbeitsgruppe von Professor Hänsch, die für ein angenehmes Arbeitsklima gesorgt haben, immer offen für meine Probleme und Fragen waren und mit denen mich einige schöne Wochen auf Schloß Ringberg verbinden. Ohne die Unterstützung und das Verständnis meiner Freunde und meiner Familie wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen. Danke.

