



Institut für Kernphysik

***Entwicklung eines universellen
Lambshift-Polarimeters für polarisierte
Atomstrahl-Targets wie an ANKE/COSY***

Ralf Engels

Entwicklung eines universellen Lambshift-Polarimeters für polarisierte Atomstrahl-Targets wie an ANKE/COSY

In a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Ralf Engels
aus Grevenbroich

Druckerei des FZ Jülich
2002

Berichterstatter: Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck

Prof. Dr. H. Ströher

Tag der mündlichen Prüfung: Freitag, der 15. Februar 2002

Zusammenfassung

Seit 1994 wurde am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln ein Lambshift-Polarimeter (LSP) konzipiert, entwickelt und getestet mit dem Ziel, die Polarisation von Atomstrahlen schnell und mit hoher absoluter Genauigkeit zu messen. Als universelles Polarimeter kann es bei der Entwicklung von Atomstrahlquellen für polarisierte Ionen (z. B. im Kölner SAPHIR-Projekt) wie auch von Atomstrahltargets (in Form von Jets oder mit Speicherzellen, wie z. B. an COSY-Jülich) eingesetzt werden.

Das Lambshift-Polarimeter wurde in Köln an einem Strahl unpolarisierter Protonen und Deuteronen und seit Anfang 2001 am polarisierten Strahl aus Wasserstoff- und Deuteriumatomen des ANKE-Atomstrahltargets am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich getestet (ANKE = **A**pparatus for **N**ucleon and **K**aon **E**jectiles). Dieses soll ab dem Jahr 2003 als internes polarisiertes Speicherzellen-Gastarget im Speicherring COSY (**C**ooler **S**ynchrotron) eingesetzt werden.

Das Polarimeter basiert auf der Messung der Intensitätsverhältnisse der Lyman- α -Übergänge bei Stark-Quenching von metastabilen Atomen, deren Zeeman-Zustände der Hyperfeinstruktur mit einem Spinfilter selektiert wurden. Die Kernspinpolarisation eines Atomstrahls wird dann unter Berücksichtigung eines Produktes aus mehreren Korrekturfaktoren, die durch bekannte Effekte hervorgerufen werden, berechnet. Der Gesamt-Korrekturfaktor liegt zwischen 1.1 und 1.2, je nach der Besetzung der Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur im Atomstrahl. Damit kann die Polarisation eines Atomstrahls aus Wasserstoff oder Deuterium mit einer Intensität von $3 \cdot 10^{16}$ Atomen/s innerhalb von wenigen Sekunden mit einer Genauigkeit $\leq 1\%$ gemessen werden. Dieser Fehler wird vom systematischen Fehler der einzelnen Korrekturfaktoren dominiert und kann durch einen weiterentwickelten Ionisierer in naher Zukunft auf $\approx 0.5\%$ gesenkt werden.

Die Empfindlichkeit des Polarimeters reicht aus, um bei einer auf 10% reduzierten Strahlintensität die Polarisation noch messen zu können. Mit dem neuen Ionisierer sollten bereits $\leq 3\%$ der Strahlintensität genügen. Mit dieser Empfindlichkeit erscheint es möglich, die Polarisation in der für ANKE geplanten Speicherzelle durch Entnahme eines kleinen Anteils der Atome zu messen.

Neben der Polarisationsmessung in der Speicherzelle ist geplant, den Anteil der rekombinierten Moleküle H_2 und vor allen Dingen D_2 und deren Kernspinpolarisation in einer solchen Zelle zu messen (CELGAS-Projekt). In Köln ist der Einsatz eines LSP bei der Entwicklung einer Atomstrahlquelle im Rahmen des SAPHIR-Projektes (**S**tored **A**toms **P**ulsed **I**on **S**ource) geplant. Das Lambshift-Polarimeter bietet sich generell als ein hervorragendes Instrument für alle polarisierten Gastargets in Speicherringen an.

Abstract

Since 1994 a Lamb-shift polarimeter (LSP) for the fast and precise measurement of the polarization of an atomic beam was designed, built and tested at the Institut für Kernphysik of the Universität zu Köln. This universal polarimeter can be used to develop a atomic beam polarized ion source (like for the Cologne SAPIS project) or to measure the polarization of atomic beam targets (jet or storage cell targets, e.g. at COSY-Jülich).

This Lamb-shift polarimeter was tested with an unpolarized beam of protons and deuterons at Cologne and, since the beginning of 2001, at the Forschungszentrum (FZ) Jülich with the polarized atomic hydrogen and deuterium beams from the atomic beam source of the polarized gas target at ANKE (**A**pparatus for **N**ucleon and **K**aon **E**jectiles). This polarized internal storage-cell gas target will be used in the storage ring COSY (**C**ooler **S**ynchrotron) in 2003.

The polarimeter is based on measuring the ratios of Lyman- α transition intensities after Stark quenching of spinfilter selected Zeeman hyperfine states. The nuclear polarization of the atomic beam is deduced by applying the product of several correction factors calculated from known effects. The total correction amounts to between 1.1 and 1.2 depending on the occupation numbers of the hyperfine states. The nuclear polarization of atomic beams of hydrogen and deuterium is determined with an accuracy of $\leq 1\%$ within a few seconds for beams of $\sim 3 \cdot 10^{16}$ atoms/s in one hyperfine state. Its error is dominated by the systematic errors of the various correction factors and will be lowered to $\approx 0.5\%$ using a recently developed new ionizer.

The sensitivity of the polarimeter is such that even for a beam intensity reduced to 10% the polarization could be determined reliably. The new ionizer will lower this sensitivity limit to $\leq 3\%$. With this sensitivity it appears feasible to measure the polarization in the planned storage cell of ANKE by extracting a small fraction of the atoms.

In addition to these studies of the (de)polarization in a storage cell plans are to study the polarization and fraction of recombined molecules H_2 and especially D_2 in such a cell (CELGAS project). At Cologne the LSP will be used to develop the atomic beam source for the SAPIS project (**S**tored **A**toms **P**ulsed **I**on **S**ource). The LSP offers itself as a very good instrument for all polarized gas target installations at storage rings.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Polarisierte Ionen	3
1.2	Polarisierte Festkörper-Targets	4
1.3	Das polarisierte Gastarget	4
1.4	Die Messung der Targetpolarisation	5
1.5	Die Polarisationsmessung an ANKE	7
2	Theorie	9
2.1	Von der Entdeckung des Spins bis zur polarisierten Atomstrahlquelle .	9
2.2	Die quantenmechanische Beschreibung des Spins	13
2.3	Die Definition der Polarisation	14
2.3.1	Der Spin $1/2$	14
2.3.2	Der Spin 1	15
2.4	Das Wasserstoff-Atom	17
2.4.1	Das Breit-Rabi-Diagramm	18
2.4.2	Die Polarisation der einzelnen Zeemann-Zustände der Hyperfeinstruktur	20
2.4.3	Der metastabile Zustand $2S_{1/2}$	21
2.4.4	Die Beeinflussung der Lebensdauer	22
2.4.5	Das Deuterium	25
2.5	Das Konzept des Polarimeters	27
2.5.1	Das Spinfilter	29
2.5.2	Das Wienfilter	32
2.5.3	Die Polarisationserhaltung	32
3	Design der Komponenten	35
3.1	Der Ionisierer	35
3.2	Das Wienfilter	39
3.3	Die Cäsium-Zelle	41
3.4	Das Spinfilter	49
3.4.1	Die Datenaufnahme	55
3.5	Die Quenchregion	57

4	Messungen mit einem polarisierten Atomstrahl	65
4.1	Der Aufbau des Polarimeters	65
4.2	Das Lyman-Spektrum	68
4.3	Der Ionisierer	70
4.3.1	Das Magnetfeld im Ionisierer	70
4.3.2	Der Restgas-Untergrund	74
4.3.3	Der strahlabhängige Untergrund	76
4.3.4	Die Ionisierungswahrscheinlichkeit	79
4.4	Das Wienfilter	81
4.5	Die Cäsium-Zelle	84
4.5.1	Das Magnetfeld	84
4.5.2	Die Gradienten	87
4.6	Das Spinfilter	89
4.7	Berechnung der Polarisierung	92
4.8	Das Deuterium	94
4.9	Die notwendige Strahlintensität	95
5	Diskussion und Ausblick	99
	Literaturverzeichnis	105

Kapitel 1

Einleitung

Experimente mit polarisierten Teilchen an Teilchenbeschleunigern gewinnen immer mehr an Bedeutung. Durch die Messung von Polarisationsobservablen erhält man nicht nur weitere unabhängige Beobachtungsgrößen zusätzlich zum Wirkungsquerschnitt, sondern häufig ist der Informationsgehalt dieser Größen, z. B. aufgrund von Interferenzeigenschaften der Reaktionsamplituden, erheblich höher. Solche Observablen sind die Analysierstärken (entweder Strahl oder Target sind polarisiert – „Ein-Spin-Observable“), die Polarisationstransferkoeffizienten (Strahl oder Target sind polarisiert, und die Ejektilpolarisation wird gemessen) oder die Spinkorrelationskoeffizienten (Strahl und Target sind polarisiert).

1.1 Polarisierte Ionen

Quellen polarisierter Ionen werden an Beschleunigern in allen Energiebereichen von weniger als ein MeV bis über mehrere TeV eingesetzt. Heute gibt es mehr als 20 solcher Quellen polarisierter Ionen (im wesentlichen Protonen und Deuteronen), die nach drei Prinzipien arbeiten [Cle01]:

1. Atomstrahlquellen nach Stern-Gerlach (ABS)
2. Optisch gepumpte Quellen (OPPIS)
3. Lambshift-Quellen (LSQ)

Bei der Entwicklung dieser Quellen, insbesondere der Atomstrahlquellen, ist es ein unschätzbarer Vorteil, die Polarisation der Atome (unabhängig vom Beschleuniger) vor der Ionisation messen zu können.

1.2 Polarisierte Festkörper-Targets

An externen Strahlen werden in der Regel polarisierte Festkörper-Targets verwendet, um durch deren höhere Targetdichte möglichst große Zählraten zu erreichen. Als interne Targets in Speicherringen sind sie jedoch nicht verwendbar, da durch die höhere Dichte der Strahl sehr rasch zerstört werden würde. Außerdem ist ihre Polarisation geringer als beim Speicherzellen-Target und je nach Energiebereich der Projektile sorgen die Fremdatome in den Targetmaterialien ($\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$, $^{14}\text{NH}_3$, $^{14}\text{ND}_3$, ^6LiD , usw.) entweder für einen erheblichen Untergrund in den Messungen (MeV-Bereich) oder verringern bei tiefinelastischer Streuung (GeV-Bereich) die Polarisation drastisch.

1.3 Das polarisierte Gastarget

Der Vorteil von polarisierten Gastargets - insbesondere wenn deren Konstruktion „fensterlos“ ist - liegt in der Reinheit der Targetspezies. Der Nachteil ist die geringe erzielbare Dichte, die eine Verwendung an externen Strahlen nahezu ausschließt. Doch gerade diese geringe Dichte von maximal 10^{14} Teilchen/cm² ermöglicht wiederum einen Einsatz als internes Gastarget in Speicherringen. Die Projektile passieren die Speicherzelle dabei ca. 10^6 mal pro Sekunde, ohne daß die Strahlintensität nennenswert beeinflußt wird. So können typische Lebensdauern der Strahlen im Ring von ungefähr einer Stunde aufrecht erhalten werden.

Die Herstellung eines solchen Targets mit der notwendigen Polarisation und Teilchendichte war anfangs sehr schwierig. Aber bereits 1966 machte Haeberli den Vorschlag, die polarisierten Atome einer ABS in einer Speicherzelle zu sammeln und so eine höhere Targetdichte zu erreichen [Hae66]. Die Anwendung dieses Prinzips sollte dem Jet-Target, also einem Atomstrahl, der den Ionenstrahl des Beschleunigers kreuzt, in der Teilchendichte um zwei Größenordnungen überlegen sein.

Umgesetzt wurde diese Idee erstmals 1980 in Madison, Wisconsin, von Barker et al., wobei immerhin eine Erhöhung der Dichte um einen Faktor sechs gegenüber einem Jet-Target erreicht wurde [Bar81]. Die Polarisation konnte trotz ca. 900 Wandstößen in der Zelle durch eine Teflon-Beschichtung nahezu vollständig erhalten werden.

Derzeit sind weltweit sechs dieser Speicherzellen-Targets im Betrieb oder zumindest im Bau [Rat99]:

1. Seit 1988 wird in Novosibirsk am Elektronen-Beschleuniger VEPP-3 ein polarisiertes Deuterium-Target zur Messung der $\vec{e}\vec{d}$ -Streuung eingesetzt [Top01].
2. Von 1994 bis voraussichtlich Ende 2002 betreibt die PINTeX-Kollaboration ein polarisiertes Speicherzellen-Target am IUCF-Beschleuniger in Bloomington, Indiana [Wis93]. Dieses Target kann neben Wasserstoff auch mit vektor- und tensorpolarisiertem Deuterium betrieben werden [Prz01].

3. Nachdem bereits 1992 im HERMES-Experiment am Elektronen-Speicherring HERA ein polarisiertes ^3He -Target eingesetzt wurde [Pit95], wird seit 1996 ein Wasserstoff- und Deuteriumtarget genutzt, dessen Vektorpolarisation bei Wasserstoff Werte von 0.96 erreicht hat [Len01], [Naß01].
4. Seit 1999 laufen im Forschungszentrum Jülich Versuche der EDDA-Kollaboration [Gle00], am Speicherring COSY eine Speicherzelle innerhalb des EDDA-Detektors anzubringen. Bis zu deren Einsatz wird eine ABS zur Erzeugung eines polarisierten Jet-Targets benutzt.
5. Am MIT-Bates soll in naher Zukunft am BLAST-Experiment ein bereits zuvor am NIKHEF eingesetztes polarisiertes Target mit einer Reihe von Modifikationen eingesetzt werden [Bur00], um $\vec{e}\vec{d}$ -Reaktionen zu studieren [Kol01].
6. Ab 2003 wird an ANKE ebenfalls eine Speicherzelle für ein polarisiertes Wasserstoff- oder Deuterium-Target zum Einsatz kommen [Mik01]. Damit soll am Speicherring COSY u. a. die Reaktion $\vec{D}(\vec{p}, pp)n$ untersucht werden [Kom92].

Neben den Speicherzellen sind auch Jet-Targets [Lup01], [Wis01], z. B. als Target für ein Strahlpolarimeter, weiterhin im Einsatz.

1.4 Die Messung der Targetpolarisation

Von entscheidender Bedeutung bei allen Arten polarisierter Targets ist die Polarisationsmessung. Sowohl der Fehler der Polarisation des Strahls als auch des Targets bestimmen in der Regel die Meßgenauigkeit der gesuchten Observablen. Bei den Gas-targets werden drei Möglichkeiten genutzt, die Polarisation in der Speicherzelle zu messen:

1. Mittels einer Kernreaktion mit bekannten Analysierstärken kann die Polarisation durch die Messung der Asymmetrien der Zählraten in Detektoren auf beiden Seiten des Targets gemessen werden. Dieses Verfahren ist am besten geeignet, da der Strahl nicht zwischen polarisierten Atomen, rekombinierten Molekülen und Restgas unterscheiden kann und man so die über alle Kerne gemittelte Polarisation erhält. Doch leider sind gerade im Energiebereich eines Speicherrings wie COSY nur wenige verwendbare Reaktionen wie z. B. die elastische pp -Streuung bekannt [Prz91]. Bei vielen Strahlenergien sind sowohl die Analysierstärken als auch die Wirkungsquerschnitte zu klein oder noch nicht vermessen worden.
2. Im Jahr 1993 schlugen Price und Haeberli vor, die durch den Strahl erzeugten Ionen aus der Speicherzelle zu extrahieren, zu beschleunigen und mittels einer Kernreaktion die Polarisation der Ionen zu messen [Pri93]. Die Machbarkeit dieser Methode zeigten sie an einer Speicherzelle, in der Deuterium mittels eines Elektronenstrahls ionisiert wurde. Die Ionen wurden anschließend auf 70 keV

beschleunigt, und mittels der Reaktion ${}^3\text{H}(\vec{d}, n){}^4\text{He}$ konnte die Polarisierung der Deuteronen gemessen werden. Den Anteil der rekombinierten Moleküle bestimmten sie mit einem Massenfiter.

Umgesetzt wurde diese Methode 1996 am polarisierten Wasserstoff-Target am Elektronen-Speicherring AmPS im NIKHEF [Zho96]. Da der Betrieb dieses Beschleunigers mittlerweile eingestellt wurde, soll das komplette Target mit Beschleunigungseinheit nun beim BLAST-Experiment am MIT-Bates genutzt werden.

Vorausgesetzt der extrahierte Ionenstrahl erreicht eine Intensität von mindestens 10^9 Ionen/s, könnte die Polarisierung der Ionen auch mit einem Lambshift-Polarimeter (LSP) gemessen werden, da noch etwa 10^3 Photonen pro Sekunde nachgewiesen werden könnten. Damit würde die aufwendige und teure Nachbeschleunigung der Protonen (Deuteronen) entfallen, und der Fehler der Polarisationsmessung wäre kleiner.

Bereits 1971 schlugen Brolley et al. ein ähnliches Verfahren für ein Jet-Target vor [Bro71]. Allerdings wollten sie die Polarisierung der gestreuten Protonen (Deuteronen) der elastischen Streuung $H(p, \vec{p})H$ bzw. $D(p, \vec{d})H$ bestimmen. Dazu sollten die Protonen (Deuteronen) mit einem Massenfiter separiert, abgebremst und anschließend die Polarisierung mit einem Lambshift-Polarimeter gemessen werden. Dieses Vorhaben wurde jedoch nicht realisiert.

3. An HERMES [Len01], an EDDA [Alt00] und auch an BLAST [Kol01] sind Breit-Rabi-Polarimeter zur Messung der Polarisierung des direkten oder eines aus der Speicherzelle entnommenen Atomstrahls im Einsatz.

Mit diesem Polarimeter können die Besetzungszahlen der einzelnen Hyperfeinstruktur-Unterzustände in einem Atomstrahl gemessen werden, indem das Prinzip der Polarisierungserzeugung mittels einer ABS umgekehrt zur Polarisationsmessung angewendet wird: Die Atome im Strahl werden durch Sextupol-Magnete je nach ihrer Magnetquantenzahl $m_J = \pm 1/2$ in ein Massenspektrometer fokussiert oder davon abgelenkt. Durch Hochfrequenz-Übergänge vor den Sextupol-Magneten können einzelne Zeeman-Zustände ineinander überführt werden. Wird die Intensität der Atome im Massenspektrometer für die verschiedenen Übergänge gemessen, ergibt sich ein kompliziertes Gleichungssystem, aus dem sowohl die Kernspin-Polarisierung der Atome als auch die Effizienzen dieser HF-Übergangseinheiten berechnet werden können.

Am HERMES-Experiment kann durch Extraktion von rund 3% der Atome die Polarisierung mit einer Genauigkeit von 2% bis 3% innerhalb weniger Minuten bestimmt werden. Gleichzeitig kann auch das Verhältnis der Atome und Moleküle in der Speicherzelle mit einem weiteren Massenspektrometer gemessen werden, um so die Rekombination und die daraus folgende Depolarisierung in der Speicherzelle zu berücksichtigen.

1.5 Die Polarisationsmessung an ANKE

Die Polarisation der Atome im Speicherzellen-Target am 0°-Spektrometer ANKE soll erstmals mit einem Lambshift-Polarimeter gemessen werden. Dazu ist es erforderlich, einen Teil der Atome aus der Speicherzelle zu extrahieren und ihre Polarisation mit dem LSP zu messen. Ist ihre Polarisation über das ganze Volumen der Speicherzelle konstant, dann ist die Target-Polarisation damit bestimmt. Wenn die Polarisation der Atome entlang der Speicherzelle mit zunehmendem Abstand vom Mittelpunkt jedoch abnehmen und damit die „effektive Polarisation“ der Atome in der gesamten Zelle verkleinern sollte, so ist auch dieser Effekt mit dem LSP durch vorhergehende Messungen zu beobachten. Außerdem kann der Anteil der rekombinierten Moleküle mit einem Wienfilter, welches Bestandteil des Lambshift-Polarimeters ist, ebenfalls gemessen werden.

Das Herzstück eines Lambshift-Polarimeters ist das Spinfilter, wie es 1967 von Ohlsen et al. vorgeschlagen wurde [Kib67]. Mit diesem Spinfilter ist es möglich, einzelne metastabile Zeeman-Zustände des Wasserstoffs (Deuteriums) zu separieren, um sie anschließend nachzuweisen. Damit kann das Verhältnis der Besetzungszahlen der Zeeman-Komponenten bestimmt und die Kernspin-Polarisation im Atomstrahl ermittelt werden. Weltweit sind derzeit drei LSP am TUNL in Durham, North Carolina [Lem93], am BNL in Brookhaven, New York [Zel01] und am INR in Moskau [Bel01] im Einsatz. Weitere sind im Bau [Kre99] oder in Planung [Eve97], [Nis99]. Die Aufgabe der existierenden LSP ist die Messung der Polarisation von Protonen-(Deuteronen-)Strahlen aus polarisierten Ionenquellen. Gleichzeitig dienen sie natürlich auch als „relative“ Polarimeter zur Optimierung der verschiedenen Quellen, aus deren Atomstrahl die Ionenstrahlen erst produziert werden. Zur Messung der Polarisation eines Atomstrahls wurde ein Lambshift-Polarimeter bisher nicht als „absolutes“ Polarimeter eingesetzt.

Das Lambshift-Polarimeter besitzt einige Vorteile gegenüber den anderen Polarimetern:

1. Die Polarisation kann sehr schnell, innerhalb von wenigen Sekunden, vollständig gemessen werden. Dies ist für die kommenden Experimente an ANKE von entscheidender Bedeutung, da dort angestrebt wird, die Richtung der Polarisation nach Meßzyklen von wenigen Sekunden zu ändern.
2. Bei Messungen am direkten Atomstrahl von $3 \cdot 10^{16}$ Teilchen/s ist der statistische Fehler bereits nach wenigen Sekunden Meßdauer zu vernachlässigen. Der systematische Fehler $\Delta p_z(syst)$ beträgt 1% und ist dominierend. Damit sollte bei einer Entnahme von ca. 3% der Atome, also etwa 10^{15} Teilchen/s, aus der Speicherzelle ein Fehler von weniger als 2% erreichbar sein.

3. Das LSP kann sowohl die Polarisation eines Atom- als auch die eines Ionenstrahls messen. Damit bleibt die Option erhalten, Ionen aus der Speicherzelle zu extrahieren und deren Polarisation zu analysieren.
4. Mit einem LSP kann gleichzeitig die Polarisation von Wasserstoff, Deuterium als auch Tritium gemessen werden.
5. Die Kosten für den Bau eines Lambshift-Polarimeters sind nicht höher als bei den anderen Polarimeter-Typen.
6. Diese Methode der Polarisationsmessung ist sehr anschaulich: Aus dem Verhältnis der Peakinhalt im Lyman-Spektrum kann die Vektor- und Tensorpolarisation direkt abgelesen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Universität zu Köln ein Lambshift-Polarimeter aufgebaut und am polarisierten Atomstrahl der ABS des Forschungszentrums Jülich für das polarisierte Target an ANKE getestet. Dabei konnten die Korrekturfaktoren erstmalig bestimmt werden, die zur Berechnung der Polarisation der Atome erforderlich sind.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Von der Entdeckung des Spins bis zur polarisierten Atomstrahlquelle

Bereits 1921 wurde die sogenannte „Richtungsquantelung“ von Stern und Gerlach als weitere Eigenschaft der Atome neben z. B. Masse und Ladung entdeckt [Ger22]. In ihrem berühmten Experiment schickten sie einen Strahl aus atomarem Silber durch ein inhomogenes magnetisches Dipolfeld und beobachteten auf einem Schirm anstatt der erwarteten kontinuierlichen Verteilung zwei diskrete Linien (Abb. 2.1).

Diese Beobachtung konnte mit der damals vorherrschenden „klassischen“ Physik nicht in Einklang gebracht werden. Erst Goudsmit und Uhlenbeck fanden 1925 eine Erklärung dieser Beobachtung [Gou25]: Um die Feinstruktur von Atomspektren erklären zu können, ordneten sie den Elektronen der Atomhülle einen „Spin“, d. h. einen Eigendrehimpuls $\vec{S}$ zu, der entlang einer festgelegten Quantisierungsachse z nur zwei diskrete Werte annehmen kann: $S_z = 1/2 \cdot \hbar$ oder $S_z = -1/2 \cdot \hbar$.

Der Spin wiederum verursacht ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$, das mit dem angelegten Magnetfeld¹ im Stern-Gerlach-Experiment in Wechselwirkung tritt. Die Energie der Atome ergibt sich dann zu:

$$V = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.1)$$

¹Hier wird wie in der Fachliteratur für die **magnetische Flußdichte B** der Begriff **Magnetfeld** oder **magnetische Feldstärke** verwendet.

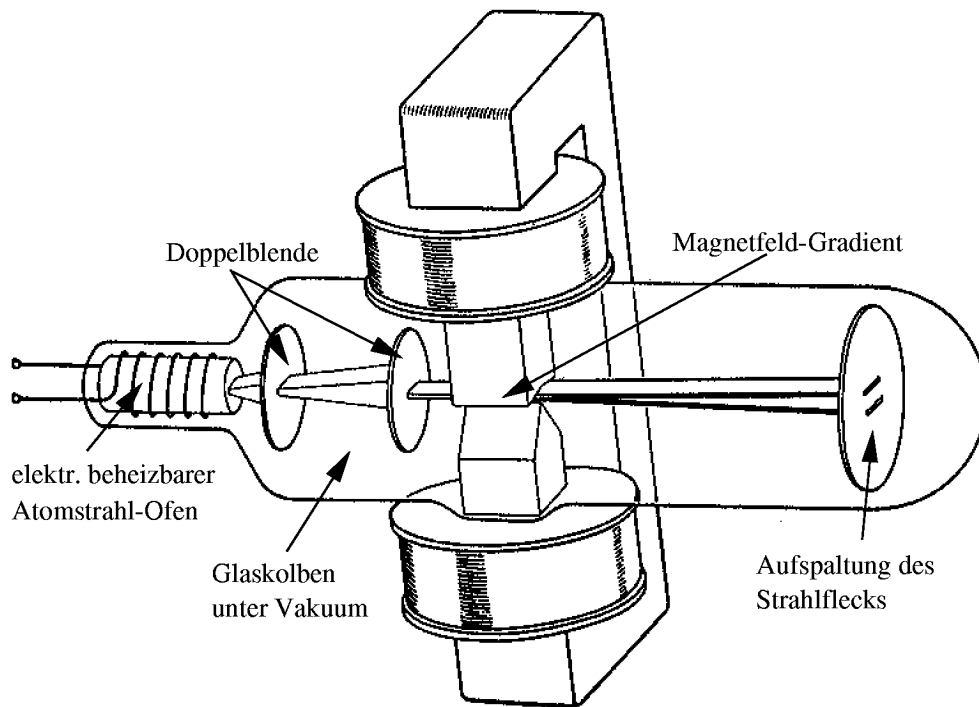


Abbildung 2.1: Prinzip des Stern-Gerlach-Experiments [Ger95].

Daraus folgt:

$$F_z = -\frac{\partial V}{\partial z} = g_S \cdot \mu_B \cdot \frac{S_z}{\hbar} \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \quad (2.2)$$

Mit

$$\mu = -g_S \cdot \mu_B \cdot \frac{S_z}{\hbar}$$

$$g_S \approx 2 \quad (\text{g-Faktor des Elektrons})$$

$$\mu_B = \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m_e} \quad (\text{Bohrsches Magneton})$$

Auf die Silberatome wirkt somit in einem magnetischen Feld mit konstantem Gradienten eine resultierende Kraft mit festem Betrag und unterschiedlichem Vorzeichen, die sie nach oben bzw. unten ablenkt.

Die Feinstruktur der Atomspektren wird ebenfalls erklärt, da der Bahndrehimpuls der Elektronen $\vec{L}$ mit dem Spin der Elektronen $\vec{S}$ wechselwirkt. Je nachdem, ob der Spin parallel oder antiparallel zum Drehimpuls orientiert ist, existieren also zwei energetisch getrennte Zustände mit den gleichen Quantenzahlen n , l und m , die für eine

Aufspaltung vieler Spektrallinien in Dubletts sorgen.

Im Jahr 1927 bestätigten Phipps und Taylor diese Theorie, indem sie in ihrem Experiment zeigten, daß auch das Wasserstoff-Atom ein diskretes magnetisches Moment besitzt, während sein Drehimpuls $l = 0$ ist [Phi27]. Also blieb nur der Spin als elementare Eigenschaft der Materie übrig. Damit lassen sich viele weitere Phänomene von der Hundschen Regel über den Aufbau des Periodensystems bis zur Hyperfeinstruktur der Atomspektren erklären.

Die Trennung der verschiedenen Spinkomponenten durch einen Magnetfeld-Gradienten kann auch zur Erzeugung kernspin-polarisierter Atomstrahlen benutzt werden. Schon 1956 konstruierten Clausnitzer et al. die erste Atomstrahlquelle für polarisierte Wasserstoffatome nach dem Stern-Gerlach-Prinzip [Cla56].

Bei den modernen Quellen wird durch einen HF- oder Mikrowellen-Dissoziator ein intensiver Atomstrahl produziert, der durch eine gekühlte Düse (70 bis 100 K) und ein differentiell Pumpsystem schließlich die Magnete erreicht. Heute werden Sextupole bevorzugt, da durch deren Magnetfeld-Gradienten die Zeeman-Komponenten 1 und 2 der Hyperfeinstruktur auf die Strahlachse fokussiert und die Zustände 3 und 4 defokussiert werden. Durch die Stark-, Mittel- und Schwachfeld-Übergangseinheiten zwischen und hinter den Magneten können Übergänge der unterschiedlichen HFS-Unterstufen induziert werden. Dadurch ist es bei Wasserstoff möglich, einen Atomstrahl in jeder der vier Zeeman-Komponenten oder in Kombinationen, wie z. B. Zustände 1 + 4 oder 2 + 3, zu produzieren. Bei Deuterium liefert eine solche Quelle immer einen Atomstrahl in zwei HFS-Unterstufen.

Eine moderne ABS ist in der Lage - wie man am Beispiel der Jülicher Quelle (Abb. 2.2) für das polarisierte interne Gastarget an ANKE sehen kann - einen intensiven Atomstrahl von $6.8 \cdot 10^{16}$ Atomen/s in den Zeeman-Komponenten 1 und 2 zu produzieren [Mik01]. Mit nur einem Zeeman-Zustand im Strahl ist eine Vektorpolarisation $p_z \approx 0.9$ für Wasserstoff erreichbar. Bei Deuterium lassen sich entsprechende Werte der Vektor- und Tensorpolarisation erzeugen.

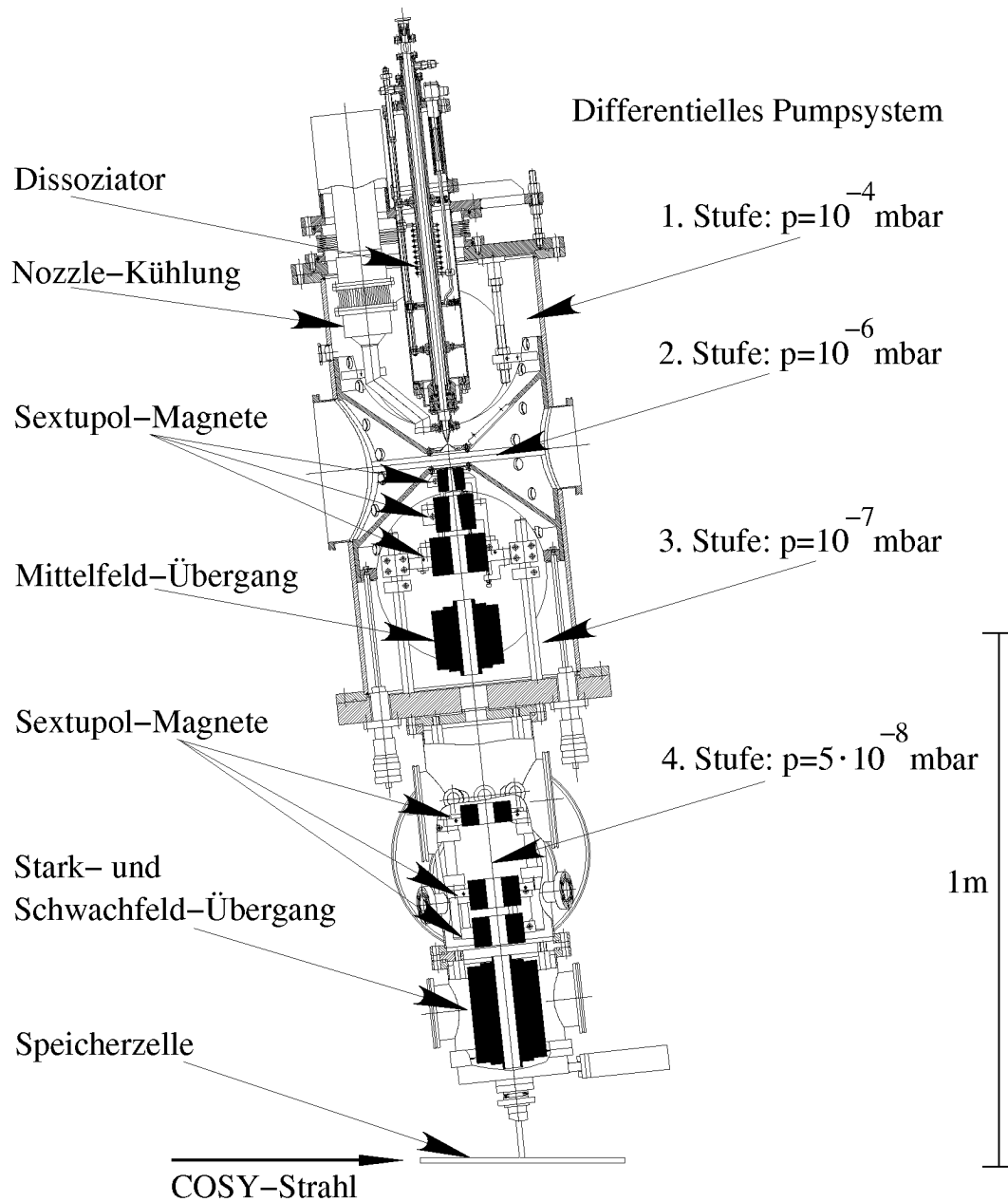


Abbildung 2.2: Aufbau der Jülicher ABS für das polarisierte Target an ANKE [Mik01].

2.2 Die quantenmechanische Beschreibung des Spins

In der Quantenmechanik genügen alle Spinoperatoren S_i folgender Vertauschungsrelation:

$$S_i \cdot S_j - S_j \cdot S_i = \epsilon_{ijk} \cdot S_k \quad (2.3)$$

Die Spin-Operatoren sind damit hermitesch und spurlos. Im kartesischen Koordinatensystem bilden die Komponenten S_x , S_y und S_z im Ortsraum einen Vektor $\vec{S}$, und für die Eigenwerte und Eigenfunktionen gilt dann:

$$\vec{S}^2 |sm\rangle = s \cdot (s + 1) \cdot \hbar |sm\rangle \quad (2.4)$$

$$S_z |sm\rangle = m \cdot \hbar |sm\rangle \quad (m = -s, -s + 1, \dots, +s) \quad (2.5)$$

Die Spin-Eigenfunktionen $|sm\rangle$ sind damit gleichzeitig Eigenfunktionen sowohl des Operators $\vec{S}^2$ wie **einer** der Komponenten von $\vec{S}$. Diese wird in der Regel als z -Komponente bezeichnet. Um die Eigenfunktionen vollständig zu beschreiben, werden also zwei Quantenzahlen benötigt: Die Spinquantenzahl s und die Magnetquantenzahl m , wobei es immer $(2s + 1)$ Einstellmöglichkeiten für m gibt. Im einfachsten Falle, $s = 1/2$, gibt es entlang der z -Achse nur zwei Eigenfunktionen mit $m = -1/2$ oder $m = +1/2$.

Damit sind die Spin-Operatoren in der üblichen Matrixdarstellung 2×2 -Matrizen und in der Paulischen Definition gilt:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \hbar \vec{\sigma} \quad (2.6)$$

Mit

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Die drei Pauli-Matrizen und die Einheitsmatrix sind linear unabhängig und bilden eine Basis, d. h. jeder beliebige Spinoperator mit $s = 1/2$ kann nach ihnen entwickelt werden. Diese Darstellung hat sich in der quantenmechanischen Beschreibung als sehr nützlich erwiesen.

2.3 Die Definition der Polarisation

2.3.1 Der Spin 1/2

Definition von p_z

Wie im letzten Abschnitt erläutert, ist für ein Teilchen der Erwartungswert $\langle S_z \rangle = \pm 1/2 \cdot \hbar$ und entsprechend $\langle \sigma_z \rangle = \pm 1$. Problematisch wird es jedoch, wenn der Erwartungswert $\langle \sigma_z \rangle$ über ein Ensemble von Teilchen, z. B. in einem Strahl, betrachtet wird. In diesem Fall benötigt man einen statistischen Mittelwert der möglichen Erwartungswerte über alle Teilchen des Ensembles. Diese statistische Mittelung wird in der Quantenmechanik durch den Dichteoperator ρ beschrieben, für den gilt:

$$\rho = \sum_{i=1}^n p_i \cdot |sm_i\rangle \langle sm_i|$$

Mit

$n \equiv$ Anzahl der reinen Zustände; hier: $n=2$

$p_i \equiv$ Wahrscheinlichkeit, den i -ten Zustand im Ensemble vorzufinden

Darauf aufbauend wird der Begriff der Polarisation definiert:

Die Polarisationskomponente p_i ($i = x, y, z$) eines Ensembles von Teilchen ist der Erwartungswert $\langle \sigma_i \rangle$ des Pauli-Operators σ_i über alle Teilchen.

Oder kürzer:

$$p_i = \langle \sigma_i \rangle = \text{Spur}(\rho \sigma_i) \quad (2.7)$$

Die so definierten Komponenten p_x , p_y und p_z bilden zusammen den Vektor $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$. Daher wird die **Polarisation** $\vec{p}$ eines Ensembles von Spin 1/2-Teilchen auch als **Vektorpolarisation** bezeichnet. An dieser Stelle ist jedoch Vorsicht geboten, denn nach Abschnitt 2.2 ist immer nur die Spin-Komponente bezüglich einer Quantisierungsachse, in der Regel als z -Achse bezeichnet, meßbar.

Diese Definition läßt sich leicht anhand der Besetzungszahlen verdeutlichen, sofern $|\vec{p}| \equiv p_z$, also die Polarisation $\vec{p}$ parallel zur z -Achse ist. Dann gilt:

$$p_z = \langle \sigma_z \rangle = \text{Spur}(\rho \sigma_z) = p_+ \langle + | \sigma_z | + \rangle + p_- \langle - | \sigma_z | - \rangle = p_+ - p_- \quad (2.8)$$

Es ist klar, daß $p_z = 0$ ist, wenn $p_+ = p_-$, d. h. wenn die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen im Zustand $|1/2, 1/2\rangle$ zu finden, genauso groß ist wie die für ein Teilchen im Zustand $|1/2, -1/2\rangle$. Die Zustände $m = 1/2$ und $m = -1/2$ sind dann mit der gleichen Anzahl (N_+ bzw. N_-) Teilchen besetzt. Ist nun aber z. B. $p_+ > p_-$, so sind

mehr Teilchen im Zustand $|1/2, 1/2\rangle$, d. h. $N_+ > N_-$. Auf diese Weise ergibt sich entlang der z -Achse eine Polarisation $p_z > 0$ mit:

$$p_z = p_+ - p_- = \frac{N_+}{N_{ges}} - \frac{N_-}{N_{ges}} = \frac{N_+ - N_-}{N_{ges}} \quad (2.9)$$

Daraus folgt:

$$-1 \leq p_z \leq +1 \quad (2.10)$$

Befinden sich alle Teilchen im Zustand $m = 1/2$, dann ist $p_z = 1$. Liegt im Strahl immer $m = -1/2$ vor, folgt $p_z = -1$.

2.3.2 Der Spin 1

Definition von p_{zz}

Nach Gl. (2.5) gibt es drei mögliche Erwartungswerte $\langle S_z \rangle$ und damit drei Eigenfunktionen für ein Spin 1-Teilchen:

$$|s = 1; m = 1\rangle \quad |s = 1; m = 0\rangle \quad |s = 1; m = -1\rangle \quad (2.11)$$

Die Spinoperatoren S sind demnach 3×3 -Matrizen und die zu den Pauli-Operatoren analogen Operatoren lauten:

$$\begin{aligned} S_x &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ S_y &= \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ S_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Wieder sind diese drei Matrizen und die Einheitsmatrix E linear unabhängig. Um jedoch einen beliebigen 3×3 -Spinoperator oder die Dichtematrix ρ nach ihnen zu entwickeln, sind weitere fünf linear unabhängige, symmetrische, hermitesche und spurlose Matrizen nötig. Diese können aus den vorhandenen Matrizen auf folgende Weise konstruiert werden:

$$S_{ij} = \frac{3}{2}(S_i S_j + S_j S_i) - 2E\delta_{ij} \quad (\text{mit } i, j = x, y, z) \quad (2.12)$$

Zwar ergeben sich so sechs Matrizen, aber die Nebenbedingung $\text{Spur}(S) = 0$ sorgt dafür, daß nur fünf dieser Matrizen linear unabhängig sind.

Analog zu p_i ist die Definition von p_{ij} :

Die Polarisationskomponente p_{ij} eines Ensembles ist der Erwartungswert $\langle S_{ij} \rangle$ des Operators S_{ij} über alle Teilchen.

Oder unter Verwendung des Dichteoperators:

$$p_{ij} = \langle S_{ij} \rangle = \text{Spur}(\rho S_{ij}) \quad (2.13)$$

Diesmal wird aus den verschiedenen Komponenten p_{ij} eine 3×3 -Matrix bzw. ein Tensor zweiter Stufe gebildet. Aus diesem Grunde wird die **Polarisation** eines Ensembles von Spin 1-Teilchen auch als **Tensorpolarisation** bezeichnet. Die Definition der **Vektorpolarisation** (Ein Vektor ist zugleich ein Tensor erster Stufe!) verliert dabei nicht ihre Gültigkeit.

Auch diese Definition wird an den Besetzungszahlen der drei Zustände deutlich. So gilt für p_{zz} :

$$p_{zz} = \langle S_{zz} \rangle = \text{Spur}(\rho S_{zz}) = p_+ + p_- - 2p_0 \quad (2.14)$$

Sind alle drei Zustände mit gleicher Wahrscheinlichkeit im Strahl, dann ist der Strahl unpolarisiert, und es gilt $p_+ = p_- = p_0 = 1/3$; entsprechend sind $p_{zz} = 0$ und $p_z = 0$.

Ist aber der Zustand $|s = 1; m = 0\rangle$ häufiger besetzt als die beiden Zustände $|s = 1; m = \pm 1\rangle$ (d. h. $2N_0 > N_+ + N_-$), dann gilt:

$$p_{zz} = p_+ + p_- - 2p_0 = \frac{N_+ + N_- - 2N_0}{N_{ges}} < 0 \quad (2.15)$$

Daraus folgt wiederum:

$$-2 \leq p_{zz} \leq 1 \quad (2.16)$$

Trägt man zur Veranschaulichung entlang der Quantisierungsachse z die Differenz der Werte p_+ und p_- in positiver bzw. negativer Richtung und senkrecht dazu p_0 auf, so erhält man im Falle einer negativen Tensorpolarisation einen oblaten Drehkörper. Bei einer positiven Tensorpolarisation ergibt sich eine prolata Form (Abb. 2.3).

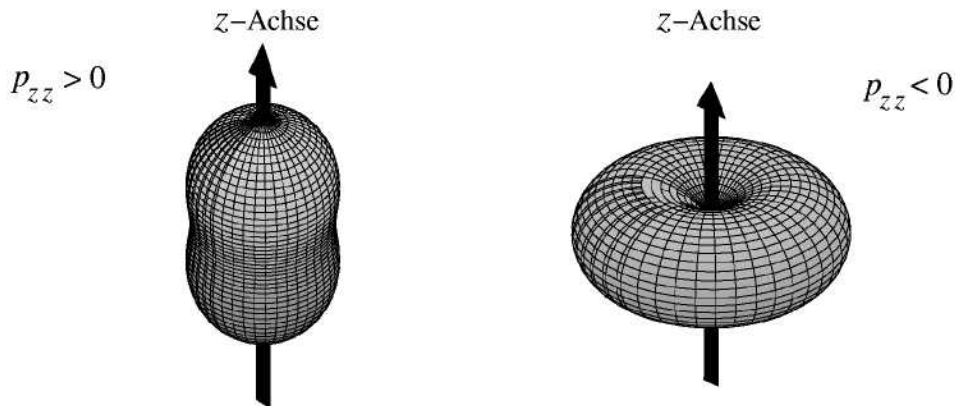


Abbildung 2.3: Darstellung einer positiven bzw. negativen Tensorpolarisation [Sch01].

Es genügt nicht allein die Kenntnis der Tensorpolarisation, um alle Besetzungszahlen in einem Strahl aus Spin 1-Teilchen zu kennen. Diese gibt nur das Verhältnis von $N_+ + N_-$ zu N_0 an. Erst die Information der Vektorpolarisation, d. h. das Verhältnis von N_+ zu N_- , liefert zusammen mit der Intensität $N_{ges} = N_+ + N_- + N_0$ eine vollständige Beschreibung der Besetzungszahlen und damit der Polarisation.

2.4 Das Wasserstoff-Atom

Einer der größten Erfolge der Quantenmechanik ist die Beschreibung des Wasserstoffatoms durch Schrödinger [Sch26]. Durch seine „Wellenmechanik“ konnten alle bis dahin bekannten Linien (Lyman-, Balmer-, Paschen-Serien) im Spektrum des Wasserstoff-Atoms berechnet werden.

Zeeman untersuchte 1896 die Abhängigkeit der Energien der Wasserstofflinien von einem äußeren Magnetfeld und entdeckte so die Feinstruktur-Aufspaltung, die von Schrödinger als Zustände mit unterschiedlichen Quantenzahlen l und s für den Bahndrehimpuls und den Elektronen-Spin interpretiert wurden. Diese beiden Drehimpulse $\vec{l}$ und $\vec{s}$ koppeln dabei zum Hüllen-Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$, der bei einer Projektion auf die Quantisierungsachse die Werte $m_J = -J, m_J = -J + 1, \dots, m_J = +J$ annehmen kann. Das mit der Quantenzahl m_J verbundene magnetische Moment wechselwirkt wiederum mit dem angelegten Magnetfeld B , wodurch die Bindungsenergie leicht modifiziert wird. Damit werden die Spektrallinien des Wasserstoffs in Abhängigkeit vom Magnetfeld aufgespalten.

Doch mit verfeinerter Meßtechnik wurde 1937/38 eine weitere Aufspaltung der H_α - bzw D_α -Linie im Balmer-Spektrum festgestellt ([Pas38], [Hou37], [Wil38]), die durch

die Quantenmechanik alleine nicht beschrieben werden konnte. Dem widersprechende Beobachtungen lösten einen Streit aus [Dri40], den erst Lamb und Retherford durch die Messung der Lambshift beendeten [Lam47]: Sie konnten einen Unterschied der Bindungsenergien der Zustände $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ im Wasserstoffatom in Höhe von $1058 \text{ MHz} = 4.4 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$ nachweisen (Nobelpreis 1955 für Lamb). Bereits ein Jahr später konnte diese Aufspaltung durch die „Vakuumpolarisation“ beschrieben werden, wofür Schwinger, Tomonaga und Feynman 1965 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden [Fey48]. Heute ist die daraus entstandene Quantenelektrodynamik (QED) in der Lage, die Lambshift genauer zu berechnen, als man sie zu messen vermag. Keine andere Theorie liefert solch exakte Vorhersagen.

2.4.1 Das Breit-Rabi-Diagramm

Im „schwachen“ Magnetfeld, dem Zeeman-Gebiet, koppeln im Wasserstoffatom Kernspin $I = 1/2$ und Gesamtelektronen-Spin $J = 1/2$ zum Gesamtspin $F = 1$ oder $F = 0$. Aber jetzt kann sich, analog zur Quantenzahl m_J in der Feinstrukturaufspaltung, der Gesamtspin F nach diesem äußeren Magnetfeld ausrichten und die Projektion auf die Magnetfeld-Achse nimmt dabei die Werte $m_F = 1, 0, -1$ an. Da das vom Gesamtspin F hervorgerufene magnetische Moment des Atoms entsprechend parallel, senkrecht oder antiparallel zum angelegten Magnetfeld ist, wird die Bindungsenergie dieser drei Zeeman-Zustände ebenfalls leicht modifiziert, und es kommt zu einer weiteren Aufspaltung des Zustandes $1S_{1/2}$ in vier Unterzustände. Diese HFS-Unterzustände werden durch die Quantenzahlen $|F, m_F\rangle$ charakterisiert.

Beim Übergang in ein stärkeres Magnetfeld (Paschen-Back-Bereich) bricht die Kopplung von Kern- und Hüllenspin immer mehr auf und schließlich richten sich im „starken“ Magnetfeld Gesamtelektronen-Spin J und Kernspin I getrennt voneinander aus. Da sowohl $J = 1/2$ als auch $I = 1/2$ sind, gibt es wiederum vier Kombinationsmöglichkeiten, und die vier Zeeman-Zustände werden diesmal durch die Quantenzahlen $|m_J; m_I\rangle$ charakterisiert. Die allgemeine Lösung der Schrödinger-Gleichung unter Beachtung der $(\vec{I} \cdot \vec{J})$ -, $(\vec{I} \cdot \vec{B})$ -, $(\vec{J} \cdot \vec{B})$ -Terme des Hamiltonian lautet für die einzelnen Zustände:

$$1: \quad |F = 1, m_F = +1\rangle = |m_J = 1/2, m_I = 1/2\rangle \quad (2.17)$$

$$2: \quad |1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1+a} | +1/2, -1/2\rangle + \sqrt{1-a} | -1/2, +1/2\rangle \right] \quad (2.18)$$

$$3: \quad |1, -1\rangle = | -1/2, -1/2\rangle \quad (2.19)$$

$$4: \quad |0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1-a} | +1/2, -1/2\rangle - \sqrt{1+a} | -1/2, +1/2\rangle \right] \quad (2.20)$$

Mit

$$a(B) = \frac{\frac{B}{B_c}}{\sqrt{1 + \left(\frac{B}{B_c}\right)^2}} \quad (2.21)$$

Die Lösung der Schrödinger-Gleichung liefert ebenfalls die Energieeigenwerte, die durch die Breit-Rabi-Formel beschrieben werden. Damit können die Modifikationen der Bindungsenergien dieser vier HFS-Unterkomponenten in Abhängigkeit von einem angelegten Magnetfeld B berechnet werden.

$$E^{HFS}(B) = -\frac{\Delta E_{HFS}}{4} + m_F g_p \mu_K B \pm \frac{\Delta E_{HFS}}{2} \left(1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2\right)^{\frac{1}{2}}$$

Mit

$$\Delta E_{HFS} = 5.87 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad (\text{HFS-Aufspaltung bei } B=0)$$

$$g_p = 5.5858 \quad (\text{g-Faktor})$$

$$\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (\text{Kernmagneton})$$

$$x = \frac{g_J \mu_B - g_K \mu_K}{\Delta E_{HFS}} \cdot B \simeq \frac{2\mu_B B}{\Delta E_{HFS}}$$

$$I = 1/2 \quad (\text{Wasserstoff})$$

$$I = 1 \quad (\text{Deuterium})$$

Davon ausgehend wird die Feldstärke des äußeren Magnetfelds B , für die $x = 1$ gilt, als kritische Feldstärke B_c definiert:

$$B_c = \frac{\Delta E_{HFS}}{2\mu_B} = 50.7 \text{ mT} \quad (2.22)$$

Ist das äußere Magnetfeld $B \ll B_c$, spricht man von einem „schwachen Feld“, im Fall $B \gg B_c$ vom „starken Feld“.

Im Breit-Rabi-Diagramm (Abb. 2.4) wird die energetische Aufspaltung der vier Zeeman-Komponenten als Funktion des angelegten Magnetfelds deutlich:

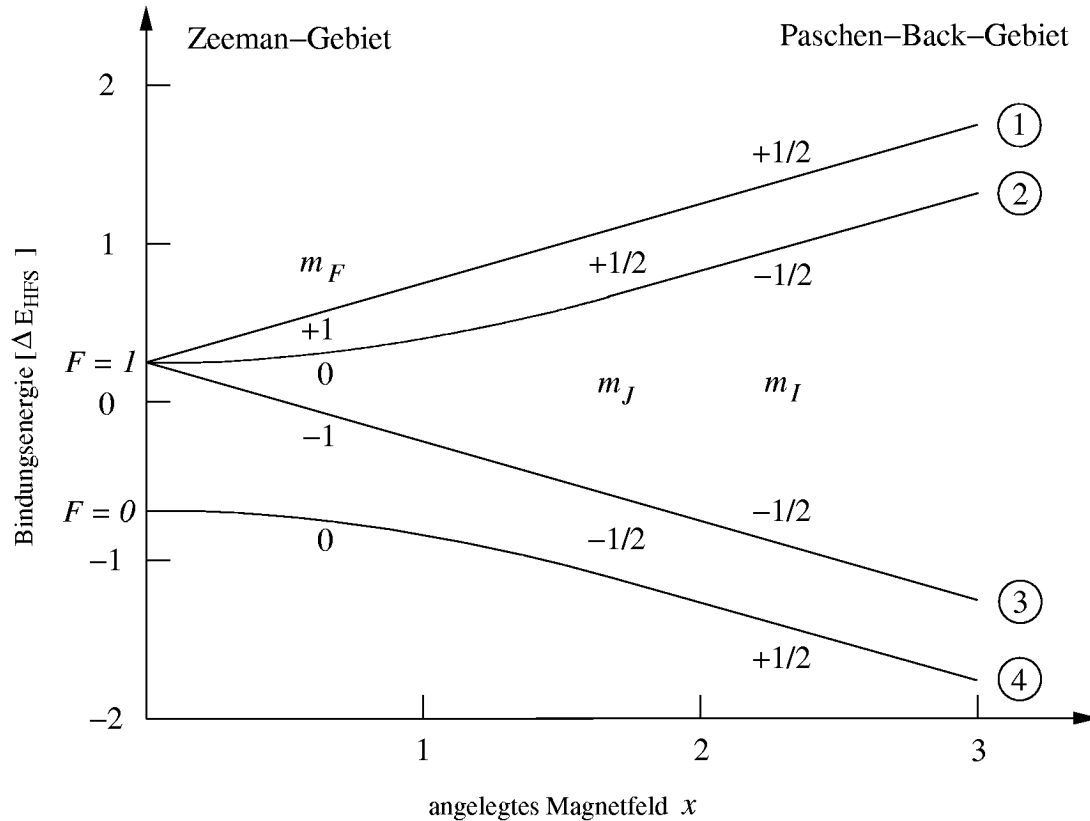


Abbildung 2.4: Abhängigkeit der Bindungsenergien der einzelnen Hyperfeinstruktur-Zustände im Grundzustand des Wasserstoffs von einem angelegten Magnetfeld.

2.4.2 Die Polarisation der einzelnen Zeemann-Zustände der Hyperfeinstruktur

Aus der quantenmechanischen Beschreibung der Zeeman-Zustände (Gl. (2.17) bis (2.20)) geht hervor, daß die Zustände 1 und 3 „reine“ Zustände sind. Damit ist sowohl im schwachen wie im starken Feld der Kern- und der Elektronenspin konstant. Also ist auch die Kernspin-Polarisation dieser Zeemann-Komponenten nicht vom äußeren Magnetfeld abhängig. Die Komponenten 2 und 4 sind hingegen „gemischte“ Zustände, die aus Anteilen der beiden antiparallelen Komponenten bestehen. Deshalb ist ihre Polarisation, welche direkt aus dem Mischungsverhältnis ihrer Anteile berechnet werden kann, eine Funktion des angelegten Magnetfelds B . So gilt z. B. für den Zeemann-Zustand 2:

$$\begin{aligned}
 p_z(2)_{(B)} &= P_+ - P_- \\
 &= \left(\frac{1-a}{2} \right) - \left(\frac{1+a}{2} \right) \\
 &= -a_{(B)}
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

Mit

P_+ = Wahrscheinlichkeit, $|m_I = +1/2\rangle$ im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ zu finden

P_- = Wahrscheinlichkeit, $|m_I = -1/2\rangle$ im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ zu finden

Analog ergibt sich für den Zustand 4:

$$p_z(4)_{(B)} = a_{(B)} \quad (2.24)$$

Die Abhängigkeit der Vektorpolarisation vom angelegten Magnetfeld der vier Zeemann-Komponenten ist in Abbildung 2.5 dargestellt:

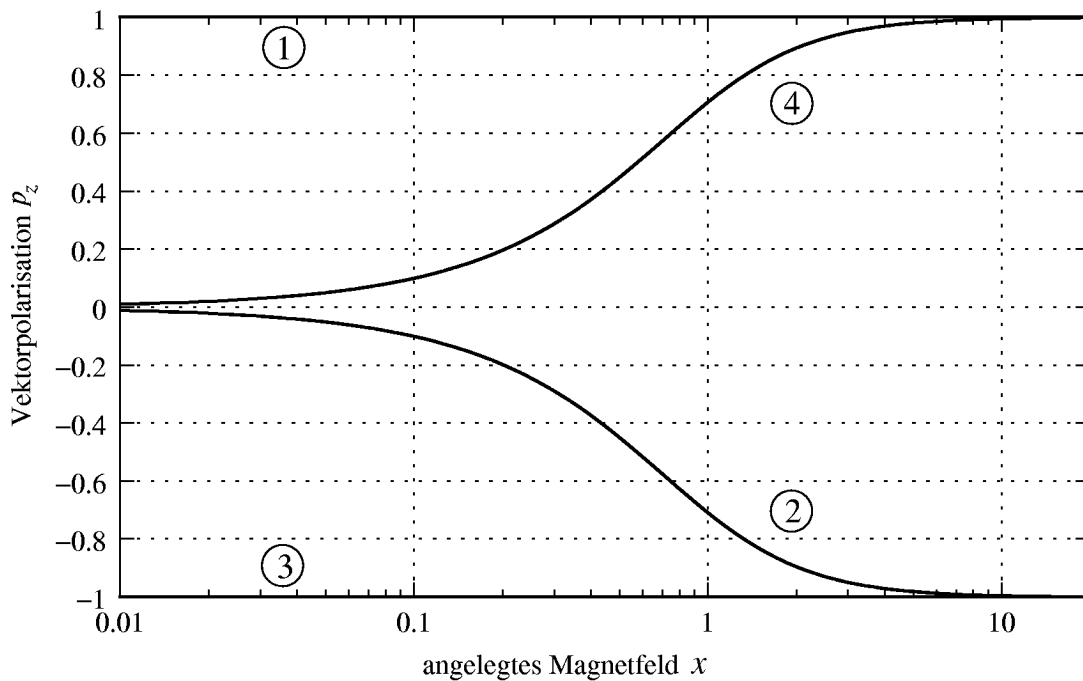


Abbildung 2.5: Abhängigkeit der Vektorpolarisation p_z der einzelnen Zeemann-Zustände vom angelegten Magnetfeld.

2.4.3 Der metastabile Zustand $2S_{1/2}$

In Abwesenheit eines Magnetfelds sind die beiden angeregten Zustände $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ energetisch durch die Lambshift getrennt (Abb. 2.6). Die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung beträgt im angeregten Zustand $2S$ des Wasserstoffs lediglich $7.36 \cdot 10^{-7}$ eV und für den $2P$ -Zustand sogar nur $2.48 \cdot 10^{-7}$ eV, da der mittlere Abstand größer und damit die Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron kleiner ist. Dementsprechend sind auch die kritischen Feldstärken mit $B_c(2S) = 6.34$ mT bzw. $B_c(2P) = 2.1$ mT deutlich geringer.

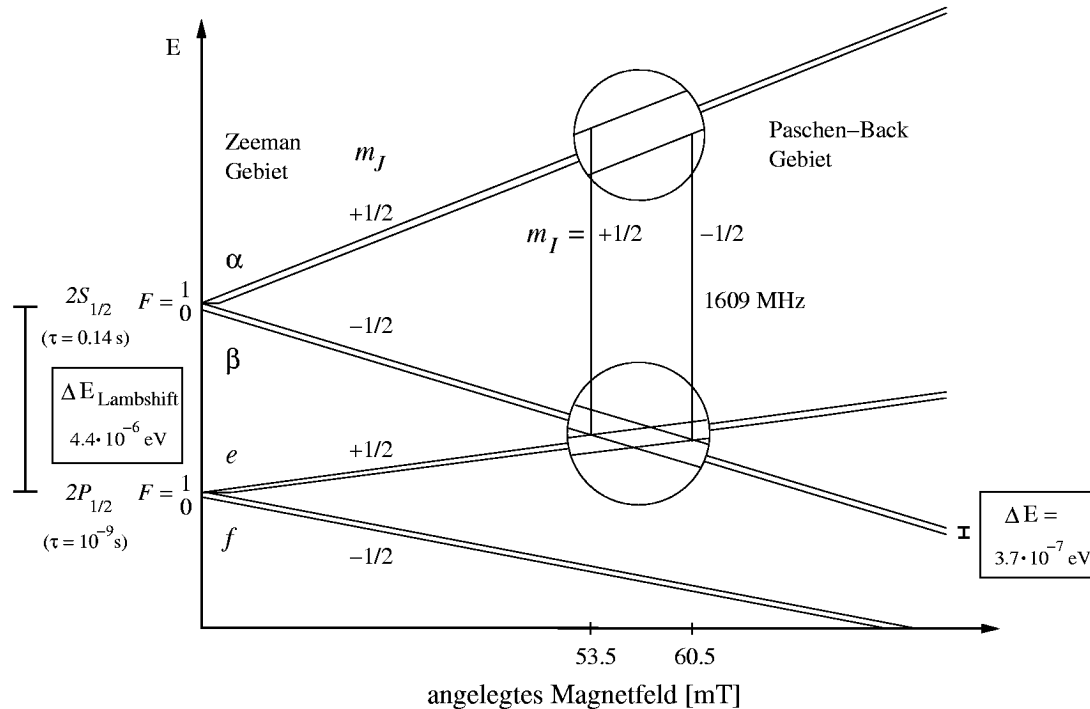


Abbildung 2.6: Breit-Rabi-Diagramm für den angeregten Zustand mit der Quantenzahl $n=2$ beim Wasserstoff.

Zwischen 53.5 und 60.5 mT kreuzen sich die Energieeigenwerte der β -Komponenten des $2S_{1/2}$ -Zustands mit den e -Komponenten des $2P_{1/2}$ -Zustands. Bei diesen Magnetfeldern sind jeweils zwei Zeeman-Zustände mit gleichem Kernspin I (im starken Feld) energetisch entartet.

2.4.4 Die Beeinflussung der Lebensdauer

Von entscheidender Bedeutung nicht nur für das Lambshiftpolarimeter, sondern für alle polarisierten Ionenquellen unter Ausnutzung der Lambshift ist die stark unterschiedliche Lebensdauer der Zustände $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ beim Wasserstoff: Die Atome im $2P_{1/2}$ -Zustand gelangen durch einen Dipol-Übergang in den Grundzustand $1S_{1/2}$. Dadurch ist ihre Lebensdauer mit $\tau = 10^{-9}$ s sehr gering. Ein direkter Übergang (M1) vom $2S_{1/2}$ -Zustand in den Grundzustand ist durch die Auswahlregeln zwar erlaubt, aber sehr unwahrscheinlich. Nach Breit und Teller sind nahezu ausschließlich Zwei-Quanten-Übergänge für den Zerfall und damit für die „lange“ Lebensdauer $\tau = 0.14$ s des metastabilen $2S_{1/2}$ -Zustandes verantwortlich [Bre40].

Diese Lebensdauer ist durch den Experimentator auf unterschiedliche Weise beeinflussbar: Da die Zustände $2P_{1/2}$ und $2S_{1/2}$ energetisch sehr nahe beieinander liegen, ist ein direkter Übergang zwischen ihnen sehr unwahrscheinlich. Selbst wenn an den

Kreuzungspunkten die Bindungsenergien der Zeemann-Zustände entartet sind, können diese Zustände auch nicht ineinander übergehen, weil dies gegen die Paritätserhaltung verstoßen würde. In Gegenwart eines elektrischen Feldes E , das als Störoperator die Parität umzukehren vermag, ändert sich die Übergangswahrscheinlichkeit jedoch proportional zum Quadrat der Feldstärke. Durch den Stark-Effekt koppeln beide Zustände, und Atome im $2S_{1/2}$ -Zustand können über diesen Umweg den Grundzustand erreichen. Aufgrund dieses neuen Zerfallskanals wird die Lebensdauer τ des metastabilen Zustandes abhängig von der angelegten Feldstärke E (Abb. 2.7), und es gilt:

$$\tau_{2S_{1/2}} [\mu s] = \left(\frac{19}{E [\text{V/cm}]} \right)^2 \quad (2.25)$$

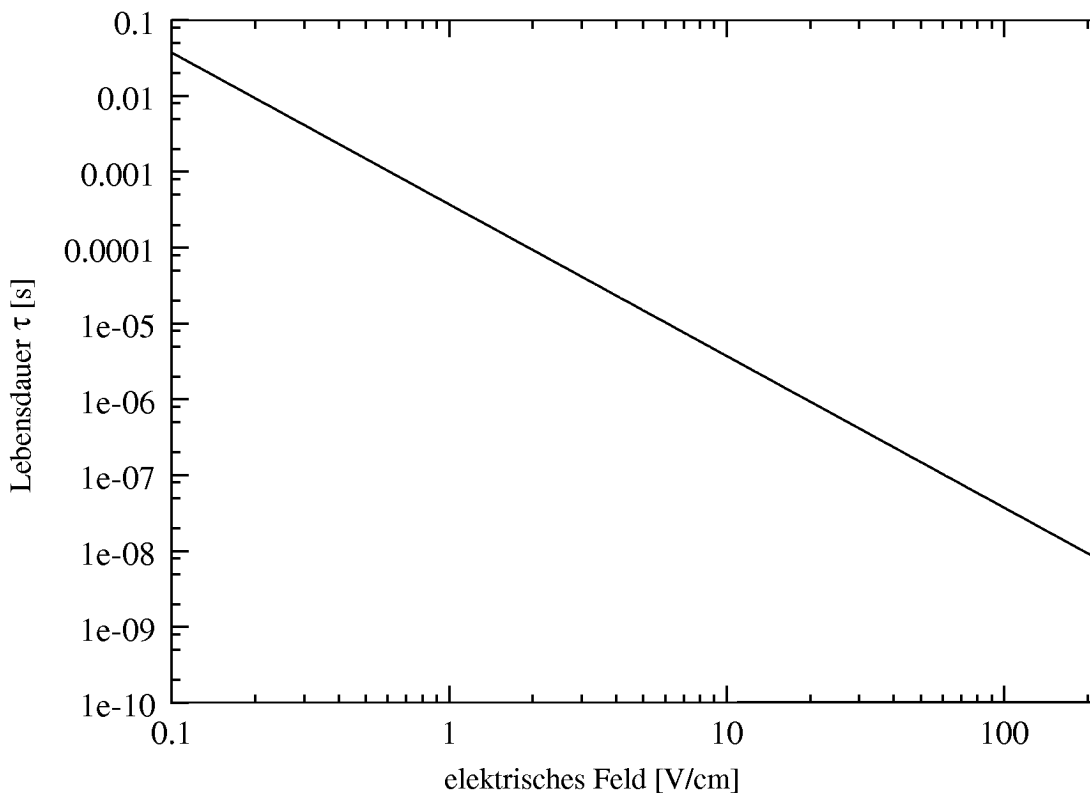


Abbildung 2.7: Abhängigkeit der Lebensdauer $\tau_{S_{1/2}}$ von einem äußeren elektrischen Feld.

Bei dieser Kopplung ist auch die Energiedifferenz der verschiedenen Zeeman-Komponenten wichtig. Je größer die Energiedifferenz zweier Zeeman-Zustände, desto höher ist die Lebensdauer τ bei gleicher Feldstärke E . Da sich aber, wie in Abbildung 2.6 zu erkennen ist, die α -Komponenten (Zeeman-Zustand 1 und 2) bei höheren Magnetfeldern von allen Zeeman-Komponenten des $2P_{1/2}$ -Zustands energetisch entfernen,

wächst ihre Lebensdauer wieder mit dem angelegten Magnetfeld. Die β -Komponenten hingegen (Zeeman-Zustand 3 und 4) besitzen ein Minimum am Kreuzungspunkt mit den Zeeman-Komponenten des $2P_{1/2}$ -Zustands bei 57 mT. Beschreiben kann man diese Abhängigkeit nach Haeberli mit folgender Formel (E in V/cm; B in mT) [Hae67]:

$$\tau_{S_{1/2}} = \frac{1.13}{E^2} [(574 \pm 10B)^2 + 716] \cdot 10^{-9} \text{ [s]} \quad (2.26)$$

Die Abbildung 2.8 zeigt den Verlauf der Lebensdauer der α - und β -Zeeman-Komponenten:

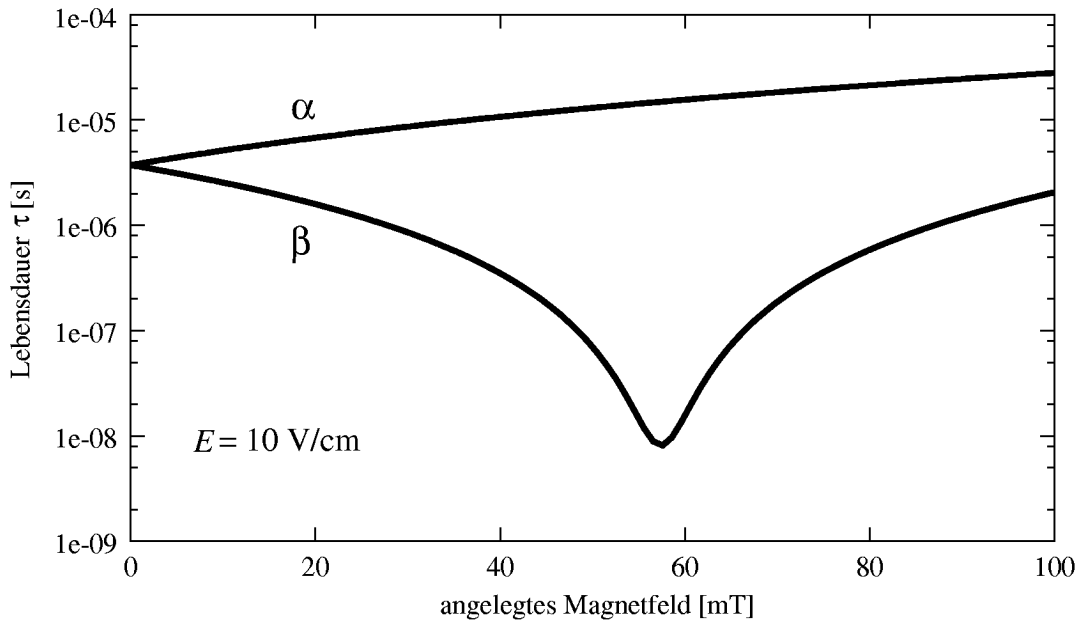


Abbildung 2.8: Abhängigkeit der Lebensdauer der Feinstruktur-Komponenten α und β des Zustands $2S_{1/2}$ von einem äußeren Magnetfeld bei einem konstanten elektrischen Feld von 10 V/cm.

Außerdem ist natürlich durch elektromagnetische Einstrahlung ein induzierter Übergang zwischen verschiedenen Zeeman-Zuständen und damit eine weitere Beeinflussung der Lebensdauer möglich.

Erst die Anwendung aller drei Effekte macht den Bau eines Spinfilters möglich, das einzelne Zeeman-Komponenten selektiv transmittieren kann (siehe dazu Abschnitt 2.5.1.).

2.4.5 Das Deuterium

Durch den Kernspin $I = 1$ beim Deuteron können Gesamtelektron-Spin J und I zum Gesamtspin $F = 3/2$ oder $F = 1/2$ koppeln. Da die Magnetquantenzahl m_F für diese beiden Fälle vier bzw. zwei Werte annehmen kann, gibt es beim Deuteron insgesamt sechs metastabile Zeeman-Komponenten, deren Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld wieder das Breit-Rabi-Diagramm in Abbildung 2.9 zeigt:

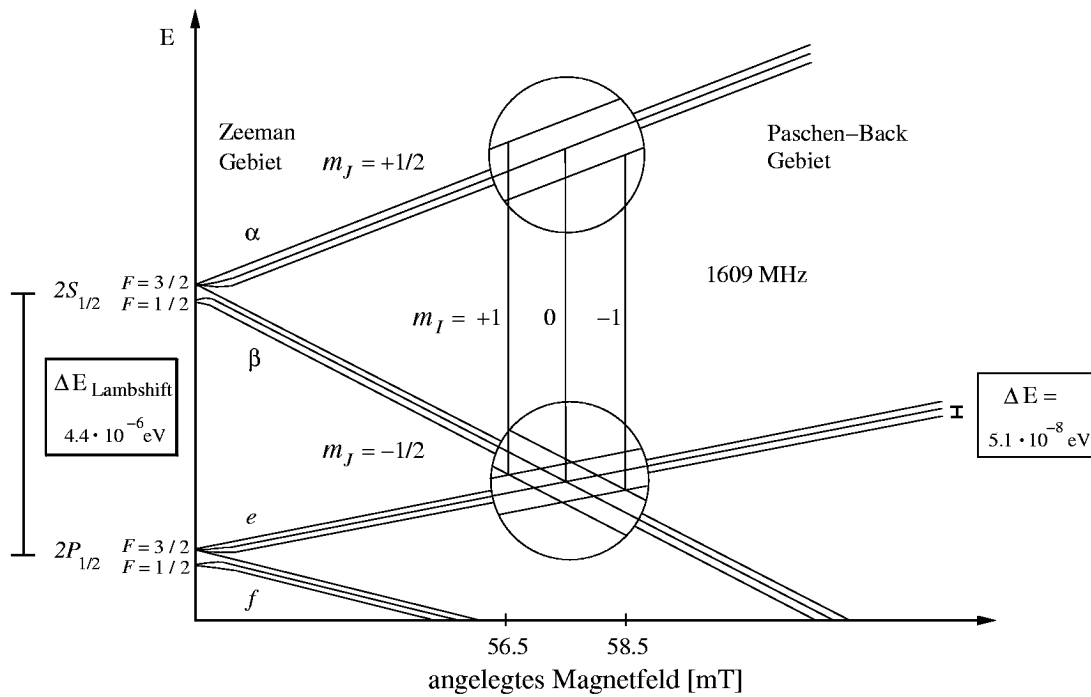


Abbildung 2.9: Aufspaltung der verschiedenen Zeeman-Komponenten des metastabilen $2S$ -Zustandes des Deuteriums im Breit-Rabi-Diagramm.

Aufgrund des kleineren mag. Moments des Deuterons ($\mu_d = 0.856 \mu_K = 0.307 \mu_p$) ist auch die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung dieser Zustände mit rund $1.7 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$ kleiner (Grundzustand $1S$: $1.35 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$). Dementsprechend sind die Kreuzungspunkte der β -Komponenten mit den e -Komponenten des $2P_{1/2}$ -Zustands diesmal nur 1 mT voneinander entfernt. Die kritische Feldstärke beim Deuterium ist mit $B_c = 11.4 \text{ mT}$ im Grundzustand $1S$ und $B_c = 1.5 \text{ mT}$ im metastabilen Zustand $2S$ ebenfalls wesentlich geringer. Der Übergang vom Zeeman- ins Paschen-Back-Gebiet findet entsprechend bei jeweils deutlich kleineren Feldstärken statt.

Die quantenmechanische Beschreibung der sechs Zeeman-Komponenten im metastabilen $2S_{1/2}$ -Zustand des Deuterons in Abhängigkeit vom Magnetfeld lautet:

- 1: $|F = 3/2, m_F = +3/2\rangle = |m_J = 1/2, m_I = 1\rangle$
- 2: $|3/2, 1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [\sqrt{1+a} |1/2, 0\rangle + \sqrt{1-a} |-1/2, 1\rangle]$
- 3: $|3/2, -1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [\sqrt{1-b} |-1/2, 0\rangle + \sqrt{1+b} |1/2, -1\rangle]$
- 4: $|3/2, -3/2\rangle = |-1/2, -1\rangle$
- 5: $|1/2, -1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [\sqrt{1+b} |-1/2, 0\rangle - \sqrt{1-b} |1/2, -1\rangle]$
- 6: $|1/2, 1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [\sqrt{1+a} |-1/2, 1\rangle - \sqrt{1-a} |1/2, 0\rangle]$

Mit
$$a = \frac{\frac{B}{B_c} + \frac{1}{3}}{\sqrt{1 + \frac{2}{3} \frac{B}{B_c} + (\frac{B}{B_c})^2}} \quad b = \frac{\frac{B}{B_c} - \frac{1}{3}}{\sqrt{1 - \frac{2}{3} \frac{B}{B_c} + (\frac{B}{B_c})^2}}$$

Aus dieser Beschreibung kann wiederum die Vektorpolarisation p_z (Abb. 2.10) und die Tensorpolarisation p_{zz} (Abb. 2.11) aus den quantenmechanischen Erwartungswerten der einzelnen Komponenten berechnet werden.

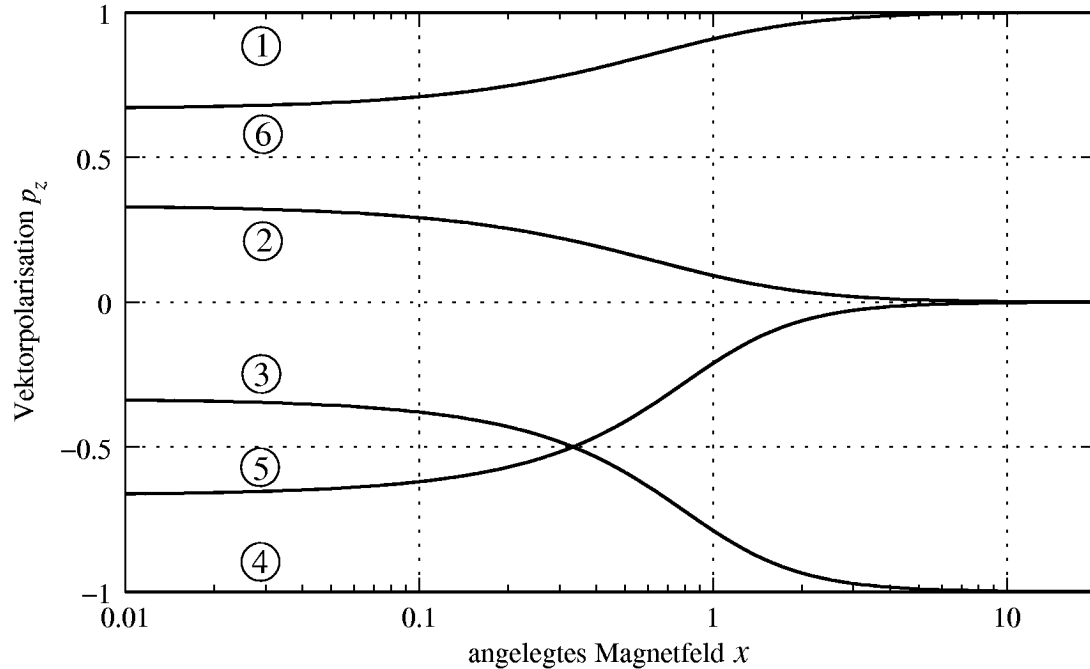


Abbildung 2.10: Abhängigkeit der Vektorpolarisation p_z der einzelnen Zeeman-Zustände des Deuteriums vom angelegten Magnetfeld.

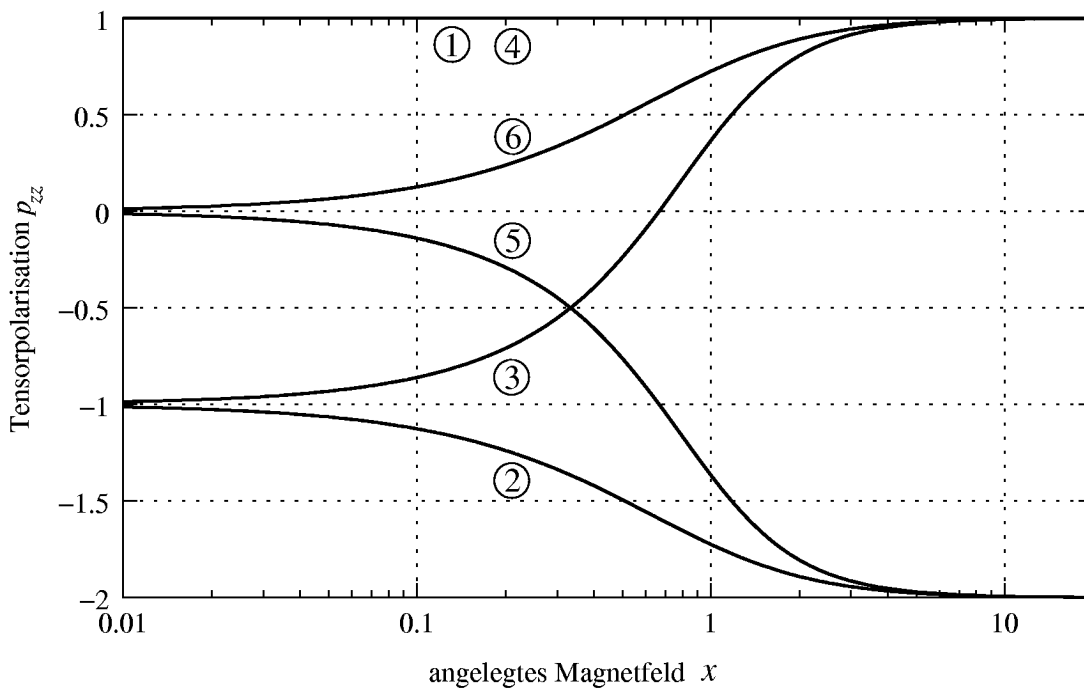


Abbildung 2.11: Abhängigkeit der Tensorpolarisation p_{zz} der einzelnen Zeeman-Zustände des Deuteriums vom angelegten Magnetfeld.

2.5 Das Konzept des Polarimeters

Die Polarisation eines Atomstrahls aus Wasserstoff oder Deuterium wird mit dem Lambshift-Polarimeter in einem mehrstufigen Prozeß gemessen (Abb. 2.12). Zuerst werden in einem Ionisierer die Atome ionisiert. Dies kann in verschiedenen Arten von Ionisierern geschehen, wobei ein Elektronenstoß-Ionisierer vom Glavish-Typ bevorzugt werden sollte [Gla66]. Zwar ist seine Effizienz mit 10^{-4} bis 10^{-3} z. B. einem ECR-Ionisierer um ein bis zwei Größenordnungen unterlegen, aber es ist durch Variation seines starken Magnetfeldes möglich, einzelne Hyperfeinstruktur-Zustände mit gleichem Kernspin zu unterscheiden (siehe Abschnitt 4.3.1). Außerdem könnte ein ECR-Ionisierer bei der Messung der Polarisation an ANKE ohnehin nicht eingesetzt werden, da zur Erzeugung des Plasmas in diesem Ionisierer-Typ ein Druck von etwa 10^{-4} mbar erforderlich ist, um die hohe Effizienz überhaupt zu erreichen. Dieser Druck wird in der Regel durch Zugabe von Stickstoff erzeugt, der wiederum in die Speicherzelle diffundieren und damit das Target verunreinigen würde.

Darauffolgend ist der Einsatz eines Wienfilters bzw. Massenfilters von großem Vorteil. Es ist damit möglich, verschiedene Massen im Ionenstrahl zu separieren und damit

den Untergrund deutlich zu senken. Außerdem kann die Polarisation in jede beliebige Richtung im Raum gedreht werden, was z. B. nach einem Ablenken des Ionenstrahls unbedingt erforderlich ist.

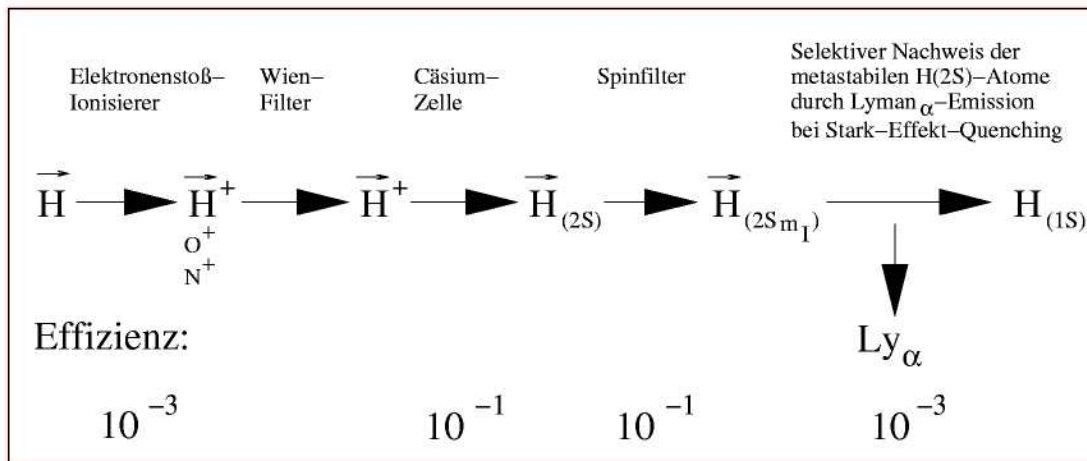
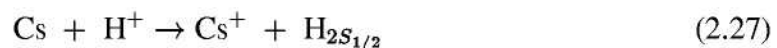


Abbildung 2.12: Prinzip des Lambshift-Polarimeters.

In einer Cäsium-Zelle werden durch die Ladungsaustausch-Reaktion



mit einer Effizienz von bis zu 30% metastabile Atome aus den H^+ -Ionen erzeugt. Dies sollte möglichst in einem starken Magnetfeld geschehen, um eine definierte Kernspin-Polarisation zu erhalten.

Das Spinfilter ist in der Lage, nur metastabile Atome in einzelnen Zeeman-Komponenten mit festgelegtem Hüllenspin $|m_J = +1/2\rangle$ und einstellbarem Kernspin $|m_I = \pm 1/2\rangle$ bei Wasserstoff bzw. $|m_I = -1, 0, +1\rangle$ bei Deuterium zu transmittieren und die jeweils anderen Komponenten in den Grundzustand $1S_{1/2}$ zu quench. Da alle metastabilen Komponenten in ihrem Resonanzfall mit gleicher Wahrscheinlichkeit durch das Spinfilter gelangen, kann durch Vergleich der Besetzungszahlen der Zeeman-Zustände mit unterschiedlichem Kernspin die Stahlpolarisation bestimmt werden.

Zur Messung der Anzahl der metastabilen Atome in den verschiedenen Zuständen werden diese hinter dem Spinfilter in den Grundzustand gequench. Das dabei entstehende Lyman- α -Licht (121 nm) wird selektiv mit einem Photomultiplier nachgewiesen. Die Ausbeute beträgt etwa $2 \cdot 10^{-3}$. Trotz der hohen Verluste in den einzelnen Komponenten des LSP werden aus den rund $3 \cdot 10^{16}$ Atomen/s der ABS etwa $3 \cdot 10^6$ Photonen/s erzeugt. Das von ihnen im Photomultiplier produzierte Signal beträgt rund $1 \mu A$ und ist damit leicht nachzuweisen.

2.5.1 Das Spinfilter

Bereits 1967 wurde das Konzept des Spinfilters von Ohlsen et al. zur Separation einzelner Zeeman-Komponenten des metastabilen $2S_{1/2}$ -Zustandes vorgeschlagen [Kib67]. Das Funktionsprinzip des notwendigen 3- bzw. 4-Zustandsgleichgewichts ([Lam51], [Lam52]) verglich erstmals McKibben mit einem System von drei gekoppelten Pendeln [McK77]. Damit war es möglich, die Besetzungszahlen der verschiedenen Komponenten anschaulich zu beschreiben.

Wie bereits ausgeführt ist die Lebensdauer der Zeeman-Komponenten des $2S_{1/2}$ -Zustandes ohne den Einfluß äußerer Felder mit $\tau = 0.14$ s relativ lang, da diese fast ausschließlich über Mehrquantenübergänge in den Grundzustand $1S_{1/2}$ zerfallen. Die Lebensdauer des $2P_{1/2}$ -Zustandes ist hingegen durch den Dipol-Übergang mit 10^{-9} s sehr kurz. Diese Zerfallskanäle lassen sich an Abbildung 2.13 verdeutlichen:

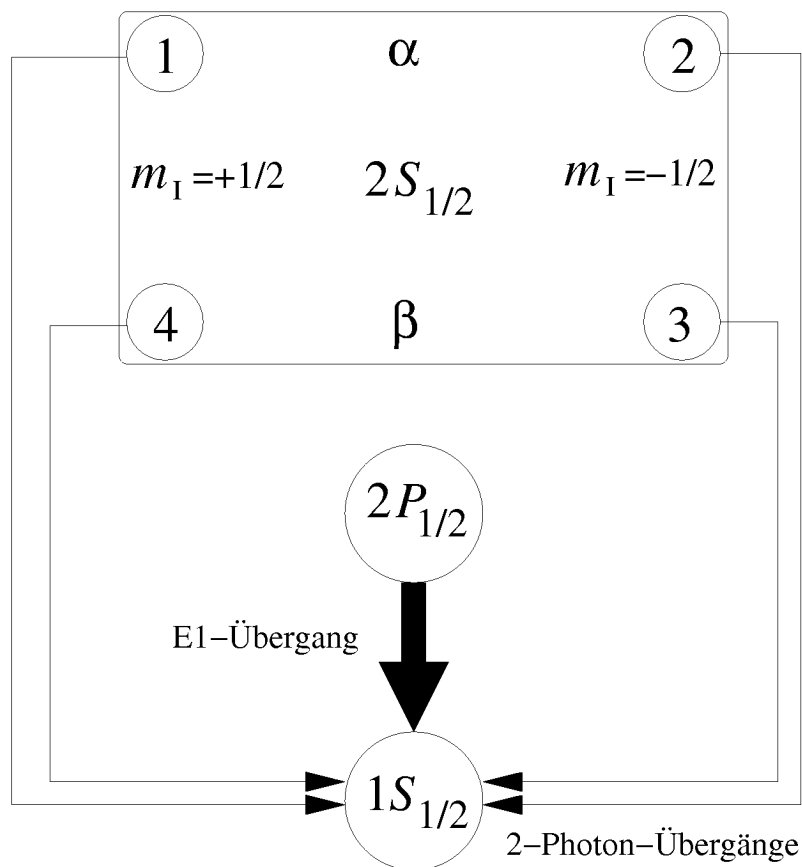


Abbildung 2.13: Natürliche Zerfallskanäle der Zeeman-Komponenten des ersten angeregten Zustandes des Wasserstoffs.

Wird ein metastabiler Wasserstoffstrahl einem homogenen Magnetfeld von 57 ± 3.5 mT ausgesetzt, dann sind die β -Komponenten des $2S_{1/2}$ - und die e -Komponenten des $2P_{1/2}$ -Zustandes energetisch entartet. Durch ein zusätzliches elektrisches Feld können diese Zeeman-Zustände miteinander koppeln (siehe Abschnitt 2.4.4) und die Lebensdauer der β -Zustände wird entsprechend herabgesetzt. Die Lebensdauer der α -Zustände ändert sich dabei kaum, da ihre gleichzeitige Kopplung an den $2P_{1/2}$ -Zustand aufgrund des größeren Energieabstands nur sehr schwach ist.

Die Lebensdauer der α -Komponenten wird dagegen erheblich verkürzt, wenn diese am Kreuzungspunkt mit einer eingestrahnten Hochfrequenz von 1.60975 GHz an die β -Komponenten und damit ebenfalls auch an den $2P_{1/2}$ -Zustand gekoppelt werden. Dadurch werden alle vier metastabilen Zeeman-Zustände in den Grundzustand gequenchet. Ist jedoch die Kopplung eines α -Zustands an die entsprechende β -Komponente sehr stark, dann oszillieren die Atome zwischen diesen Zuständen, und nur wenige gehen über den $2P_{1/2}$ -Zustand in den Grundzustand verloren. Mit der eingestrahnten Leistung kann so die Lebensdauer der α -Zustände kontrolliert werden (Abb. 2.14).

Wenn in einem longitudinalen Magnetfeld von 53.5 mT mit einem transversalen elektrischen Feld von ca. 10 V/cm eine Hochfrequenz von 1.60975 GHz einstrahlt wird, deren Halbwertsbreite in einer Resonanzkammer etwa 1 MHz beträgt, dann verbleiben viele Atome in der Oszillation zwischen den Zuständen $\alpha 1$ und $\beta 4$, während die anderen beiden Zustände in den Grundzustand zerfallen. Entscheidend ist dabei, daß die Kopplung zwischen $\alpha 1$ und $\beta 4$ „stark“ ist, während die $\alpha 2$ - und $\beta 3$ -Komponenten nur „schwach“ miteinander wechselwirken. Dazu benötigt man eine um mehrere MHz kleinere Hochfrequenz mit einer bedeutend geringeren eingestrahnten Leistung. Die dadurch erzeugte Kopplung muß aber noch so „stark“ sein, daß letztendlich alle Atome in der $\alpha 2$ -Komponente in den Grundzustand fallen. Schaltet man anschließend die Hochfrequenz ab, werden die verbleibenden Atome im Zustand $\beta 4$ wieder in den Grundzustand gequenchet, und nur der Zustand $\alpha 1$ bleibt besetzt.

Am Kreuzungspunkt der Komponente $\beta 3$ mit dem entsprechenden e -Zustand $e 2$ bei 60.5 mT sorgt die exakt gleiche Hochfrequenz von 1.60975 GHz diesmal für die Kopplung der Zustände $\alpha 2$ und $\beta 3$. Um wiederum die Komponente $\alpha 1$ zu entvölkern, wird jetzt eine um einige MHz höhere Frequenz mit „schwacher“ Leistung benötigt.

Durch geeignete Wahl der angelegten magnetischen und elektrischen Felder, der eingekoppelten Hochfrequenz und ihrer Leistung ist es somit möglich, nur metastabile Atome in den gewünschten Zeeman-Komponenten $\alpha 1$ oder $\alpha 2$ im metastabilen Zustand zu erhalten. Die anderen Komponenten werden gleichzeitig in den Grundzustand überführt.

Wie diese Bedingungen in der Praxis erfüllt werden können, zeigt Abschnitt 3.4.

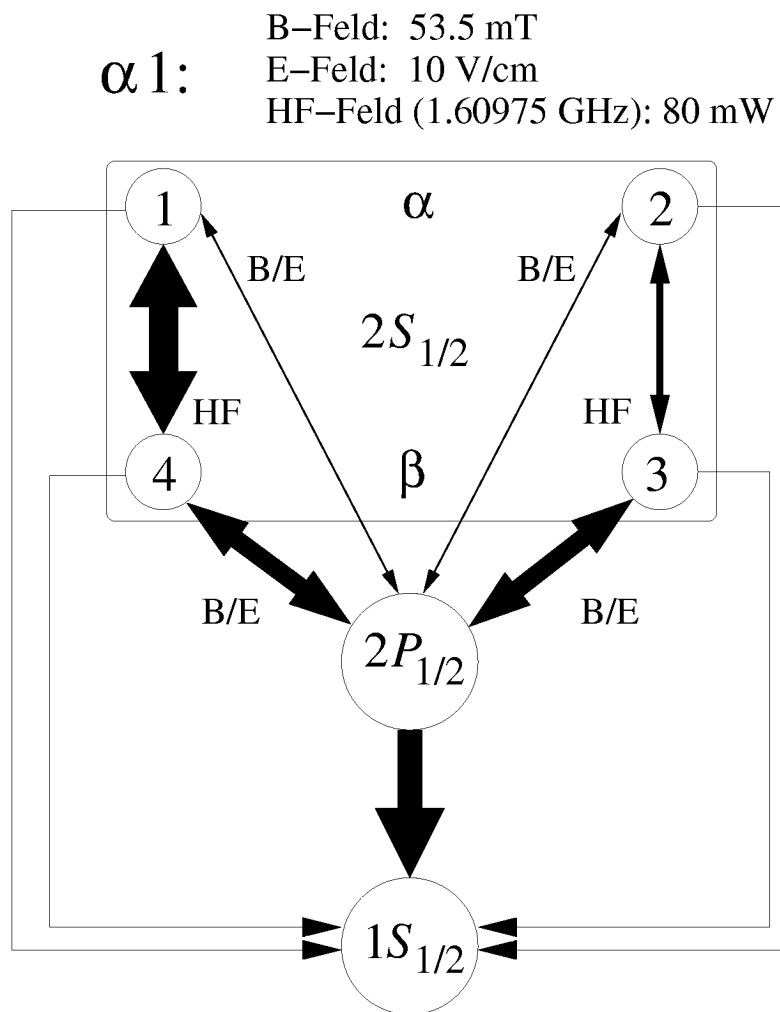


Abbildung 2.14: Die verschiedenen Kopplungen der einzelnen Hyperfeinstruktur-Komponenten des $2S_{1/2}$ -Zustandes.

2.5.2 Das Wienfilter

Aufgrund der Lorentz-Kraft wird ein Proton in einem zur Bewegungsrichtung senkrechten Magnetfeld auf eine Kreisbahn mit der Larmor-Frequenz eB/m_p gezwungen. Das Proton erzeugt als bewegtes geladenes Teilchen ein magnetisches Moment $|\vec{\mu}| = e/m_p$, das sich nach dem äußeren Magnetfeld auszurichten versucht und dadurch das Proton auf eine Kreis- bzw. Spiralbahn zwingt.

Der Spin des Protons bewirkt ebenfalls ein magnetisches Moment, für das analog zum Elektronen-Spin (Gl. (2.1)) gilt:

$$\vec{\mu}_p = g_p \mu_K \frac{\vec{S}}{\hbar} \quad (2.28)$$

Mit

$$\begin{aligned} g_p &= 5.5858 \quad (\text{gyromagnetisches Verhältnis / Deuteron: } g_d = 0.856) \\ \mu_K &= \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (\text{Kernmagneton}) \end{aligned}$$

Ein zu μ_p senkrechtes homogenes Magnetfeld zwingt deshalb den Spin des Protons zu einer Präzession um die Achse des Magnetfelds mit der Larmor-Frequenz:

$$\omega_L = \mu_p B = g_p \mu_K \frac{1/2}{\hbar} B \quad (2.29)$$

Wenn zugleich die Ablenkung der Protonen mit einem entsprechenden elektrischen Feld kompensiert wird, kann durch die Larmor-Präzession des Spins die Richtung der Polarisation eines Protonen-Strahls gedreht werden. Dazu muß gelten:

$$\vec{F}_{Coulomb} = \vec{F}_{Lorentz} \Rightarrow e\vec{E} = -e\vec{v}_p \times \vec{B} \quad (2.30)$$

$$\Rightarrow E = v_p B \quad (2.31)$$

Bei Deuteronen werden für die entsprechende Spindrehung höhere Feldstärken benötigt, da die Larmor-Frequenz aufgrund des kleineren magnetischen Momentes deutlich geringer ist.

2.5.3 Die Polarisationserhaltung

Letztendlich liefert das Lambshift-Polarimeter nur ein Spektrum, aus welchem das Verhältnis der beiden Zeeman-Komponenten α_1 und α_2 im Strahl der metastabilen Atome bestimmt wird. Wie man aus diesem Verhältnis auf die Besetzungszahlen der Zeeman-Zustände im primären Atomstrahl der ABS oder später aus der Speicherzelle schließen kann, wird am Beispiel der Zeeman-Komponenten 1 und 2 deutlich.

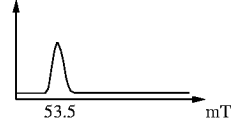
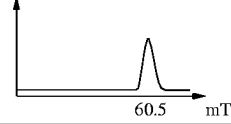
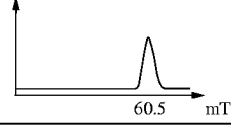
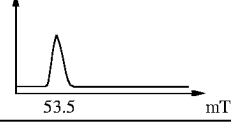
ABS $\vec{H}$	Ionisierer $\vec{H}^+$	Cs-Zelle $\vec{H}(2S)$	Spinfilter $\vec{H}(2S)$	Spektrum des PM im Quenchfeld gegen B-Feld im Spinfilter $\vec{H}(1S) \rightarrow \text{Ly-}\alpha$
$\uparrow \uparrow \triangleq \textcircled{1} \triangleq \uparrow \uparrow$ IJ	$\uparrow$	$\uparrow \uparrow \alpha \textcircled{1}$ $\uparrow \downarrow \beta \textcircled{4}$	$\uparrow \uparrow \alpha \textcircled{1}$	
$\downarrow \uparrow \triangleq \textcircled{2} \triangleq \uparrow \downarrow + \uparrow \downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow \uparrow \alpha \textcircled{2}$ $\downarrow \downarrow \beta \textcircled{3}$	$\downarrow \uparrow \alpha \textcircled{2}$	
$\downarrow \downarrow \triangleq \textcircled{3} \triangleq \downarrow \downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow \uparrow \alpha \textcircled{2}$ $\downarrow \downarrow \beta \textcircled{3}$	$\downarrow \uparrow \alpha \textcircled{2}$	
$\uparrow \downarrow \triangleq \textcircled{4} \triangleq \downarrow \uparrow - \downarrow \uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow \uparrow \alpha \textcircled{1}$ $\uparrow \downarrow \beta \textcircled{4}$	$\uparrow \uparrow \alpha \textcircled{1}$	
$B=\infty \quad B=0$	$B=\infty$	$B=\infty$	$B=B(t)$	$E=100 \text{ V/cm}$

Abbildung 2.15: Einfluß der Magnetfelder im Ionisierer und Cäsium-Zelle auf die Polarisationsmessung bei den einzelnen Zeeman-Komponenten.

Wenn ein Wasserstoff-Strahl aus Atomen des Zustands $1 = |m_J = 1/2, m_I = 1/2\rangle$ des $1S_{1/2}$ -Grundzustands den Ionisierer erreicht, werden dort nur Protonen mit dem Kernspin $m_I = +1/2$ produziert (Abb. 2.15). Das Abstreifen des Hüllenelektrons geschieht so schnell, daß der Kernspin nicht beeinflußt wird. Die Quantisierungsachse wird dabei durch das Magnetfeld im Ionisierer festgelegt.

Besteht der primäre Atomstrahl nur aus der Zeeman-Komponente 2, dann spielt auch das Magnetfeld im Ionisierer eine entscheidende Rolle. Die Wahrscheinlichkeit, die Zustände $| -1/2, +1/2\rangle$ bzw. $| +1/2, -1/2\rangle$ im Ionisierer vorzufinden, ist nach Gl. (2.23) eine Funktion des angelegten Magnetfelds. Dementsprechend ändert sich auch das Verhältnis der erzeugten Protonen mit Kernspin $|m_I = +1/2\rangle$ und $|m_I = -1/2\rangle$ hinter dem Ionisierer. Nur im Grenzfall $B \rightarrow \infty$ wären alle Protonen im Zustand $|m_I = -1/2\rangle$ und die Polarisation des Protonenstrahls wäre $p_z = -1$.

In der Cäsium-Zelle fangen diese Protonen ein Elektron des Cäsiums ein, und es entstehen metastabile Atome im Zustand $2S_{1/2}$. Die Magnetquantenzahl des Elektrons ist dabei nicht festgelegt, da im Cäsium-Dampf beide Möglichkeiten mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit vorliegen. Fängt dieses Proton ein Elektron mit $s = +1/2$ ein, entsteht der metastabile Zustand $|m_J = +1/2, m_I = +1/2\rangle = \alpha 1$. Aber genauso oft entsteht der Zustand $|m_J = -1/2, m_I = +1/2\rangle$, der nur im unendlich

starken Feld als $\beta 4$ festgelegt ist. Im schwachen Feld (das kritische Magnetfeld für die $2S_{1/2}$ -Atome beträgt lediglich 6.34 mT) ist dieser Zustand aber nicht eindeutig festgelegt: Sowohl der $\alpha 2$ - als auch der $\beta 4$ -Zustand beinhalten diese Kombination, wobei im Grenzfall $B = 0$ beide Zustände mit der gleichen Wahrscheinlichkeit produziert werden (siehe Abschnitt 2.4.2).

Im Spinfilter können aber nur die metastabilen Atome in den α -Zuständen transmittiert werden und anschließend in der Quenchregion beim Übergang in den Grundzustand Photonen emittieren, die mit dem Photomultiplier registriert werden. Befindet sich also in der Cäsium-Zelle ein unendlich starkes Magnetfeld, dann entsteht nur ein Signal im Photomultiplier, wenn im Spinfilter ein Magnetfeld von 53.5 mT ($\alpha 1$) anliegt. Ist hingegen in der Ladungsaustauschregion kein Magnetfeld angelegt, dann gibt es noch einen zweiten Peak bei 60.5 mT ($\alpha 2$) im Spinfilter. Dessen Intensität beträgt aber lediglich 50% des ersten Peaks. Das Verhältnis der Signale und damit die gemessene Polarisation ist also abhängig vom Magnetfeld in der Cäsium-Zelle!

Es ist in der Praxis nicht möglich, ein unendlich starkes Magnetfeld im Ionisierer und der Cäsium-Zelle zu produzieren. In diesem Fall wäre die Kernspin-Polarisation des Atomstrahles direkt am Lyman-Spektrum ablesbar, da das Verhältnis der Lichtintensitäten der beiden Peaks gleich dem Verhältnis der Atome mit den jeweiligen Kernspins in einem starken Magnetfeld wäre. Bei bekannten Feldstärken in diesen beiden Elementen des LSP müssen immer Korrekturfaktoren berücksichtigt werden, die in Kapitel 4 berechnet werden.

Durch Variation des Magnetfelds ist es jedoch möglich, die einzelnen Zeeman-Zustände zu unterscheiden. Liefert der Photomultiplier nur ein Signal beim $\alpha 2$ -Peak, also bei 60.5 mT, und liegt im Ionisierer ein starkes Feld an, dann besteht der Atomstrahl entweder aus den Zeeman-Komponenten 2 oder 3. Wird dieses Magnetfeld aber deutlich abgeschwächt (unter die kritische Feldstärke B_c) und das Verhältnis der Lichtintensitäten beider Peaks bleibt unbeeinflusst, dann befinden sich alle Atome im Strahl im Zeeman-Zustand 3. Fällt gleichzeitig auch die gemessene Polarisation, dann befinden sich die Wasserstoffatome im Strahl in der Zeeman-Komponente 2. Auch Mischungsverhältnisse verschiedener Komponenten im Atomstrahl können so gemessen werden. Würde im Ionisierer immer ein starkes Magnetfeld bei der Erzeugung der Ionen vorliegen, dann könnte das LSP nur die Kernspin-Polarisation des Atomstrahles in einem starken Feld messen. Die Polarisation in einer Speicherzelle mit einem schwachen Führungsfeld wäre so nur bestimmbar, wenn vorher bekannt ist, welche Zeeman-Zustände im Atomstrahl sind.

Beim Deuterium (Abschnitt 2.4.5) ist die Polarisationsabhängigkeit der einzelnen Zeeman-Zustände im Prinzip auf die gleiche Weise als Funktion des Magnetfeldes im Ionisierer nachvollziehbar. Die kritische Feldstärke beträgt aber nur 11.7 mT. Bei diesen Magnetfeldern ist die Ionisation im Glavish-Ionisierer leider nicht sehr effizient.

Kapitel 3

Design der Komponenten

Alle Komponenten des Lambshift-Polarimeters wurden im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln entwickelt und gefertigt. Die im folgenden beschriebenen Messungen mit einem unpolarisierten (Ionen-)Strahl konnten auf dem Teststand der polarisierten Quelle LASCO durchgeführt werden.

3.1 Der Ionisierer

In einem Elektronenstoß-Ionisierer nach dem Glavish-Prinzip werden von einem Heizdraht Elektronen emittiert, die durch eine Gitterlinse (E1) in das starke Magnetfeld eines Solenoiden beschleunigt werden (Abb. 3.1). In der Mitte des Ionisierers befindet sich das eigentliche Ionisationsvolumen, das von einer Zylinderelektrode (E3) - auf ein Potential von ca. +550 V - festgelegt wird. Um dort eine möglichst hohe Elektronendichte zu erreichen, werden die Elektronen an den beiden Enden des Magnetfelds reflektiert (Heizdraht und Elektrode E4), da dort jeweils das Potential 0 V anliegt. Das Ionisationsvolumen bildet also eine „Potentialfalle“ für Elektronen.

Gelangt der Atomstrahl einer ABS in diese Region, können die Hüllenelektronen der Atome durch Stöße mit den freien Elektronen in der Potentialfalle abgestreift werden. Die Wahrscheinlichkeit einer Kollision wird dabei durch das Magnetfeld erheblich vergrößert, da es die Elektronen auf Spiralbahnen zwingt und somit die Elektronendichte weiter erhöht. Gleichzeitig dient das Magnetfeld auch zur Entkopplung des Kernspins vom Hüllenspin, damit die Polarisation nicht durch die Elektronen-Stöße beeinflusst wird.

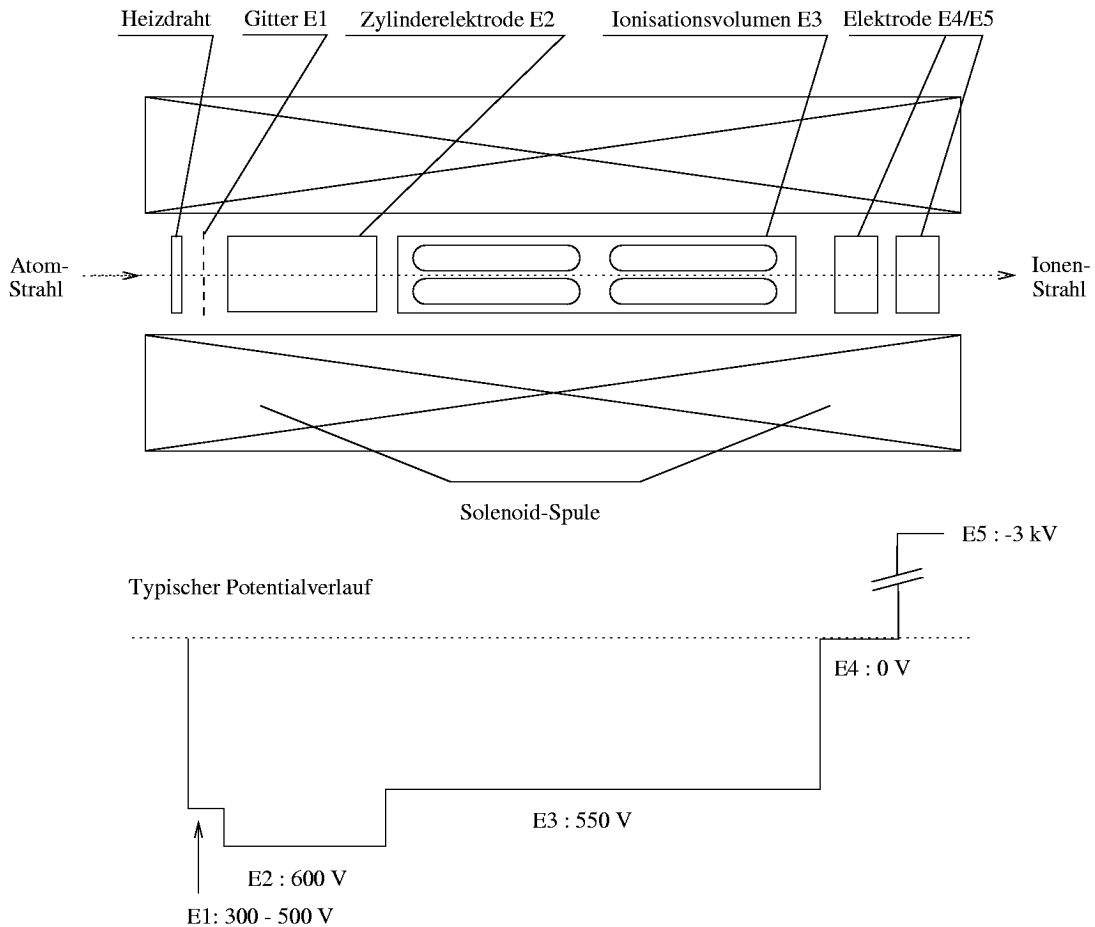


Abbildung 3.1: Prinzip des Glavish-Ionisierers.

Die so entstandenen (polarisierten) Protonen werden durch das positive Potential abgestoßen. Durch eine Elektrode (E2) zwischen Gitterlinse und Ionisationsvolumen, die auf einem höheren Potential als 550 V liegt, kann verhindert werden, daß die Protonen den Ionisierer zu beiden Seiten verlassen. Den so erzeugten Potentialberg können die Protonen nicht überwinden und werden deshalb als gerichteter Strahl nur in einer Richtung beschleunigt. Um diesen Effekt noch zu unterstützen, ist am Ausgang eine Zylinderelektrode auf einem Potential von ca. -3 kV angebracht. Der so produzierte Ionenstrahl besitzt eine relativ scharfe Energie und ist gleichzeitig divergent. Deshalb ist eine fokussierende elektrische Linse direkt hinter dem Ionisierer notwendig.

Der verwendete Ionisierer, der von R. Emmerich im Rahmen einer Diplomarbeit gebaut und dort beschrieben wurde [Emm00], erreicht mit seinem Solenoiden im Dauerbetrieb ein Magnetfeld von ca. 165 mT bei einem Spulenstrom von 18 A (Abb. 3.2). Damit kann entsprechend Abschnitt 2.4.2 eine Polarisationserhaltung von rund 95% für die Zeeman-Komponenten 2 und 4 des Wasserstoffs erreicht werden. Während kurzzeitiger Messungen können auch höhere Ströme zur Magnetfelderzeugung genutzt

werden.

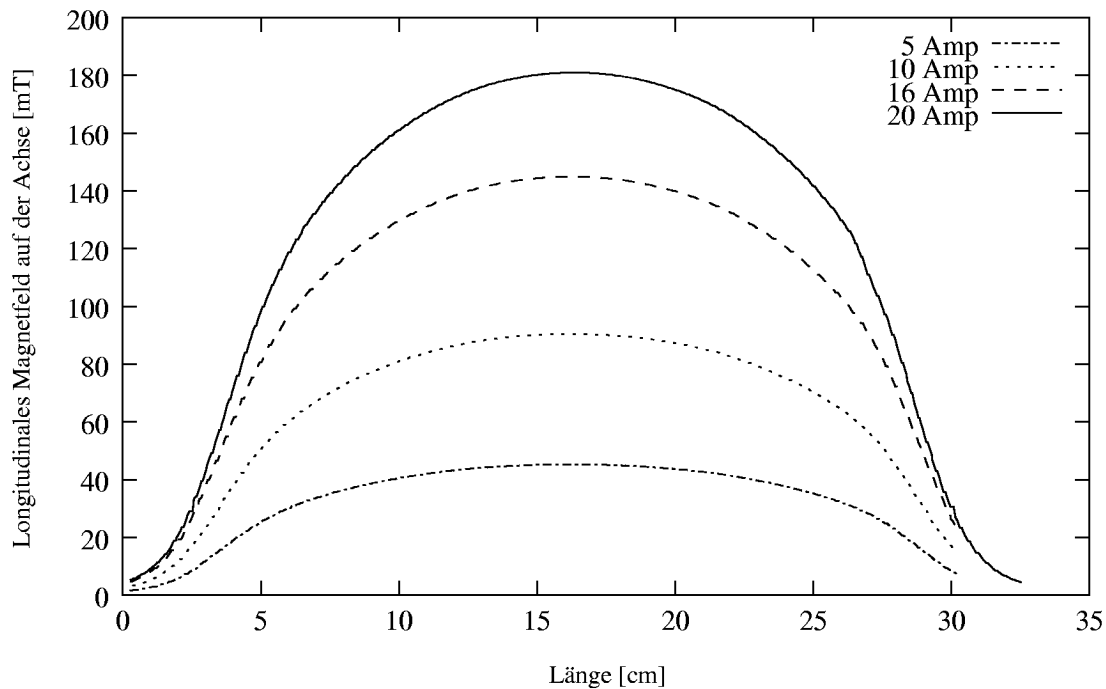


Abbildung 3.2: Magnetfeld auf der Strahlachse des Ionisierers bei Spulenströmen von 5, 10, 16 und 20 Ampere.

Die Effizienz dieses Ionisierers liegt dank des hohen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $e + {}^1\text{H} \rightarrow 2e + \text{H}^+$ von bis zu $6 \cdot 10^{-17} \text{cm}^2$ mit Werten zwischen 10^{-4} bis 10^{-3} im typischen Bereich der Glavish-Ionisierer [Kim00]. Durch eine deutliche Erhöhung der Potentiale von E2 und E3 auf über 2 kV konnten sogar Effizienzen von mehr als $5 \cdot 10^{-3}$ erreicht werden. Allerdings wird dabei ein Plasma im Ionisierer gezündet, das empfindlich gegen Änderungen der Betriebsparameter ist. Verändert sich z. B. der Druck im Ionisierer, kann dieses Plasma erlöschen, und die Effizienz wird schlagartig geringer. Bei konstanten Teilchenflüssen in das Ionisationsvolumen ist das Plasma jedoch stabil, und die hohe Effizienz kann dauerhaft gehalten werden.

Bei der Ionisation wird nicht zwischen Strahl und Restgas unterschieden, wodurch selbst bei einem Restgas-Druck von 10^{-6} mbar bereits ein Ionenstrahl von $1 \mu\text{A}$ produziert wird. Während die meisten Ionen bei der Polarisationsmessung keine wesentliche Rolle spielen bzw. nur als linearer Untergrund im Spinfilter-Spektrum erscheinen (siehe Abschnitt 3.5 und 4.3.2), werden gleichzeitig auch unpolarisierte Protonen aus H_2O , H_2 und aus eventuell vorhandenen Kohlenwasserstoffen C_nH_m produziert. Deren Einfluß auf das Resultat der Polarisationsmessung kann je nach Pumpleistung und Basisdruck erheblich sein. Wie am Beispiel der Abbildungen 3.3 und 3.4 deutlich wird, besteht der Ionenstrahl, der vom Restgas produziert wird, zum größten Teil aus

schweren Ionen. Besonders das Wasser von den Oberflächen des Vakuumsystems ist deutlich zu erkennen. Dementsprechend hoch ist auch der Anteil der Protonen im Strahl. Erst nach mehrtägigem Pumpen nimmt der Partialdruck des H_2O ab, und der dadurch verursachte H^+ -Peak sinkt sogar unter das Niveau des H_2^+ -Peaks, der nahezu konstant bleibt.

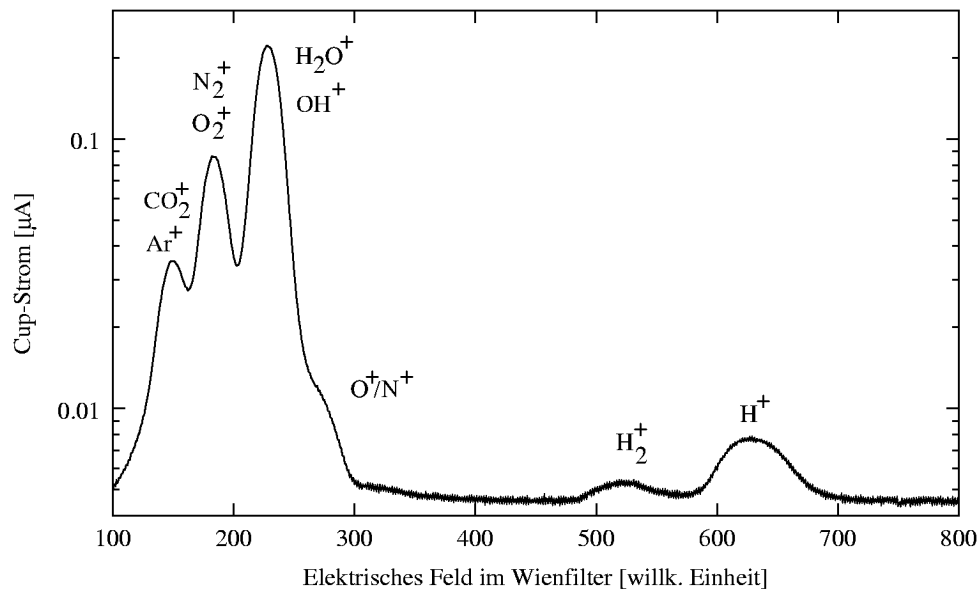


Abbildung 3.3: Relative Massenverteilung im Ionenstrahl kurz nach Evakuierung des Ionisierers [Emm00].

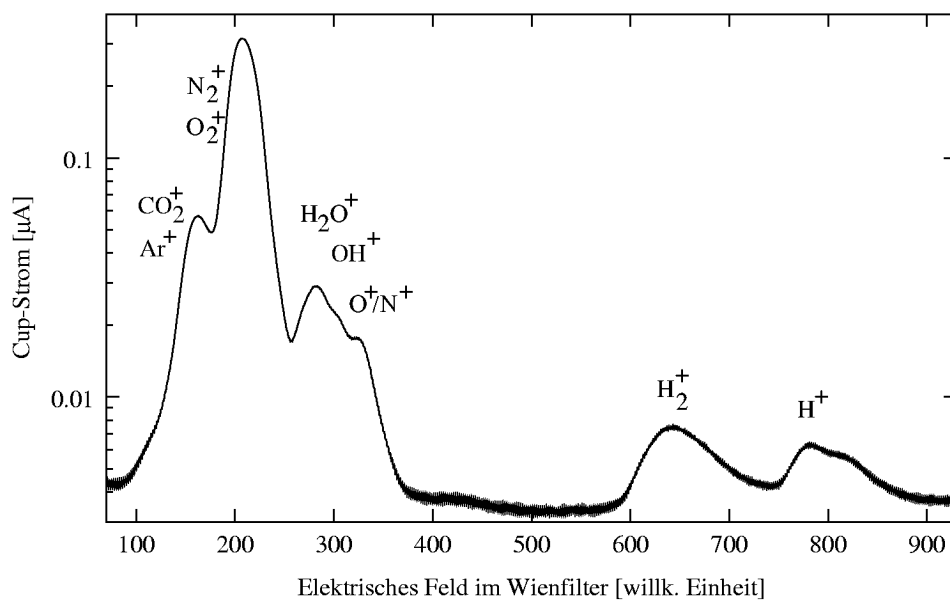


Abbildung 3.4: Relative Massenverteilung im Ionenstrahl sechs Tage nach Evakuierung des Ionisierers [Emm00].

3.2 Das Wienfilter

Das Wienfilter, obwohl für die späteren Messungen an ANKE ursprünglich gar nicht vorgesehen, hat sich als sehr vorteilhaftes Element des Lambshift-Polarimeters erwiesen. Neben seiner eigentlichen Aufgabe, der Drehung des Polarisationsvektors in jede gewünschte Richtung, dient er auch als Massensfilter. Damit sind überhaupt erst die zuvor beschriebenen Massen-Analysen des Ionenstrahls möglich, welche letztendlich die Bestimmung der Polarisation (siehe Abschnitt 4.3) ermöglichen. Gleichzeitig entfernt das Wienfilter alle ungewollten Ionen aus dem Strahl. Dadurch wird z. B. der Untergrund in den Spektren erheblich gesenkt (siehe Abschnitt 3.5) und die Zahl der Reaktionen in der Cäsium-Zelle herabgesetzt, was die Standzeiten des LSP verlängert.

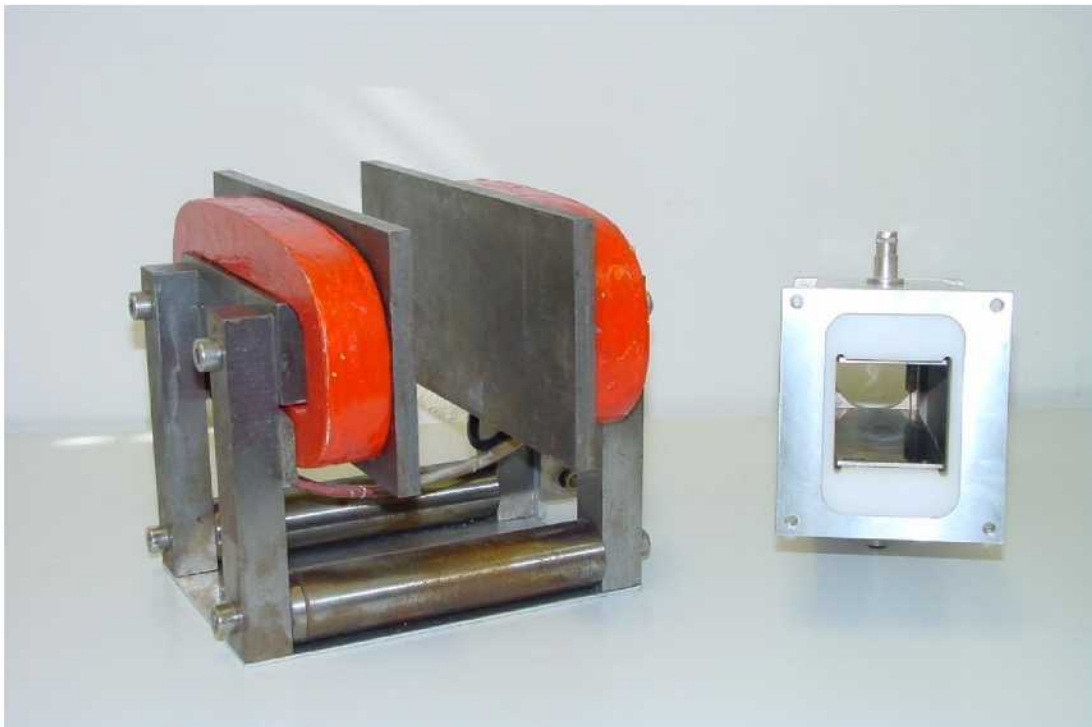


Abbildung 3.5: Das Wienfilter.

Das verwendete Wienfilter (Abb. 3.5), ursprünglich nur als Provisorium gedacht, besteht aus einer quaderförmigen Vakuum-Kammer aus Aluminium, in der isoliert zwei parallele Platten aus unmagnetischem Edelstahl zur Erzeugung des elektrischen Felds angebracht sind. Senkrecht dazu wird das Magnetfeld zwischen zwei 230 mm langen Platten aus Baustahl (ST 37) durch aufliegende Spulen induziert. Beide Platten sind durch ein Joch aus ST 37 U-förmig miteinander verbunden. Das so erzeugte Magnetfeld ist hinreichend homogen und zeigt auf der Strahlachse den in Abb. 3.6 dargestellten Zusammenhang mit dem Spulenstrom.

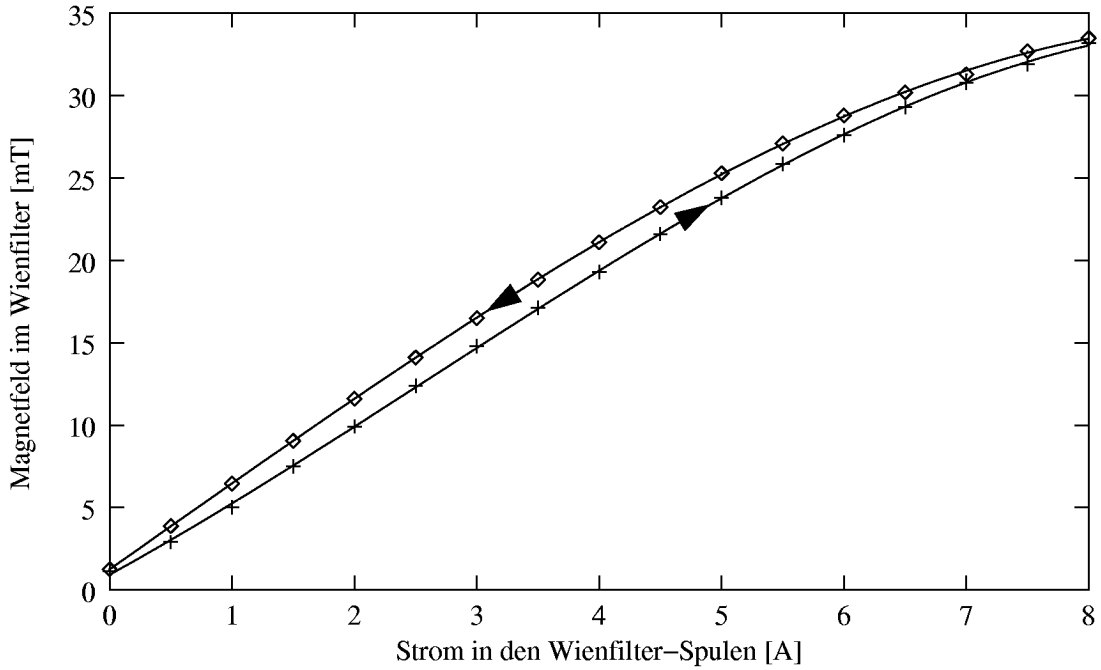


Abbildung 3.6: Hysterese des Magnetfeldes im Wienfilter.

Nach Abschnitt 2.5.2 gilt für den Präzessionswinkel β_L :

$$\beta_L = \omega_L \cdot \Delta t = \omega_L \cdot \frac{l}{v_p} \quad (3.1)$$

$$= \frac{1/2}{\hbar} g_p \mu_K B \frac{l}{v_p} \quad (3.2)$$

Wenn im Ionisierer Protonen mit einer kinetischen Energie von 1 keV produziert werden, dann haben diese eine Geschwindigkeit von $v_p = 4.4 \cdot 10^5$ m/s. Da das Magnetfeld im Wienfilter sich in erster Näherung über eine Länge von $l = 230$ mm auf der Achse ausdehnt, reicht bei den im Ionisierer erzeugbaren Energien der Protonen für eine 90° -Drehung der Polarisation bereits ein Spulenstrom im linearen Teil (0 – 5 A) der Eichkurve aus. In diesem Magnetisierungsbereich sind noch keine Sättigungseffekte im Eisen zu beobachten, und einfache Konvektionskühlung reicht zum Abführen der produzierten Wärme. Der Baustahl verursacht aber eine deutliche Hysterese in der Magnetisierungskurve, die eine Entmagnetisierung vor dem Einstellen reproduzierbarer Felder erforderlich macht. Die entsprechenden elektrischen Felder liegen nach Gl. (2.26) bei $E < 100$ V/cm, d. h. bei einem Plattenabstand von ca. 3 cm reicht eine Spannungsdifferenz von 300 V vollkommen aus.

Mit Hilfe der Cäsium-Zelle und des selektiven Nachweises des dort aus den Protonen produzierten metastabilen Wasserstoffs im Quenchfeld kann die Transmission des Wienfilters gemessen werden. Ohne weitere fokussierende Elemente fällt diese linear

mit dem Spulenstrom und beträgt bei 5 A nur etwa 30%. Der Einsatz elektrischer Linsen vor und hinter dem Wienfilter sowie einer getrennten Spannungsversorgung der Feldplatten (positiv und negativ) steigert selbst bei hohen Spulenströmen die Transmission dieses Wienfilters auf über 70%.

Eine Polarisationsdrehung um 90° bei Deuteronen ist mit diesem einfachen Wienfilter wegen des kleineren magnetischen Moments nicht über den gesamten Energiebereich des Ionisierers möglich. Nur bei Strahlenergien unter 1 keV und Spulenströmen im nichtlinearen Teil der Eichkurve, bei denen eine verbesserte Luftkühlung erforderlich wird, kann die Polarisation wieder auf die Strahlachse gedreht werden.

3.3 Die Cäsium-Zelle

Die Untersuchung des metastabilen Energieniveaus $2S_{1/2}$ des Wasserstoffs ist in der Atomphysik seit langem von großem Interesse. Schon Lamb und Retherford benötigten zum Nachweis der Lambshift metastabile Atome [Lam50]: Sie beschossen einen gerichteten Atomstrahl mit Elektronen und lenkten die entstandenen Ionen ab. Etwa 10^{-8} aller Atome werden dabei direkt in den metastabilen Zustand angeregt oder fallen aus höheren Niveaus in diesen Zustand zurück.

Nachdem zwischenzeitlich Ladungsaustausch-Reaktionen an Gasen empfohlen wurden [Mad59], die immerhin Effizienzen von 10^{-3} erreichten, schlugen Donnally et al. 1964 die Umladung von niederenergetischen Protonen an Cäsium vor [Don64]. Durch die Reaktion



kann ein deutlich höherer Anteil aller ankommenden Protonen in metastabile Atome umgeladen werden.

Erst durch diesen Prozeß wurden die unterschiedlichen Typen von Lambshift-Quellen zur Erzeugung von intensiven polarisierten Protonen-(Deuteronen-)Strahlen an Teilchenbeschleunigern ermöglicht. Die im LSP eingesetzte Cäsium-Zelle (Abb. 3.7), die in dieser Art schon seit Jahrzehnten erfolgreich an der polarisierten Quelle LASCO (Lambshift Source COlogne) des Tandem-Beschleunigers der Universität zu Köln eingesetzt wird, ähnelt einem Jet-Target.

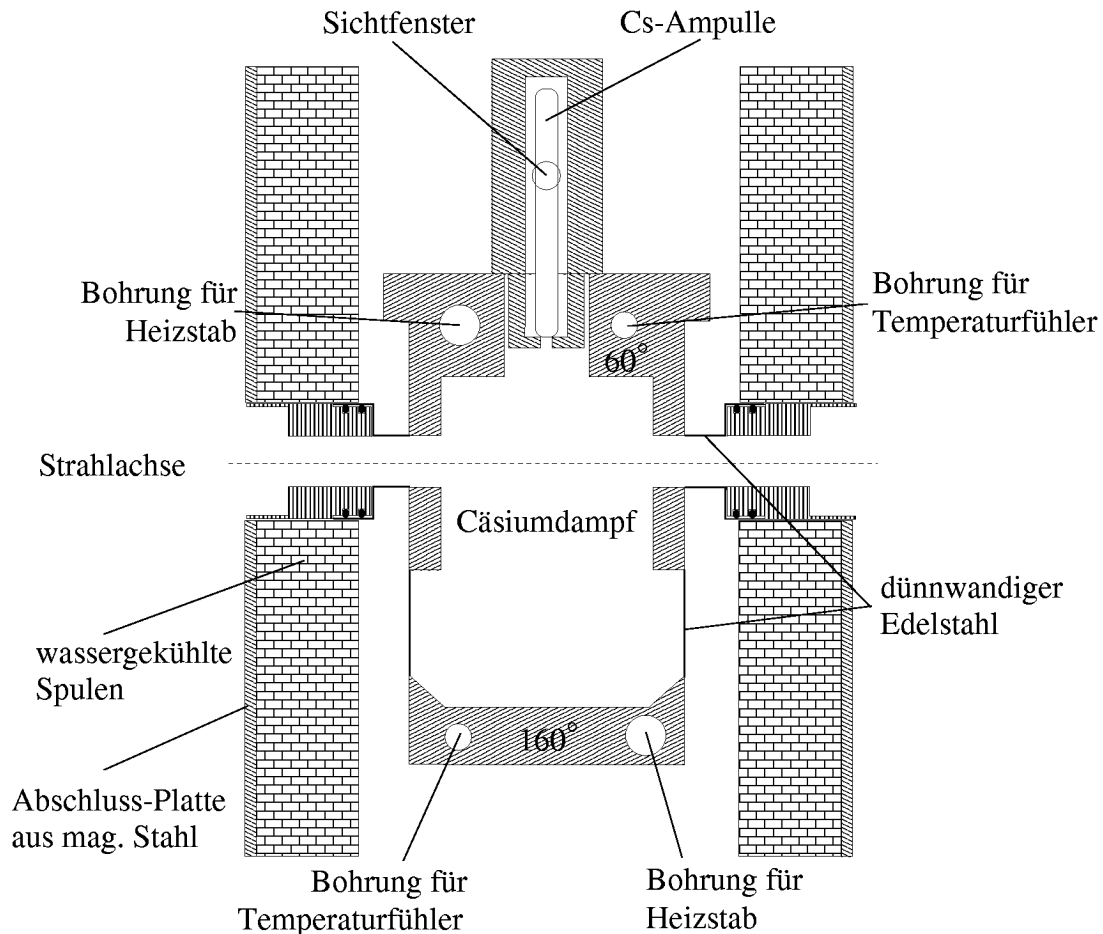


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Cäsium-Zelle.

In einem Topf aus Edelstahl wird das Cäsium (Siedepunkt: 670°C bei 1013 mbar) erhitzt. Die aufsteigenden Cäsium-Atome kreuzen die Bahnen des durch die Zelle fokussierten H^+ -Strahls mit einer thermischen Geschwindigkeit von ca. 300 m/s. Im oberen Teil des Topfes treffen die Atome auf einen „Deckel“, der auf lediglich 60°C erwärmt wird. Dort kondensiert das Cäsium (Schmelzpunkt: 28.5°C) und tropft zurück in den Topf. Um diese Temperaturdifferenz aufrecht zu erhalten, beträgt die Stärke der Seitenwände aus Edelstahl, ohnehin ein schlechter Wärmeleiter, lediglich 0.5 mm. Befüllt wird der Topf, indem unter Vakuum eine Glasampulle mit 10 g Cäsium erwärmt und zerbrochen wird. Da fast kein Cäsium über die Strahlöffnungen verloren geht, sind Betriebszeiten von 2 bis 4 Wochen bei einer Cäsium-Temperatur von 160°C möglich. Wird das Cäsium nicht erhitzt, kann die Standzeit unter Vakuum viele Monate betragen.

Nach Pradel et al. hat die Ladungsaustausch-Reaktion bei einer Energie der Protonen von 550 eV (Deuteronen: 1100 eV) einen maximalen Wirkungsquerschnitt von $6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ (Abb. 3.8)[Pra74].

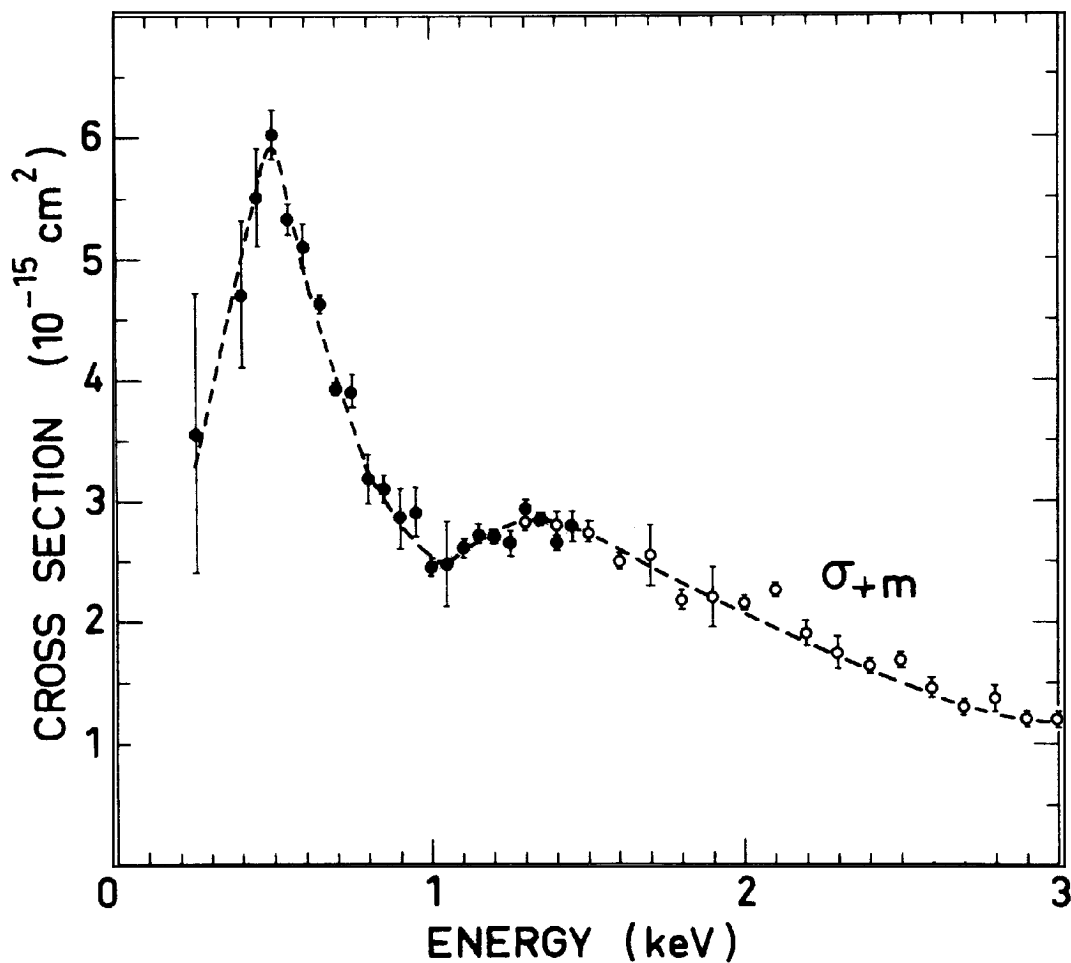


Abbildung 3.8: Wirkungsquerschnitt (σ_{+m}) der Ladungsaustausch-Reaktion $H^+ + Cs \Rightarrow H(2s_{1/2}) + Cs^+$ als Funktion der Protonenenergie [Pra74].

Die optimale Targetflächendichte des Cäsium-Dampfes beträgt etwa 10^{14} Atome/cm². Ist die Energie der Protonen größer, wird eine geringfügig höhere Targetdichte zur maximalen Produktion der metastabilen Atome benötigt. Um diese Targetdichten in dieser Zelle zu erreichen, ist ein Dampfdruck von ca. $1.5 \cdot 10^{-2}$ mbar über dem flüssigen Cäsium erforderlich. Dieser Druck entspricht einer Temperatur des Zellenbodens von 160 °C, wie sie im Normalbetrieb der Zelle eingestellt wird. Unter Berücksichtigung der Verluste an metastabilen Atomen durch Mehrfachstöße und durch Quenching aufgrund der Raumladung der positiven Cäsium-Ionen sollte theoretisch eine Effizienz von $\varepsilon = 0.3$ erreichbar sein. Bei einer Energie der Protonen von 2 keV und ca. 165 °C ist noch eine Effizienz von $\varepsilon = 0.15$ möglich.

Im LSP erzeugen zwei Spulen an Ein- und Ausgang der Cäsium-Zelle ein Magnetfeld (Abb. 3.10), um die Kernpolarisation zu erhalten. Gleichzeitig zwingt dieses Magnet-

feld die Protonen im Inneren der Zelle auf Spiralbahnen. Dadurch erhöht sich die Stoßwahrscheinlichkeit mit den Cäsium-Atomen erheblich und durch Mehrfachstöße verringert sich die Effizienz der Metastabilen-Produktion. Durch Variation der Cäsium-Temperatur im Topf findet man unter diesen Bedingungen ein Maximum bei etwa 136°C (Abb. 3.9).

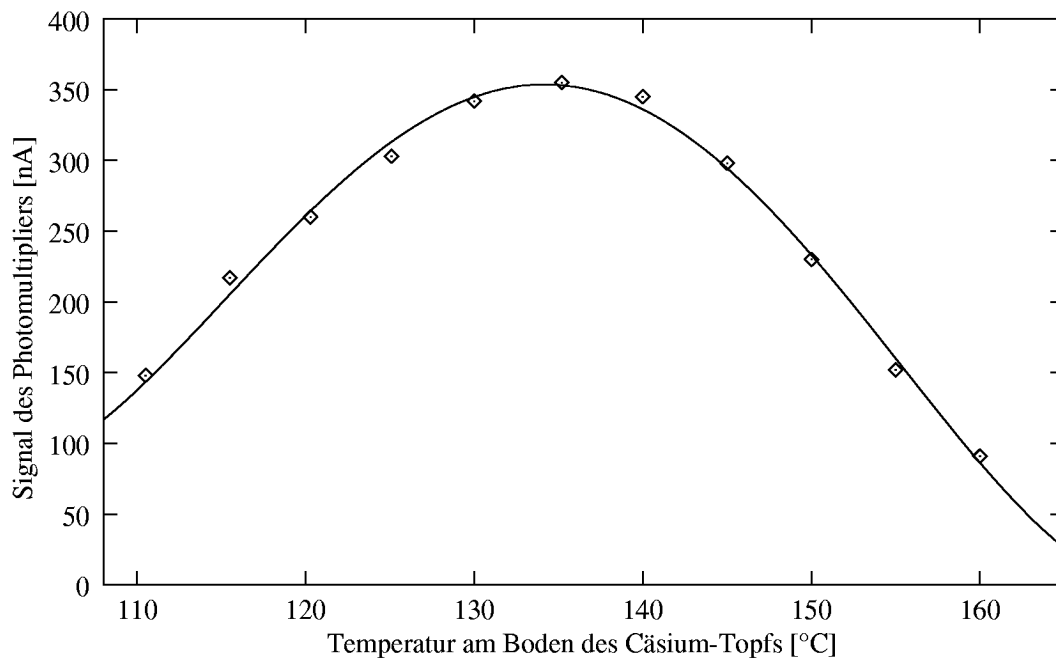


Abbildung 3.9: In der Cäsium-Zelle produzierte metastabile Atome als Funktion der Cäsium-Temperatur am Boden der Zelle.

Mit den Spulen kann also der Dampfdruck über dem Cäsium um eine Größenordnung geringer sein, da sich die mittlere freie Weglänge der Protonen in der Cäsium-Zelle durch das angelegte Magnetfeld um einen Faktor 10 verkleinert. Dieser niedrige Dampfdruck verlängert zugleich die Betriebszeiten der Cäsium-Zelle. Selbst nach vier Monaten Standzeit mit ca. 40 Tagen Betrieb des LSP war kein Nachfüllen des Cäsiums erforderlich.

Das kritische Magnetfeld der metastabilen Atome liegt bei 6.34 mT . Um eine vollständige Polarisierungserhaltung in der Cäsium-Zelle zu erreichen, ist ein möglichst hohes Magnetfeld in der Umladeregion erforderlich (siehe Abschnitt 2.5.3). Mit den bereits erwähnten wassergekühlten Spulen kann bei einem Spulenstrom von 20 A ein Magnetfeld zwischen 50 und 60 mT im Bereich der Umladung erreicht werden. Das Magnetfeld ist dort nicht homogen, da die Feldlinien von den Edelstahlflanschen am Cäsium-Topf leicht verzerrt werden (Abb. 3.10).

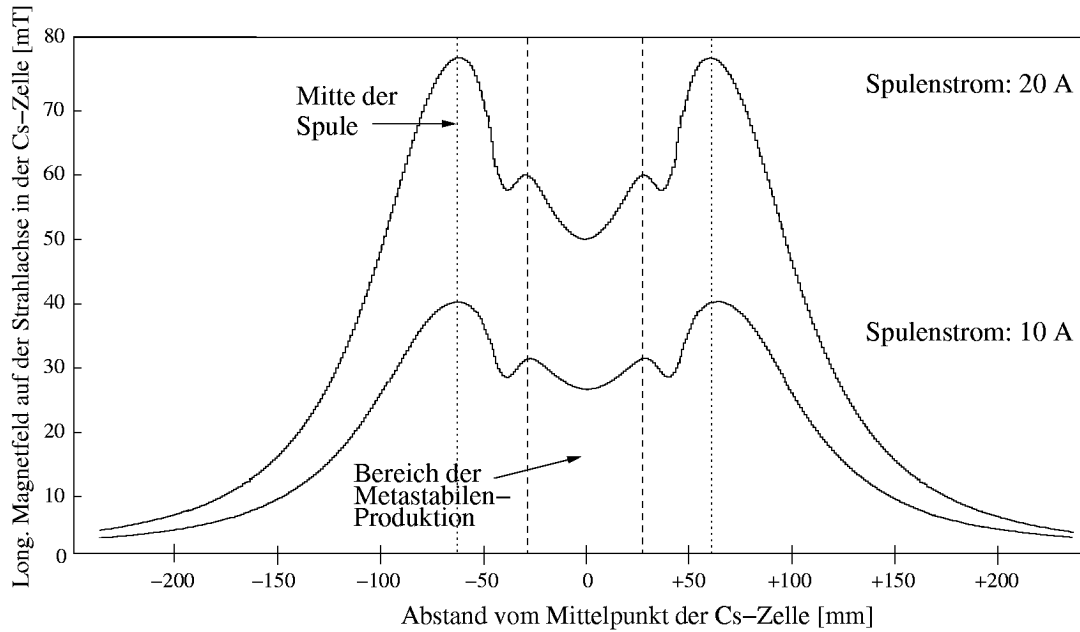


Abbildung 3.10: Longitudinales Magnetfeld auf der Strahlachse in der Cäsium-Zelle bei Spulenströmen von 10 und 20 A.

Die radiale Komponente des Magnetfelds überschreitet im Inneren der Cäsium-Zelle auch 5 mm neben der Strahlachse einen Wert von 2 mT nicht (Abb. 3.11) und ist damit zu vernachlässigen, da sie die Polarisation um maximal 2° gegenüber der Strahlachse dejustieren kann. Dadurch wäre die Projektion der Polarisation auf die Strahlachse maximal 0.06% kleiner.

Für die Polarisationserhaltung bei der Umladung ist nur die mittlere effektive Feldstärke in der Ladungsaustausch-Region entscheidend. Da man annehmen kann, daß die Umladungsrate in der Cäsium-Zelle homogen ist, beträgt die effektive Magnetfeldstärke bei 20 A Spulenstrom etwa 55 mT und ist damit fast neunmal größer als das kritische Magnetfeld der metastabilen Atome.

Bewegt sich ein Atom mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ in einem Magnetfeld $\vec{B}$, dann erfährt dieses Teilchen in seinem Bezugssystem ein elektrisches Feld $\vec{E}^* = \vec{v} \times \vec{B}$, das metastabile Atome in den Grundzustand quenchen kann. Auf der Strahlachse ist $\vec{v} \parallel \vec{B}$ und damit $E^* = 0$. Aber bereits 5 mm neben der Strahlachse kann der radiale Anteil am Ende der Spule im Maximum bis zu $B_r \approx 5$ mT betragen und damit wäre $E^* \approx 2000$ V/m. Nach Gl. 2.25 ist die Lebensdauer der metastabilen Atome in diesem Magnetfeldbereich von 10 cm Länge $\tau \geq 1 \mu\text{s}$. Für den Durchflug benötigen die Teilchen bei einer Geschwindigkeit von $v = 4 \cdot 10^5$ m/s $\doteq 833$ eV eine Zeit von $\Delta t = 0.25 \mu\text{s}$. Also könnten rund 20% dieser metastabilen Atome durch das „relativistische Quenching“ in den Grundzustand überführt werden. Tatsächlich wird dieser Anteil jedoch wesentlich niedriger liegen, da die Teilchendichte auf der Strahlachse am höchsten ist und die

radiale Magnetfeldkomponente nur im Maximum diese hohen Werte erreichen kann (Abb. 3.11). Bei höheren Gradienten kann dieser Anteil aber erheblich ansteigen und so die Effizienz der Umladung reduzieren.

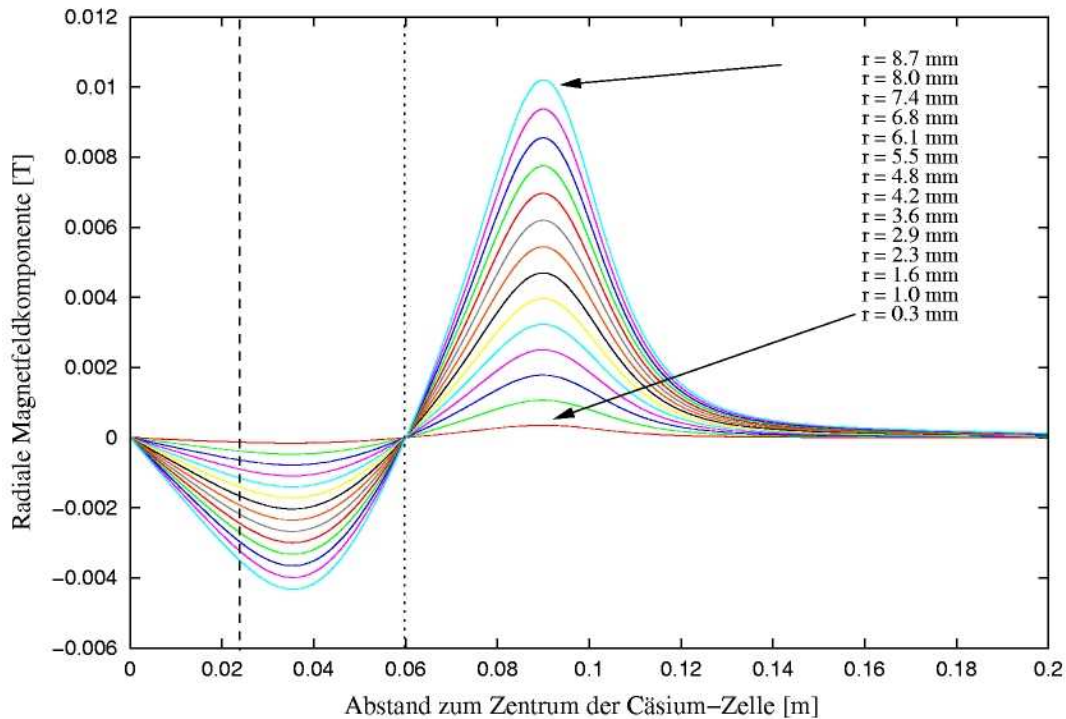


Abbildung 3.11: Radiales Magnetfeld in der Cäsium-Zelle in Abhängigkeit vom Abstand zum Zellen-Zentrum und dem Abstand r zur Strahlachse als Ergebnis von MAFIA-Simulationen für eine weichmagnetische Stahlplatte am Spulenende und unter Vernachlässigung der Feldverzerrungen durch die Edelstahl-Flansche [Ten01a].

Der Polarisationsvektor eines thermischen $\vec{H}$ -Atomstrahls folgt aufgrund des großen magnetischen Moments des Elektrons selbst schwachen Magnetfeldern adiabatisch. Die Polarisation eines Protonenstrahls wird dagegen durch niedrige Magnetfelder kaum beeinflusst, da das magnetische Moment der Protonen rund 2000 mal kleiner als das der Elektronen ist. Zudem ist aufgrund ihrer bei einigen 100 eV viel höheren Geschwindigkeit auch die Zeit zum Passieren eines Magnetfeldbereichs wesentlich geringer als die inverse Larmorfrequenz. Bei den metastabilen Atomen ist zu beachten, daß einerseits das magnetische Moment erheblich größer ist als bei den Protonen, daß aber andererseits ihre hohe Geschwindigkeit im LSP eine adiabatische Neuausrichtung auf Magnetfeldänderungen teilweise verhindert. Ihre Polarisation kann also durch die transversale Komponente des Magnetfelds beeinflusst werden. Bei metastabilen Deuteronen, deren magnetisches Moment wesentlich kleiner ist, wird dieser Effekt geringer.

Nach Thompson et al. hat deshalb der Gradient des Magnetfelds der Cäsium-Zelle in Richtung Spinfilter einen Einfluß auf die Polarisationserhaltung [Tho93]. Der Polarisationsvektor der metastabilen Atome, deren Trajektorien außerhalb der Strahlachse liegen, wird von einem transversalen Magnetfeld neu ausgerichtet (siehe Abschnitt 2.5.2). Je höher der Gradient des Magnetfelds, desto stärker ist die zur Strahlachse senkrechte Komponente des magnetischen Felds.

Erreichen die metastabilen Atome anschließend das Spinfilter, das an seiner Eintrittsöffnung einen Magnetfeld-Gradienten mit entgegengesetztem Vorzeichen hat, wird der Polarisationsvektor teilweise wieder in Richtung der Strahlachse ausgerichtet. Im Spinfilter kann lediglich die Projektion der Polarisation auf die Strahlachse gemessen werden. Ist die Polarisation nicht mehr parallel zur Flugrichtung der Atome und dem Magnetfeld im Spinfilter, wird eine zu kleine Polarisation mit dem LSP gemessen.

Deshalb wurde beim Design der Cäsium-Zelle versucht, den Gradientenverlauf (ca. 10 mT/cm) des Spinfilter-Magnetfelds zu erzeugen. Zu diesem Zweck wurden die Seitenscheiben aus weichmagnetischem Stahl gefertigt. Diese Scheiben können auch durch Aluminium-Platten ersetzt werden, auf die weichmagnetische Stahlscheiben verschiedener Dicke aufgelegt werden können. Nach MAFIA-Rechnungen (Abb. 3.12) kann der Gradient so schrittweise halbiert und der Einfluß auf die Polarisation und die Effizienz der Produktion der metastabilen Wasserstoff-Atome gemessen werden. Gleichzeitig wird durch die Stahlplatten auch die mittlere effektive Feldstärke in der Cäsium-Zelle leicht erhöht.

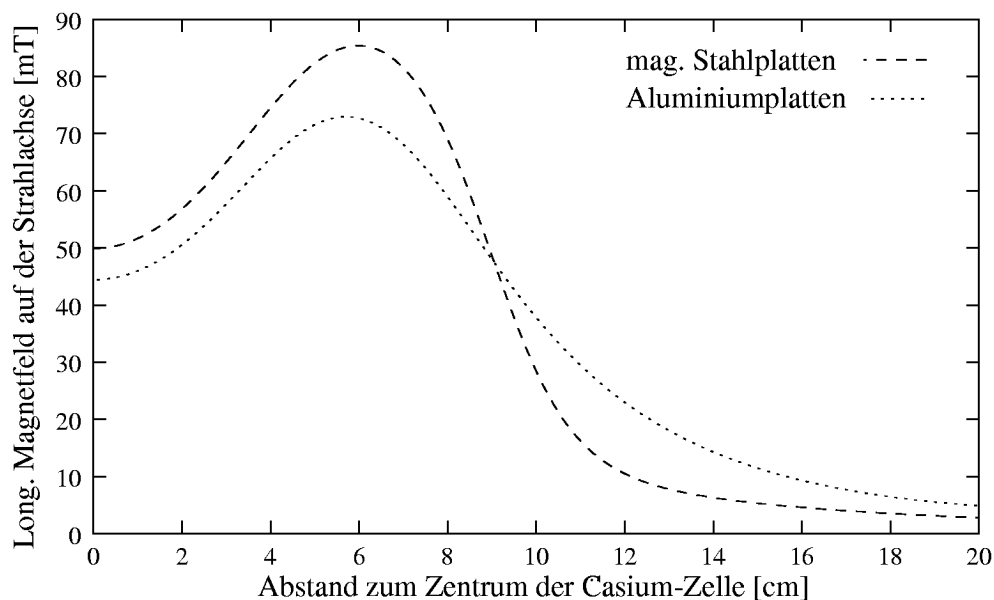


Abbildung 3.12: Verlauf des longitudinalen Magnetfeldes in der Cäsium-Zelle 0.3 mm neben der Strahlachse mit Abschlußplatten aus Aluminium oder weichmagnetischem Stahl nach MAFIA-Simulationen bei einem konstanten Spulenstrom [Ten01a].

Der Edelstahltopf und seine beiden Flansche erzeugen zwar nur eine sehr geringe Hysterese, aber gerade bei kleinen Spulenströmen senkt die zwar geringe, aber doch vorhandene Suszeptibilität des Edelstahls das longitudinale Magnetfeld im Zentrum der Cäsium-Zelle leicht ab. Erst bei etwa 2 A ist der Edelstahl gesättigt und das Magnetfeld steigt proportional zum angelegten Spulenstrom an (Abb. 3.13).

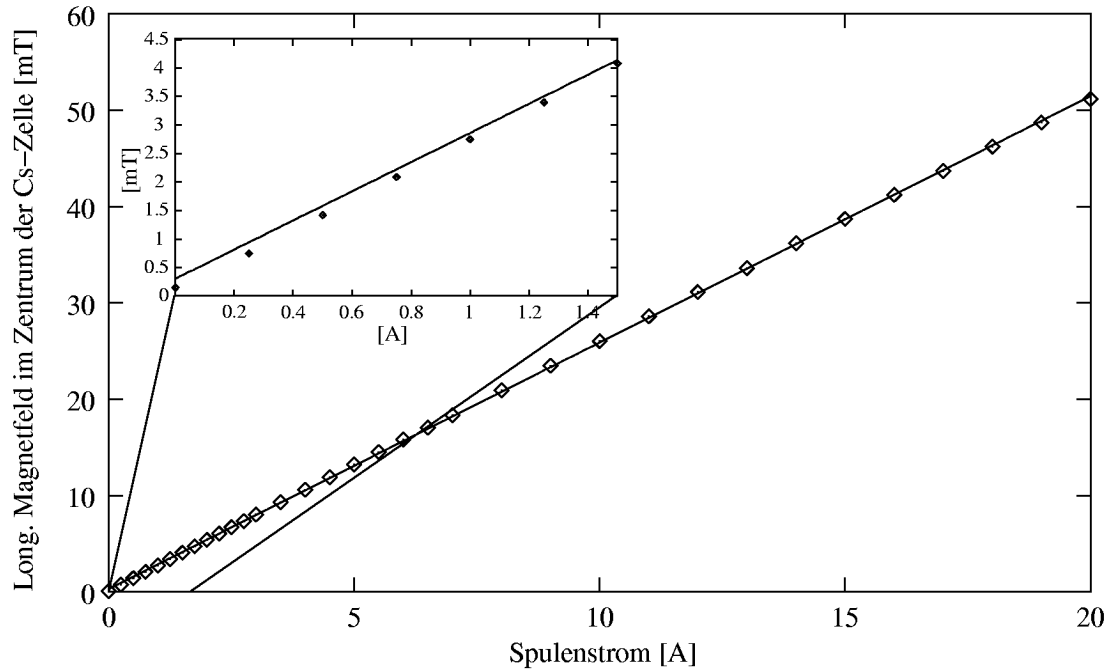


Abbildung 3.13: Longitudinales Magnetfeld im Zentrum der Cäsium-Zelle als Funktion des Spulenstroms.

Verwendet man kein Wienfilter vor der Cäsium-Zelle, erreichen auch H_2^+ -Ionen aus dem Ionisierer die Ladungsaustauschregion. Bereits Clegg vermutete, daß aus den H_2^+ -Ionen ebenfalls metastabile H-Atome produziert werden können, die zu einem unpolarisierten Beitrag des Photomultiplier-Signals führen [Cle98]. Dadurch würde im LSP eine zu kleine Polarisation gemessen. Mit dem Wienfilter wurde eine relative Messung des Wirkungsquerschnittes der Produktion von metastabilen Wasserstoff-Atomen aus H^+ oder H_2^+ durchgeführt. Bei einer Energie von 1 keV und gleicher Ladungsmenge erzeugen die H^+ -Ionen 70 ± 10 mal mehr Licht in der Quenchregion als die H_2^+ -Ionen.

3.4 Das Spinfilter

Wie bereits in Abschnitt 2.5.1 beschrieben, wird ein homogenes, statisches Magnetfeld, ein statisches elektrisches Feld und ein Hochfrequenzfeld mit 1.60975 GHz benötigt, um metastabile Atome in bestimmten Zeeman-Zuständen, also mit einem festgelegten Kernspin, aus einem Ensemble herauszufiltern.

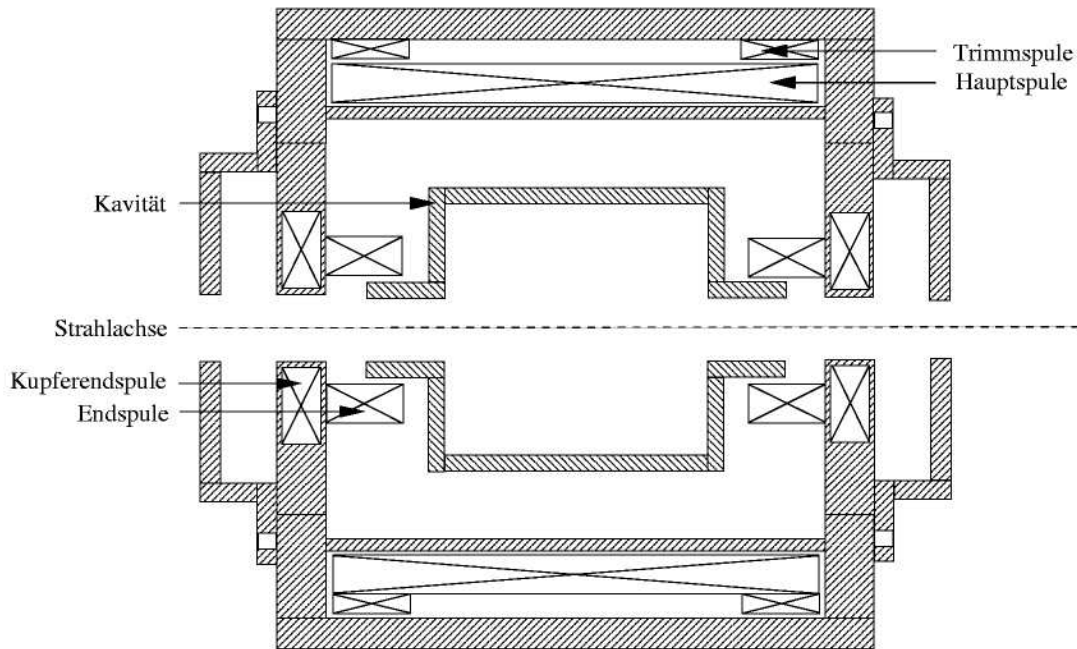


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des Spinfilters.

Zur Erzeugung des homogenen, longitudinalen Magnetfeldes besitzt das verwendete Spinfilter (Abb. 3.14), eine Leihgabe des TRIUMF (Canada), insgesamt sieben Spulen. Bei einem Magnetfeld von 57 mT ist bereits bei Verwendung nur einer Trimmspule eine Homogenität von ± 0.05 mT auf der Strahlachse erreichbar [Emm00], [Fra95]. Alle Spulen werden mit nur einem Netzgerät versorgt, wobei der Strom über zwei Leistungs-Potentiometer auf die Hauptspule, beide Kupferendspulen und eine Trimmspule in Reihe und parallel dazu auf beide Endspulen aufgeteilt wird. Die Homogenität der Magnetfelder ist entscheidend für die Transmission der einzelnen Zeeman-Komponenten durch das Spinfilter [Trü94].

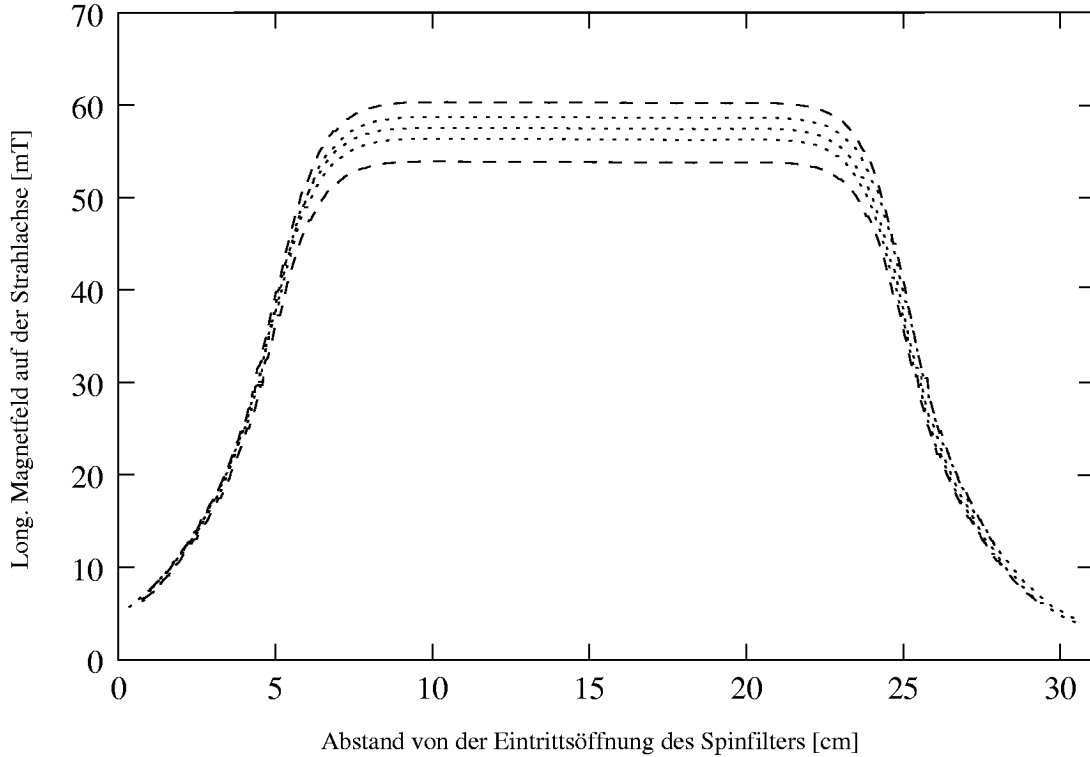


Abbildung 3.15: Longitudinale Magnetfelder im Spinfilter zur Separation der Zeeman-Komponenten der Protonen (gestrichelte Kurve: 53.5/60.5 mT) und der Deuteronen (gepunktete Kurve: 56.5/57.5/58.5 mT).

Noch wichtiger ist, daß die Abweichungen für alle benötigten Magnetfelder (Abb. 3.15) hinreichend ähnlich sind. Ist z. B. die Inhomogenität für 53.5 mT kleiner als für 60.5 mT, dann ist die Wahrscheinlichkeit, den Zustand α_1 zu transmittieren, höher als für den Zustand α_2 . Die Folge wäre ein höheres Signal bei 53.5 mT als bei 60.5 mT im Photomultiplier. Selbst ein unpolarisierter Atomstrahl würde in diesem Fall einen Zählraten-Unterschied zwischen den Peaks im Lyman-Spektrum hervorrufen. Dank der Leistungspotentiometer ist es aber bei dem hier beschriebenen Spinfilter möglich, die Inhomogenitäten anzugleichen, ohne die Transmission nennenswert zu verschlechtern. Messungen mit einem unpolarisierten Protonen-Strahl (siehe Abbildung 3.24) ergaben in Köln und Jülich eine Polarisierung von $p_z = 0.005 \pm 0.003$. Diese leichte Abweichung muß bei späteren Polarisationsmessungen unbedingt beachtet werden (siehe Abschnitt 4.6).

Im Inneren des Solenoiden ist eine zylindrische Resonanzkammer (Abb. 3.16, 3.17), deren Länge und Durchmesser dem geforderten Hochfrequenzfeld ($1.60975 \text{ GHz} \rightarrow \lambda_{HF} = 18.6 \text{ cm}$) angepaßt sind. Nach Meinke und Gundlach wird ein Durchmesser von $d = \lambda_{HF}/1.31 = 14.2 \text{ cm}$ für die TM_{010} -Resonanz (longitudinales elektrisches Feld/radiales Magnetfeld) benötigt [Mei92].

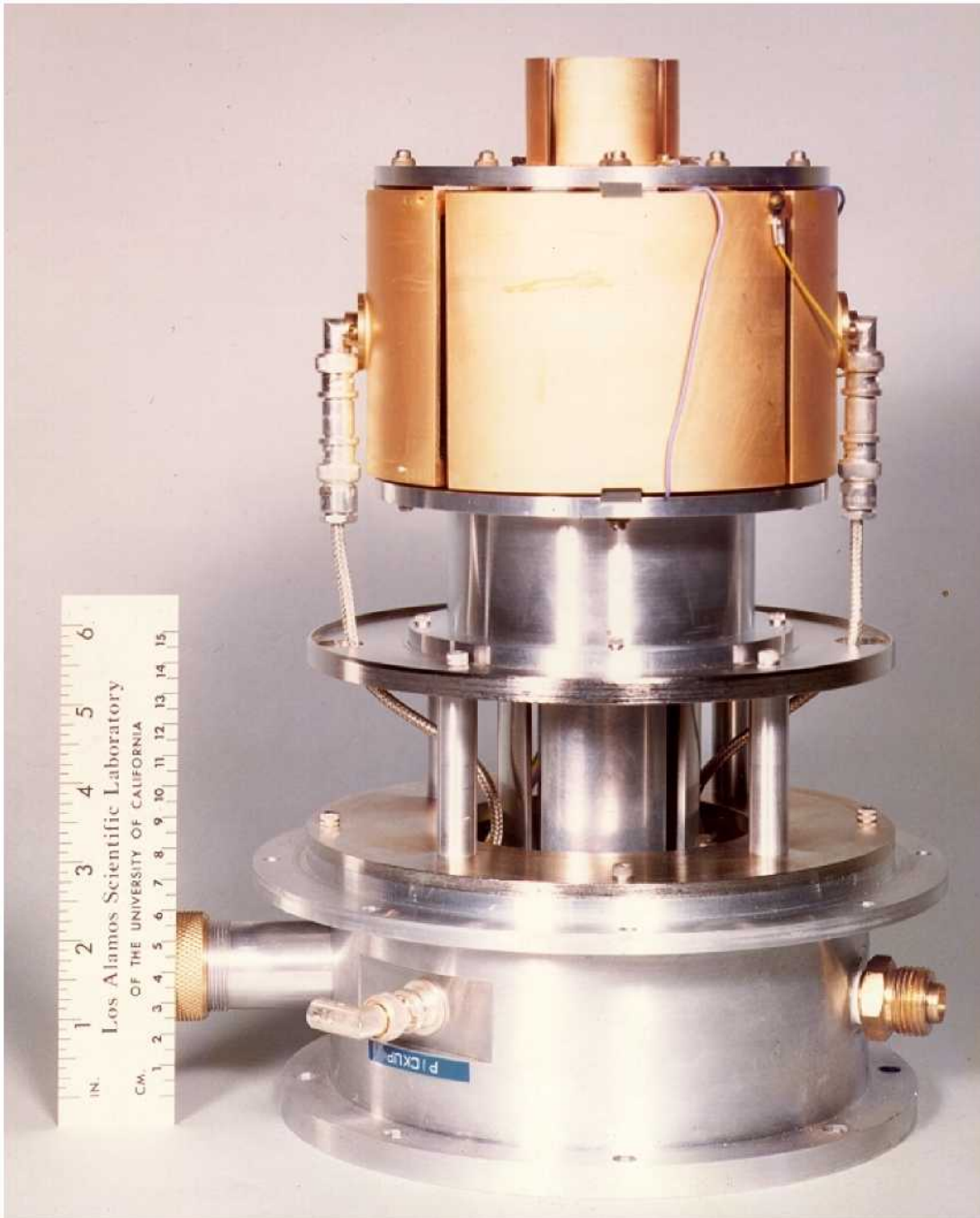


Abbildung 3.16: Seitenansicht der vergoldeten SpinfILTER-Kavität. Am rechten und linken Quadranten erkennt man die Antennenanschlüsse zum Ein- und Auskoppeln der Hochfrequenz. Der vordere große Quadrant ist isoliert angebracht und ist ein Pol des statischen elektrischen Feldes. Die unteren kleinen Quadranten werden von der Befestigung an den Flansch verdeckt.

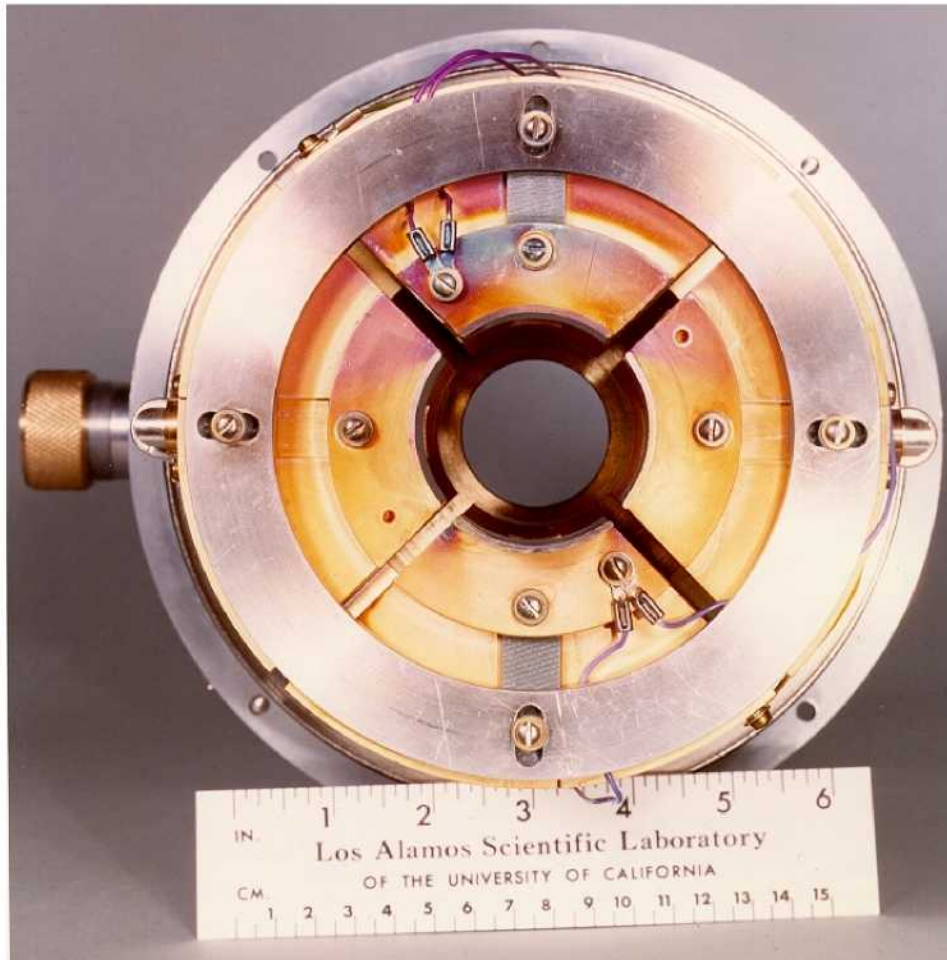


Abbildung 3.17: Frontansicht der Spinfilter-Kavität.

Diese Kavität, eine Leihgabe des Los Alamos National Laboratory (LANL), ist aufgeteilt in vier Quadranten, die elektrisch isoliert sind. Das statische elektrische Feld wird zwischen zwei gegenüberliegenden Quadranten angelegt. An beiden Enden befinden sich kleine Quadranten, deren Maße der halben Wellenlänge entsprechen, damit das Hochfrequenzfeld auf die Kavität beschränkt bleibt. Mit einer angelegten Spannung von 150 V zwischen zwei gegenüberliegenden großen Quadranten und 80 V zwischen den kleinen Quadranten wird ein elektrisches Feld von ca. 10 V/cm auf der Strahlachse erzeugt.

Von der eingestrahnten Leistung werden ca. 10% wieder ausgekoppelt, um die Frequenz und Leistung in der Kavität zu überwachen.

Wird die Frequenz der eingestrahlte Hochfrequenz bei konstanter Leistung variiert und die ausgekoppelte Leistung gegen die eingestrahlte Frequenz aufgetragen, erhält man die Resonanzkurve der Kavität (Abb. 3.18). Die Resonanzfrequenz ist von der Temperatur der Kavität abhängig, die sich im Betrieb durch die Abwärme der Spulen ändert. Wenn z. B. die Resonanzfrequenz $f_0 = 1.60975$ GHz im Vakuum bei einer Gleichgewichtstemperatur von 50°C sein soll, muß die Kavität bei 20°C und Normaldruck auf eine Resonanzfrequenz von 1.61035 GHz eingestellt werden. Einerseits wird die Resonanzfrequenz durch die höhere Lichtgeschwindigkeit im Vakuum um etwa 0.3 MHz erhöht, aber andererseits sorgt eine radiale Ausdehnung der Kavität um $100\text{ }\mu\text{m}$ bei einer Temperaturerhöhung von 30°C für eine um 0.9 MHz niedrigere Resonanzfrequenz.

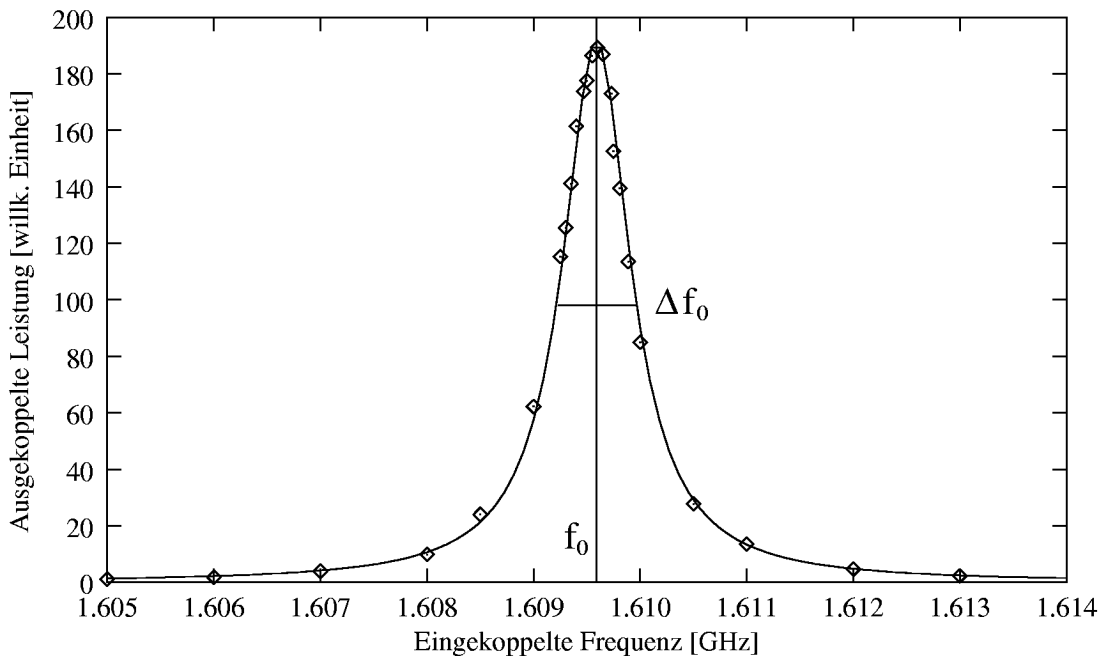


Abbildung 3.18: Ausgekoppelte Leistung der Kavität als Funktion der eingestrahlten Hochfrequenz.

Bei 3 mW eingekoppelter Leistung ist die Güte der Kavität $Q = f_0/\Delta f_0 = 1613$. Wie aus der Abbildung 3.18 abzulesen ist, bedeutet dies, daß bei einer Frequenzabweichung von $\Delta f = 0.5$ MHz immerhin noch die Hälfte der maximalen Leistung ausgekoppelt werden kann. Bei $f = f_0 \pm 3$ MHz sind es noch 5%. Ist die Resonanzfrequenz der Kavität gerade 1.60975 GHz, reichen bereits 30 mW eingekoppelte Leistung. Wenn die Resonanzfrequenz bei ca. 35°C noch 0.5 MHz zu hoch liegt, dann muß die doppelte Leistung eingestrahlt werden.

Die Bedingungen von Abschnitt 2.5.1 für die eingekoppelte Hochfrequenz sind erfüllt, wenn die Güte der Kavität zwischen 1000 und 3000 liegt. Ist die Güte wesentlich ge-

ringer, werden die Halbwertsbreiten der Resonanzen immer größer, bis die Zeeman-Zustände nicht mehr getrennt werden können. Ist die Güte zu hoch, werden nicht mehr alle anderen metastabilen Zeeman-Zustände in den Grundzustand gequenchet, und der Untergrund im Spektrum ist nicht länger konstant.

Die Güte der Cavity kann nach folgender Formel berechnet werden [Mei92]:

$$Q = 0.38 \frac{\lambda_R}{\delta} \frac{1}{1 + 0.5 d/l} \sim 20000$$

Mit

$$\begin{aligned} \delta &\sim 2 \mu\text{m} && (\text{äquiv. Leitschichtdicke; material- und frequenzabhängig}) \\ \lambda_R &= 18.6 \text{ cm} && (\text{Wellenlänge bei der Resonanzfrequenz 1.60975 GHz}) \\ l &= 8 \text{ cm} && (\text{Länge der Cavity}) \\ d &= 14.2 \text{ cm} && (\text{Durchmesser der Cavity}) \end{aligned}$$

Dieser Wert ist in der Praxis nicht zu erreichen, da die Quadranten nicht exakt genug zu fertigen sind. Außerdem wird die Güte durch die Schlitz zwischen den Quadranten der Resonanzkammer erheblich herabgesetzt. Um die notwendige Güte zu erreichen, ist es notwendig, die Quadranten aus Kupfer zu fertigen und anschließend die Oberflächen zu vergolden. Ein isoliert um die Kavität gewickeltes Kupferblech kann zusätzlich zur Steigerung der Güte benutzt werden.

Die Größe der eingestrahlt Leistung beeinflußt das 3-Zustands-Gleichgewicht und somit das mit dem Photomultiplier gemessene Lyman-Spektrum. Je höher die Leistung, desto kleiner werden die Peaks, aber desto flacher wird der Untergrund. Gleichzeitig nimmt auch die Halbwertsbreite der Signale leicht ab. Deshalb muß die Leistung während eines Meßzyklus konstant gehalten werden. Da aber die eingekoppelte Leistung kaum merklich schwankt, wird die Leistung des HF-Felds in der Kavität in erster Ordnung von der Frequenz relativ zur Resonanz bestimmt. Da deren Änderung durch die thermische Ausdehnung der Quadranten hervorgerufen wird und dementsprechend langsam ist, kann davon ausgegangen werden, daß es während eines Meßruns von wenigen Sekunden keine nennenswerten Leistungsschwankungen in der Resonanzkammer gibt. Außerdem kann die ausgekoppelte Leistung mit einer Meßdiode kontrolliert werden. Dabei zeigt sich, daß die Absorption durch die resonanten Übergänge die Leistung in der Kavität nicht meßbar beeinflußt.

Das Gleichgewicht in der Kavität hängt auch von der Höhe der statischen elektrischen Felder ab. Dieser Effekt kann zur Optimierung der Auflösung der Lyman-Peaks, wie in Abb. 3.19 gezeigt ist, ausgenutzt werden.

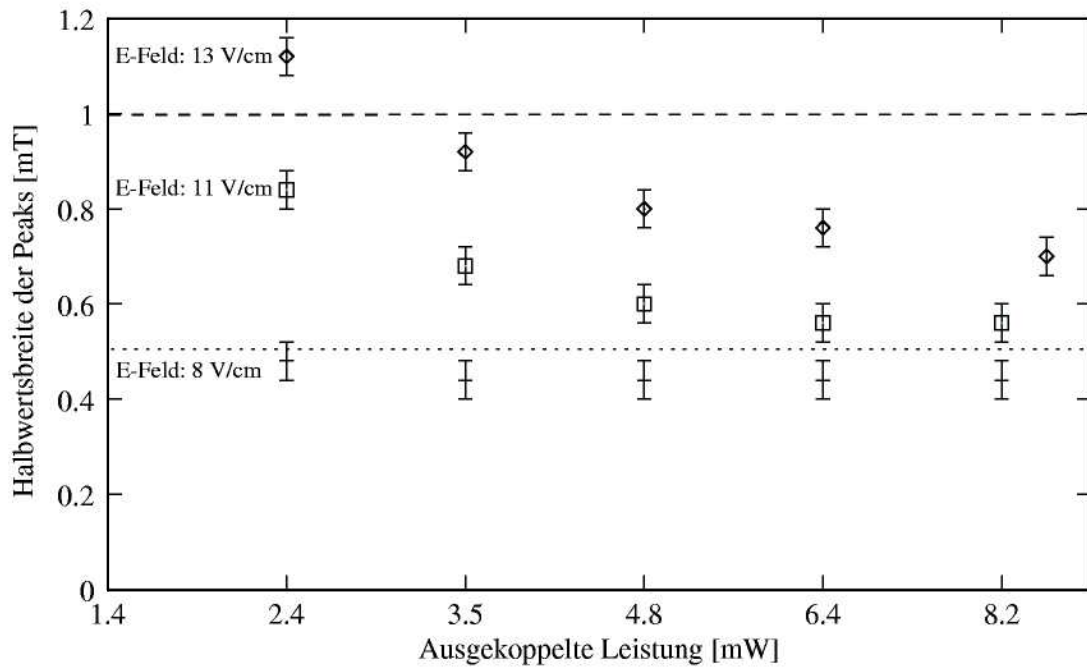


Abbildung 3.19: Halbwertsbreite der Lyman- α -Peaks in Abhängigkeit vom statischen elektrischen Feld und der ausgekoppelten Leistung.

Ist die Halbwertsbreite kleiner als 1 mT, können die drei Zeeman-Zustände der Deuteronen gerade noch getrennt werden. Bei kleineren elektrischen Feldern und hoher eingekoppelter Leistung ist eine Halbwertsbreite von unter 0.5 mT erreichbar, wodurch alle drei Zeeman-Komponenten des Deuteriums im Spinfilter getrennt werden. Gleichzeitig wird jedoch die Signalthöhe verringert.

3.4.1 Die Datenaufnahme

Im Lyman-Spektrum, aus dem letztendlich die Polarisierung des Atomstrahls berechnet werden kann, wird die Anzahl der metastabilen Atome in der Quenchregion gegen das Magnetfeld im Spinfilter aufgetragen. Da das Magnetfeld auf der Strahlachse während der Datenaufnahme nicht gemessen werden kann, würde eine Auftragung gegen den Spulenstrom im Spinfilter im Prinzip ausreichen, solange keine Sättigungseffekte im verwendeten Stahl beobachtet werden. Die notwendigen Ströme von 12 bis 14 Ampere sind aber nur mit großem Aufwand mit der notwendigen Genauigkeit meßbar. Einfacher ist es deshalb, den Ist-Wert aus der analogen Schnittstelle des Netzgerätes als X-Wert der Spektren zu verwenden. Dabei ist aber eine hohe Regelgenauigkeit notwendig, damit das Magnetfeld im Spinfilter und der Ist-Wert aus der Schnittstelle möglichst genau proportional sind. Andernfalls pflanzt sich der so erzeugte Fehler in der Polarisationsmessung fort.

Das nach Abbildung 3.20 verwendete Netzgerät (Modell NTN 1400-65 (20 A/65 V) der Firma FUG) zur Stromversorgung des Spinfilter-Spulen besitzt eine Regelgenauigkeit von besser als 10^{-4} und erfüllt diese Anforderungen. Der Soll-Wert des Spulenstroms wird über einen digitalen Rampengenerator, der speziell für diese Anwendung entworfen wurde ([Ang00],[Hül00]), mit einer Auflösung von 16 bit erzeugt. Das Fenster des Spannungssignals muß manuell eingestellt werden, die Frequenz der Rampenwiederholung kann sowohl per Hand als auch durch einen Mikrocontroller per Computer geregelt werden. Durch ein Start- und Stop-Signal ist es außerdem möglich, nur ein einzelnes Rampensignal zum Netzgerät zu schicken.

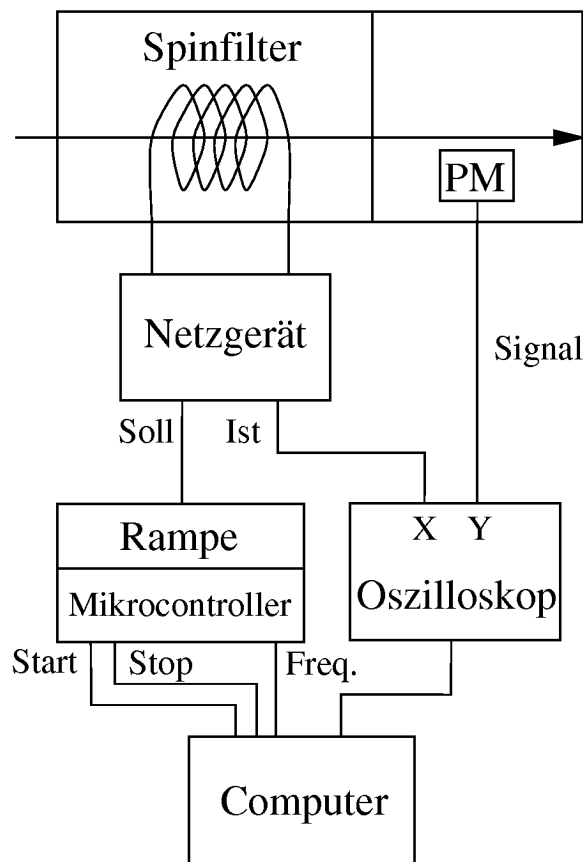


Abbildung 3.20: Schema der Datenaufnahme.

Da die Linearität des Rampengenerators mit 10^{-5} ebenfalls sehr hoch ist, ist es auch möglich, das Signal des Photomultipliers direkt gegen die Zeit mit dem Oszilloskop aufzunehmen und das Signal der Rampe als externen Trigger zur Datenaufnahme zu benutzen. Eine Eichung der X-Achse ist durch die Lyman- α -Peaks auch ohne Magnetfeld-Messungen sehr einfach.

Erreicht ein Ionenstrom von ca. $1 \mu\text{A}$ die Cäsium-Zelle, werden im Photomultiplier ungefähr 10^6 Photonen pro Sekunde nachgewiesen. Bei einer Verstärkung von 10^6 bis 10^7 durch den Multiplier beträgt die Signalthöhe nicht mehr als $1 \mu\text{A}$. An dem $1 \text{ M}\Omega$ -Eingangswiderstand des Oszilloskops erhält man so ein Spannungssignal von 1 V. Zur weiteren Regelung der Signalthöhe ist in den Rampengenerator zugleich ein Strom-Spannungswandler eingebaut, der direkt 1 V hohe Spannungssignale aus 0.1, 1 oder $10 \mu\text{A}$ hohen Strömen liefert. Die Feinregelung kann über die Verstärkung des Multipliers durchgeführt werden. Das Oszilloskop wird über eine GPIB-Schnittstelle ausgelesen. Die so erhaltenen Lyman- α -Spektren werden anschließend integriert, die gemessene Polarisation P_{Ly} berechnet und beides in einem Datenfile abgespeichert [Kra01].

3.5 Die Quenchregion

Es gibt verschiedene Methoden, metastabile Wasserstoff-Atome in einem Strahl nachzuweisen. Bereits Lamb und Retherford ließen bei ihren Messungen der Lambshift einen thermischen Atomstrahl auf ein geladenes Wolframblech prallen [Lam50]. Die kinetische Energie der Atome reichte nicht, um Elektronen aus dem Metall zu entfernen. Treffen metastabile Atome auf das Wolframblech, kann ihre Anregungsenergie jedoch ein Elektron aus dem Metall lösen. Der entstehende Strom ist proportional zur Anzahl der ankommenden metastabilen Wasserstoff-Atome.

Wesentlich sensibler ist dagegen der Nachweis der metastabilen Atome mittels Stark-Effekt-Quenching und anschließendem selektiven Nachweis der entstandenen Lyman α -Photonen durch einen Photomultiplier: Durch ein elektrisches Feld von 100 V/cm wird die Lebensdauer der metastabilen Atome auf etwa 35 ns herabgesetzt. Das hat zur Folge, daß bei einer kinetischen Energie von 1 keV ($4.4 \cdot 10^5 \text{ m/s}$) $2/3$ der metastabilen Atome auf einer Strecke von 1.5 cm unter Emission von Photonen der Wellenlänge $\lambda = 121 \text{ nm}$ ($\approx 10.2 \text{ eV}$) in den Grundzustand übergehen. Diese Photonen werden mit einem Photomultiplier mit einer Photokathode (Durchmesser 25 mm) aus CsJ ($\lambda_{\text{Grenz}} < 220 \text{ nm}$) und einem Eintrittsfenster aus MgF ($\lambda_{\text{Grenz}} > 110 \text{ nm}$) selektiv nachgewiesen.

Seit kurzem stehen auch Photomultiplier mit KBr als Material für eine Photokathode mit bis zu 46 mm Durchmesser zur Verfügung. Ihre Quanteneffizienz ist bei dieser Wellenlänge mit $\sim 10\%$ (CsJ: $\sim 8\%$) etwas höher und das Wellenlängenfenster reicht nur noch bis 165 nm [GCT01], wodurch der Untergrund in den Lyman- α -Spektren noch weiter verringert würde. Durch die fast 4 mal größere aktive Fläche könnten auch deutlich mehr Photonen registriert werden. Zudem ist das Rauschen dieses Typs etwas geringer. Eine noch höhere Quanteneffizienz von bis zu 20% könnte mit einer Photokathode aus Diamant erreicht werden. Doch werden noch keine Multiplier dieses Typs mit einer genügend großen photoaktiven Fläche angeboten [Ham00].

Pradel et al. benutzten 1974 parallele Platten zur Erzeugung eines homogenen elektrischen Felds und konnten so z. B. die Winkelabhängigkeit der beim Quenchen entstehenden Dipol-Strahlung der verschiedenen Feinstruktur-Komponenten α und β in einem Strahl aus metastabilen Atome messen [Pra74]. Da ein Spinfilter nur die α -Komponente transmittiert, ist die Lichtausbreitung in der Quenchregion des LSP zwar winkelabhängig, aber für beide Zeeman-Komponenten α_1 und α_2 in erster Ordnung gleich.

Erste Versuche mit planparallelen Platten links und rechts vom Strahl zur Erzeugung eines homogenen, transversalen elektrischen Felds und einem Photomultiplier (Thorn EMI / Typ: 9403 / Durchmesser der Photokathode: 25 mm) direkt über diesem Quenchfeld waren bereits erfolgreich (Abb. 3.21). Das Verhältnis der Peakamplituden zum Untergrund betrug immerhin 2 : 1, und damit konnten die Ergebnisse von Lemieux reproduziert werden [Lem93].

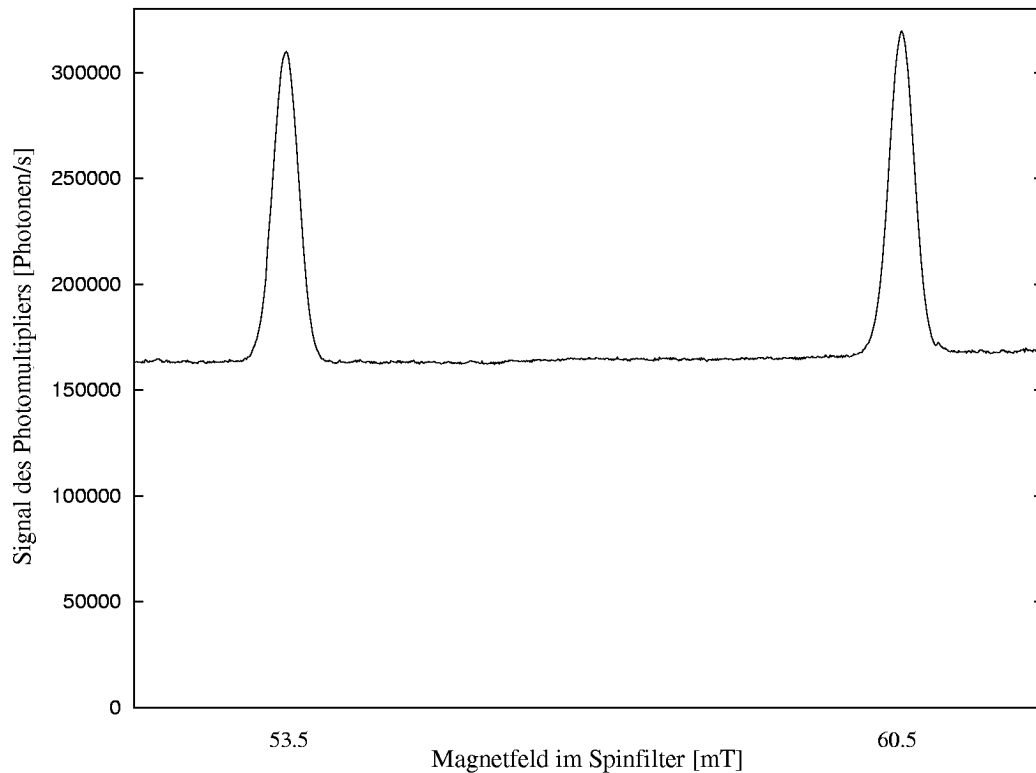


Abbildung 3.21: Lyman-Spektrum, dessen Quenchfeld durch planparallele Platten erzeugt wurde.

Ein verbessertes Peakhöhe-zu-Untergrund-Verhältnis lieferten die von Ley benutzten Quenchstäbe (Abb. 3.22) [Ley00]. Anstelle der Platten erzeugen zwei stabförmige Elektroden ein inhomogenes elektrisches Feld, das auf der Achse des Photomultipliers ein Maximum hat. Der höhenverstellbare Multiplier ist durch ein geerdetes Gitter mit einer Transparenz von 96% gegen das elektrische Feld abgeschirmt. Zur Abschirmung der magnetischen Streufelder des Spinfilters ist er von einem μ -Metall-Zylinder umgeben.

Eine Steigerung der Lichtintensität auf der Photokathode konnte durch einen Hohlspiegel mit einer Aluminium-Oberfläche (Reflexion bei 121 nm nahe 100%) erzielt werden, der unter dem Multiplier angebracht war.

In der bisher letzten Ausbaustufe wird ein fast longitudinales elektrisches Feld von einer „Quenchlinse“ erzeugt, die nach dem Vorbild der elektrischen Linse zur Fokussierung eines Ionenstrahls aufgebaut ist (Abb. 3.23) Zwischen zwei geerdeten Zylinderelektroden wird ein weiterer Zylinder auf ein Potential von etwa 350 V gelegt.

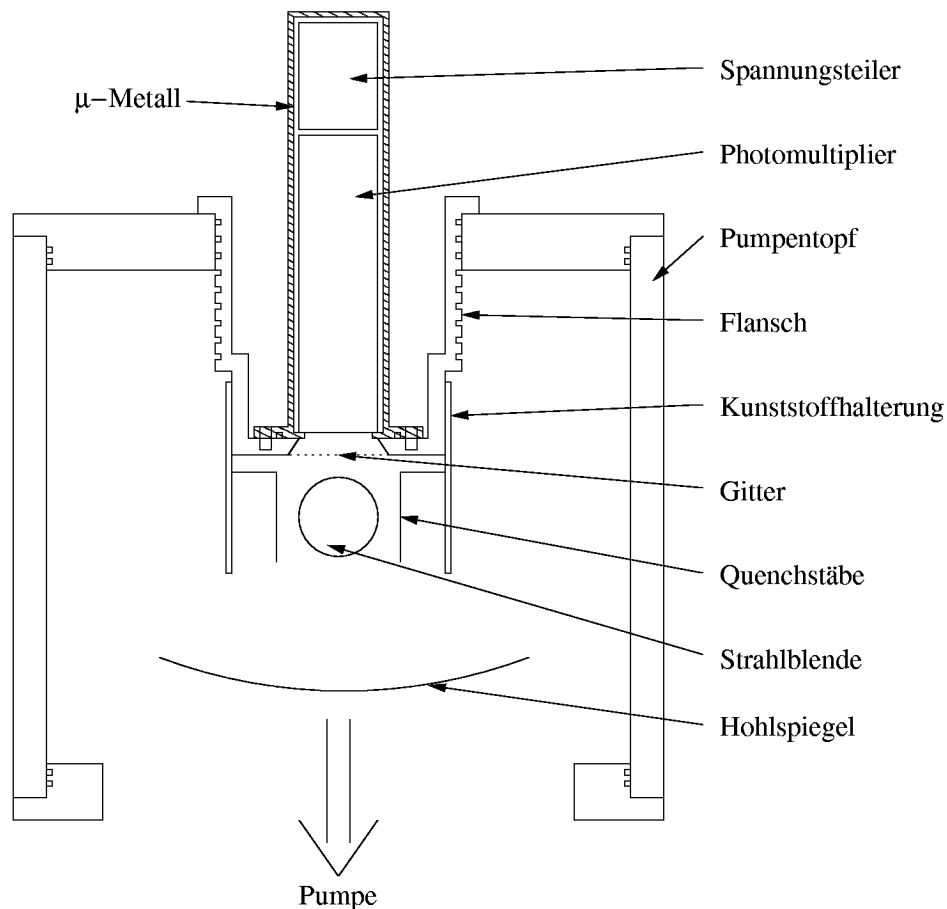


Abbildung 3.22: Schnitt durch die Quenchregion [Ley00].

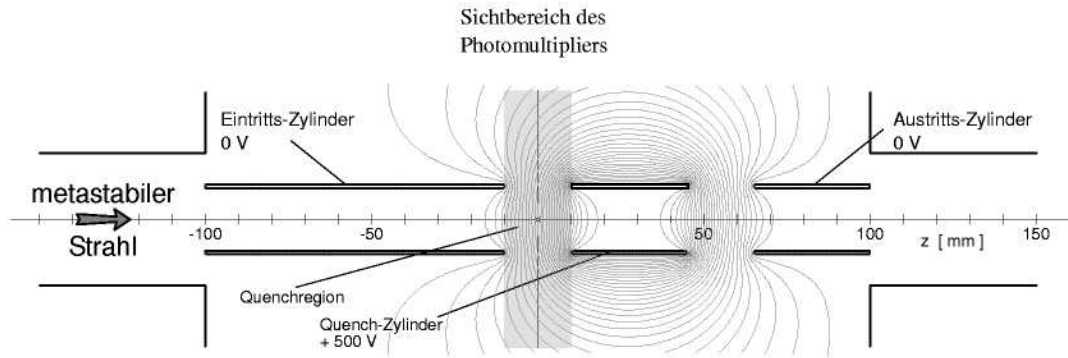


Abbildung 3.23: Aufbau der Quenchlinse und Potentiallinien des elektrischen Felds, wenn am mittleren Zylinder der Quenchlinse ein Potential von 500 V anliegt [Ten01a].

Damit kann sichergestellt werden, daß nur im Sichtbereich des Photomultipliers der metastabile Atomstrahl vom elektrischen Feld beeinflußt wird und somit nur dort gequenchet wird. Gleichzeitig ist die Quenchlinse aber auch ein Fokussierelement, mit dessen Hilfe die Ionenoptik des LSP optimiert werden kann.

Der in Abbildung 3.21 enthaltene hohe lineare Untergrund unter den Peaks besteht aus mehreren Komponenten, die durch eine Reihe von Maßnahmen unterdrückt werden konnten:

1. Ein Teil des Strahls, der die Quenchregion erreicht, besteht aus Ionen, die nicht in der Cäsium-Zelle umgeladen wurden. Diese positiv geladenen Teilchen, deren Intensität kaum von dem longitudinalen Magnetfeld des Spinfilters beeinflusst wird, werden von der Kathode des Quenchfeldes angezogen und entsprechend abgelenkt. Prallen diese Atome gegen die Kathode, können sie dort ein Elektron einfangen, das über eine Kaskade in den Grundzustand fällt. Das dabei ausgestrahlte Licht kann im Wellenlängenbereich $110 \text{ nm} < \lambda < 220 \text{ nm}$ vom Photomultiplier nachgewiesen werden. Während beim Wasserstoff nur die Lyman- α -Übergänge nachgewiesen werden, gibt es z. B. im Sauerstoff-Atom mehr als 700 und beim Stickstoff mehr als 500 theoretisch mögliche Übergänge in diesem sensitiven Bereich des Photomultipliers. Bei den entsprechenden Molekülen ist diese Zahl noch deutlich größer! Deshalb brachte schon der Wechsel zu den Quenchstäben eine deutliche Verbesserung, da durch die drastisch verkleinerte Fläche der Elektroden die Trefferwahrscheinlichkeit deutlich abnahm. Durch die Quenchlinse berühren die Ionen sogar keine Oberflächen im Sichtbereich des Multipliers mehr.
2. Sowohl die Ionen als auch die Atome müssen letztendlich im Vakuum gestoppt werden. Dabei wird ein Wasserstoff-Atom, das mit einer kinetischen Energie von 500 bis 2000 eV gegen ein Hindernis prallt, mit großer Wahrscheinlichkeit ionisiert und kann so Lyman-Photonen produzieren. Damit diese nicht den

Multiplier erreichen, wurde der Faraday-Cup außerhalb der Quenchregion am Pumpentopf angebracht. So können Photonen nur über Mehrfachstreuung die Photokathode des Multipliers erreichen. Auch hierbei ist die Quenchlinse sehr hilfreich, denn die notwendigen Zylinderelektroden sind aus Edelstahl gefertigt und reflektieren den kritischen Wellenlängenbereich nur schwach.

3. Durch den Einsatz des Wienfilters, das zugleich auch ein Massefilter ist, gelangen nur noch Protonen in die weiteren Komponenten des LSP. Damit wird auch die Gesamtzahl der Teilchen in der Quenchregion reduziert und der Untergrund weiter abgesenkt.
4. Im Spinfilter werden mindestens die metastabilen Wasserstoffatome in drei der vier möglichen Zeeman-Komponenten in den Grundzustand gequenchet. Damit das so produzierte Licht nicht in die benachbarte Quenchregion gelangt, wurde anfangs eine Blende eingesetzt, die zugleich auch den Strahl der metastabilen Atome begrenzte. Wieder war es die Quenchlinse, die eine weitere Verbesserung in diesem Punkt brachte: Sie begrenzt nicht den Strahl, und da die im Spinfilter erzeugten Photonen ebenfalls nur durch Vielfachstreuung zum Multiplier gelangen können, wurde der Untergrund weiter unterdrückt.
5. Der Druck in der Quenchregion liegt im Normalbetrieb bei etwa 10^{-6} mbar. Also ist die mittlere freie Weglänge λ eines schnellen Teilchens mit $v \gg v_{thermisch}$ bei diesen Verhältnissen:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} = 1556 \text{ m}$$

Mit

$$\begin{aligned} n &= 2.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ (Teilchenzahldichte bei } 10^{-6} \text{ mbar)} \\ \sigma &= \pi r_{\text{H}_2\text{-Molekül}}^2 = 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ (Stoßquerschnitt)} \end{aligned}$$

Wenn ein Ionenstrahl von $1 \mu\text{A}$ im Ionisierer produziert wird, dann gelangen $N_0 = 6 \cdot 10^{12}$ Atome/s in den 1.5 cm langen Quenchbereich vor dem Multiplier. Dort werden etwa

$$N = N_0(1 - e^{-\frac{1.5 \text{ cm}}{\lambda}}) = 6 \cdot 10^7$$

Teilchen/s auf ein Restgasatom treffen, teilweise ionisiert, rekombinieren und erneut Licht produzieren. Wenn nur etwa 10% aller dieser oder der getroffenen Gasteilchen ein Photon im entsprechenden Wellenlängenfenster erzeugen, sind dies bereits 10^7 Photonen. Der Photomultiplier hat eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 10^{-3} , und damit können bei einem Druck von 10^{-6} mbar ca. 10^4 Photonen auf diesem Wege zum Untergrund beitragen. Wird der Druck in

der Quenchregion erhöht, steigt auch der lineare Untergrund unter den Lyman- α -Peaks wieder an. Die Wechselwirkung mit dem Restgas ist im jetzigen Aufbau des LSP dominierend in der Erzeugung von Untergrund-Photonen.

Die Quenchlinse ist zur Unterdrückung dieses Effektes eher hinderlich, da sich das Restgas in den Zylindern aufstauen kann und so zu einem erhöhten Druck auf der Strahlachse führt. Große Pumplöcher in den Zylinderelektroden verhindern dies jedoch weitgehend.

6. Der Heizdraht im Ionisierer wird zur Elektronenerzeugung auf knapp 2000 °C aufgeheizt. Ein kleiner Teil der abgestrahlten Photonen liegt dabei im Wellenlängenfenster des Multipliers und kann für einen konstanten Untergrund sorgen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon über Mehrfachstreuung den weit entfernten Photomultiplier erreicht, ist zwar sehr gering, aber aufgrund der hohen Anzahl der Photonen ist das Ein- und Ausschalten des Heizdrahts im Signal des Multipliers sichtbar. Etwa 10^3 Photonen aus dem Heizdraht konnten pro Sekunde nachgewiesen werden, bevor die Quenchlinse auch diesen Effekt weiter begrenzte.

Wird der Ionisierer im Plasma-Modus betrieben, erzeugen die Wasserstoffatome u. a. Photonen durch einen Lyman-Übergang. Wenn nur ca. 0.1 W der abgestrahlten Leistung durch diesen Übergang mit einer Energie von 10.2 eV erfolgt, dann werden vom Plasma bereits $6.1 \cdot 10^{16}$ Photonen/s produziert. Diese Abschätzung ist durchaus realistisch, denn das sichtbare Licht der Balmerserie ist auch ohne Verdunklung deutlich zu sehen.

Beim Labor-Aufbau des LSP an der ABS in Jülich spielt dieser Effekt so gut wie keine Rolle, da der Ionenstrahl um 90 ° abgelenkt wird. Wenn an ANKE ein verkürztes LSP ohne Deflektor eingebaut wird, ist dies jedoch wieder zu beachten.

7. Das Rauschen des Multipliers wird vom Hersteller mit ca. 1 Photon/Sekunde angegeben. Nach mehrjährigem Einsatz unter z. T. relativ hohen Temperaturen und Modifikationen am Spannungsteiler lag der Rauschanteil bei der Aufnahme der im folgenden gezeigten Spektren bei ca. 100 Photonen/Sekunde. Damit liegt dieser Anteil am Untergrund vier Größenordnungen unter der Signalhöhe und kann vernachlässigt werden.

Durch den Einsatz der Quenchlinse bei einem Druck von 10^{-7} mbar im Quenchtopf wurde ein Verhältnis der Peakhöhe zum linearen Untergrund von 350 : 1 erreicht (Abb. 3.24).

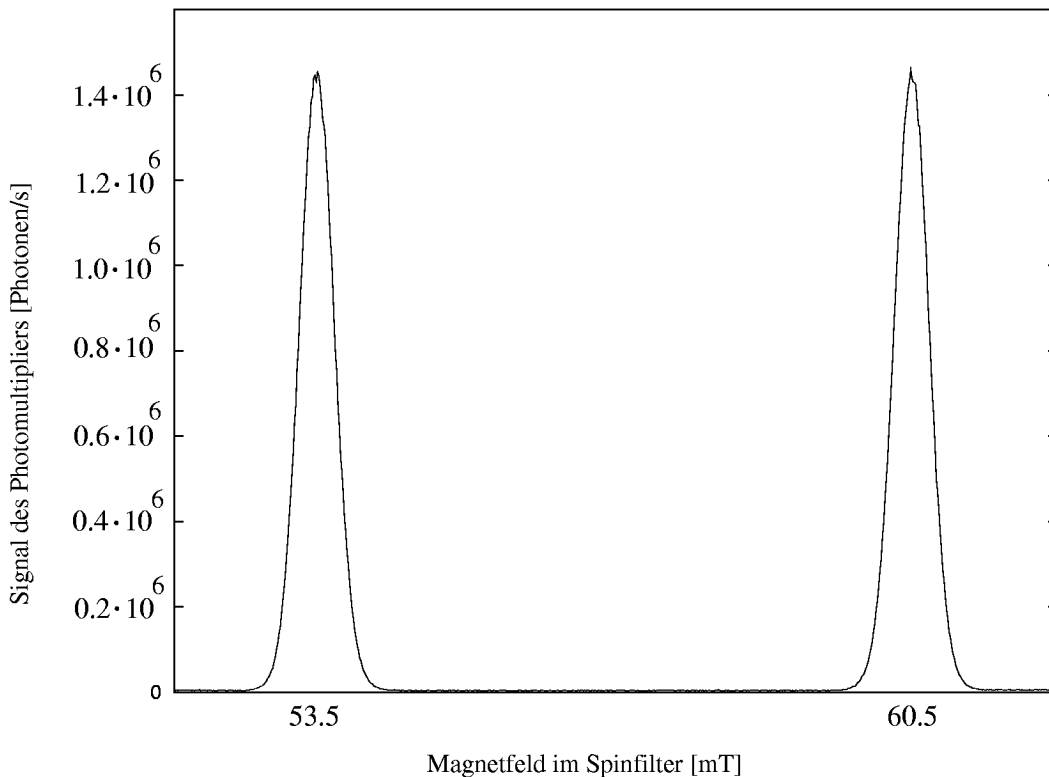


Abbildung 3.24: Lyman-Spektrum eines unpolarisierten Protonen-Strahls.

Dafür mußte jedoch das Vakuum-System gänzlich umgebaut und eine deutlich stärkere Vakuumpumpe eingesetzt werden. Da diese Pumpe bei den Messungen mit einem polarisierten Atomstrahl nicht zur Verfügung stand, wurde wieder auf eine 360 l/s starke Turbopumpe der Firma Leybold (TURBOVAC 361) zurückgegriffen, da diese auch auf dem Kopf stehend eingesetzt werden kann. Mit dem so erzielten Druck von etwa 10^{-6} mbar liegt das Peakhöhe-zu-Untergrund-Verhältnis zwischen 40 : 1 und 70 : 1. Dies ist bereits vollkommen ausreichend, da der konstante, lineare Untergrund bei der Auswertung leicht abgezogen werden kann.

In dieser Phase wurden auch die ersten Lyman- α -Spektren mit Strahlen aus unpolarisierten Deuteronen aufgenommen. Ein typisches Beispiel zeigt die Abbildung 3.25, wobei das Wienfilter nicht zum Einsatz kam und ein Protonen-Anteil in Höhe von rund 15% im Strahl deutlich zu erkennen ist.

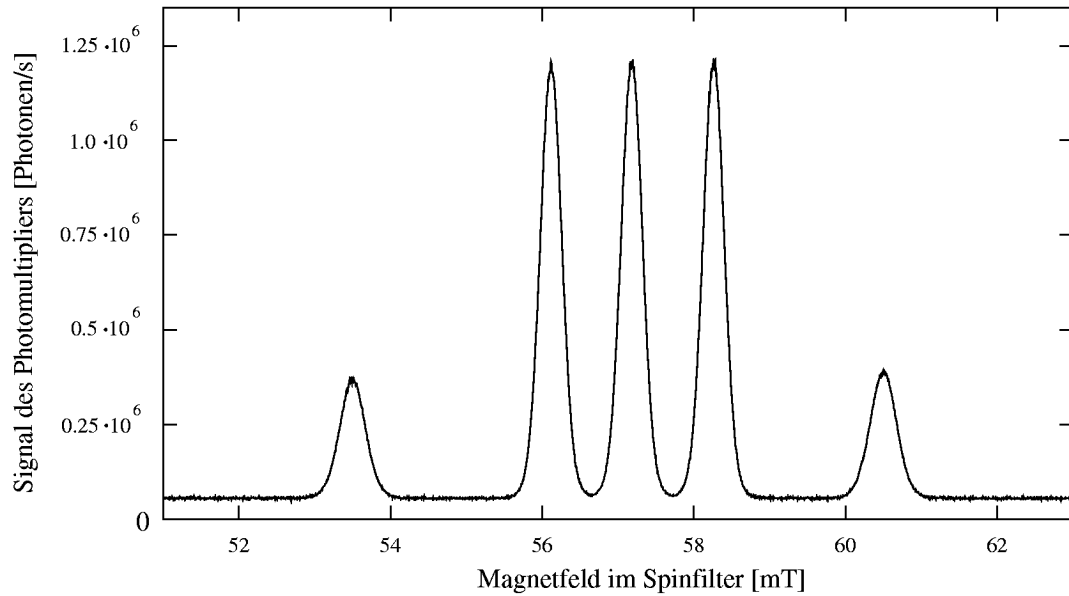


Abbildung 3.25: Lyman-Spektrum eines unpolarisierten Deuteronen-(Protonen-)Strahls.

Kapitel 4

Messungen mit einem polarisierten Atomstrahl

Seit Anfang 2001 wurde das Lambshift-Polarimeter im Forschungszentrum Jülich am polarisierten Atomstrahl für das polarisierte interne Gastarget an ANKE eingesetzt und getestet (Abb. 4.2).

4.1 Der Aufbau des Polarimeters

Die Jülicher Atomstrahlquelle liefert einen vertikalen Atomstrahl und ist in der Höhe verstellbar. Da das Lambshift-Polarimeter aufgrund des flüssigen Cäsiums in der Cäsium-Zelle nur die Polarisation entlang einer horizontalen Strahlachse messen kann und der Raum unter der ABS sehr beschränkt ist, muß der im Ionisierer produzierte Ionenstrahl um 90° abgelenkt werden. Der verwendete Ablenker wurde freundlicherweise von der Universität von Wisconsin in Madison (W. Haeberli) zur Verfügung gestellt.

Alle Komponenten befinden sich auf einer optischen Bank (Abb. 4.1) und können entlang der Strahlachse verschoben werden. Die Bank ist wiederum auf einer Schiene beweglich, so daß das komplette LSP unter die ABS gefahren werden kann. Um das Polarimeter von der ABS zu trennen, ohne diese zu belüften, ist ein Schieber am Ausgang der ABS eingebaut.

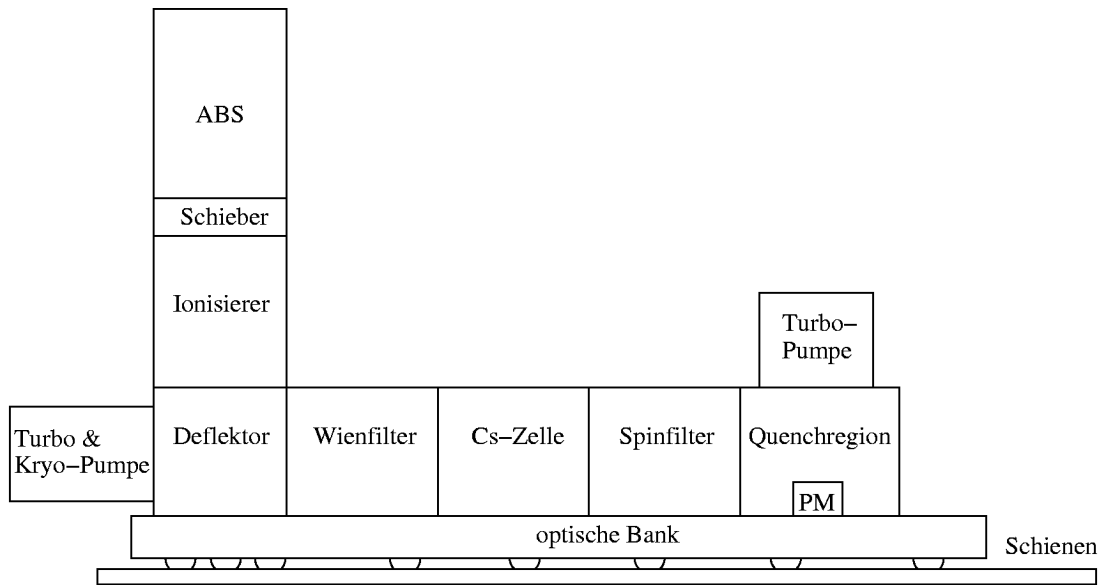


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Lambshift-Polarimeters bei den Messungen am polarisierten Strahl der ABS in Jülich.

An die Deflektor-Kammer ist neben einer 1000 l/s Turbo-Drag-Pumpe (Pfeiffer Vacuum: TMH 1000 SG) eine 3000 l/s Kryopumpe (Leybold COOLVAC 3000) angeschlossen, wodurch ohne Strahl aus der ABS ein Druck von $1.8 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht werden kann. Selbst mit Strahl steigt der Druck nicht über $1.4 \cdot 10^{-7}$ mbar. Der Quenchtopf wird von einer 360 l/s Turbopumpe (Leybold TURBOVAC 361) evakuiert. So wird dort ein Druck von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht, der auch bei einer laufenden Messung mit Strahl kaum ansteigt.

Da besonders in der ersten Testphase immer wieder Modifikationen vorgenommen werden mußten, war es hilfreich, am Ein- und Ausgang der Cäsium-Zelle zwei weitere Schieber einzubauen, um das Cäsium vor Luftleinbrüchen zu schützen. So konnte das LSP mehrfach belüftet werden, ohne eine neue Cäsium-Ampulle zu verwenden. Die Transmission durch das LSP sinkt jedoch um etwa 15% – 20%, da so die nicht fokussierbaren metastabilen Atome einen längeren Weg zur Quenchregion zurücklegen müssen. Wie bei den vorausgehenden Tests in der Universität zu Köln mit einem unpolarisierten Strahl waren vor und hinter dem Wienfilter zwei Einzellinsen angebracht, um die gewünschte Komponente des Ionenstrahls möglichst gut durch das Wienfilter zu transportieren.



Abbildung 4.2: Das Lambshift-Polarimeter und seine Komponenten.

4.2 Das Lyman-Spektrum

Mit einem intensiven Strahl aus Wasserstoffatomen (ca. $3 \cdot 10^{16}$ pro Sekunde) im Zeeman-Zustand 1 liefert das Lambshift-Polarimeter in 2 bis 3 Sekunden Lyman-Spektren einer hohen Qualität. Wird zudem über mehrere Messungen gemittelt, sinkt die statistische Schwankung entsprechend. So wurde das Spektrum in Abbildung 4.3 über insgesamt 10 Rampendurchgänge innerhalb von 25 Sekunden gemittelt.

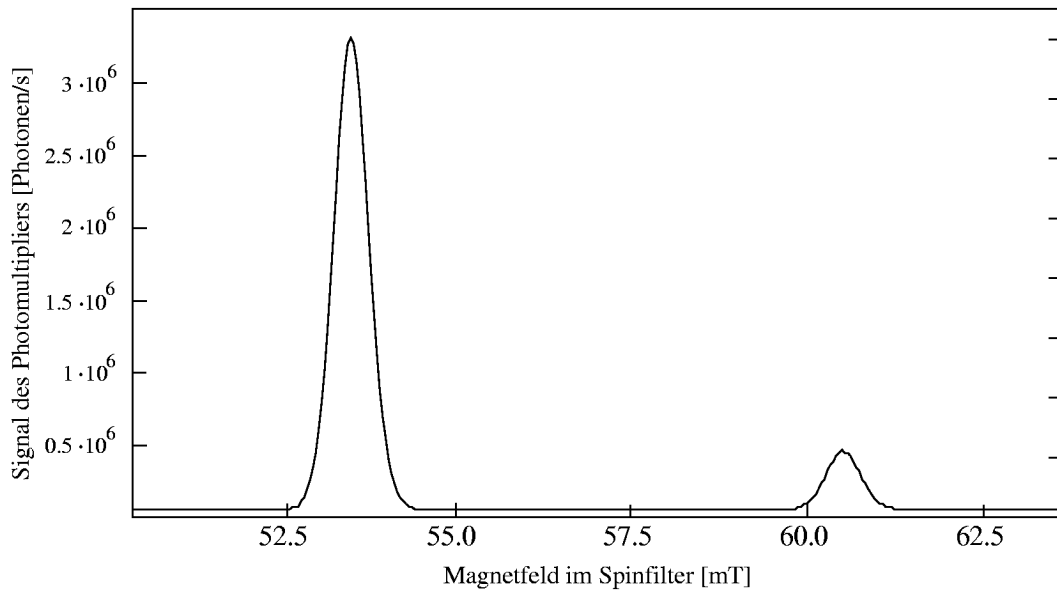


Abbildung 4.3: Lyman-Spektrum eines Wasserstoff-Strahls aus Atomen im Zeeman-Zustand 1.

Das Verhältnis der Peakhöhe zum linearen Untergrund ist in Abbildung 4.3 etwa 70 : 1. Die Relation der Peakinhalte beträgt genauso 8.1 : 1 wie das Verhältnis der um den Untergrund korrigierten Peakhöhen. Daraus folgt nach Gl. (2.9) die Polarisation:

$$P_{Ly}(1) = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = 0.780 \pm 0.002 \quad (4.1)$$

Zur genaueren Polarisationsmessung empfiehlt es sich, die Peakinhalte zu vergleichen, da der Meßfehler der Peakhöhen (± 0.006) aufgrund der Auflösung des Oszilloskops von 10 bit größer ist als der Fehler der integralen Peakinhalte (± 0.002).

Die so erhaltene Polarisation P_{Ly} ist jedoch nicht gleich der Polarisation p_z des Atomstrahls der ABS. Der Wert P_{Ly} ist nur ein „relativer“ Meßwert für die Quellenpolarisation. Zur „absoluten“ Polarisation des primären Atomstrahles fehlen noch einige Korrekturfaktoren, die in diesem Kapitel erläutert werden sollen.

Dabei sei z. B. $p_z^*(2)_{(B)}$ wieder der theoretische Maximalwert der Polarisierung eines Ensembles von Wasserstoff-Atomen nur im Zeeman-Zustand 2 in Abhängigkeit von einem Magnetfeld B . Dieser Wert kann durch Beimischungen der anderen Zeeman-Komponenten im Atomstrahl nicht erreicht werden. Deshalb gilt für die tatsächliche Polarisierung p_z des Wasserstoffstrahls der ABS in einem unendlich starken Magnetfeld:

$$\lim_{B \rightarrow \infty} p_z(2) = C_2 \cdot p_z^*(2) = -C_2 \geq -1. \quad (4.2)$$

Funktioniert die HF-Übergangseinheit der ABS nahezu perfekt, dann sollte für einen Atomstrahl in den Zeeman-Komponenten 1 oder 2 im Fall $B \rightarrow \infty$ gelten:

$$p_z(1) = -\lim_{B \rightarrow \infty} p_z(2) = C_1 = C_2 \equiv C$$

Die aus dem Lyman-Spektrum ermittelte Polarisierung $P_{Ly}(2)$ wird aber durch die Eigenschaften des LSP beeinflusst. Für die verschiedenen Korrekturfaktoren $k_i(\text{HFS})$ der einzelnen Zeeman-Zustände soll dabei gelten:

$$\prod_i^j k_i(\text{HFS}) = K(\text{HFS}) \quad (4.3)$$

Wenn diese Korrekturfaktoren alle bekannt sind, dann kann aus der gemessenen relativen Polarisierung $P_{Ly}(\text{HFS})$ die absolute Strahlpolarisierung $p_z(\text{HFS})$ direkt berechnet werden:

$$p_z(\text{HFS}) = P_{Ly}(\text{HFS}) \cdot K(\text{HFS}) = P_{Ly}(\text{HFS}) \cdot \prod_i^j k_i(\text{HFS}) \quad (4.4)$$

Solange nicht alle Korrekturfaktoren $k_i(\text{HFS})$ bekannt sind, kann das LSP nur als „relatives“ Polarimeter, z. B. zur Quellenoptimierung oder als Polarisationsmonitor, benutzt werden. Variationen der Polarisierung p_z im Atomstrahl aus der ABS sind nachweisbar, solange K konstant ist.

Die „absolute“ Polarisierung könnte aber zusätzlich über eine Eichmessung bestimmt werden. Zu diesem Zweck müßte die Polarisierung p_z des Atomstrahls anderweitig, z. B. über eine Kernreaktion, gemessen und mit dem Wert P_{Ly} aus der Messung mit dem Lambshift-Polarimeter verglichen werden. So ergeben sich die Korrekturfaktoren $K(\text{HFS})$ für Atomstrahlen in den verschiedenen Zeeman-Komponenten direkt und können mit den im folgenden ermittelten Faktoren verglichen werden. Allerdings werden die Fehler der Korrekturfaktoren dieser Eichmessung immer erheblich größer als die des LSP sein.

4.3 Der Ionisierer

Der Ionisierer beeinflusst auf unterschiedliche Weise die gemessene Polarisation. Neben den bereits in Abschnitt 2.5.3 beschriebenen Effekten des angelegten Magnetfelds spielt besonders die Produktion von H^+ -Ionen aus H_2 oder anderen Restgas-Molekülen eine entscheidende Rolle.

4.3.1 Das Magnetfeld im Ionisierer

Nach Abbildung 2.5 ändert sich die Wahrscheinlichkeit P_+ , den Kernspin im Zustand $|m_I = +1/2\rangle$ vorzufinden, gegenüber P_- im Zeeman-Zustand 2 als Funktion des angelegten Magnetfelds. Im Zeeman-Zustand 1 ist $P_+ = 1$ und damit konstant. So bleibt das Lyman-Spektrum eines Atomstrahls im Zeeman-Zustand 1 unbeeinflusst von Veränderungen des Magnetfelds, und die gemessene Polarisation P_{Ly} ist konstant. Befinden sich die Atome nur in der Zeeman-Komponente 2, ist die Polarisation jedoch eine Funktion des Magnetfelds B im Ionisationsvolumen, und es gilt nach Gl. 2.23:

$$\begin{aligned} p_z^*(2)_{(B)} &= P_+ - P_- \\ &= \frac{1 - a(B)}{2} - \frac{1 + a(B)}{2} \\ &= -a(B) = -\frac{\frac{B}{B_c}}{\sqrt{1 + (\frac{B}{B_c})^2}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Damit folgt für die Polarisation des Atomstrahls der ABS:

$$p_z(2)_{(B)} = C_2 p_z^*(2)_{(B)} = C_2 (-a(B)) = -C_2 \frac{\frac{B}{B_c}}{\sqrt{1 + (\frac{B}{B_c})^2}} \quad (4.6)$$

Bei stabilem Betrieb der ABS ist die maximal meßbare Polarisation $\lim_{B \rightarrow \infty} p_z(2) = -C_2 = \text{konstant}$.

Die aus dem Lyman-Spektrum folgende Polarisation $P_{Ly}(2)$ ist aber ebenso abhängig vom Magnetfeld im Ionisierer. Um die Polarisation $p_{z(B)}$ eines Wasserstoff-Atomstrahls im Zeeman-Zustand 2 in einem beliebigen Magnetfeld B zu kennen, ist es notwendig, die maximale Polarisation $p_{z(B=\infty)} = -C_2$ zu bestimmen. Diese ist aus der gemessenen Polarisation $P_{Ly}(2)$ mit den zugehörigen Korrekturfaktoren k_i direkt abzulesen, wenn gilt:

$$P_{Ly}(2)_{(B)} \cdot k_{IonIB}(2)_{(B)} \cdot \prod_i^{j-1} k_i(2) = -C_2 = \text{konstant}$$

Sind alle sonstigen anderen Korrekturfaktoren k_i konstant, dann gilt:

$$P_{Ly}(2)_{(B)} \cdot k_{IonIB}(2)_{(B)} = \frac{-C_2}{\prod_i^{j-1} k_i(2)} = \text{konstant} \quad (4.7)$$

Die Abhängigkeit von $P_{Ly}(2)$ vom angelegten Magnetfeld im Ionisierer ist bekannt und so folgt nach Gl. 4.6:

$$k_{Ionib}(2)_{(B)} = \frac{1}{a_{(B)}} = \frac{\sqrt{1 + (\frac{B}{B_c})^2}}{\frac{B}{B_c}} \quad (4.8)$$

Im Fall $B \rightarrow \infty$ ist $k_{Ionib}(2) = 1$, und die Polarisation bleibt für den Zeeman-Zustand 2 im Ionisierer vollständig erhalten. Ist z. B. $B = B_c$, beträgt $k_{Ionib}(2) = \sqrt{2}$. Daraus folgt:

$$p_{z(B \rightarrow \infty)} = -C_2 = P_{Ly(B_c)} \cdot \sqrt{2} \cdot \prod_i^{j-1} k_i(2)$$

Die gemessene Polarisation $P_{Ly(B_c)}$ ist also um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner als $P_{Ly(B \rightarrow \infty)}$. Die Gl. (4.7) gilt auch im Grenzfall $B \rightarrow 0$.

Da die Polarisation eines Ensembles von Atomen im Zeeman-Zustand 1 nicht vom Magnetfeld abhängt, ändert sich in diesem Fall auch das Lyman-Spektrum nicht und $P_{Ly}(1)$ bleibt konstant. Damit ist $k_{Ionib}(1) = 1$.

Besteht der Atomstrahl zu gleichen Teilen aus den Komponenten 1 und 2, dann gilt für die Polarisation:

$$\begin{aligned} p_{z(1+2)_{(B)}} &= \frac{K(1)P_{Ly}(1) + K(2)_{(B)}P_{Ly}(2)_{(B)}}{2} \\ &= \frac{K(1)P_{Ly}(1) + \left(\prod_i^{j-1} k_i(2)\right) k_{Ionib}(2)_{(B)}P_{Ly}(2)_{(B)}}{2} \\ &= \frac{K(1)P_{Ly}(1)}{2} + \left(\prod_i^{j-1} k_i(2)\right) \frac{k_{Ionib}(2)_{(B)}P_{Ly}(2)_{(B)}}{2} \\ &= \frac{K(1)P_{Ly}(1)}{2} + \left(\prod_i^{j-1} k_i(2)\right) \frac{\sqrt{1 + (\frac{B}{B_c})^2}}{\frac{B}{B_c}} \frac{P_{Ly}(2)_{(B)}}{2} \end{aligned}$$

Im Grenzfall $B \rightarrow \infty$ im Ionisierer folgt dann:

$$p_{z(1+2)_{(B \rightarrow \infty)}} = \frac{C_1}{2 \left(\prod_i^{j-1} k_i(1)\right)} - \frac{C_2}{2 \left(\prod_i^{j-1} k_i(2)\right)} \simeq 0$$

und bei $B \rightarrow 0$ ergibt sich:

$$p_{z(1+2)_{(B \rightarrow 0)}} = \frac{C_1}{2 \left(\prod_i^{j-1} k_i(1)\right)} = \frac{p_z(1)}{2}$$

Mit dem beschriebenen Glavish-Ionisierer ist es kein Problem, den Spulenstrom zwischen 5 und 20 A zu variieren, was etwa einem Magnetfeld zwischen 40 und 180 mT entspricht. Bei kleineren Spulenströmen erlischt zwar das Plasma, aber selbst bei 0.5 A (ca. 4 mT) wird noch rund 2% des normalerweise gemessenen Ionenstromes erreicht. Dies ist zur Polarisationsmessung ausreichend. Durch Auftragung der aus den Lyman-Spektren bestimmten Polarisationen $P_{Ly}(\text{HFS})$ gegen den Spulenstrom in Abbildung 4.4 werden die zuvor beschriebenen Korrekturfaktoren $k_{IoniB}(1)$, $k_{IoniB}(2)$ und $k_{IoniB}(1+2)$ in Abhängigkeit vom Spulenstrom I_{Ioni} bestimmt.

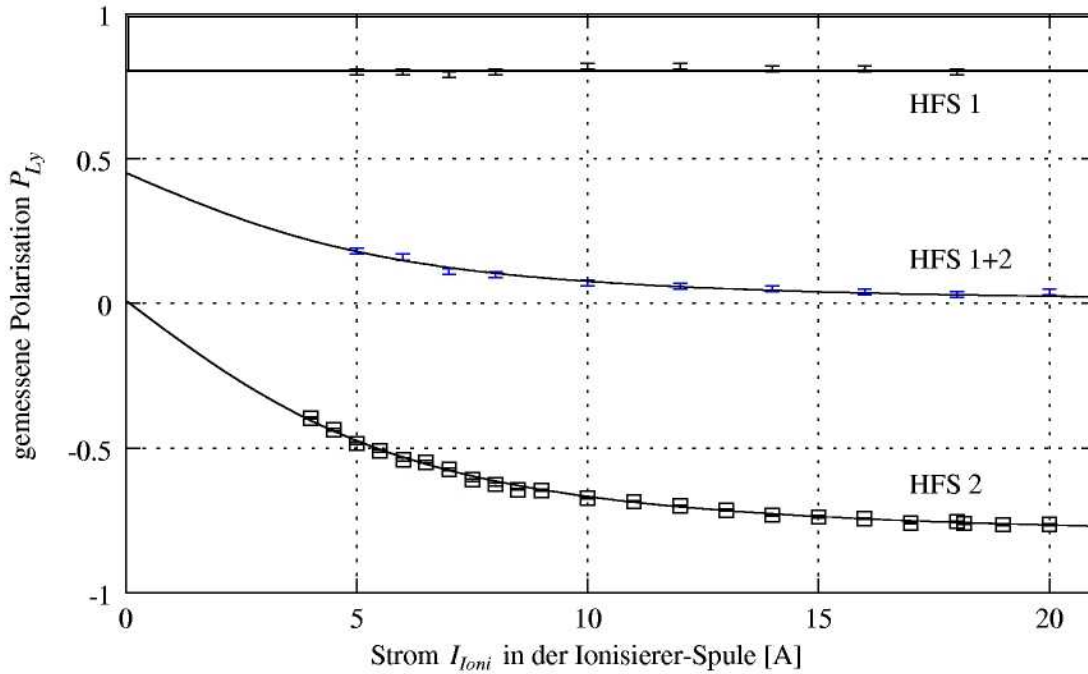


Abbildung 4.4: Die aus den Lyman-Spektren gemessene Polarisation eines Atomstrahls der ABS in den Zeeman-Zuständen 1, 2 und 1+2 als Funktion des angelegten Spulenstroms.

Dennoch konnten die Meßwerte unterhalb von 5 A in der Ionisierer-Spule nicht für den Fit herangezogen werden, da die Polarisation der verschiedenen Atomstrahlen in diesem Bereich kaum reproduzierbare Werte ergab und sogar ihr Vorzeichen wechselte. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich am Magnetfeld zwischen ABS und Ionisierer:

- Ist das Magnetfeld des Ionisierers stark genug, dann dienen seine Streufelder als Führungsfelder der Polarisation.
- Bei etwa 40 mT im Zentrum des Ionisierers wird das Führungsfeld außerhalb des Ionisierers zu schwach und es kommt zu nichtadiabatischen Sona-Übergängen der Atome auf ihren Trajektorien. Dadurch ändert die Polarisation ihr Vorzeichen und wird drastisch abgeschwächt. Dieser Vorgang kann nicht vollkommen

reproduziert werden, da selbst kleinste Feldänderungen deutliche Effekte haben. Schon das Stahlscharnier an der Klammer des KF-Flansches zwischen ABS und Ionisierer konnte durch unterschiedliche Magnetisierung die gemessene Polarisation in diesem Bereich erheblich verändern.

Aus einem Fit an die gemessenen Daten folgt eine maximale Polarisation des Atomstrahls in der Zeeman-Komponente 1 von:

$$P_{Ly}(1) = 0.806 \pm 0.003 = \frac{C_2}{\prod_i^{j-1} k_i(2)}$$

Die Polarisation ist über den gemessenen Magnetfeld-Bereich konstant. Daran kann zugleich abgelesen werden, daß das Verhältnis von Wasserstoff-Atomen im Zeeman-Zustand 1 gegenüber Zeeman-Zustand 2 größer als 30 : 1 ist. Andernfalls müßte die Polarisation, wie im nächsten Fall, leicht ansteigen. Wenn zusätzliche Meßpunkte im Bereich unter 5 A Spulenstrom gemessen werden, dann kann die Effizienz der Übergangseinheiten der ABS auf diese Weise mit einem Fehler kleiner als $\pm 0.5\%$ bestimmt werden.

Im Fall der Zeeman-Komponenten 1 und 2 liefert der Fit sowohl $k_{IonB}(1+2)$ als auch den „kritischen“ Spulenstrom in Ampere, welcher der kritischen Feldstärke B_c entspricht:

$$\begin{aligned} P_{Ly}(1+2)_{(B \rightarrow 0)} &= 0.45 \pm 0.06 \\ B_c &= 50.7 \text{ mT} \simeq (6.57 \pm 0.87) \text{ A} \end{aligned}$$

Die genauere Messung mit der Zeeman-Komponente 2 im Wasserstoffstrahl ergab einen deutlich kleineren Fehler:

$$\begin{aligned} P_{Ly}(2)_{(B \rightarrow \infty)} &= -0.817 \pm 0.004 \\ B_c &= 50.7 \text{ mT} \simeq (6.82 \pm 0.08) \text{ A} \end{aligned}$$

Die gemessenen Polarisationen $P_{Ly}(1)$ und $P_{Ly}(2)_{(B \rightarrow \infty)}$ sind vom Betrag her nahezu gleich, obwohl beide Messungen an unterschiedlichen Tagen durchgeführt wurden. Erwartungsgemäß erfüllt auch die Polarisation eines Strahls aus den Zeeman-Komponenten 1 und 2 im Rahmen der Fehler die Bedingung:

$$P_{Ly}(1+2)_{(B \rightarrow 0)} = \frac{C_1}{2 \left(\prod_i^{j-1} k_i(1) \right)} = \frac{P_{Ly}(1)}{2}$$

Aus dem Fit ergibt sich zudem, daß die kritische Feldstärke von 50.7 mT im Ionisierer bei einem Spulenstrom von 6.82 A erreicht wird. Daraus folgt, daß bei einem Spulenstrom von 18 A, der im Dauerbetrieb noch genutzt werden kann, eine mittlere effektive

Feldstärke von 133.8 ± 1.6 mT im Ionisationsvolumen erreicht wird. Dies ist rund 19% weniger als die gemessene maximale Feldstärke von 165 mT auf der Strahlachse im Zentrum des Ionisierers (siehe Abbildung 3.2). Da der Entstehungsort der Ionen aus dem Atomstrahl nicht genau bekannt ist, kann davon ausgegangen werden, daß das „effektive Ionisationsvolumen“ weit über das Zentrum des Ionisierers hinausreicht.

Aus der mittleren effektiven Feldstärke läßt sich der Korrekturfaktor $k_{(IoniB)}$ (2 oder 4) eines Wasserstoff-Atomstrahls in der Zeeman-Komponente 2 bzw. 4 direkt aus dem Strom in der Ionisierer-Spule I_{Ioni} berechnen.

$$k_{IoniB} = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{I_{Ioni}}{I_{Bc}}\right)^2}}{\frac{I_{Ioni}}{I_{Bc}}} \quad \text{Mit} \quad I_{Bc} = (6.82 \pm 0.08) \text{ A} \quad (4.9)$$

Daraus folgt z. B., daß bei einem Spulenstrom von 18 A die kritische Feldstärke B_c um den Faktor 2.64 ± 0.03 im Ionisationsvolumen überschritten wird und die Polarisationserhaltung $93.5\% \pm 0.1\%$ beträgt. Wird also für einen Wasserstoff-Atomstrahl in der Komponente 2 bei einem Spulenstrom von 18 A im Glavish-Ionisierer eine Polarisation von $P_{Ly}(2)$ gemessen, dann fehlt zur maximalen Polarisation $p_{z(B \rightarrow \infty)} = -C_2$ mindestens ein Faktor $k_{(IoniB)} = 1/(0.935 \pm 0.001) = 1.0695 \pm 0.0012$.

4.3.2 Der Restgas-Untergrund

Wie bereits im Abschnitt 3.1 beschrieben, kann der Ionisierer Protonen auch aus Wasser (H_2O), molekularem Wasserstoff (H_2) oder Kohlenwasserstoffen (C_nH_m) im Restgas produzieren. Diese sind in der Regel nicht polarisiert und können von den polarisierten Protonen aus dem Atomstrahl nicht unterschieden werden. Dadurch erzeugen sie im Lyman-Spektrum ein Signal mit gleicher Intensität in beiden Peaks, was wiederum das Verhältnis der Peakintensitäten und damit auch die gemessene Polarisation P_{Ly} verkleinert. Besonders deutlich wird dies durch Abbildung 4.5: Die Lyman-Spektren wurden nach lediglich drei Stunden Pumpzeit (Deflektor-Kammer: $p = 5 \cdot 10^{-8}$ mbar) mit und ohne Atomstrahl im Ionisierer aufgenommen. Nach etwa einer Woche Pumpzeit sind ohne Strahl fast keine Signale mehr zu finden. Solche Messungen sind nur im Glavish-Modus des Ionisierers möglich, da nur in diesem Fall die Effizienz bei Druckänderungen zwar klein, aber auch konstant ist.

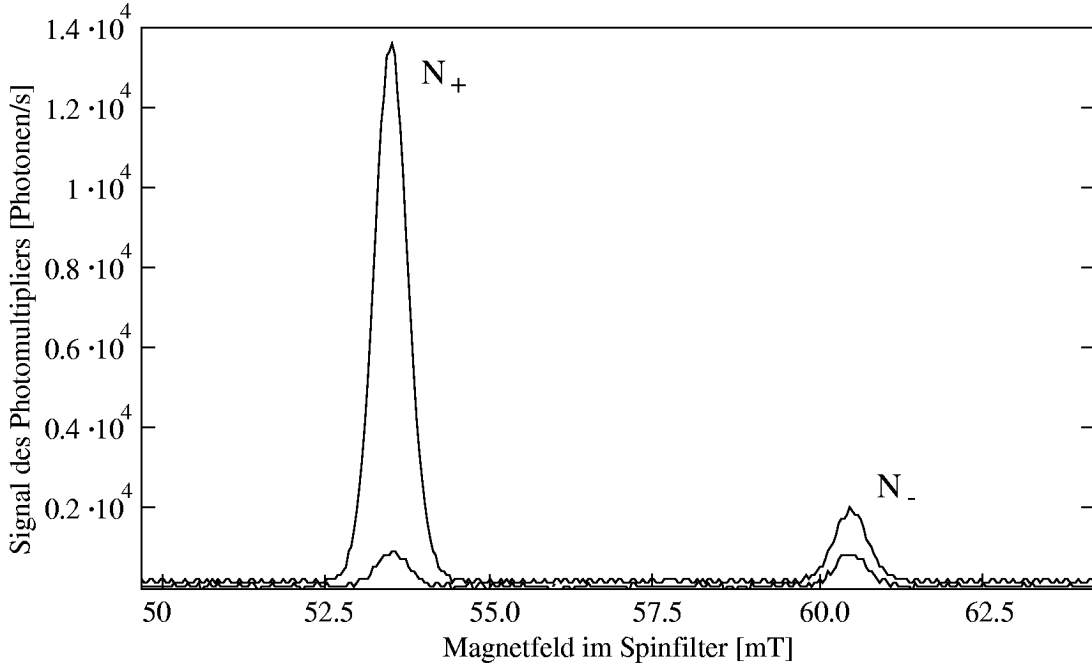


Abbildung 4.5: Lyman-Spektrum (Meßdauer: zwei Sekunden) mit und ohne Atomstrahl im Ionisierer nach einer Pumpzeit von drei Stunden.

In diesem extremen Beispiel ist das Verhältnis der Summen $N_{Strahl} = N_+ + N_-$ und $N_{Restgas} = N_0$ beider Peakinhalt bei den Messungen mit und ohne Atomstrahl im Ionisierer gerade $(9.35 \pm 0.1) : 1 \equiv 1/b$. Da angenommen werden kann, daß der aus dem Restgas produzierte H^+ -Ionenstrom bei beiden Messungen konstant ist, wurde selbst mit Atomstrahl ein Anteil b aller Ionen aus dem unpolarisierten Restgas erzeugt.

Wenn für den Untergrundanteil in beiden Peaks gilt:

$$N_0 = b \cdot (N_+ + N_-) ,$$

dann folgt für die aus dem Lyman-Spektrum erhaltene Vektorpolarisation:

$$\begin{aligned} \frac{p_z}{\prod_i^{j-1} k_i} &= \frac{(N_+ - N_0/2) - (N_- - N_0/2)}{(N_+ - N_0/2) + (N_- - N_0/2)} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_- - N_0} \\ &= \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_- - b \cdot (N_+ + N_-)} = \frac{N_+ - N_-}{(N_+ + N_-)(1 - b)} \\ &= P_{Ly} \cdot \frac{1}{1 - b} = P_{Ly} \cdot k_{Restgas} \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\Rightarrow k_{Restgas} = \frac{1}{1 - b} \quad (4.11)$$

Dieser Korrekturfaktor ist unabhängig von den Besetzungszahlen der Zeeman-Zustände im Atomstrahl.

Im Spektrum in Abbildung 4.5 ist beispielsweise $P_{Ly} = 0.768 \pm 0.005$ und $k_{Restgas} = 1.1198 \pm 0.0015$. Also ist die tatsächliche Strahlpolarisation - abgesehen von den weiteren Korrekturfaktoren - $p_z = 0.860 \pm 0.006$ und damit 12% höher als die gemessene Polarisation P_{Ly} .

Im allgemeinen spielt dieser Faktor keine entscheidende Rolle, da das Restgas-Signal nach einer Pumpzeit von wenigen Tagen im Lyman-Spektrum praktisch nicht mehr nachweisbar ist. Das Verhältnis der Signale mit und ohne Atomstrahl ist dann deutlich größer als 100 : 1 und der Korrekturfaktor $k_{Restgas}$ wird kleiner als 1.01. Dennoch sollte vor jeder Meßperiode dieser Faktor überprüft werden, besonders dann, wenn das Lambshift-Polarimeter kurzfristig eingesetzt wird.

4.3.3 Der strahlabhängige Untergrund

Während der Messung am Atomstrahl ist nicht zu verhindern, daß Wasserstoff-Atome die Elemente des Ionisierers treffen und dort rekombinieren. Der so erzeugte molekulare Wasserstoff H_2 kann bei der bisherigen Konstruktion nur unzureichend aus dem Ionisierer gepumpt werden. Dadurch baut sich ein hoher H_2 -Partialdruck auf, bis die Produktion und das Abpumpen von H_2 im Gleichgewicht sind.

Dieser Partialdruck ist mit Hilfe des Wienfilters meßbar: Wenn in die Kammern ober- und unterhalb des Ionisierers ein konstanter H_2 -Fluß eingelassen wird und der Druck gleich ist, sollte sich auch im Ionisierer nach kurzer Zeit dieser Druck einstellen. Der so produzierte H_2^+ -Ionenstrom, aufgetragen gegen den Gasdruck, ergibt die bereits erwähnte Effizienz-Kurve des Ionisierers (siehe Abschnitt 3.1).

Auch wenn der Atomstrahl den Ionisierer erreicht, kann mit dem Wienfilter der H_2^+ -Ionenstrom direkt gemessen werden. Durch Vergleich erhält man einen Partialdruck von ca. $2 \cdot 10^{-6}$ mbar im Ionisierer, d. h. der Druck ist mehr als eine Größenordnung höher als gleichzeitig in der Deflektorkammer ($p = 8 \cdot 10^{-8}$ mbar bei einer Zeeman-Komponente im Strahl).

Aus diesen strahlabhängigen H_2 -Molekülen kann der Ionisierer wiederum unpolarisierte Protonen erzeugen, die erneut die gemessene Polarisation P_{Ly} verringern. Dieser Korrekturfaktor ist am besten zu bestimmen, wenn parallel zur Effizienz-Kurve auch der H^+ -Ionenstrom in Abhängigkeit vom H_2^+ -Partialdruck gemessen wird (Abb. 4.6).

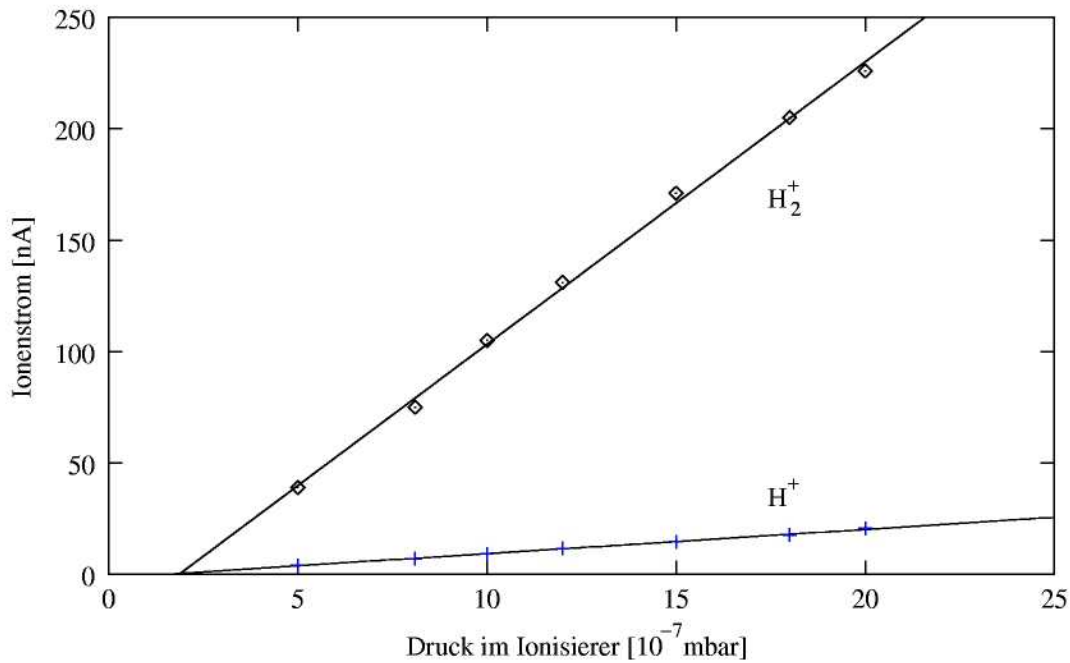


Abbildung 4.6: Anstieg der Ionenströme H_2^+ und H^+ aus dem Ionisierer bei Erhöhung des H_2 -Partialdruckes.

Aus den Steigungen der beiden Geraden kann direkt auf das Verhältnis der Zahl der produzierten Ionen H^+/H_2^+ geschlossen werden. Aus mehreren derartigen Messungen folgt schließlich:

$$\frac{H^+}{H_2^+} = 0.095 \pm 0.008 \quad (4.12)$$

Dieses Ionenverhältnis wird in einer Einzelmessung wie in Abbildung 4.6 mit einem deutlich kleineren Fehler bestimmt. Werden jedoch mehrere dieser Messungen verglichen, stellt man schnell fest, daß dieses Verhältnis abhängig von der Fokussierung und den Potentialen im Ionisierer ist. Die Potentiale der elektrischen Linsen sollten z. B. unabhängig von der Masse der Ionen sein, solange diese die gleiche Energie haben. Doch gerade die Spannungen auf diesen Einzel-Linsen müssen für die verschiedenen Massen leicht modifiziert werden. Die Ursache sind wahrscheinlich die diversen Magnetfelder, welche auf die verschiedenen Impulse der Ionensorten unterschiedlich stark wirken.

Wird vor einer Messung mit dem Lambshift-Polarimeter das Verhältnis der Massen 1 und 2 im Ionenstrahl mit dem Wienfilter gemessen, kann direkt auf den Untergrundanteil der H^+ -Ionen geschlossen werden. Im konkreten Beispiel wurden aus einem Wasserstoff-Strahl mit Atomen im Zeeman-Zustand 1 (ca. $3 \cdot 10^{16}$ pro Sekunde) insgesamt $I_{H^+} = (1.72 \pm 0.01) \mu A$ H^+ - und $I_{H_2^+} = (1.58 \pm 0.01) \mu A$ H_2^+ -Ionenströme

erzeugt. Aus Gl. (4.13) folgt der Anteil c der H^+ -Ionen, die aus H_2 produziert wurden:

$$c = \frac{I_{H_2^+} \cdot (0.095 \pm 0.008)}{I_{H^+}} = 0.087 \pm 0.007 \quad (4.13)$$

Da Edelstahl leicht ferromagnetisch ist, ist die Wahrscheinlichkeit hoch, daß die H_2 -Moleküle nach der Rekombination unpolarisiert sind. Bei Atomen ist bekannt, daß ihre Polarisation nach rund 150 Stößen an Edelstahl in einer Speicherzelle mit 0.2 rund 75% weniger als die ursprünglich Polarisation des ABS-Strahls ist [Pri94]. Da die mittlere Anzahl der Wandstöße im Ionisierer deutlich höher ist, kann davon ausgegangen werden, daß ihre Polarisation im Ionisierer nahezu Null ist.

$$k_{Rekom} \equiv \frac{1}{1 - c} = \left(1 - (0.095 \pm 0.008) \frac{I_{H_2^+}}{I_{H^+}} \right)^{-1} = 1.095 \pm 0.008 \quad (4.14)$$

Im Prinzip ist die Polarisation der Moleküle im Ionisierer mit einem Chopper und einem Lock-In Verstärker nachweisbar. Dazu muß der Anteil der Protonen aus dem Atomstrahl herausgefiltert werden. Da die Moleküle eine relativ lange Verweildauer von mehreren Sekunden im Ionisierer haben, dominieren sie den Protonenstrahl, wenn der Atomstrahl vom Chopper aufgehalten wird (Abb. 4.7). Die Polarisation dieser Protonen, korrigiert um den strahlunabhängigen Anteil, der vom Restgas produziert wird, ist dann mit dem LSP meßbar. Ein entsprechender Chopper stand bisher noch nicht zur Verfügung.

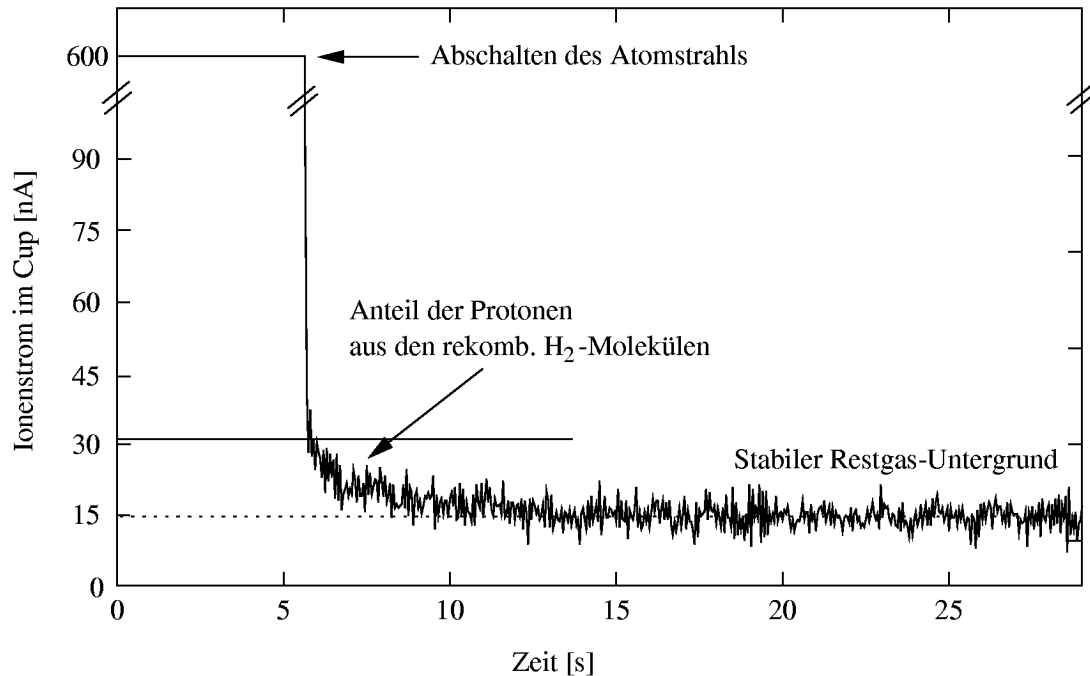


Abbildung 4.7: Verhalten des von den Protonen im Cup erzeugten Stroms als Funktion der Zeit, wenn der Atomstrahl abgeschaltet wird.

Die Frage, ob die H_2 -Moleküle nach der Rekombination aus polarisierten Wasserstoffatomen zumindest teilweise polarisiert sind, ist für die Rekombination an Kupfer beantwortet. Wise et al. konnten abhängig von der Anzahl der Wandstöße, dem angelegten Magnetfeld und den Temperaturen eine partielle Polarisationserhaltung nachweisen [Wis01b]. Im Rahmen eines ISTC-Projektes soll das Lambshift-Polarimeter zur weiteren Klärung dieser Frage beitragen [IST01].

Der Fehler dieses Korrekturfaktors k_{Rekom} ist etwas höher als die vorangegangenen. Um sowohl diesen Faktor als auch k_{Restgas} samt ihrer Fehler zu verkleinern, muß ein besseres Vakuum im Ionisationsvolumen erzeugt werden. Zu diesem Zweck wurde ein neuer Ionisierer mit einer eingebauten Getterpumpe mit 1200 l/sec Pumpleistung entworfen (Abb. 4.8) [SAE00]. Damit wird es möglich, den Druck im Inneren des Ionisierers um fast zwei Größenordnungen zu senken. Dementsprechend werden beide Korrekturfaktoren erheblich kleiner, da weniger unpolarisierte Protonen aus dem Restgas erzeugt werden. Zusätzlich kann durch die wassergekühlten Hohlleiter-Wicklungen der neuen Spulen ein höheres magnetisches Feld bis über 300 mT produziert werden. Dadurch würde auch der Einfluß des ersten Korrekturfaktors k_{IoniB} auf die Polarisationsmessung von Atomstrahlen in den Zeeman-Zuständen 2 und 4 erheblich auf etwa $k_{\text{IoniB}} \sim 1.015$ herabgesenkt.

4.3.4 Die Ionisierungswahrscheinlichkeit

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e + {}^1\text{H} \rightarrow 2e + \text{H}^+$ ist nach Crosson und Jacard abhängig vom Elektronen-Spin [Cro91], [Jac81]. Wenn die Elektronen, die durch einen Stoß aus einem Atom in einer bestimmten Zeeman-Komponente stammen und damit polarisiert sind, wiederum ein neues Atom ionisieren können, dann ist die Effizienz des Ionisierers abhängig vom Zeeman-Zustand der Atome. Dieser Effekt beträgt bei ECR-Ionisierern 0.01% bis 0.1%. Wenn eine Zeeman-Komponente im Ionisierer mit einer größeren Wahrscheinlichkeit als eine andere ionisiert würde, beeinflusst das wiederum die gemessene Polarisation P_{Ly} .

Beim Glavish-Ionisierer werden nahezu alle Elektronen von einem Heizdraht erzeugt und sind somit unpolarisiert. Deshalb sollte dieser Effekt bei einem LSP mit diesem Ionisierer eigentlich keine Rolle spielen. Theoretisch könnte der daraus folgende Korrekturfaktor auch durch Änderungen der Intensität des Ionenstrahls bei verschiedenen HF-Übergängen **hinter** den Sextupolen der ABS gemessen werden. Die notwendigen Übergangseinheiten standen bisher noch nicht zur Verfügung.

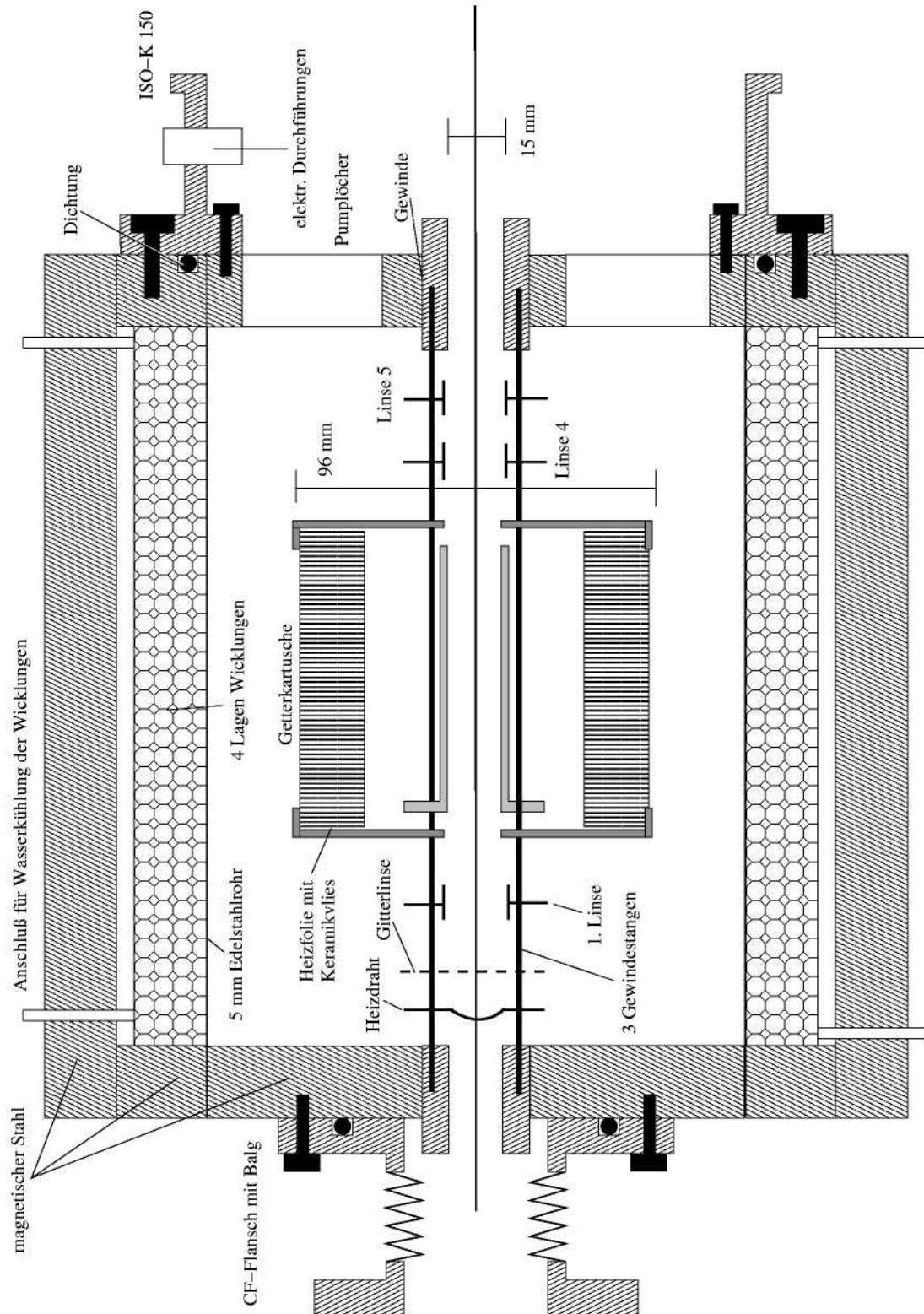


Abbildung 4.8: Design des neuen Ionisierers.

4.4 Das Wienfilter

Wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben, beeinflußt auch das Wienfilter die im Lyman-Spektrum gemessene Polarisation P_{Ly} , da das Lambshift-Polarimeter nur die Projektion der Polarisation $\vec{p}_z$ auf die Strahlachse messen kann. Ist β der Winkel zwischen Strahlachse und dem Polarisationsvektor $\vec{p}_z$, dann gilt nach Gleichung 3.2:

$$\begin{aligned} P_{Ly}(B) &= \cos \beta \, p_z = \cos \left(\frac{1}{2\hbar} g_K \mu_K B \frac{l}{v_p} \right) p_z \\ &= \cos \beta_{(v_p, B)} p_z \end{aligned} \quad (4.15)$$

Wenn außerdem beachtet wird, daß nach der 90° -Ablenkung des Protonenstrahls vor dem Wienfilter der Winkel zwischen Strahlachse und Polarisation bereits 90° beträgt, dann folgt der Korrekturfaktor $k_{WF}(v_p, B_{WF})$:

$$k_{WF}(v_p, B_{WF}) = \frac{1}{\cos(\beta_{(v_p, B)} - 90^\circ)} = \frac{1}{\sin(\beta_{(v_p, B)})} \quad (4.16)$$

Dieser Korrekturfaktor ist sowohl abhängig von der Geschwindigkeit v_p - und damit von der Energie - der Protonen als auch vom Magnetfeld B im Wienfilter. Zu jeder Protonenenergie, die mit dem Glavish-Ionisierer erzeugt werden kann, läßt sich jedoch ein Magnetfeld B finden, so daß gilt:

$$k_{WF} = 1 \quad (4.17)$$

Dazu muß aber vorausgesetzt werden können, daß das Magnetfeld im Wienfilter homogen ist, d. h. nicht vom Abstand r zur Strahlachse abhängt. Ansonsten wird nur bei gewissen Trajektorien der Protonen im Wienfilter die Polarisation vollständig um 90° gedreht und bei anderen Bahnen geringfügig mehr oder weniger. Schließlich wird die gemessene Polarisation leicht abgesenkt, und der Korrekturfaktor k_{WF} wäre immer größer als 1. Dieser Effekt wächst in erster Ordnung proportional mit dem Magnetfeld an.

Besonders deutlich wird die Bedeutung des Korrekturfaktors k_{WF} , wenn die gemessene Polarisation P_{Ly} gegen das Magnetfeld im Wienfilter bzw. gegen den zur Erzeugung notwendigen Spulenstrom aufgetragen wird (Abb. 4.9). Die Protonenenergie betrug während der Meßreihe konstant 1.15 keV:

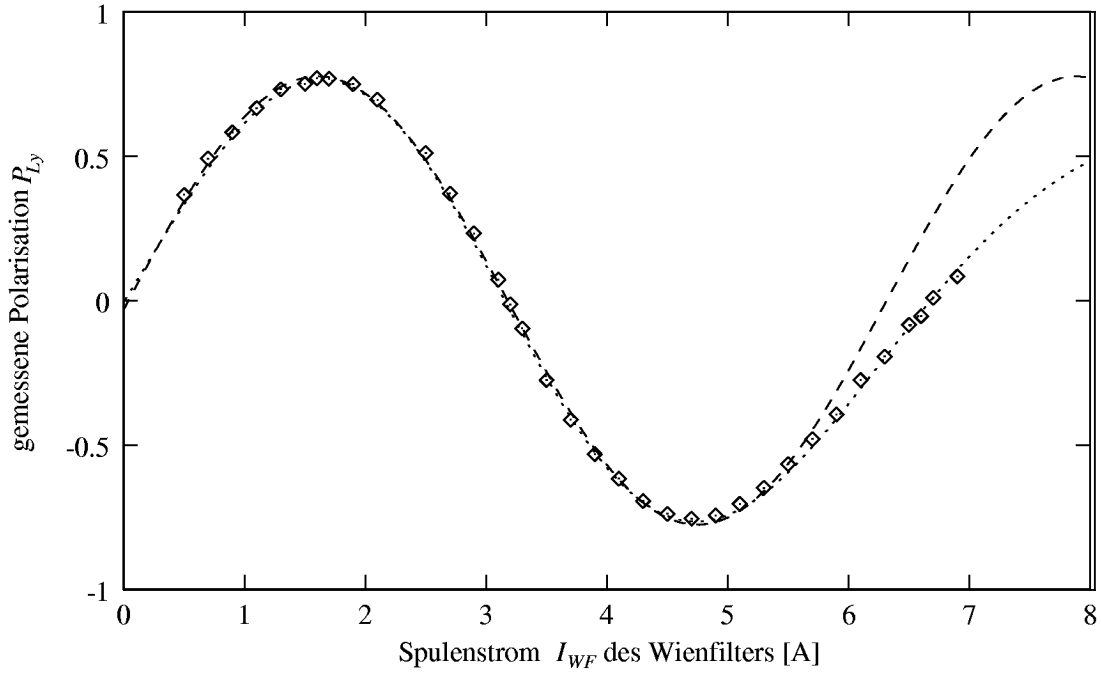


Abbildung 4.9: Präzessionskurve des Wienfilters.

Bis zu einem Spulenstrom von 5 A steigt im Wienfilter das transversale Magnetfeld noch linear an (siehe Abbildung 3.6). In diesem Bereich ist die gemessene Polarisation P_{Ly} eine Sinusfunktion des Spulenstromes I_{WF} und aus einem Fit (gestrichelte Kurve) an die erhaltenen Meßdaten folgt:

$$\begin{aligned}
 P_{Ly} &= \frac{p_z}{\prod_i^{j-1} k_i} \cdot \sin(\beta_{(v_p, I_{WF})} + \gamma_0) \\
 &= (0.775 \pm 0.005) \cdot \sin((57.32 \pm 0.3)^\circ \cdot I_{WF}[\text{A}] - (2.4 \pm 1.0)^\circ)
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

Daraus folgt für den Korrekturfaktor $k_{WF}(I_{WF})$ in diesem konkreten Beispiel (Energie der Protonen = 1.15 keV $\Rightarrow v_p = 4.7 \cdot 10^5$ m/s):

$$\begin{aligned}
 k_{WF}(v_p, I_{WF}) &= \frac{1}{\sin(\beta_{(v_p, I_{WF})} + \gamma_0)} \\
 &= \sin^{-1}((57.32 \pm 0.3)^\circ \cdot I_{WF}[\text{A}] - (2.4 \pm 1)^\circ)
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

Es ergibt sich außerdem:

$$k_{WF} = 1 \Rightarrow I_{WF} = (1.61 \pm 0.02) [\text{A}]$$

Da die Steigung der Sinusfunktion um das Maximum sehr gering ist, ist es nicht einmal notwendig, den Spulenstrom $I_{WF} = 1.61$ A genau einzustellen. Eine Variation um ± 0.05 A bewirkt eine Erhöhung des Korrekturfaktors um 0.002, die im Rahmen

der bisher erreichten Meßgenauigkeit gerade noch in der Polarisationsmessung nachweisbar wäre.

Bei einem Spulenstrom im Wienfilter von mehr als 5 A macht sich die Sättigung der Eisenplatten auch in der Polarisationsmessung bemerkbar. Da das Magnetfeld nicht mehr proportional zum Spulenstrom wächst, weichen die Meßwerte bei höheren Spulenströmen von der Sinusfunktion ab. Berücksichtigt man diesen Effekt im Fit, ergibt sich die gepunktete Kurve in Abbildung 4.9.

Wenn nur im Bereich um die beiden Extrema der Sinuskurve ein Fit durchgeführt wird, folgt für den Betrag der Polarisation:

$$|P_{Ly(Max./1.61A)}| = 0.770 \pm 0.003 > |P_{Ly(Min./4.75A)}| = 0.754 \pm 0.002$$

Theoretisch sollten diese Beträge gleich sein, doch der Unterschied von $\Delta P_{Ly} = 0.016$ liegt nicht im Rahmen der Fehler. Da davon ausgegangen werden kann, daß die Quellenpolarisation p_z der ABS über den Meßzeitraum von etwa zwei Stunden stabil war, kann dieser Effekt mit der bereits beschriebenen radialen Feldabhängigkeit erklärt werden. Ist die lineare Näherung zulässig, dann erzeugt eine Spulenstromänderung von $4.75 \text{ A} - 1.61 \text{ A} = 3.14 \text{ A}$ eine Abschwächung von $\Delta P_{Ly} = 0.016 \pm 0.004$. Daraus folgt wiederum, daß bei einem Spulenstrom von $I_{WF} = 1.61 \text{ A}$ die Polarisation P_{Ly} um $\Delta P_{Ly} = 0.008 \pm 0.002$ abgeschwächt wird. Deshalb muß aus diesem Grund der Korrekturfaktor k_{WF} auf folgende Weise modifiziert werden:

$$k_{WF}(v_p, I_{WF}) = \left(\frac{1}{\sin(\beta_{(v_p, B)} + \gamma_0)} \right) \cdot \frac{1}{1 - d} \quad (4.20)$$

Mit

$$d \equiv \frac{0.016 \pm 0.004}{3.14 \text{ A}} \cdot I_{WF} = (0.005 \pm 0.001) \text{ A}^{-1} \cdot I_{WF}$$

Bei allen weiteren Messungen wurde lediglich eine Polarisationsdrehung von 90° für Protonen gefordert, so daß der Bereich über 5 A Spulenstrom nur bei Messungen mit Deuteronen eine wichtige Rolle spielt (siehe Abschnitt 4.8).

Während aller Messungen mit dem Wienfilter muß unbedingt beachtet werden, daß die magnetischen Stahl-Platten zur Erzeugung des homogenen Feldes eine nicht vernachlässigbare Hysterese besitzen. Gerade im Bereich um 1.5 A Spulenstrom kann durch diesen Effekt bei gleichem Strom das Magnetfeld um mehr als 20% schwanken. Dementsprechend beträgt die Änderung des Korrekturfaktors für $I_{WF} = 1.61 \text{ A}$ $\Delta k_{WF} = +0.05$. Es ist deshalb erforderlich, diese Eisenbestandteile des Wienfilters zu entmagnetisieren und immer von einem definierten Punkt auf der Hysterese-Kurve die gewünschten Werte einzustellen.

Wenn das LSP zur Polarisations-Messung am Speicherzellen-Target an ANKE eingesetzt wird, ist das Wienfilter nicht unbedingt erforderlich, da der Ionenstrahl nicht

mehr abgelenkt wird. Dennoch sollte zumindest ein Massenfilter hinter dem Ionisierer als Diagnoseelement und zur Unterdrückung des linearen Untergrunds in den Lyman-Spektren eingesetzt werden, um einige der bereits beschriebenen Messungen auch dort durchführen zu können.

4.5 Die Cäsium-Zelle

Wie bereits in Abschnitt 3.3 beschrieben, beeinflusst das Magnetfeld in der Cäsium-Zelle die Besetzungszahlen der $\alpha 2$ -Komponente und damit auch die Polarisation. Aber auch die Gradienten der Magnetfelder der Cäsium-Zelle und des Spinfilters können depolarisierend wirken.

4.5.1 Das Magnetfeld

Wenn ein Protonen-Strahl mit der Polarisation $P_p = p_z / \prod k(\text{Ionisierer})$ die Cäsium-Zelle erreicht, dann ist die Wahrscheinlichkeit, ein Proton mit $|m_I = +1/2\rangle$ oder $|m_I = -1/2\rangle$ zu finden:

$$W_+ = \frac{1 + P_p}{2}$$

$$W_- = \frac{1 - P_p}{2}$$

In der Cäsium-Zelle fangen diese Protonen jeweils ein Elektron ein. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron den Spin $|m_J = +1/2\rangle$ oder $|m_J = -1/2\rangle$ besitzt, ist im unpolarisierten Cäsium-Dampf jeweils $1/2$. Wenn nun mit einer Effizienz ε metastabile Atome produziert werden, dann folgt für die Wahrscheinlichkeit W_i , eine bestimmte metastabile Komponente i zu produzieren:

$$W_{\alpha 1} = \varepsilon \cdot \left(W_+ \cdot \frac{1}{2} \right) = \varepsilon \cdot \left(\frac{1 + P_p}{4} \right)$$

$$W_{\alpha 2(B)} = \varepsilon \cdot \left[\left(W_+ \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - a_{(B)}}{2} \right) + \left(W_- \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1 + a_{(B)}}{2} \right) \right]$$

$$= \varepsilon \cdot \left[\left(\frac{1 + P_p}{4} \cdot \frac{1 - a_{(B)}}{2} \right) + \left(\frac{1 - P_p}{4} \cdot \frac{1 + a_{(B)}}{2} \right) \right]$$

$$\begin{aligned}
W_{\beta 3} &= \varepsilon \cdot \left(W_- \cdot \frac{1}{2} \right) = \varepsilon \cdot \left(\frac{1 - P_p}{4} \right) \\
W_{\beta 4(B)} &= \varepsilon \cdot \left[\left(W_+ \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1 + a_{(B)}}{2} \right) + \left(W_- \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - a_{(B)}}{2} \right) \right] \\
&= \varepsilon \cdot \left[\left(\frac{1 + P_p}{4} \cdot \frac{1 + a_{(B)}}{2} \right) + \left(\frac{1 - P_p}{4} \cdot \frac{1 - a_{(B)}}{2} \right) \right]
\end{aligned}$$

Dabei ist zu beachten, daß die Polarisation der gemischten Zustände $\alpha 2$ und $\beta 4$ (und damit die Wahrscheinlichkeiten $W_{\alpha 2}$ und $W_{\beta 4}$) vom angelegten Magnetfeld B abhängig sind. Analog zu Gl. (2.21) gilt wieder:

$$a_{(B)} = \frac{B/B_c}{\sqrt{1 + (B/B_c)^2}} \quad (\text{krit. Feld der metastabilen Atome: 6.34 mT})$$

Im Spinfilter können nur die beiden α -Komponenten transmittiert werden. Dementsprechend gilt für die gemessene Polarisation P_{Ly} :

$$\begin{aligned}
P_{Ly}(B) &= \frac{W_{\alpha 1} - W_{\alpha 2}}{W_{\alpha 1} + W_{\alpha 2}} \\
&= \frac{W_+(1 + a_{(B)}) - W_-(1 + a_{(B)})}{W_+(3 - a_{(B)}) + W_-(1 + a_{(B)})} \\
&= \frac{P_p(1 + a_{(B)})}{2 + P_p(1 - a_{(B)})}
\end{aligned}$$

Daraus folgt wiederum die Strahlpolarisation:

$$\begin{aligned}
p_z &= P_p \cdot \prod k(\text{Ionisierer}) = \frac{2P_{Ly}}{(1 + a_{(B)}) - P_{Ly}(1 - a_{(B)})} \cdot \prod k(\text{Ionisierer}) \\
&= P_{Ly} \cdot k_{Cs} \cdot \prod k(\text{Ionisierer})
\end{aligned}$$

Mit

$$k_{Cs}(P_{Ly}, B) = \frac{2}{(1 + a_{(B)}) - P_{Ly}(1 - a_{(B)})} \quad (4.21)$$

Dieser Korrekturfaktor k_{Cs} ist damit, im Gegensatz zu den bisherigen Korrekturen, abhängig von der gemessenen Polarisation.

Im Grenzfall $B \rightarrow \infty$ ist $a = 1$ und es gilt:

$$\frac{2P_{Ly}}{(1 + a_{(\infty)}) - P_{Ly}(1 - a_{(\infty)})} = P_{Ly} = P_p$$

Im Grenzfall $B \rightarrow 0$ ist $a = 0$ und es gilt:

$$\frac{2P_{Ly}}{(1 + a_{(0)}) - P_{Ly}(1 - a_{(0)})} = \frac{2P_{Ly}}{1 - P_{Ly}} = P_p \quad (4.22)$$

Ist also in der Cäsium-Zelle ein sehr geringes Magnetfeld und die Polarisation der Protonen $P_p = 1$, dann kann im Lyman-Spektrum maximal eine Polarisation von $P_{Ly} = 1/3$ gemessen werden. Dieser Grenzfall ist in der Praxis nicht zu erreichen, da ohne ein magnetisches Führungsfeld die Polarisation in der Cäsium-Zelle vollkommen verloren geht.

Besonders deutlich wird dieser Effekt, wenn die aus den Lyman-Spektren ermittelte Polarisation P_{Ly} gegen den Strom I_{Cs} in den Magnetfeld-Spulen der Cäsium-Zelle aufgetragen wird (Abb. 4.10).

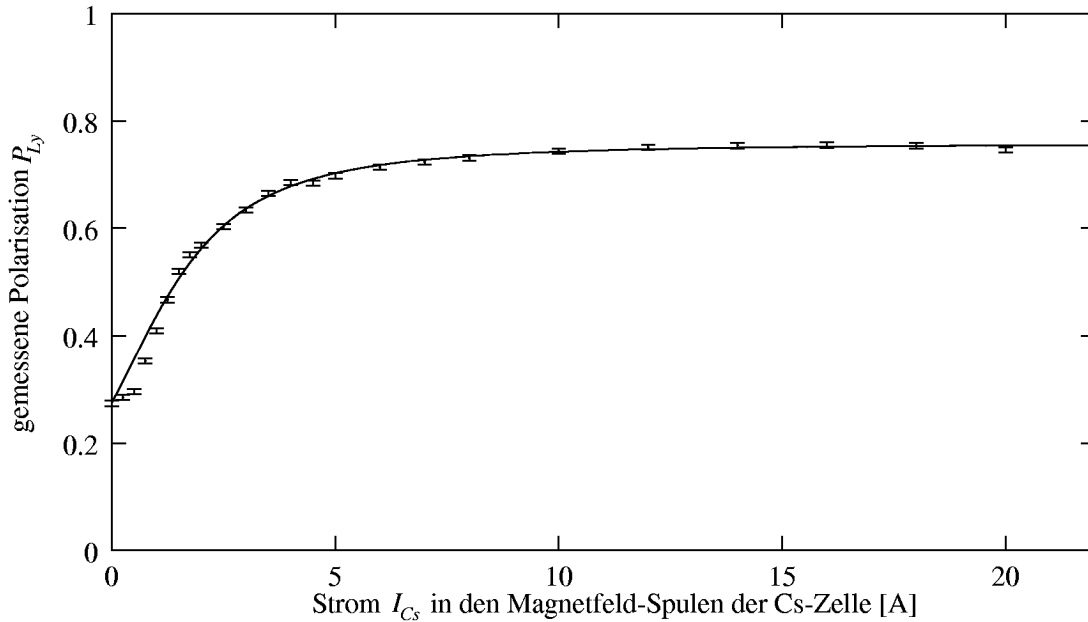


Abbildung 4.10: Abhängigkeit der gemessenen Polarisation vom angelegten Magnetfeld in der Cäsium-Zelle für einen Wasserstoff-Atomstrahl in der Zeeman-Komponente 1.

Aus dem Fit an die gemessenen Datenpunkte folgt direkt die Polarisation der Protonen in der Cäsium-Zelle und bei Beachtung der weiteren Korrekturfaktoren die Polarisation des Atomstrahls der ABS. Im konkreten Beispiel in der Abbildung 4.10 ergibt sich:

$$P_{Ly}(B \rightarrow \infty) = 0.758 \pm 0.004 = P_p$$

Gleichzeitig erhält man wieder den „kritischen“ Spulenstrom, welcher der kritischen Feldstärke der metastabilen Wasserstoffatome von 6.34 mT entspricht:

$$B_c = 6.34 \text{ mT} \Leftrightarrow (2.22 \pm 0.05) \text{ A} = I_{Cs}(\text{krit.}) \quad (4.23)$$

Damit läßt sich der Korrekturfaktor k_{Cs} für jeden beliebigen Strom I_{Cs} in den Cäsium-Spulen bei gemessenem P_{Ly} sofort berechnen. Wenn bei $I_{Cs} = 20 \text{ A} = 9 \cdot I_{Cs}(\text{krit.})$ eine Polarisation von $P_{Ly} = 0.754 \pm 0.003$ gemessen wird, dann folgt:

$$\begin{aligned} a_{(20\text{A})} &= 0.9939 \pm 0.0004 \\ \Rightarrow k_{(Cs)} &= 1.0054 \pm 0.0004 \\ \Rightarrow P_p &= k_{Cs} \cdot P_{Ly} = 0.758 \pm 0.003 \end{aligned}$$

Das bedeutet, daß bei hohen Spulenströmen der Korrekturfaktor $k_{Cs} \sim 1$ ist. Im Grenzfall $B \rightarrow 0$ und $P_p = 1$ (siehe Gl. 4.22) kann er aber bis auf einen Faktor 3 ansteigen.

Bei Spulenströmen unter 2 A erkennt man eine Abweichung der Meßwerte vom theoretischen Verlauf des bestmöglichen Fits an die restlichen Meßpunkte. Die Erklärung liefert die Abbildung 3.6, da in diesem Magnetfeld-Bereich der Edelstahl des Cäsium-Topfes noch nicht gesättigt ist und einen Teil der erzeugten Feldlinien „aufsaugt“, wodurch die Feldstärke auf der Strahlachse erniedrigt wird. Dementsprechend sind Magnetfeld B und Spulenstrom I_{Cs} nicht mehr proportional, wodurch die Meßwerte in diesem Bereich unterhalb der erwarteten Werte liegen.

4.5.2 Die Gradienten

Die in Abbildung 3.12 simulierten Magnetfelder in der Cäsium-Zelle konnten durch entsprechende Magnetfeld-Messungen nicht ganz bestätigt werden. Es zeigte sich, daß der Magnetfeld-Gradient am Ausgang der Cäsium-Zelle (rund 14 mT/cm) bei 3 mm dicken weichmagnetischen Stahlplatten auf den Spulen nur geringfügig steiler als der Gradient am Spinfilter-Eingang ist (Abb. 4.11). Ohne diese Eisenscheiben beträgt der Magnetfeld-Gradient an der Cäsium-Zelle lediglich 8 mT/cm und ist damit sogar geringer als der Gradient beim Spinfilter. Dadurch wurde es möglich, den Magnetfeld-Gradienten am Ausgang der Cäsium-Zelle durch Auflegen von unterschiedlichen Eisenscheiben auf die Aluminium-Abschlußplatten um den Gradienten des Spinfilters von 10 mT/cm zu variieren und gleichzeitig die Polarisation P_{Ly} zu messen (Abb. 4.12).

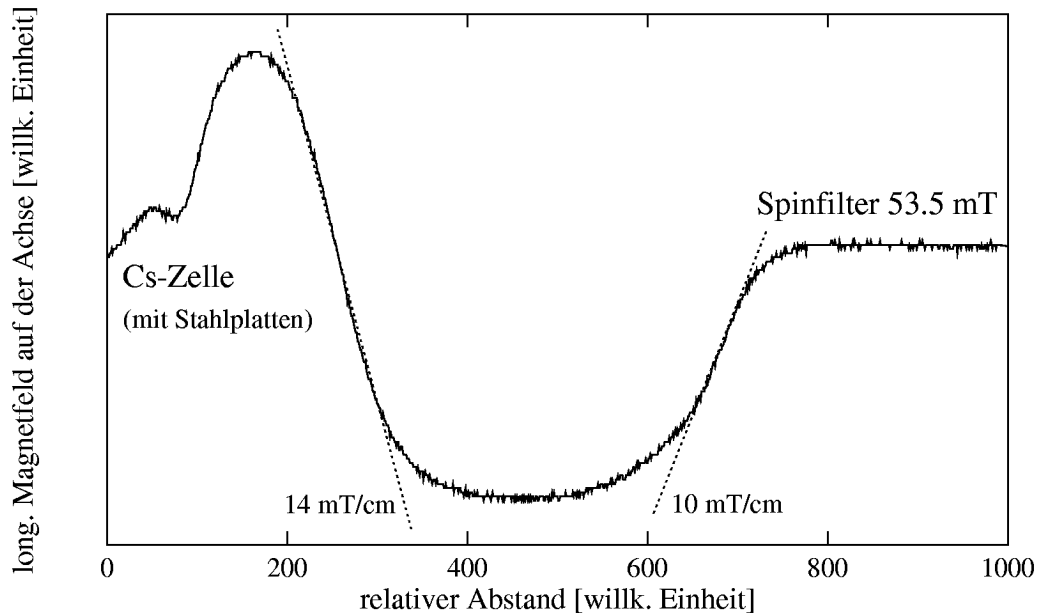


Abbildung 4.11: Verlauf des longitudinalen Magnetfeldes zwischen Cäsium-Zelle und Spinfiler. An den Spulen der Cäsium-Zelle waren Platten aus 3 mm dickem weichmagnetischem Stahl angebracht, und es befand sich kein Schieber zwischen Cäsium-Zelle und Spinfiler.

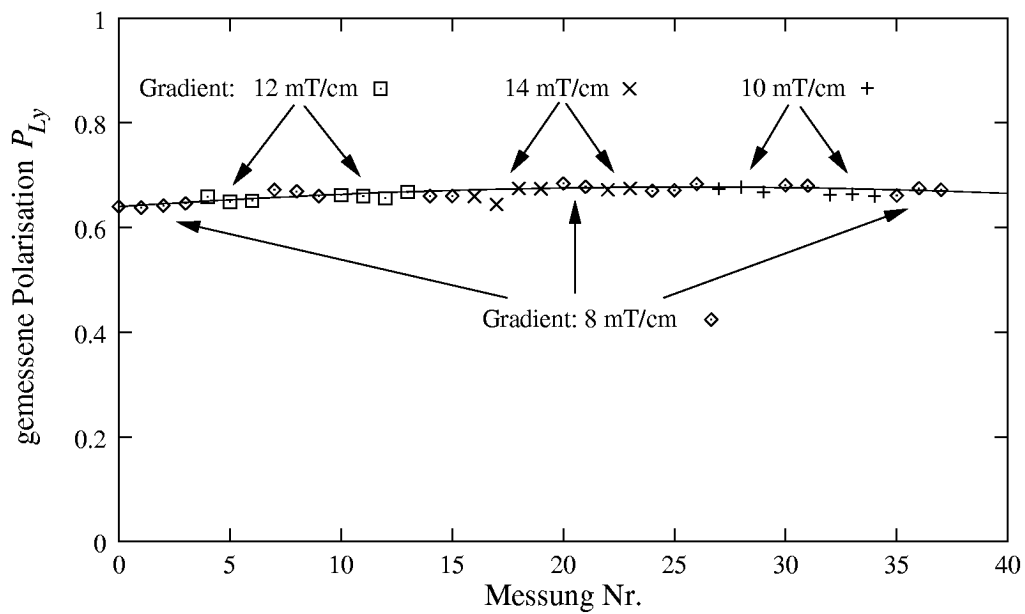


Abbildung 4.12: Die gemessene Polarisation P_{Ly} bei unterschiedlichen Magnetfeld-Gradienten am Ausgang der Cäsium-Zelle. Dabei entsprach eine Auflage von 0.3 mm weichmagnetischem Eisen einem Gradienten von 10 mT/cm, 1 mm entsprachen 12 mT/cm und 3 mm entsprachen 14 mT/cm.

Eine Abhängigkeit der gemessenen Polarisierung vom Magnetfeld-Gradienten am Ausgang der Cäsium-Zelle wurde dabei im Rahmen der Fehler nicht festgestellt. Dieser depolarisierende Effekt konnte durch das Design der Cäsium-Spulen verhindert werden. Ein Korrekturfaktor ist damit im Gegensatz zum LSP der TUNL-Gruppe [Lem93b] für das hier beschriebene Lambshift-Polarimeter nicht erforderlich.

4.6 Das Spinfilter

Aus unpolarisierten H_2 -Molekülen kann durch den Ionisierer ein Lyman-Spektrum erzeugt werden, das bei genauerer Betrachtung eine leichte Asymmetrie zwischen den beiden Peakgehalten aufweist (Abb 3.24).

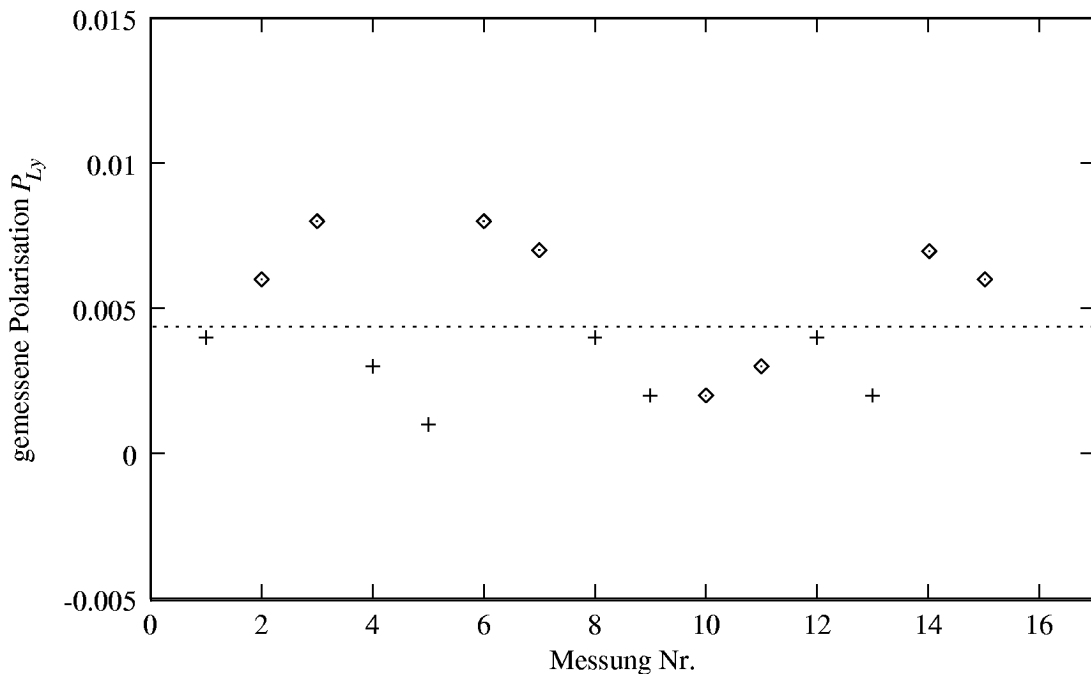


Abbildung 4.13: Polarisationsmessung mit unpolarisiertem Restgas. Nach jeweils zwei Messungen wurde die Fokussierung geändert.

Der Inhalt des $\alpha 1$ -Peak ist immer etwas höher als der $\alpha 2$ -Peak. Dies liegt an einer geringfügig besseren Transmission der metastabilen Atome im $\alpha 1$ -Zustand gegenüber denen im $\alpha 2$ -Zustand im Spinfilter: Wenn die relative Schwankung des Magnetfeldes rund $\pm 0.05\%$ beträgt, dann entspricht dies einer absoluten Änderung von ± 0.026 mT beim $\alpha 1$ -Peak und ± 0.03 mT beim $\alpha 2$ -Peak. Die Homogenität geht wiederum direkt in die Transmissionswahrscheinlichkeit der metastabilen Atome ein. Somit ist eine Bevorzugung des $\alpha 1$ -Peaks durchaus zu erwarten.

Analog zu den Betrachtungen im vorigen Abschnitt gilt auch hier: Wenn ein Strahl aus metastabilen Atomen mit der Polarisation $P_{Meta} \equiv p_z / \prod_i^{j-1} k_i$ das Spinfilter erreicht, dann folgt für die Besetzungswahrscheinlichkeiten $m_I = +1/2$ und $m_I = -1/2$ erneut:

$$W_+ = \frac{1 + P_{Meta}}{2}$$

$$W_- = \frac{1 - P_{Meta}}{2}$$

Die Teilchen in den beiden Zuständen $\alpha 1$ und $\alpha 2$ werden mit den Wahrscheinlichkeiten $t_{\alpha 1} \neq t_{\alpha 2}$ durch das Spinfilter transmittiert. Dann ist die gemessene Polarisation:

$$P_{Ly} = \frac{t_{\alpha 1} W_+ - t_{\alpha 2} W_-}{t_{\alpha 1} W_+ + t_{\alpha 2} W_-}$$

Sei:

$$T \equiv \frac{t_{\alpha 1}}{t_{\alpha 2}}$$

Dann folgt:

$$\begin{aligned} P_{Ly} &= \frac{TW_+ - W_-}{TW_+ + W_-} \\ &= \frac{P_{Meta}(T + 1) + (T - 1)}{P_{Meta}(T - 1) + (T + 1)} \\ \Rightarrow P_{Meta} &= \frac{P_{Ly}(1 + T) + (1 - T)}{P_{Ly}(1 - T) + (1 + T)} \end{aligned}$$

Erreicht ein unpolarisierter Strahl aus metastabilen Atomen ($P_{Meta} = 0$) das Spinfilter, so wird, wie in Abbildung 4.13, eine gemittelte Polarisation von:

$$\bar{P}_{Ly(P_{Meta}=0)} = +0.0044 \pm 0.002$$

gemessen. Daraus folgt das Transmissionsverhältnis T :

$$\begin{aligned} \bar{P}_{Ly(P_{Meta}=0)} &= \frac{T - 1}{T + 1} \\ \Rightarrow T &= \frac{1 + \bar{P}_{Ly}}{1 - \bar{P}_{Ly}} = 1.009 \pm 0.003 \end{aligned}$$

Damit ist auch dieser Korrekturfaktor $k_{SF}(T, P_{Ly})$ abhängig von der gemessenen Polarisation, und es gilt (Abb. 4.14):

$$k_{SF} = \frac{P_{Meta}}{P_{Ly}} = \frac{(1 + T) + \frac{1}{P_{Ly}}(1 - T)}{P_{Ly}(1 - T) + (1 + T)} \quad (4.24)$$

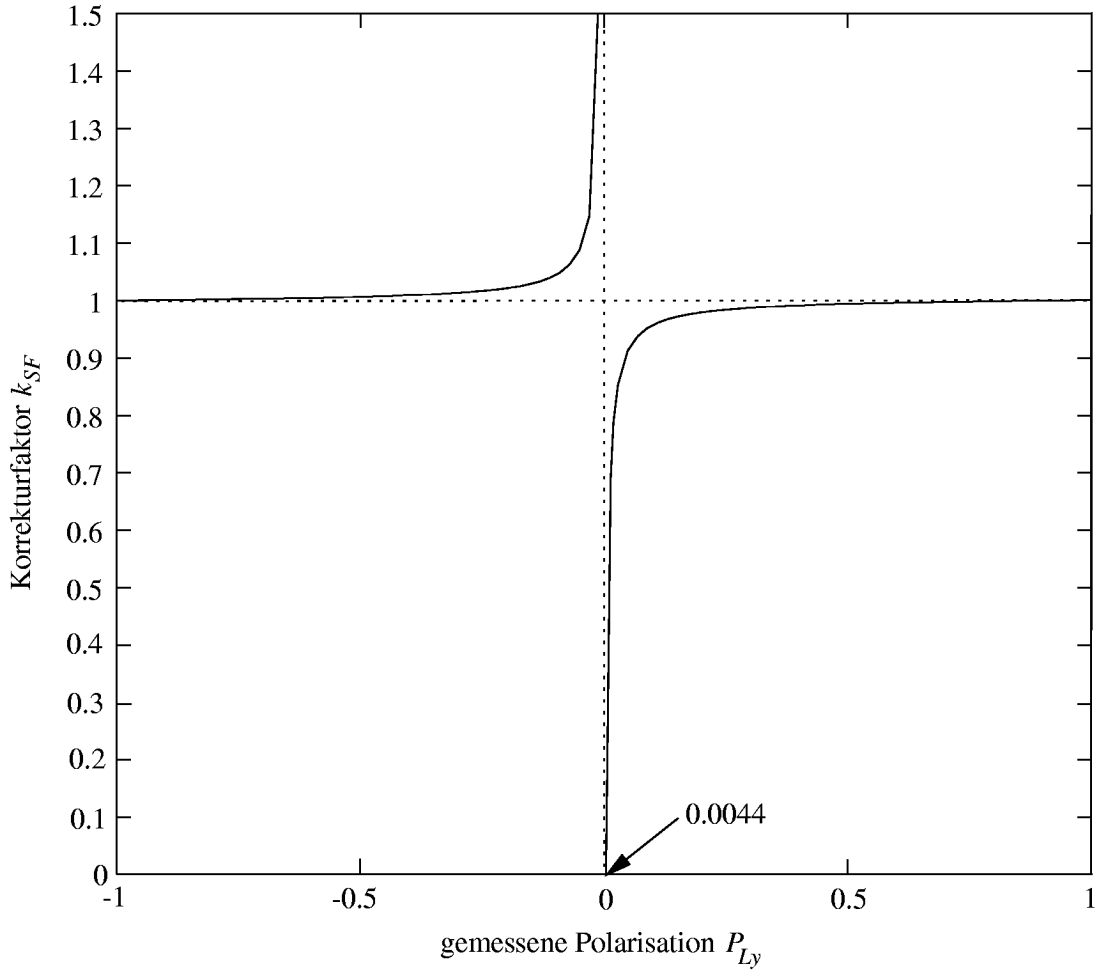


Abbildung 4.14: Abhängigkeit des Korrekturfaktors k_{SF} von der gemessenen Polarisation P_{Ly} .

Im Grenzfall $|P_{Ly}| \rightarrow 1$ ist auch $k_{SF} = 1$. Dies ist leicht einzusehen, denn wenn alle metastabilen Atome in einem Zeeman-Zustand sind, d. h. $|P_{Meta}| = 1$ ist, werden nur Photonen entweder bei 53.5 oder 60.5 mT erzeugt. Der jeweils andere Zustand bleibt unabhängig vom Transmissionsverhältnis unbesetzt, und es gilt:

$$|P_{Meta}| = |P_{Ly}| = 1$$

Im Grenzfall $P_{Ly} \rightarrow 0$ wird dieser Korrekturfaktor $k_{SF} \rightarrow \pm \infty$. Auch dies ist verständlich, da gleichzeitig $P_{Meta} \neq 0$ ist und die Bedingung

$$P_{Meta} = k_{SF} \cdot P_{Ly}$$

weiterhin erfüllt sein muß.

Bei einem realistischen Meßwert der Polarisation $P_{Ly} = 0.800 \pm 0.002$ beträgt dieser Korrekturfaktor $k_{SF} = 0.998 \pm 0.002$, und die Polarisation der metastabilen Atome ist dann:

$$P_{Meta} = k_{SF} \cdot P_{Ly} = 0.798 \pm 0.002$$

Aus $P_{Ly} = -0.8 \pm 0.002$ folgt entsprechend:

$$P_{Meta} = k_{SF} \cdot P_{Ly} = -0.802 \pm 0.002$$

Der Einfluß des Korrekturfaktors ist in diesem Fall sehr gering.

Gleichzeitig scheint die Inhomogenität des Magnetfeldes im Spinfilter nicht überall gleich zu sein. Wird die Fokussierung des Protonenstrahls und damit die Verteilung der metastabilen Atome im Strahlquerschnitt geändert, dann schwanken das Transmissionsverhältnis und damit auch die Polarisation signifikant. Besonders deutlich wird dieser Effekt in Abbildung 4.13. Hier wurde nach jeweils zwei Messungen die Fokussierung eines unpolarisierten Ionenstrahls geändert. Die Korrelation der Meßwertpaare ist leicht zu erkennen. Dieser Effekt ist im Fehler ΔT des Transmissionsverhältnisses bereits berücksichtigt.

4.7 Berechnung der Polarisation

In den vorherigen Abschnitten sind die notwendigen sechs Korrekturfaktoren eingeführt und bestimmt worden. Damit ist es für jeden einzelnen Zeeman-Zustand möglich, direkt die Polarisation zu berechnen. Es muß jedoch beachtet werden, daß zwei dieser Faktoren von der gemessenen Polarisation selber abhängen. Daraus folgt wiederum, daß diese beiden Faktoren nicht einfach mit der gemessenen Polarisation multipliziert werden können, um die tatsächliche Strahlpolarisation zu erhalten. Statt dessen muß zuerst die gemessene Polarisation P_{Ly} mit den Korrekturfaktoren k_{SF} und anschließend k_{Grad} multipliziert werden. So ergibt sich die Polarisation P_{Meta} der metastabilen Atome hinter der Cäsium-Zelle. Diese muß zunächst mit dem Faktor k_{Cs} multipliziert werden, um wiederum die Polarisation P_p der Protonen zu erhalten. Erst zur Berechnung der Polarisation p_z des Atomstrahls können dann alle weiteren Korrekturfaktoren ($k_{Restgas}$, k_{Rekomb} , k_{IoniB} , k_{WF}) direkt mit der Polarisation P_p der Protonen multipliziert werden, um schließlich die p_z zu erhalten.

$$\begin{aligned} p_z &= k_{Restgas} \cdot k_{Rekomb} \cdot k_{IoniB} \cdot k_{WF} \cdot P_p \\ &= k_{Restgas} \cdot k_{Rekomb} \cdot k_{IoniB} \cdot k_{WF} \cdot (k_{Cs(P_{Meta})} \cdot P_{Meta}) \\ &= k_{Restgas} \cdot k_{Rekomb} \cdot k_{IoniB} \cdot k_{WF} \cdot (k_{Cs(P_{Meta})}(k_{SF(P_{Ly})} \cdot P_{Ly})) \end{aligned}$$

Unter normalen Bedingungen sind die beiden Korrekturfaktoren k_{SF} und k_{Cs} im Vergleich zu den weiteren Faktoren relativ klein. Deshalb ist die Gl. (4.4) in der Praxis

zur Ermittlung von p_z vollkommen ausreichend:

$$\begin{aligned} p_z(HFS) &= \prod_i^6 k_i(HFS) \cdot P_{Ly}(HFS) \\ &= K(HFS) \cdot P_{Ly}(HFS) \end{aligned}$$

Nach den ersten Optimierungen der Quellenpolarisation wurden schließlich Polarisationen von $P_{Ly}(1) \simeq 0.8 \pm 0.003$ und $P_{Ly}(2) \simeq 0.75 \pm 0.003$ für Atomstrahlen in den Zeeman-Komponenten 1 und 2 gemessen. Die einzelnen Korrekturfaktoren k_i bei diesen Messungen waren:

Ursache	Faktor	abhängig von	typische Größenordnung
Restgas (H_2O , H_2 , C_nH_m)	$k_{Restgas}$	Partialdruck: $H_2O/H_2/C_nH_n$	1.005 ± 0.002 (je nach Pumpzeit)
H_2 aus rekombinierten Atomen	k_{Rekomb}	$H_2^+ \Leftrightarrow H^+$ Ionenstrom (1 : 1.5)	1.095 ± 0.008
Endliches Magnetfeld im Ionisierer	k_{IoniB}	Magnetfeld	1.070 ± 0.001 (HFS 2/4) 1 (HFS 1/3)
Inhomogenität des Magnetfelds im Wienfilter	k_{WF}	Energie der Protonen (Deuteronen), Magnetfeld	1.008 ± 0.002
Endliches Magnetfeld der Cäsium-Zelle	k_{Cs}	Magnetfeld, P_{Ly}	1.0054 ± 0.0004
Verschiedene Transmissionen der Zeeman-Komponenten im Spinfilter	k_{SF}	Verhältnis der Transmissionen T, P_{Ly}	1.002 ± 0.002 (HFS 2/3) 0.998 ± 0.002 (HFS 1/4)

Daraus ergeben sich z. B. die Korrekturfaktoren $K(1)$ und $K(2)$:

$$\begin{aligned} K(1) &= 1.113 \pm 0.097 \\ K(2) &= 1.196 \pm 0.010 \end{aligned}$$

Unter der Voraussetzung, daß alle Korrekturfaktoren korrekt berücksichtigt sind, beträgt die Polarisation des Wasserstoffstrahls der Jülicher ABS für das polarisierte Target an ANKE:

$$\begin{aligned} p_z(1) &= K(1) \cdot P_{Ly}(1) = +0.889 \pm 0.009 \\ p_z(2) &= K(2) \cdot P_{Ly}(2) = -0.896 \pm 0.009 \end{aligned}$$

Damit erreicht die ABS für das polarisierte interne Gastarget an ANKE bereits jetzt eine im Vergleich zu anderen Quellen recht hohe Polarisation. Durch die Optimierung der Quelle werden wahrscheinlich noch höhere Werte erreicht werden können.

4.8 Das Deuterium

Bei Messungen mit einem polarisierten Strahl aus Deuterium ist zu beachten, daß die Energiedifferenz der einzelnen Zeeman-Komponenten mit $3.7 \cdot 10^{-8}$ eV deutlich kleiner als beim Wasserstoff ist. Dementsprechend beträgt der Abstand der Peaks im Lyman-Spektrum nur 1 mT, anstatt der 7 mT beim Wasserstoff. Also werden an die Auflösung der Zeeman-Zustände im Spinfilter höhere Ansprüche gestellt, die aber nach Abschnitt 3.4 zu erfüllen sind (Abb. 4.15).

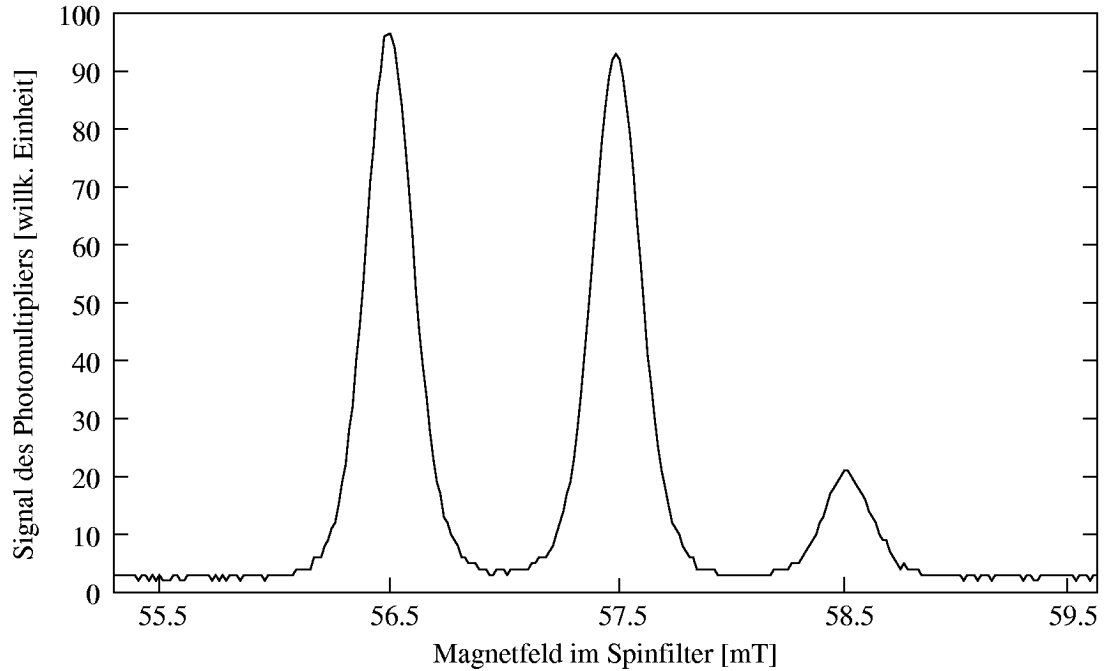


Abbildung 4.15: Lyman-Spektrum eines polarisierten Deuterium-Atomstrahls. Die gemessene Vektorpolarisation betrug $P_z(Ly) = 0.35$ und die Tensorpolarisation $P_{zz}(Ly) = -0.32$.

Der Einfluß einiger Korrekturfaktoren ist bei der Berechnung der Vektorpolarisation p_z des Deuteriumstrahls wesentlich geringer:

- Der Faktor k_{IoniB} wird deutlich abgeschwächt, da das kritische Magnetfeld der Deuteronen lediglich 11.7 mT beträgt. Somit wird im Ionisationsvolumen des Ionisierers das kritische Magnetfeld der Deuterium-Atome um mehr als das zehnfache übertroffen und daraus folgt: $k_{IoniB} \simeq 1.004$.
- In den Lyman-Spektren gibt es in der Regel nahezu keinen unpolarisierten Untergrund, der vom Restgas (D_2O) produziert werden kann. Also wird auch der Faktor $k_{Restgas}$, sofern überhaupt vorhanden, noch weiter abgesenkt.

- Auch das kritische Magnetfeld des metastabilen Deuteriums ist mit 1.5 mT kleiner als beim Wasserstoff. Dementsprechend wird auch der Faktor k_{Cs} weiter gesenkt und ist mit $k_{Cs} \leq 1.0005$ nicht mehr nachweisbar.
- Die drei Deuterium-Peaks liegen im Lyman-Spektrum jeweils 1 mT auseinander. Deshalb werden auch die Transmissionen t_i der einzelnen Zeeman-Zustände ähnlicher sein. Bisher entsprach eine Magnetfeldänderung von 7 mT einem Transmissionsverhältnis $T_p \sim 1.01$. Aus einer einfachen linearen Näherung folgt, daß das Transmissionsverhältnis T_d zwischen den äußeren Deuterium-Peaks dann etwa 1.003 beträgt. Der Korrekturfaktor k_{SF} ergibt sich somit zu 1.0007 bzw. 0.9993 für die Zeeman-Zustände 2(3) bzw. 1(4) und ist ebenfalls nicht mehr meßbar.

Der Korrekturfaktor $k_{Rekomb}(D)$, der durch die Rekombination des Deuteriums im Ionisierer erzeugt wird, sollte sich theoretisch gegenüber dem Wasserstoff kaum verändern.

Beim Wienfilter muß das transversale Magnetfeld deutlich erhöht werden. Einerseits steigt dadurch die Inhomogenität erheblich an, aber da andererseits das magnetische Moment der Deuteronen mit einem gyromagnetischen Verhältnis von 0.856 gegenüber 5.5858 bei den Protonen etwa 3.3 mal kleiner ist, sollten die Spindrehung und die Depolarisation bei den Deuteronen in einem ähnlichen Verhältnis wie bei den Protonen stehen.

4.9 Die notwendige Strahlintensität

In allen bisher beschriebenen Tests wurde die Polarisation des Atomstrahls der ABS mit der vollen Intensität von $3 \cdot 10^{16}$ Atomen/s bei einem Strahl aus Atomen in einer Zeeman-Komponente gemessen. Am internen polarisierten Gastarget an ANKE muß jedoch ein Anteil von wenigen Prozent dieser Intensität, also rund 10^{15} Atome/s, zur Polarisationsmessung ausreichen.

Die Abbildung 4.5 zeigt ein Lyman-Spektrum, bei dem die Effizienz des Ionisierers um zwei Größenordnungen erniedrigt wurde. Dadurch betrug der Ionenstrom am Cup mit rund 15 nA nur noch 1% der normalen Intensität von etwa $1.5 \mu\text{A}$. Dennoch stieg die statistische Schwankung in dieser Meßreihe bei gleicher Meßdauer auf lediglich 0.8%. Für alle Komponenten des LSP hinter dem Ionisierer wäre also beim Einsatz an ANKE die zu erwartende Strahlintensität ausreichend, um einen Gesamtfehler von $\Delta p_z \leq 2\%$ zu erhalten.

Dies gilt jedoch nur eingeschränkt für den Ionisierer: Wie schon in Abschnitt 4.3.2 beschrieben, muß die gemessene Polarisation P_{Ly} kleiner werden, wenn die Intensität des polarisierten Atomstrahls abnimmt. Der unpolarisierte Untergrundanteil in den Lyman-Spektren bleibt konstant und dadurch fällt die gemessene Polarisation P_{Ly}

bzw. steigt der Korrekturfaktor $k_{Restgas}$ bei geringerer Intensität des Atomstrahls entsprechend an (Abb. 4.16). Die Intensität kann wiederum durch den Druck in einem Staurohr (oder der Deflektorkammer) gemessen werden und ist in erster Ordnung proportional zum Gasfluß durch den Dissoziator.

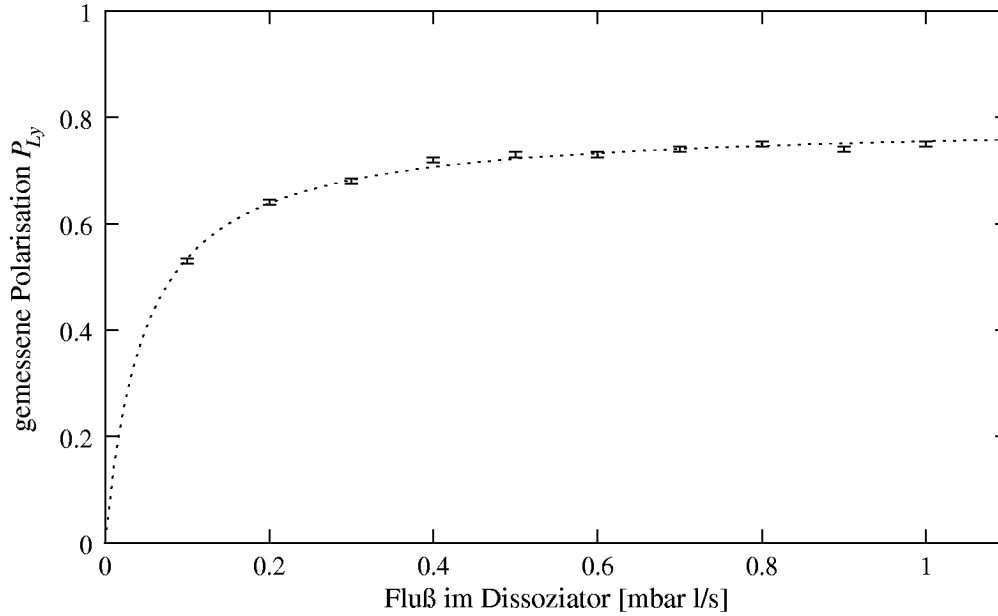


Abbildung 4.16: Die gemessenen Polarisation P_{Ly} in Abhängigkeit vom Gasfluß durch den Dissoziator.

Mit einem Fluß von 0.1 mbar l/s im Dissoziator der ABS, also etwa 10% der maximalen Atomstrahl-Intensität, ist eine Polarisationsmessung mit dem bisherigen Ionisierer durchaus möglich. Lediglich der Fehler Δp_z steigt geringfügig an. Bei noch kleineren Intensitäten überwiegt der unpolarisierte Restgas-Anteil der Protonen im Ionenstrahl, und die gemessene Polarisation P_{Ly} wird sehr niedrig, während der Fehler entsprechend wächst.

Mit einem Chopper vor dem Ionisierer und einem Lock-In Verstärker könnte der Signalanteil des Atomstrahls herausgefiltert werden. Der Korrekturfaktor $k_{Restgas}$ hätte dann keinen Einfluß auf die Polarisationsmessung mehr. Dafür wäre aber der Faktor k_{Rekomb} in gewissen Bereichen abhängig von der Chopperfrequenz, da der H_2 -Partialdruck im Ionisierer von der Chopperfrequenz und -geometrie beeinflusst würde.

Im neuen Ionisierer sollte der Druck im Ionisationsvolumen selbst mit Atomstrahl durch die erheblich größere Pumpleistung um fast zwei Größenordnungen geringer sein als die bisher erreichten $2 \cdot 10^{-6}$ mbar. Dadurch fällt der unpolarisierte Untergrundanteil des Protonenstrahls entsprechend. Erreichen also nur noch 3% der bisherigen Atomstrahl-Intensität den neuen Ionisierer, werden die daraus produzierten Protonen

im Ionenstrahl wieder deutlich überwiegen. Die Polarisationsmessung an den wenigen Atomen aus der Speicherzelle könnte also mit dem neuen Ionisierer als Komponente des Lambshift-Polarimeters durchgeführt werden.

Die Abhängigkeit der gemessenen Polarisation P_{Ly} vom Gasfluß (Abb 4.16) wird durch einen einfach Fit nach Gl. (4.10) beschrieben:

$$\begin{aligned} P_{Ly} &= \left(\frac{p_z}{\prod_i^{j-1}} \right) \cdot (1 - b) \\ &= \left(\frac{p_z}{\prod_i^{j-1}} \right) \cdot \left(1 - \frac{N_0}{N_{Strahl} + N_0} \right) \end{aligned}$$

Aus dem Fit folgt wiederum im Grenzfall $N_{Strahl} \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned} \lim_{N_{Strahl} \rightarrow \infty} P_{Ly} &= 0.791 \pm 0.004 \\ b \text{ (1mbar l/s)} &= 4.6\% \pm 0.2\% \end{aligned}$$

Der so erhaltene Untergrundanteil $b = 4.6\%$ des Protonenstrahls bei einem Gasfluß von 1 mbar l/s durch den Dissoziator der ABS ist jedoch um einen Faktor 10 höher als der gleichzeitig nach Abschnitt 4.3.2 gemessene Wert. Die Abweichung ist zu erwarten, da einerseits die Teilchenzahl im Atomstrahl nicht exakt linear mit dem Gasfluß durch den Dissoziator ansteigt und andererseits die Driftgeschwindigkeit der Atome im Strahl bei kleinen Flüssen fällt. Dadurch ändert sich die Verteilung der Atome im Strahlquerschnitt, und der Anteil der rekombinierten Moleküle im Ionisierer kann zunehmen, wodurch die gemessene Polarisation stärker als erwartet abnimmt.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, daß mit dem Lambshift-Polarimeter innerhalb von 25 Sekunden die Polarisation p_z eines Wasserstoff-Strahls einer Atomstrahlquelle bei einer Strahlintensität von $3 \cdot 10^{16}$ Atomen/s mit einer Genauigkeit von $\Delta p_z \leq 1\%$ gemessen werden kann. Alle wesentlichen Korrekturfaktoren konnten bestimmt werden, um aus der Polarisation P_{Ly} der metastabilen Atome in der Quench-region die Polarisation p_z der Atome am Ausgang der ABS zu berechnen

Der statistische Fehler beträgt bei dieser Meßdauer lediglich $\Delta p_z(stat.) \approx 0.2\% - 0.3\%$, und der systematische Fehler dominiert mit $\Delta p_z(syst.) \approx 0.9\%$. Dieser systematische Fehler setzt sich aus den jeweiligen Meßfehlern der einzelnen Korrekturfaktoren zusammen. Mit dem bereits beschriebenen neuen Ionisierer wird es möglich sein, die Korrekturfaktoren k_{IoniB} , k_{Rekomb} und $k_{Restgas}$ deutlich zu verkleinern und den systematischen Fehler auf $\Delta p_z(syst.) \approx 0.4\%$ zu senken. Damit sollte der Gesamtfehler auf $\Delta p_z \approx 0.5\%$ reduziert werden.

An allen bisher beschriebenen Lambshift-Polarimetern [Zel86], [Lem93b] und ihren Vorstufen [Pli76], [Bel87] konnte nur ein Fehler von 3% bis 4% bei der Bestimmung der Polarisation P_p des Protonenstrahls aus einer polarisierten Ionenquelle erreicht werden. Zur Messung der Atomstrahl-Polarisation wurden diese Polarimeter nicht eingesetzt. Obwohl die Intensität des Protonenstrahls teilweise bei 1 mA lag, waren der selektive Nachweis der wenigen Lyman- α -Photonen und die Verstärkung des Signals mit der damaligen Technik relativ aufwendig. So konnten aus $6 \cdot 10^{15}$ Protonen/s bisher nicht mehr als 10^6 Photonen/s gewonnen werden, die auch noch mit einem Lock-In Verstärker aus dem Untergrund-Signal gefiltert werden mußten. Teilweise waren auch die Korrekturfaktoren der jeweiligen LSP nicht genau bekannt und lieferten einen entsprechend großen Anteil am Gesamtfehler.

Aus einem Atomstrahl von etwa $3 \cdot 10^{16}$ Teilchen/s konnten mit dem hier entwickelten Lambshift-Polarimeter 10^{13} Teilchen/s ($= 1.5 \mu A$ Protonen) und im entsprechenden Lyman-Signal noch $3 \cdot 10^6$ Photonen/s beobachtet werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des gesamten LSP beträgt also 10^{-10} und ist somit deutlich geringer als die

zuvor abgeschätzte Effizienz des LSP von 10^{-8} (Abschnitt 2.5). Bei der Abschätzung wurden die Strahlverluste beim Transport der energiearmen Ionen und der nicht fokussierbaren metastabilen Atome nicht berücksichtigt. Auch der 90° -Ablenker und die nicht zwingend notwendigen Schieber vor und hinter der Cäsium-Zelle, die den Strahlweg verlängern, verschlechtern die Effizienz. Beim Aufbau an ANKE werden diese Komponenten nicht mehr verwendet werden (Abb. 5.1). Dennoch ist die bisher erreichte Effizienz rund 3 Größenordnungen besser als bei den Vorgängern, was hauptsächlich auf die Quenchlinse, den verkürzten Aufbau und den weiterentwickelten Photomultiplier zurückzuführen ist. Wenn wie geplant die Quenchregion verkürzt, das Wienfilter optimiert und eventuell ein 2 Zoll-Photomultiplier mit einer Photokathode von 46 mm Durchmesser benutzt wird [GCT01], dann kann die Effizienz voraussichtlich noch um eine Größenordnung gesteigert werden.

Mit dieser „hohen“ Effizienz $\geq 10^{-10}$ und dem neuen Ionisierer sollten ca. 3% der Atome aus der Speicherzelle bzw. 10^{15} Teilchen/s reichen, um mehr als 10^5 Photonen/s mit dem Photomultiplier zu registrieren. Dadurch würde der statistische Fehler kaum vergrößert, und die Polarisation der aus der Speicherzelle extrahierten Atome könnte mit einer Genauigkeit von $p_z \approx 1\%$ gemessen werden. Außerdem kann ein Chopper in Verbindung mit einem Lock-In Verstärker zur weiteren Untergrundreduktion eingesetzt werden.

Mit dem Wienfilter wird gleichzeitig die Rekombination in der Speicherzelle gemessen werden. Unter der Annahme, daß die Polarisation in den H_2 -Molekülen bekannt ist, kann dann die über alle entnommenen Targetkerne gemittelte Polarisation bestimmt werden.

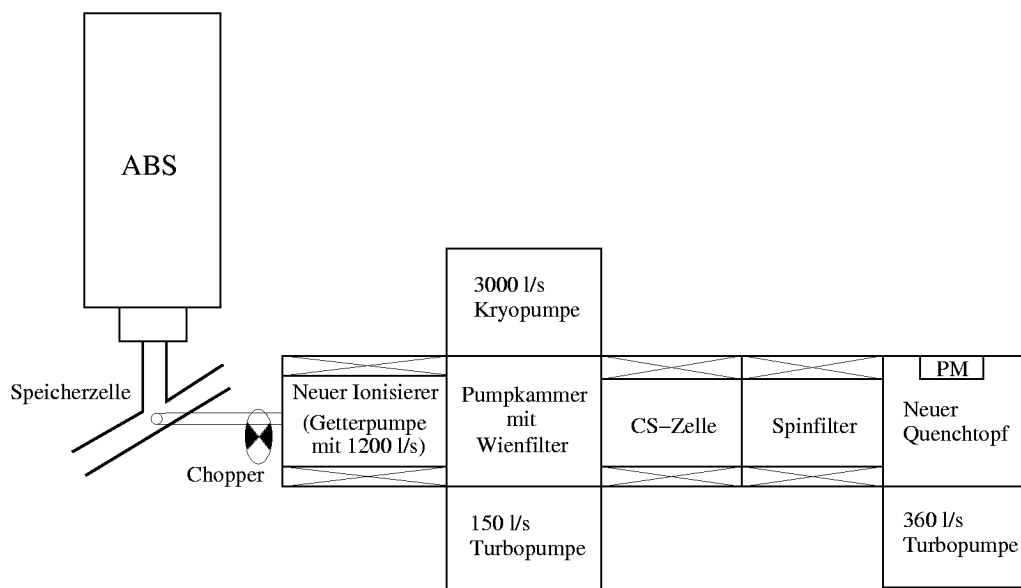


Abbildung 5.1: Prinzip der Polarisationsmessung an Atomen aus der Speicherzelle.

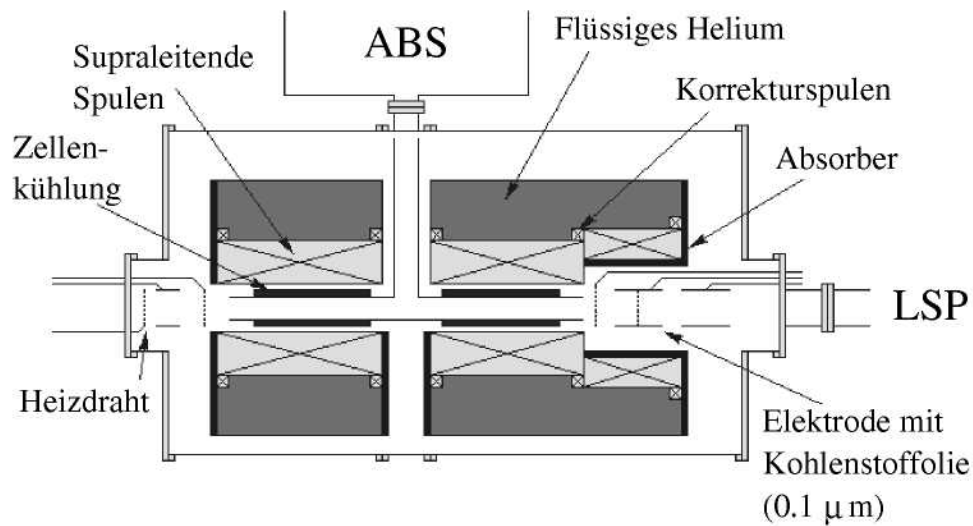
Bereits im Frühjahr 2002 sollen erste Polarisationsmessungen an aus der Speicherzelle entnommenen Atomen folgen. Dabei werden in die bisherige Deflektorkammer anstelle des Deflektors unterschiedliche Speicherzellen eingesetzt, in die der Atomstrahl injiziert wird. Das magnetische Feld zur Polarisationserhaltung kann durch eine Spule um diese Zelle oder um die ganze Deflektorkammer erzeugt werden. Der Schwerpunkt dieser Messungen wird dabei das Studium der Extraktion der Atome aus der Speicherzelle sein. Unter Bedingungen, wie sie später an ANKE vorherrschen, sollen möglichst viele Atome ohne Polarisationsverlust den neuen Ionisierer erreichen. Zu den zu untersuchenden Anordnungen gehört ein System aus Doppelblenden zum Begrenzen des Strahls in Richtung des Ionisierers oder ein Führungsröhrchen, wie es am HERMES-Experiment eingesetzt wird [Len01]. Der Einsatz eines Choppers ist dabei in beiden Fällen zwischen Speicherzelle und Ionisierer vorgesehen und kann möglicherweise in Kombination mit einem Lock-In Verstärker zur Signalverbesserung genutzt werden.

Der neue Ionisierer befindet sich bereits in der Fertigung und ist Ende des Jahres 2001 einsatzbereit. Für die verkürzte Quenchregion und eine neue Pumpkammer mit einem verbesserten Wienfilter gibt es erste Vorschläge. Die Befestigung des gesamten Polarimeters an der neuen Targetkammer für ANKE wird noch diskutiert. Ein Problem werden sicherlich die Streufelder des Dipol-Magneten D2 an ANKE darstellen, die so abzuschwächen sind, daß die Polarisationsmessung des Lambshiftpolarimeters nicht beeinflußt wird.

Damit kann das Lambshiftpolarimeter ab 2003 am internen polarisierten Gastarget an ANKE eingesetzt werden.

Das CELGAS-Projekt

Es ist außerdem beabsichtigt, das Lambshift-Polarimeter im CELGAS-Projekt zur Messung der Kernspin-Polarisation in rekombinierten H_2 - und vor allen Dingen D_2 -Molekülen einzusetzen [IST01]. Dazu sollen polarisierte Atomstrahlen in einem starken Magnetfeld in verschiedene Speicherzellen injiziert werden (Abb. 5.2). In Abhängigkeit vom Material und der Temperatur der Oberflächen rekombiniert ein Teil der Atome zu $D_2(H_2)$ -Molekülen. Durch Beschuß mit Elektronen werden sowohl die Atome als auch die Moleküle in der Speicherzelle auf einem festgelegten elektrischen Potential ionisiert und anschließend auf eine dünne Folie aus Kohlenstoff in einem starken Magnetfeld beschleunigt werden. Während die Protonen die Folie bis auf einen kleinen Energieverlust ungehindert passieren, brechen die Moleküle auf, und jedes der so produzierten Protonen besitzt nur die Hälfte der kinetischen Energie der beschleunigten, einfach geladenen Moleküle.



Quarz-Zelle

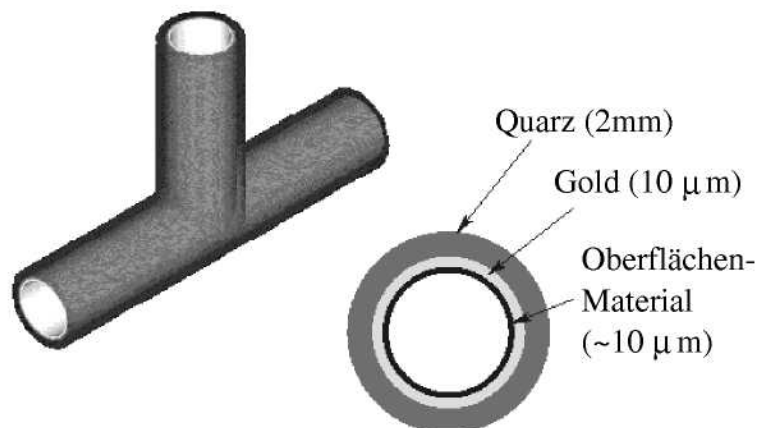


Abbildung 5.2: Prinzip der Polarisationsmessung an H_2 -Molekülen aus einer Speicherzelle [Vas01].

Zwei unterschiedliche Betriebsmoden erlauben es, zwischen beiden Sorten von Protonen zu unterscheiden:

1. Wenn an der Speicherzelle bzw. an deren Goldschicht ein Potential von $+0.5$ kV und an der Kohlenstoffolie -50 kV anliegen, dann besitzen die Protonen, die aus den Atomen entstanden sind, am Eingang des Polarimeters eine kinetische Energie von 500 eV. Die Protonen, die beim Aufbruch der Moleküle entstehen, haben nach der Folie lediglich eine kinetische Energie von 25.25 keV und können die Potentialdifferenz von 50 keV zwischen der Folie und dem Eingang des LSP

nicht überwinden. Somit wird die Polarisierung der nicht in der Speicherzelle rekombinierten Atome vom LSP gemessen.

2. Werden die Speicherzelle auf ein Potential von +26 kV und die Kohlenstoffolie auf –25 kV gelegt, dann erreichen die Protonen, die von nicht rekombinierten Atomen stammen, das Polarimeter mit einer kinetischen Energie von 26 keV. Die Effizienz der Produktion der metastabilen Atome wird bei diesen Energien sehr klein, und diese Protonen können im Lyman- α -Spektrum kaum noch nachgewiesen werden. Die Protonen, die aus den ionisierten Molekülen beim Aufbruch an der Folie entstehen, haben dort eine kinetische Energie von 25.5 keV und können jetzt den Bereich der Folie verlassen. Diesmal beträgt ihre Energie im Polarimeter 500 eV, und damit kann ihre Polarisierung gemessen werden. Damit kann die Polarisierung der Moleküle vor dem Aufbruch in der Kohlenstoffolie, d. h. die Kernspin-Polarisierung nach der Rekombination in der Speicherzelle, bestimmt werden.

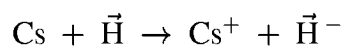
Sowohl die Ionisierung in der Zelle als auch der Aufbruch der Moleküle findet in einem starken Magnetfeld statt. Daher sollte der Kernspin bei beiden Prozessen nicht beeinflusst werden.

Da die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle bei gleicher Temperatur geringer als die der Atome ist, wird es eventuell möglich, die Targetdichte in einer Speicherzelle durch Rekombination der polarisierten Atome um einen Faktor $\sqrt{2}$ zu erhöhen. Auch die Möglichkeit, die kernspinpolarisierten $\text{H}_2(\text{D}_2)$ -Moleküle analog zum polarisierten $^3\vec{\text{He}}$ zu komprimieren, kann nicht ausgeschlossen werden.

Die Astrophysik ist an diesen Prozessen ebenfalls interessiert, da die Rekombination in der Speicherzelle unter ähnlichen Druckverhältnissen wie in der interstellaren Materie abläuft.

Das SAPIS-Projekt

Im Rahmen des SAPIS-Projekts (Stored Atoms Polarized Ion Source) soll eine intensive polarisierte H^- -Quelle für Teilchenbeschleuniger entwickelt werden. Dabei werden die polarisierten Wasserstoff- oder Deuteriumatome eines ABS-Strahls in einer Speicherzelle aufgestaut, durch die ein intensiver Cäsium-Strahl geschickt wird (Abb. 5.3). Aufgrund der Ladungsaustausch-Reaktion



wird so ein polarisierter $\text{H}^-(\text{D}^-)$ -Strahl erzeugt, der im Gegensatz zum neutralen Cäsium-Strahl elektrostatisch um 90° abgelenkt werden kann. Dieser polarisierte Ionenstrahl soll in seiner Intensität die „Colliding Beams“-Quellen übertreffen. Das Lambshift-Polarimeter wird dabei sowohl zur Polarisationsmessung der Atome als auch der H^- -Ionen genutzt werden.

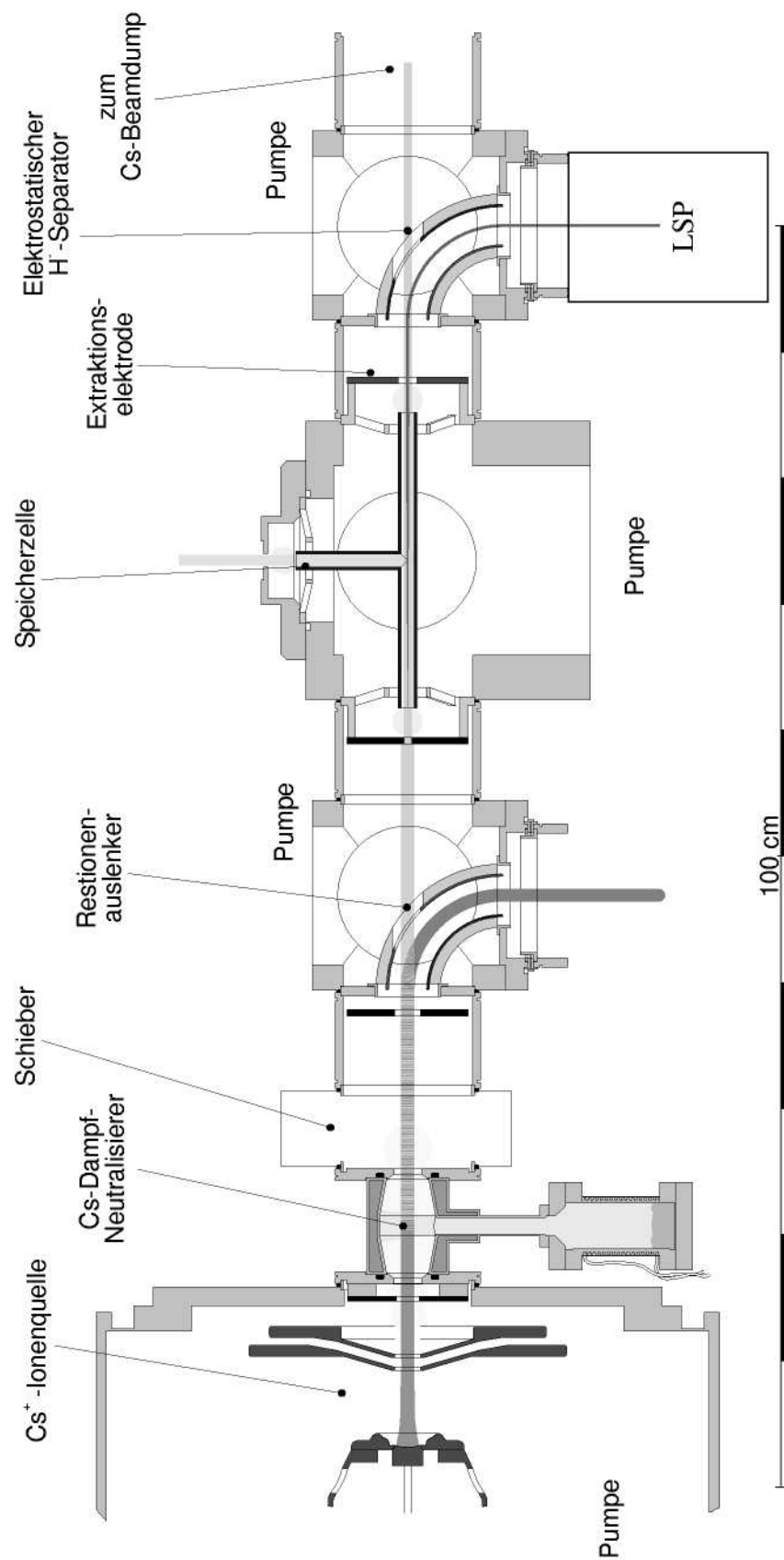


Abbildung 5.3: Prinzip der SAPIS [Ten01b].

Literaturverzeichnis

- [Alt00] M. Altmeier et al.
Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 1819
- [Ang00] V. Angelov
Private Mitteilung (2000)
- [Bar81] M. D. Barker et al.
Proc. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics,
ed. G. G. Ohlsen, New York, 1980
AIP Conf. Proc. **69** (1981) 931
- [Bel87] A. S. Belov, S. K. Esin, S. A. Kubalov, V. E. Kuzik, A. A. Stepanov and
V. P. Yakushev
Nucl. Instr. Meth. **A 255** (1987) 442
- [Bel01] A. S. Belov et al.
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Bre40] G. Breit und E. Teller
Astrophys. J. **91** (1940) 215
- [Bre31] G. Breit und I. I. Rabi
Phys. Rev. **38** (1931) 2082
- [Bro71] J. E. Brolley, G. P. Lawrence and G. G. Ohlsen
Proc. 3rd Int. Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions,
ed. H. H. Barschall and W. Haeberli, Madison, 1970
University of Wisconsin Press Madison (1971) 846
- [Bur00] L.-D. van Buren
Nucl. Phys. **A 663-664** (2000) 1049
- [Cla56] G. Clausnitzer, R. Fleischmann und H. Schopper
Z. Phys. **144** (1956) 336
- [Cle98] T. B. Clegg, J. D. Dunham, S. Lemaître
TUNL-Annual Report (1997/98) 114

- [Cle01] T. B. Clegg
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Cra97] D. G. Crab and W. Meyer
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **47** (1958) 166
- [Cro91] E. R. Crosson, T. B. Clegg, H. J. Karwowski and S. K. Lemieux
Nuc. Instr. Meth. **A 310** (1991) 703
- [Don64] B. L. Donnally, T. Clapp, W. Sawyer and M. Schultz
Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 502
- [Dri40] J. W. Drinkwater et al.
Proc. Roy. Soc. **174** (1940) 164
- [Emm00] R. Emmerich
Diplomarbeit, Universität zu Köln (2000)
- [Eve97] P. D. Eversheim et al.
Nucl. Phys. **A 626** (1997) 117
- [Fey48] R. P. Feynman
Rev. Mod. Phys. **20** (1948) 367
- [Fra95] C. Franke
Diplomarbeit, Universität zu Köln (1995)
- [Ger22] W. Gerlach und O. Stern
Z. Phys. **9** (1922) 349
- [Ger95] C. Gerthsen, H. O. Kneser und H. Vogel
Physik, 15. Auflage
Springer Verlag (1986)
- [Gla66] H. F. Glavish
Nucl. Instr. Meth. **65** (1968) 1
- [Gle00] M. Glende
Dissertation, Universität Bonn (2000)
- [Gou25] S. Goudsmit und K. Uhlenbeck
Naturwiss. **54** (1925) 593
- [GCT01] GCTechnology GmbH
Katalog „photomultipliers“ (2001)

- [Hae66] W. Haeberli
Proc. 2nd Int. Symposium on Polarization Phenomena,
ed. P. Huber and H. Schopper, Basel, 1965
Experientia Suppl. **12** (1966) 64
- [Hae67] W. Haeberli
Ann. Rev. Nucl. Sc. **17** (1967) 373
- [Ham00] Hamamatsu Deutschland
Private Mitteilung (2000)
- [Hou37] W. V. Houston
Phys. Rev. **51** (1937) 446
- [Hül00] L. Hüllenhütter
Diplomarbeit, Fachhochschule Köln (2000)
- [IST01] ISTC-project no. 1861
PNPI Gatchina, IKP FZ Jülich, IKP Universität zu Köln (2001)
- [Jac81] S. Jaccard
Conf. on Polarized Proton Ion Sources,
ed. A. D. Krisch and A. T. M. Lin, Ann Arbor, 1981
AIP Conf. Proc. **80** (1982) 95
- [Kim00] Y. K. Kim
Electron-Impact Ionization Cross Section Database (2000)
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/intro.html>
- [Kol01] H. Kolster
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Kom92] V. I. Komarov et al.
COSY Proposal # 20 (1992)
- [Kra01] Peter Kravtsov
Private Mitteilung (2001)
- [Kre99] H. R. Kremers, F. Barzangy, R. Bieber and A. G. Drentje
8th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST99),
ed. A. Gute, S. Lorenz und E. Steffens, Erlangen 1999
Conf. Proc. Universität Erlangen-Nürnberg (1999) 82
- [Lam47] W. E. Lamb, Jr. and R. C. Retherford
Phys. Rev. **72** (1947) 241

- [Lam50] W. E. Lamb, Jr. and R. C. Retherford
Phys. Rev. **79** (1950) 549
- [Lam51] W. E. Lamb, Jr. and R. C. Retherford
Phys. Rev. **81** (1951) 222
- [Lam52] W. E. Lamb, Jr.
Phys. Rev. **85** (1952) 259
- [Lem93] S. K. Lemieux
Ph.D. Thesis University of North Carolina at Chapel Hill (1993)
- [Lem93b] S. K. Lemieux, T. B. Clegg, H. J. Karwowski and W. J. Thompson
Nucl. Instr. Meth. **A 333** (1993) 434
- [Len01] P. Lenisa
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Ley00] J. Ley
Diplomarbeit, Universität zu Köln (2000)
- [Lup01] V. Luppov
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Mad59] L. Madansky, G. E. Owen
Phys. Rev. Lett. **2** (1959) 209
- [Kib67] J. L. McKibben, G. P. Lawrence and G. G. Ohlsen
Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1180
G. G. Ohlsen and J. L. McKibben
Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3725 (1967)
- [McK77] J. L. McKibben
Am. J. Phys. **45** (1977) 1022
- [Mei92] Meinke und Gundlach
Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Band 2
Springer Verlag (1992)
- [Mik01] M. Mikirtychians et al.
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Naß01] A. Naß
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht

- [Nis99] I. Nishikawa et al.
Proc. RCNP Workshop on Spin Polarized Nuclear Fusions,
ed. M. Tanaka, Osaka 1999
RCNP (1999) 81
- [Pas38] S. Pasternack
Phys. Rev. **54** (1938) 1113
- [Phi27] T. E. Phipps and J. B. Taylor
Phys. Rev. **29** (1927) 309
- [Pit95] M. L. Pitt et al.
Proc. Int. Workshop on Polarized Beams and Polarized Targets,
ed. H. Paetz gen. Schieck and L. Sydow, Köln, 1995
World Scientific (1996) 413
- [Pli76] Y. A. Pliss and L. M. Soroko
Nucl. Instr. Meth. **135** (1976) 497
- [Pra74] P. Pradel, F. Roussel, A. S. Schlachter, G. Spiess and A. Valance
Phys. Rev. A **10** (1974) 797
- [Pri93] J. S. Price and W. Haeberli
Nucl. Instr. Meth. A **326** (1993) 416
- [Pri94] J. S. Price und W. Haeberli
Nucl. Instr. Meth. A **349** (1994) 321
- [Prz91] B. von Przewoski
Phys. Rev. C **44** (1991) 44
- [Prz01] B. von Przewoski
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Rat99] F. Rathmann
Proc. on Nuclear Physics at Storage Rings (STORI99),
ed. H.-O. Meyer and P. Schwandt, Bloomington, Indiana, 1999
AIP Conf. Proc. **512** (1999) 193
- [SAE00] S.A.E.S. Getters
Katalog „Cartridge Pumps“ (1999)
- [Sch01] H. Paetz gen. Schieck
Private Mitteilung (2001)

- [Sch26] E. Schrödinger
Ann. der Physik **79** (1926) 734
- [Ten01a] G. Tenckhoff
MAFIA-Simulationen
Private Mitteilung (2001)
- [Ten01b] G. Tenckhoff
Dissertation voraus (2002)
Private Mitteilung (2001)
- [Tho93] W. J. Thompson
Nucl. Instr. Meth. **A 333** (1993) 443
- [Top01] D. K. Toporkov
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Trü94] A. Trützschler
Diplomarbeit, Universität zu Köln (1994)
- [Vas01] A. Vassiliev
Private Mitteilung
- [Wil38] W. V. Williams
Phys. Rev. **54** (1938) 558
- [Wis01] T. Wise et al.
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Wis01b] T. Wise et al.
Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 042701-1
- [Wis93] T. Wise et al.
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A 349** (1993) 410
- [Zel86] A. N. Zelenski, S. A. Kokhanovskii, V. M. Lobashev and V. G. Polushkin
Nucl. Instr. Meth. **A 245** (1986) 223
- [Zel01] A. N. Zelenski et al.
9th Int. Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01)
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- [Zho96] Z. L. Zhou et al.
Nucl. Instr. Meth. **A 379** (1996) 212

Danksagung

Zum Schluß möchte ich all den Personen danken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck danke ich für die interessante Aufgabenstellung, seine ständige Diskussionsbereitschaft und den großen Freiraum, den ich während meiner Arbeit genießen konnte.
- Ich danke allen Gruppenmitgliedern für das ausgesprochen gute Arbeitsklima. Es hat wirklich Spaß gemacht.
- Besonders bedanken möchte ich mich bei Reinhard Emmerich und Jürgen Ley, die mit ihren Diplomarbeiten zum Gelingen des Lambshift-Polarimeters beigetragen haben. Außerdem gilt mein Dank Astrid Imig und Georg Tenckhoff für ihr eifriges Korrekturlesen.
- Die Experimente im Forschungszentrum Jülich wären ohne Dr. Hellmut Seyfarth, Dr. habil. Frank Rathmann, Maxim Mikirtychiants, Peter Kravtsov, Alexander Vassiliev und die ABS nicht möglich gewesen.
- Bedanken möchte ich mich auch bei W. Haeberli, University of Wisconsin in Madison, für die Leihgabe des Deflektors, beim TRIUMF, Canada, für den verwendeten Spinfilter-Solenoiden und beim LANL, New Mexico, für die Spinfilter-Kavität.
- Mein Dank gebührt auch dem FZ Jülich für die Förderung im Rahmen des FFE-Programms.
- Mein ganz besonderer Dank gilt den Werkstätten und den Tandemoperatoren im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Was hätte ich nur ohne die vielen kleinen und großen Dinge aus der Feinmechanik und der Elektronik-Werkstatt gemacht?! Und wo bekommt man sonst den fehlenden O-Ring oder die kurzfristig notwendige Turbopumpe....

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen - die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie - abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen - noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck betreut worden.

Konferenzbeiträge

- R. Engels, R. Emmerich, J. Ley, M. Mikirtychiants, F. Rathmann, H. Seyfarth, A. Vassiliev and H. Paetz gen. Schieck;
9th International Workshop on Polarized Sources and Targets (PST01);
Nashville, Indiana (2001), wird noch veröffentlicht
- R. Engels, R. Emmerich, J. Ley und H. Paetz gen. Schieck;
DPG Frühjahrstagung in Erlangen, HK 20.2 (2001) 41
- R. Engels, R. Emmerich, J. Ley und H. Paetz gen. Schieck;
DPG Frühjahrstagung in Dresden, HK 19.6 (2000) 239
- R. Engels, R. Emmerich, J. Ley and H. Paetz gen. Schieck;
8th International Workshop on Polarized Sources and Targets (PST99),
ed. A. Gute, S. Lorenz and E. Steffens, Erlangen, 1999
Conf. Proc. Universität Erlangen-Nürnberg (1999) 150
- R. Engels, R. Emmerich, J. Ley und H. Paetz gen. Schieck;
DPG Frühjahrstagung in Freiburg, HK 36.14 (1999) 140

Lebenslauf

Name: Engels
Vorname: Ralf Wilhelm
Geboren: 16.11.1968 in Grevenbroich
Mutter: Helene Engels, geb. Winzen
Vater: Heinz-Hubert Engels
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schul Ausbildung:
1975 - 1979 Katholische Grundschule in Gustorf
1979 - 1988 Pascal-Gymnasium in Grevenbroich
Mai 1988 Abitur

Studium:
Wintersemester 88/89 Beginn des Physikstudiums an der Universität zu Köln
Juli 1995 Beginn der Diplomarbeit im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln mit dem Thema:
„Erweiterung des ${}^3\text{He}(\vec{d},p){}^4\text{He}$ -Tensor-Polarimeters“
April 1997 Abschluß der Diplomarbeit
Mai 1997 Beginn der Promotion in Experimentalphysik

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-3976
März 2002
ISSN 0944-2952