

lingt aus

Interner Bericht

DESY HERMES-95-01

Juni 1995

Weiterentwicklung eines Breit-Rabi-Polarimeters für das HERMES-Experiment am DESY

von

A. Metz



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

Weiterentwicklung eines Breit-Rabi-Polarimeters
für das HERMES-Experiment am DESY

Diplomarbeit
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Alexander Metz ✓
aus Berlin

Durchgeführt
an der Ludwig-Maximilians-Universität, München
und am Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
sowie am DESY, Hamburg
unter Leitung von
Herrn Prof. Dr. G. Graw

München den 18.5.1995

1. Gutachter: Prof. Dr. G. Graw
2. Gutachter: Priv. Doz. Dr. C. Kießling

Zusammenfassung

Das HERMES-Experiment am DESY in Hamburg untersucht die Spinstrukturfunktionen von Proton und Neutron. dafür streut man den HERA-Elektronenstrahl an drei verschiedenen, polarisierten, internen Gastargets aus Wasserstoff (H), Deuterium (D) und Helium (3He). Zur Überwachung der Targetpolarisation des H-/D-Targets wird ein Breit-Rabi-Polarimeter eingesetzt, das in der Lage ist, die relativen Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände eines thermischen Probestrahls aus dem Targetgas zu bestimmen, woraus man die Polarisation des Targets in Abhängigkeit eines äusseren Magnetfeldes berechnen kann. Das Breit-Rabi-Polarimeter ist zunächst an einem Teststand in Heidelberg aufgebaut und getestet worden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit diesen Testmessungen an Deuterium und mit der Weiterentwicklung des Polarimeters für die Bedingungen beim HERMES-Experiment, zum einen sind dies technische Anforderungen, wie der Aufbau einer vollautomatischen Vakuumkontrolle oder der Umbau der zur Analyse des Atomstrahls notwendigen Hochfrequenzübergänge, und zum anderen theoretische Überlegungen, wie die Reduzierung des systematischen Fehlers bei Strahlsignalmessungen.

Die genauen Aufgaben bestanden darin, eine Möglichkeit zur Kalibration des Polarimeters im HERMES-Experiment zu schaffen, dazu war es notwendig, einen Polarisator vor dem Polarimeter zu installieren, der nur bei der Kalibration verwendet wird, und einen neuen Haltefeldmagneten für Hochfrequenzübergänge zu entwickeln, der den besonderen Gegebenheiten bei HERMES Rechnung trägt. Im Zuge der ersten Tests mit diesem neuen System sind systematische Verschiebungen bei Messungen des Strahlsignals entdeckt worden, die durch Dissoziation von H_2 -Molekülen im Ionisationsraum des Quadropolmassenspektrometers hervorgerufen werden und Veränderungen im Meßverfahren des Polarimeters fordern. Zur theoretischen Vorbereitung gehört die Auswertung von Deuteriumpolarisationsmessungen am Teststand in Heidelberg, die zum Verständnis der Analyseverfahren im Polarimeter beitragen, und z.B. die oben angesprochene systematische Verschiebung bestätigen. Diese Messungen waren mein Einstieg in die Arbeit mit dem Polarimeter.

Das Breit-Rabi-Polarimeter soll im Herbst 1995 mit dem gesamten H-/D-Target im HERA-Elektronenstrahl installiert werden, die Vorbereitungen des Polarimeters sind dafür so weit gediehen, daß diesem Termin keine großen Bedenken im Wege stehen. Feinarbeiten und letzte Abstimmungen der Technik und Analyse müssen allerdings noch erledigt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Hyperfeinstruktur bei Wasserstoff- und Deuteriumatomen	7
2.1	Kraft auf ein Wasserstoff-/Deuteriumatom im inhomogenen Magnetfeld	8
2.2	Adiabatische Hochfrequenzübergänge	9
2.3	Die Polarisation eines Wasserstoff- oder Deuteriumgastargets	11
3	Das Wasserstoff/Deuterium Target für HERMES	13
3.1	Die HERMES-Atomstrahlquelle	15
3.2	Das Breit-Rabi-Polarimeter	16
3.2.1	Das Vakuumsystem des Polarimeters	16
3.2.2	Die Analyse des Atomstrahls im Polarimeter	19
3.2.3	Der Atomstrahldetektor	20
4	Die Hochfrequenzübergänge des Polarimeters	22
4.1	Spulen und Kavitäten zur Erzeugung der Hochfrequenzfelder	22
4.2	Das neue Magnetdesign für die statischen Magnetfelder	25
4.2.1	Motivatin für den Bau des neuen Magnetsystems	25
4.2.2	Design und Magnetfelder des neuen Magnetsystems	28
4.2.3	Messungen mit dem neuen Magnetsystem	34
5	Die Sechspolssysteme des Breit-Rabi-Polarimeters für HERMES	39
6	Die Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeter	45
6.1	Die Kalibration am Teststand in Heidelberg	45
6.1.1	Transmissionskorrekturen	46
6.1.2	Effizienzen für Stark- und Schwachfeldübergänge	46
6.1.3	Die Effizienzen der Mittelfeldübergänge	47
6.1.4	Konsistenzmethode zur Auswertung der Effizienzmessungen	48
6.2	Die Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeter für HERMES	50
7	Depolarisationseffekte in einer Speicherzelle	53
7.1	Depolarisation durch Wandstöße	53
7.2	Spinaustauschstöße zwischen Deuteriumatomen	56
7.3	Die Mastergleichung	58
8	Der Teststand für Polarisationsmessungen in Heidelberg	59
8.1	Die Testquelle	59
8.2	Die Speicherzelle	60
9	Polarisationsmessungen mit Deuterium	62
9.1	Vorstellung der Meßergebnisse	62
9.2	Die Parameterisierung	65
10	Diskussion und Ausblick	68

A Die Polarisation von Hyperfeinstrukturzustände	70
A.1 Die Polarisation von Wasserstoff	70
A.2 Die Polarisation von Deuterium	72
B Das MAFIA-Programmpaket	74
B.1 Der FIT-Algorithmus zum Lösen der Maxwell-Gleichungen	74
B.2 Der Aufbau des MAFIA-Programm	76
B.2.1 Der 'Meshgenerator'	76
B.2.2 Der statische 'Solver'	76
B.2.3 Der 'Postprocessor'	77
C Master-Gleichungen für die Spinrelaxation in Speicherzellen	78
C.1 Ratengleichungen zur Wandstoßdepolarisation bei Wasserstoff	78
C.2 Ratengleichungen zur Wandstoßdepolarisation bei Deuterium	78
C.3 Ratengleichungen für Spinaustauschstöße von Wasserstoff	78
C.4 Ratengleichungen für Spinaustauschstöße von Deuterium	79
D Zusammenstellung der Polarisationsmessungen von Deuterium	80
D.1 Messungen für die injizierten Zustände 1, 2, 3 (SFT off)	80
D.2 Messungen für die injizierten Zustände 2, 3, 6 (SFT 1-6 on)	83
D.3 Messungen für die injizierten Zustände 1, 3, 6 (SFT 2-6 on)	85
D.4 Messungen für die injizierten Zustände 1, 2, 5 (SFT 3-5 on)	87

1 Einleitung

Im Jahr 1988 veröffentlichte die EMC-Collaboration (Europäische Myon Collaboration) Daten der tiefinelastischen Myon-Streuung an einem externen polarisierten NH_3 -Target. Die Ergebnisse zeigten eine Diskrepanz von drei Standardabweichungen zur theoretischen Vorhersage der Ellis-Jaffe Summenregel [ELL74]. Im Zuge, der dadurch ausgelösten Diskussionen, sind eine Reihe von Experimenten vorgeschlagen worden, die die Spinstrukturfunktionen von Proton und Neutron mit hoher Genauigkeit messen können, eines davon ist das HERMES-Experiment (HERA MEasurement of Spin-dependent structure functions) am HERA-Elektronenring des DESY in Hamburg [HER90, HER93]. Für die Messung der Strukturfunktionen wird die Methode der tiefinelastischen Streuung (DIS) verwendet, der HERA-Elektronenstrahl mit einem Strahlstrom von $I = 30mA$ und einer Elektronenenergie von $30 - 35GeV$ wird an polarisierten Wasserstoff- (H), Deuterium- (D) bzw. Heliumatomen (3He) gestreut. Die Elektronenpolarisation von annähernd 60% baut sich im zirkulierenden Elektronenstrahl durch den Sokolov-Ternov Effekt [SOK63, DER78] in ca. 20min bei $26.7GeV$ auf [BRB94]. Im HERMES-Experiment können die Strukturfunktionen $g_1^p, g_1^n, g_2^p, g_2^n$ für Proton (p) und Neutron (n), sowie erstmalig die Deuteriumstrukturfunktionen b_1 und Δ gemessen werden. Mit den Ergebnissen kann unter anderen die fundamentale Bjorken-Summenregel [BJO66] überprüft werden, die das Integral der Strukturfunktion über die Bjorkensche Skalenvariable $x = Q^2/2M\nu$ ($Q^2 = -q^2$, q^2 ist der Viererimpuls des virtuellen Photons, M die Nukleonenruhemasse, ν der Energieübertrag des Elektrons.) mit den Kopplungskonstanten g_A und g_V vereinigt, die man aus dem Betazerfall von Neutronen erhält:

$$\int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)]dx = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \frac{n-p}{n+p} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \quad (1.1)$$

Der Term $(1 - \frac{\alpha_s}{\pi})$ drückt Strahlungskorrekturen aus. Setzt man den Beitrag des strange-Quark-Sees zur Spinstruktur null und vernachlässigt Gluonenbeiträge, so lassen sich aus der Bjorken-Summenregel die Ellis-Jaffe-Summenregeln herleiten. Diese vergleichen die Spinstruktur mit dem Betazerfall des Ξ_- und dem des Neutrons. Man erhält für die Spinstrukturfunktionen von Proton und Neutron die Beziehungen:

$$\int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{4}{18} \frac{g_A}{g_V} \frac{n-p}{n+p} + \frac{5}{18} \frac{g_A}{g_V} \frac{n-p}{\Xi_- - \Xi_0} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \quad (1.2)$$

$$\int_0^1 g_1^n(x)dx = \frac{1}{18} \frac{g_A}{g_V} \frac{n-p}{n+p} + \frac{5}{18} \frac{g_A}{g_V} \frac{n-p}{\Xi_- - \Xi_0} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \quad (1.3)$$

Eine weitere Summenregel, die mit den Messungen überprüft werden kann ist die Burkhardt-Cottingham-Summenregel [BUR70]:

$$\int_0^1 g_2(x, Q^2)dx = 0 \quad (1.4)$$

Um eine hohe und variable Polarisaton mit einer hohen Luminosität zu verbinden, werden Speicherzellen als interne Gastargets eingesetzt, in die mit verschiedenen Atomstrahlquellen polarisierte Atome injiziert werden können. Durch den Einsatz der Speicherzellen wird die Targetflächendichte n gegenüber einem freien Atomstrahl um mehr als zwei Größenordnungen angehoben und eine akzeptable Luminosität \mathcal{L} bzw. Zählrate N erzielt.

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma = n \cdot I \cdot \sigma \quad (1.5)$$

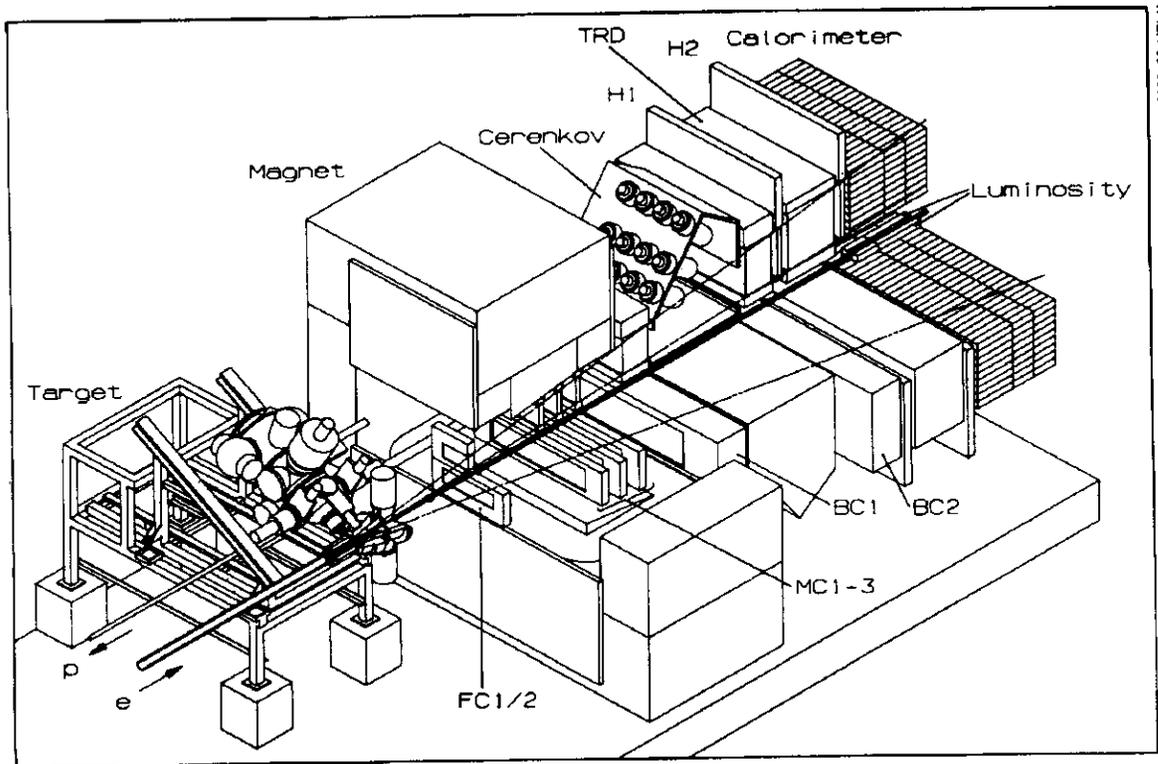


Abb. 1.1: Skizze des Aufbaus für das HERMES-Experiment. Der Elektronenstrahl passiert das Experiment von links nach rechts, links vorn kann man auch die Atomstrahlquelle und die Targetkammer des H-/D-Targets erkennen. Jeweils vor, innerhalb und hinter dem Spektromettermagneten (Magnet) werden Driftkammern (FC, MC, BC) installiert. Es schließen sich ein Cerenkov-Zähler (Cerenkov), ein Hodoskope (H), ein Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) und ein Kalorimeter (Calorimeter) an. Die Luminosität wird mit Luminositätsmonitoren (Luminosity) mittels Möller-Streuung gemessen.

σ ist der Wirkungsquerschnitt, und I der Strahlstrom. In Abbildung 1.1 ist in einer Skizze, der Aufbau für das HERMES-Experiment zu sehen. Vorn links ist der Targetbereich dargestellt, bestehend aus der HERMES-Atomstrahlquelle, einer Targetkammer und dem hier nicht abgebildeten Breit-Rabi-Polarimeter. Vor, innerhalb und hinter dem Spektromettermagneten sind Driftkammern montiert und daran anschließend ein Cerenkov-Zähler, ein Hodoskope, ein Übergangsstrahlungsdetektor und ein Kalorimeter. Die Luminosität wird mit Luminositätsmonitoren mittels Möller-Streuung gemessen.

Die Verwendung eines Speicherzellentargets für HERMES läßt einen sehr niedrigen Untergrund und damit einen in kurzer Zeit erreichbaren niedrigen statistischen Fehler erwarten. Für das H-/D-Target werden dabei eine Atomstrahlquelle höchster Intensität und Polarisation, eine Speicherzelle sowie ein Breit-Rabi-Polarimeter als Targetmonitor eingesetzt. Beim ${}^3\text{He}$ -Target kommt eine Laser-betriebene Quelle zum Einsatz. Die Targetpolarisation wird für beide Targets durch ein magnetisches Haltefeld aufrecht erhalten, dabei sind erstmalig longitudinale sowie transversale Targetpolarisation zum longitudinal polarisierten Elektronenstrahl möglich. Der systematische Fehler des Experiments wird durch die unabhängige Bestimmung von $g_{1,2}^n$ aus ${}^3\text{He}$ -

Daten und kombinierten H - und D -Daten, sowie allgemein durch die Möglichkeit der schnellen Polarisationsumkehr des Targets minimiert. Unentbehrlich für einen geringen systematischen Fehler bei den H -/ D -Messungen ist ein hochpräzises Polarimeter zur Messung der Polarisation des Gastargets. Auf das gespeicherte, polarisierte Gas wirken verschiedene Effekte, die zu einer Depolarisation des Targets führen, dies sind z.B.: Wandstoßrelaxation, Spinaustauschstöße, Rekombination und Bunchfelddepolarisationen durch den Elektronenstrahl. Für die gesamte Target-Sektion des HERMES-Experiments ist eine Kollaboration aus Heidelberg, Liverpool, Madison, Marburg und München verantwortlich.

Das Breit-Rabi-Polarimeter ist von den Universitäten Marburg und München sowie dem Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg aufgebaut worden. An einem Teststand in Heidelberg sind mit dem Polarimeter erste Messungen durchgeführt worden, die zum einen dazu dienten, die Funktionsfähigkeit des Polarimeters für Wasserstoff und Deuterium zu zeigen, und zum anderen, um umfangreiche Betriebserfahrungen zu sammeln [GAU91, BBR91, LIN93, SIM94, BBR95]. Die Messungen mit Deuterium waren mein Einstieg in die Diplomarbeit. Im Herbst 94 ist das Breit-Rabi-Polarimeter von Heidelberg in die PETRA-Nord-West-Halle (Jadehalle) am DESY umgezogen und wird dort für den Einsatz im HERMES-Experiment vorbereitet. Es werden erste Experimente mit dem H -/ D -Target bestehend aus dem Breit-Rabi-Polarimeter, der HERMES-Atomstrahlquelle und der Targetkammer gemacht.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich in den Kapiteln 3 bis 6 ausschließlich mit der Weiterentwicklung des Breit-Rabi-Polarimeters für die Bedingungen im HERMES-Experiment, die sich grundlegend vom Teststand in Heidelberg unterscheiden. In Kapitel 2 werden allgemeine Grundlagen für Wasserstoff- und Deuteriumatome in Magnetfeldern beschrieben, die für das Verständnis der folgenden Kapitel notwendig sind. In Kapitel 3 wird das H -/ D -Target beschrieben, die Kapitel 4 und 5 gehen auf Veränderungen des Polarimeters für HERMES ein und Kapitel 6 auf die dadurch entstehenden Konsequenzen bei Messungen. In den Kapiteln 7 bis 9 beschreibe ich Deuterium-Polarisationsmessungen mit dem Breit-Rabi-Polarimeter am Teststand in Heidelberg. Kapitel 7 liefert Grundlagen zur Auswertung der Messungen, Kapitel 8 dokumentiert die Meßapparatur und in Kapitel 9 werden die Messungen mit der dazugehörigen Auswertung vorgestellt. In Kapitel 10 werden die Ergebnisse der Arbeit diskutiert.

2 Hyperfeinstruktur bei Wasserstoff- und Deuteriumatomen

Als Hyperfeinstruktur bezeichnet man eine Struktur in Atomspektren, die durch den Einfluß des Atomkerns auf die Elektronenhülle hervorgerufen wird. Die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten von Atomkern und Elektronenhülle erzeugt bei Zuständen mit unterschiedlichem Gesamtspin $F = I + J$ bei sonst gleichen Quantenzahlen eine Energieaufspaltung (Hyperfeinstrukturaufspaltung), ihre Zustände sind jeweils $2(F + 1)$ fach entartet. Die Entartung kann durch ein äusseres Magnetfeld aufgehoben werden. Die Aufspaltungsenergie der einzelnen Zustände in Abhängigkeit eines starken äusseren Magnetfeldes (Paschen-Back-Gebiet) läßt sich mit der Formel 2.1 berechnen [HAK83].

$$\Delta E_{HFS} = g_J \mu_B m_J B_z + a m_I m_J - g_I \mu_I m_I B_z \quad (2.1)$$

Dabei sind g_J der g-Faktor des Elektrons, μ_B das Bohr-Magneton, B_z die Feldstärke des Magnetfeldes, a eine Kopplungskonstante zwischen Kernspin und Hüllenspin, g_I der Kern-g-Faktor, μ_I das Kernmagneton, sowie m_I und m_J die m-Quantenzahlen des Kern- bzw. Hüllenspins. Der erste Term berücksichtigt die Wechselwirkung des Hüllenspins mit dem Magnetfeld, der zweite Term die Kopplung des Kernspins mit dem Hüllenspin und der dritte Term die Wechselwirkung des Kernspins mit dem äusseren Magnetfeld. Bei Magnetfeldern, die kleiner als 300kGauß sind, kann die Wechselwirkung zwischen Kernspin und Magnetfeld aufgrund des kleinen Kernmagneton vernachlässigt werden. Tabelle 2.1 führt alle wichtigen Kenngrößen in diesem Zusammenhang für das Wasserstoff- und Deuteriumatom auf.

		Wasserstoff	Deuterium
Kernspin	I	$\frac{1}{2}$	1
Hüllenspin	J	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Gesamtspin	F	0, 1	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$
# Zustände	$\sum_F (2F + 1)$	4	6
Kern-g-Faktor	g_I	5.586	0.857
Kopplungskonstante	a [eV]	$5.878 \cdot 10^{-6}$	$1.354 \cdot 10^{-6}$
Aufspaltungsenergie	$\Delta E_{(B=0)} = \frac{a}{h}$ [MHz]	1420.41	327.45
kritisches Feld	$B_c = a/2\mu_B$ [G]	507	117

Tab. 2.1:

Wichtige Kenngrößen des Wasserstoff- und Deuteriumatoms. Die Energieaufspaltung für den $1S_{1/2}$ Grundzustand ohne äusseres Feld kann man aus dem Kopplungsterm a berechnen. Das kritische Feld B_c gilt als Maß für die Entkopplung von Kern- und Hüllenspin.

In Abbildung 2.1. sind die Breit-Rabi-Diagramme für Wasserstoff und Deuterium dargestellt. Diese zeigen die Abhängigkeit der Energieeigenwerte der Hyperfeinstrukturaufspaltung von einem äusseren Magnetfeld. In den Diagrammen sind zwei Paare von Quantenzahlen aufgeführt, zum einen der Gesamtspin F mit der magnetischen Quantenzahl m_F und zum anderen die magnetischen Quantenzahlen des Kern- und Hüllenspins m_I, m_J . Für Wasserstoff und Deuterium unterscheidet man vier bzw. sechs Zustände, die von oben nach unten durchnummeriert werden. Die Entkopplung von Kern- und Hüllenspin kann man daran erkennen, daß die Kurven mit wachsendem Feld eine konstante Steigung bekommen. Ein Maß für die Entkopplung ist das sogenannte kritische Feld B_c , dies ist die Feldstärke, die vom Kern erzeugt und vom Elektron gesehen wird.

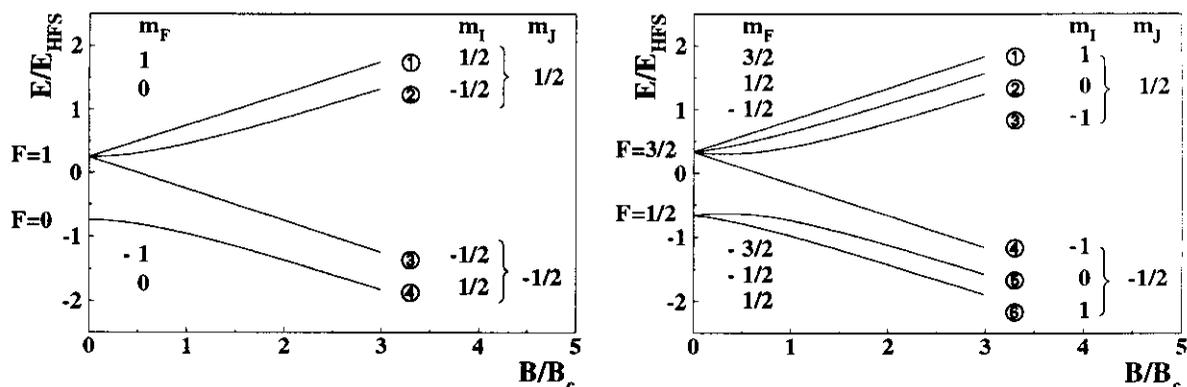


Abb. 2.1:

Breit-Rabi-Diagramme für Wasserstoff (links) und Deuterium (rechts). Es sind die Quantenzahlpaare F , m_F und m_I , m_J angegeben. Die Zustände sind von oben nach unten durchnummeriert. Man sieht deutlich, daß im starken Feld die Steigung der Kurven konstant wird, und sie in Geraden übergehen. Der Effekt beruht auf der zunehmenden Entkopplung von Kern- und Hüllenspin mit steigendem Magnetfeld.

2.1 Kraft auf ein Wasserstoff-/Deuteriumatom im inhomogenen Magnetfeld

Aus dem Potential V_i eines Wasserstoff- oder Deuteriumatoms im Hyperfeinstrukturzustand i (Abb. 2.1) kann man die Kraft F_i auf das Atom im inhomogenen Magnetfeld herleiten, es gilt [MAY85]:

$$\vec{F}_i = -\vec{\nabla} V_i = -\frac{\partial V_i}{\partial B} \vec{\nabla} \vec{B} = -\mu_i(B) \vec{\nabla} \vec{B} \quad (2.2)$$

\vec{B} ist der magnetische Fluß und B der dazugehörige Betrag des Flusses. Das effektive magnetische Moment $\mu_i = \partial V/\partial B$ ist direkt durch die Steigung im Breit-Rabi-Diagramm gegeben (Abb 2.1). Mit dem Wechsel des Vorzeichens der Steigung kehrt sich auch die Richtung der Kraft um, so haben z.B. für Wasserstoff die Zustände 1+2 ein positives Vorzeichen für μ_i und 3+4 ein negatives Vorzeichen. Aufgrund dieses Unterschiedes kann man die Zustände 1+2 und 3+4 in einem inhomogenen Magnetfeld voneinander trennen. Stern und Gerlach nutzten diesen Effekt bereits 1921 zur Messung des magnetischen Momentes von Silberatomen [GER21, GER22]. Wird ein magnetischer Multipol zur Trennung benutzt, so erhält man radialsymmetrische Kräfte, da sowohl der Betrag des Multipolfeldes als auch der Gradient des Betrages radialsymmetrisch sind. Die Atome werden beim Durchfliegen eines solchen Multipolfeldes in Abhängigkeit ihres Hüllenspins zur Achse des Magneten hin fokussiert oder von ihr weg defokussiert. Besonders geeignet dafür sind Sechspolmagnete, da der Betrag ihres Feldes proportional zum Quadrat des Radius ist, es gilt [HAL80]:

$$|\vec{B}_{\delta Pol}| = B_{PS} \left(\frac{r}{r_i} \right)^2 \quad (2.3)$$

Dabei ist B_{PS} das Polspitzenfeld des Sechspolmagneten beim Öffnungsradius r_i und r der Radius der Feldkoordinate. Im starken Feld eines Multipolmagneten werden Wasserstoff- und Deuteriumatome gleicher thermischer Energie in der selben Art und Weise fokussiert, sodaß man für beide Atomsorten nur ein Magnetsystem benötigt. Die Hyperfeinstrukturzustände von

Deuterium werden ebenfalls nach ihren Feinstrukturzuständen durch einen Multipolmagneten fokussiert oder defokussiert.

2.2 Adiabatische Hochfrequenzübergänge

Gezielte Umbesetzungen zwischen einzelnen Hyperfeinstrukturzustände werden sowohl in Atomstrahlquellen zur Erhöhung der Polarisation als auch im Breit-Rabi-Polarimeter zur Analyse des Atomstrahls eingesetzt. Man benutzt dabei adiabatische Hochfrequenzübergänge [ABR58, HAE67], die vom Prinzip her geeignet sind, die Besetzungszahlen zweier Hyperfeinstrukturzustände mit 100% Effizienz zu vertauschen.

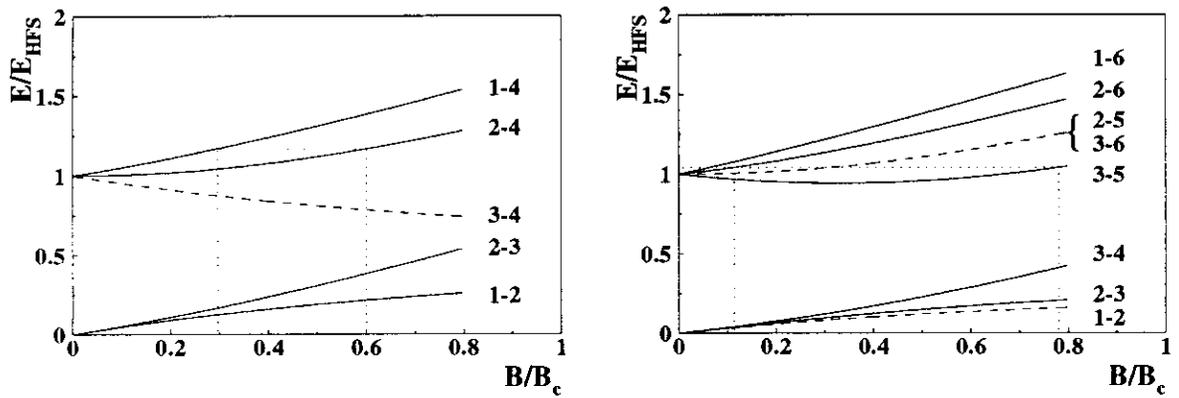


Abb. 2.2:

Die Diagramme zeigen die Abhängigkeit der Energiedifferenzen zwischen den Hyperfeinstrukturzuständen vom äusseren Magnetfeld, Wasserstoff links, Deuterium rechts. Die Energiedifferenzen sind jeweils nach der Aufspaltungsenergie für $B = 0$ skaliert und das Magnetfeld in Einheiten der kritischen Felder B_c . In den Diagrammen sind die Differenzen aller möglichen Übergänge gezeigt. Mit den gepunkteten Linien wird verdeutlicht, wie mit einer festen Hochfrequenz durch die entsprechende Einstellung des statischen Magnetfeldes verschiedene Hochfrequenzübergänge angeregt werden können. Die gestrichelt gezeichneten Energiedifferenzen werden im Polarimeter nicht für Übergänge verwendet.

Um adiabatische Übergänge zu erzeugen, hebt man die Entartung der Hyperfeinstrukturzustände durch ein statisches Magnetfeld, das von einem linearen Gradientenfeld in Strahlrichtung überlagert wird, auf und strahlt eine Hochfrequenz mit der Energie der Hyperfeinstrukturaufspaltung ein. Die Abhängigkeit der Übergangsenergien für Wasserstoff und Deuterium vom äusseren Magnetfeld sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Klassisch kann man adiabatische Hochfrequenzübergänge folgendermaßen beschreiben: In einem äusseren Feld rotiert das magnetische Moment eines Atoms \vec{M} mit der Larmorfrequenz ω_L um den Richtungsvektor des Magnetfeldes (Abb. 2.3 a.). Für die Larmorfrequenz ω_L gilt:

$$\omega_L = g_J \frac{\mu_B B_z}{\hbar} \quad (2.4)$$

Es ist g_J der g-Faktor der Atomhülle, μ_B das Bohrmagneton, \hbar das Plancksche Wirkungsquantum und B_z der Betrag des äusseren Magnetfeldes. In einem mit der Larmorfrequenz rotierenden System ruht das magnetische Moment, und das statische Feld verschwindet (Larmor-Theorem).

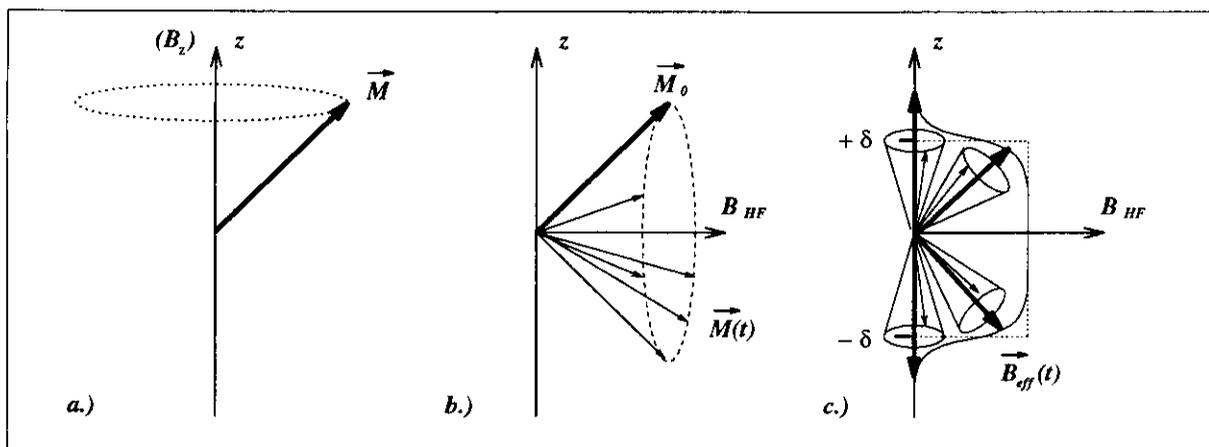


Abb. 2.3:

Zur Funktion eines adiabatischen Hochfrequenzübergangs:

- Präzession des magnetischen Moments in einem Magnetfeld B_z .
- Präzession in einem mit der Larmorfrequenz rotierenden System um das resonante Hochfrequenzfeld B_{HF} .
- Präzession beim Durchflug eines adiabatischen HF-Übergangs im rotierenden System.

Ein resonantes Hochfrequenzfeld erscheint in diesem rotierenden System als ortsfestes, statisches Feld, das magnetische Moment beginnt, um dessen Feldvektor zu rotieren (Abb. 2.3 b.). Der Trick bei adiabatischen Übergängen besteht darin, das Magnetfeld im Bereich der Hochfrequenz linear steigen oder fallen zu lassen. Damit gibt es beim Flug eines Atoms durch den HF-Übergang nur einen Punkt mit exakten Resonanzbedingungen. Vor dem Resonanzpunkt nimmt das effektiv wirksame Hochfrequenzfeld \vec{B}_{eff} langsam zu und nach passieren des Punktes wieder ab. Das magnetische Moment des Atoms folgt dabei der Richtung von \vec{B}_{eff} und wird z.B. wie in Abbildung 2.3 c. langsam, adiabatisch von oben nach unten gedreht, klassisch gesehen wurde dabei die z-Komponente des magnetischen Moments \vec{M} vertauscht, quantenmechanisch wurde die magnetische Quantenzahl m_M des Moments zu $-m_M$. Auf diese Weise werden zwei entsprechende Hyperfeinstrukturzustände ausgetauscht. Voraussetzung für einen Übergang mit hoher Effizienz ist, daß die gewählten Feldstärken der Adiabatenbedingung gehorchen.

$$\frac{gJ\mu_B}{\hbar} B_{HF}^2 \gg 2 \frac{\langle v \rangle}{l} \Delta B_z \quad (2.5)$$

B_{HF} ist die Amplitude des HF-Feldes, ΔB_z die Änderung des statischen Magnetfeldes auf der Länge des Übergangs l , $\langle v \rangle$ die mittlere Geschwindigkeit der Atome. Die Adiabatenbedingung erhält man aus der Forderung, daß die Änderung des effektiven Magnetfeldes \vec{B}_{eff} langsam im Vergleich zur Larmorpräzession des magnetischen Moments um \vec{B}_{eff} geschehen muß [SIM94].

Man unterscheidet drei verschiedene Arten adiabatischer Hochfrequenzübergänge, die historisch bedingten Bezeichnungen sind: Schwach-, Stark- und Mittelfeldübergänge (WFT, SFT und MFT). Einen Überblick der möglichen Übergänge liefert Tabelle 2.2. Ein SFT läuft zwischen zwei Zuständen des Breit-Rabi-Diagramms mit $\Delta F = 1$ ab. Er kann sowohl als π -Übergang mit senkrechter Orientierung von B_{HF} zu \vec{B}_z , wie auch als σ -Übergang mit paralleler Orientierung betrieben werden, dabei ist $\Delta m_F = 1$ bzw. 0. Mittelfeldübergänge sind π -Übergänge, wobei sich der Gesamtspin der einzelnen Zustände nicht ändert. Es ist möglich durch geschickte Wahl des statischen Magnetfeldes bzw. des dazugehörigen Gradientenfeldes, einzelne oder mehrere Mittel-

		Orientierung B_{HF} zu B_z	Auswahlregel	Wasserstoff	Deuterium
WFT	π	\perp	$\Delta F = 0, m_F \leftrightarrow -m_F$	1-3	1-4 + 2-3
MFT	π	\perp	$\Delta F = 0, \Delta m_F = 1$	1-2, 2-3	1-2, 2-3, 3-4
SFT	π	\perp	$\Delta F = 1, \Delta m_F = 1$	1-4, 3-4	1-6, 3-6, 2-5
SFT	σ	\parallel	$\Delta F = 1, \Delta m_F = 0$	2-4	2-6, 3-5

Tab. 2.2:

Übersicht der verschiedenen Hochfrequenzübergänge, Schwachfeld-, Starkfeld- und Mittelfeld-Übergänge (WFT, SFT und MFT).

feldübergänge in einem Hochfrequenzbereich zu betreiben. Erzeugt man mehrere Übergänge auf einmal, so sind ihre Resonanzpunkte räumlich voneinander getrennt. Es kommt auf die Richtung des Gradientenfeldes an in welcher Reihenfolge die Übergänge arbeiten. Schwachfeldübergänge betreibt man mit einem so geringen statischen Feld, daß die Aufspaltungsenergien zwischen im Nullfeld entarteten Zuständen gleich sind. Dies hat zur Folge, daß alle theoretisch möglichen Übergänge gleichzeitig an einem Ort induziert werden. Es kommt zu einem Austausch der Zustände 1-3 bei Wasserstoff und 1-4 + 2-3 bei Deuterium.

2.3 Die Polarisation eines Wasserstoff- oder Deuteriumgastargets

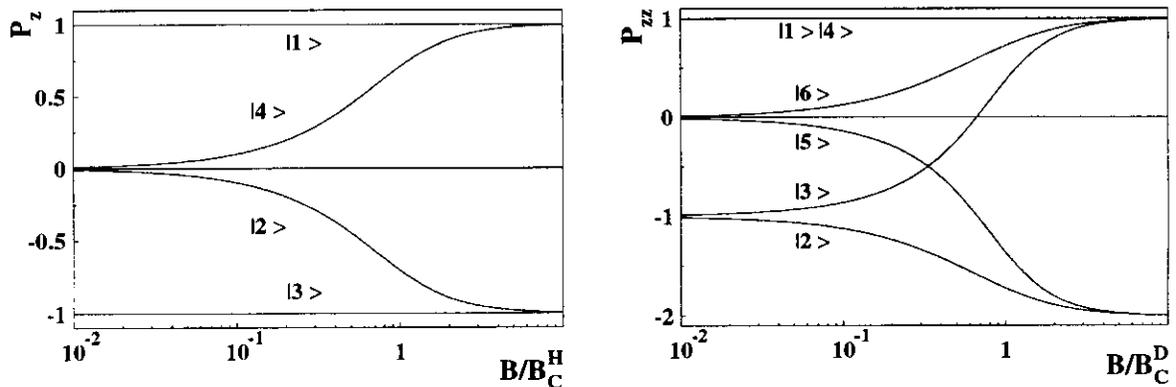


Abb. 2.4:

Erwartungswerte der nuklearen Vektorpolarisation von Wasserstoff (links, Formel A.12) bzw. der nuklearen Tensorpolarisation von Deuterium (rechts, Formel A.21) für die einzelnen Hyperfeinstrukturzustände in Abhängigkeit eines äusseren Magnetfeldes $x = B/B_C$. Die Gleichungen für die Vektorpolarisationen der Zustände von Deuterium sind in A.18 aufgelistet. Man sieht, daß die Zustände 1+3 bei Wasserstoff (1+4 bei Deuterium) reine Zustände sind und ihre Polarisation nicht vom Magnetfeld abhängt. Sie sind bereits Eigenzustände der Elektronen- und Kernpolarisation für beliebige Magnetfelder. Die anderen Zustände kann man mit Hilfe von Mischungswinkeln aus Eigenzuständen der Polarisation beschreiben (Anhang A).

Ein polarsiertes Gastarget besteht aus einem Ensemble von Atomen. Im HERMES-Experiment kommt es dabei vor allem auf die Kernpolarisation des Targets an. Zur Beschreibung der Kern-

polarisation eines Spin $1/2$ Teilchens definiert man die Gesamtzahl N und die Vektorpolarisation P_z , bei einem Deuteriumkern mit Spin 1 kommt zusätzlich noch die Tensorpolarisation P_{zz} hinzu. Berechnen kann man die Polarisationen für Spin- $1/2$ -Teilchen aus der Anzahl der Teilchen $N_{+1/2}$

	Spin I	Gesamtzahl N	Vektorpolarisation P_z	Tensorpolarisation P_{zz}
Wasserstoff	$1/2$	$N_{+1/2} + N_{-1/2}$	$(N_{+1/2} - N_{-1/2})/N$	-
Deuterium	1	$N_1 + N_0 + N_{-1}$	$(N_{+1} - N_{-1})/N$	$N_{+1} - 2N_0 + N_{-1})/N$

Tab. 2.3:

Berechnung der Tensor- und Vektorpolarisation aus den Besetzungszahlen des Kernspins der Atome.

mit Kernspin $+1/2$ bzw. $N_{-1/2}$ mit Spin $-1/2$, für Spin-1-Teilchen führt man analog N_{-1} , N_0 und N_{+1} ein. Die Definitionen der Polarisationen und N aus den Anzahlen liefert Tabelle 2.3 [FIC71].

Für das Breit-Rabi-Polarimeter benötigen wir eine etwas andere Darstellung der Kernpolarisation. Das Polarimeter mißt die relativen Bestzungszahlen der einzelnen Hyperfeinstrukturzustände, für Wasserstoff sind das n_1 , n_2 , n_3 und n_4 und für Deuterium entsprechend sechs Besetzungszahlen. Die Polarisation dieser einzelnen Zustände ist vom äusseren Magnetfeld abhängig und wird für P_z bei Wasserstoff und P_{zz} bei Deuterium in Abbildung 2.4 dargestellt. Man kann die Hyperfeinstrukturzustände als eine Mischung von Eigenzuständen des Atomspins beschreiben, dazu wird ein sogenannter Mischungswinkel definiert, der vom Verhältnis $x = B/B_c$ abhängt. Eine vollständige mathematische Beschreibung für Wasserstoff und Deuterium wird in Anhang A gegeben.

3 Das Wasserstoff/Deuterium Target für HERMES

Das HERMES-Experiment arbeitet mit einem internen Wasserstoff/Deuterium Gastarget, das aus drei wesentlichen Teilen besteht: Einer Atomstrahlquelle höchster Intensität und Polarisation, einer Speicherzelle, um die Targetdichte zu erhöhen, und einem Breit-Rabi-Polarimeter zur Überwachung der Targetpolarisation. In Abbildung 3.1 ist das Target schematisch dargestellt.

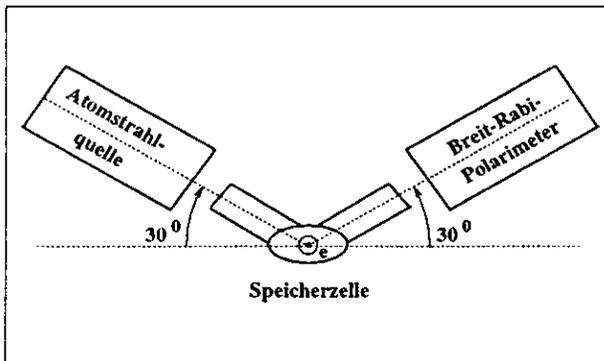
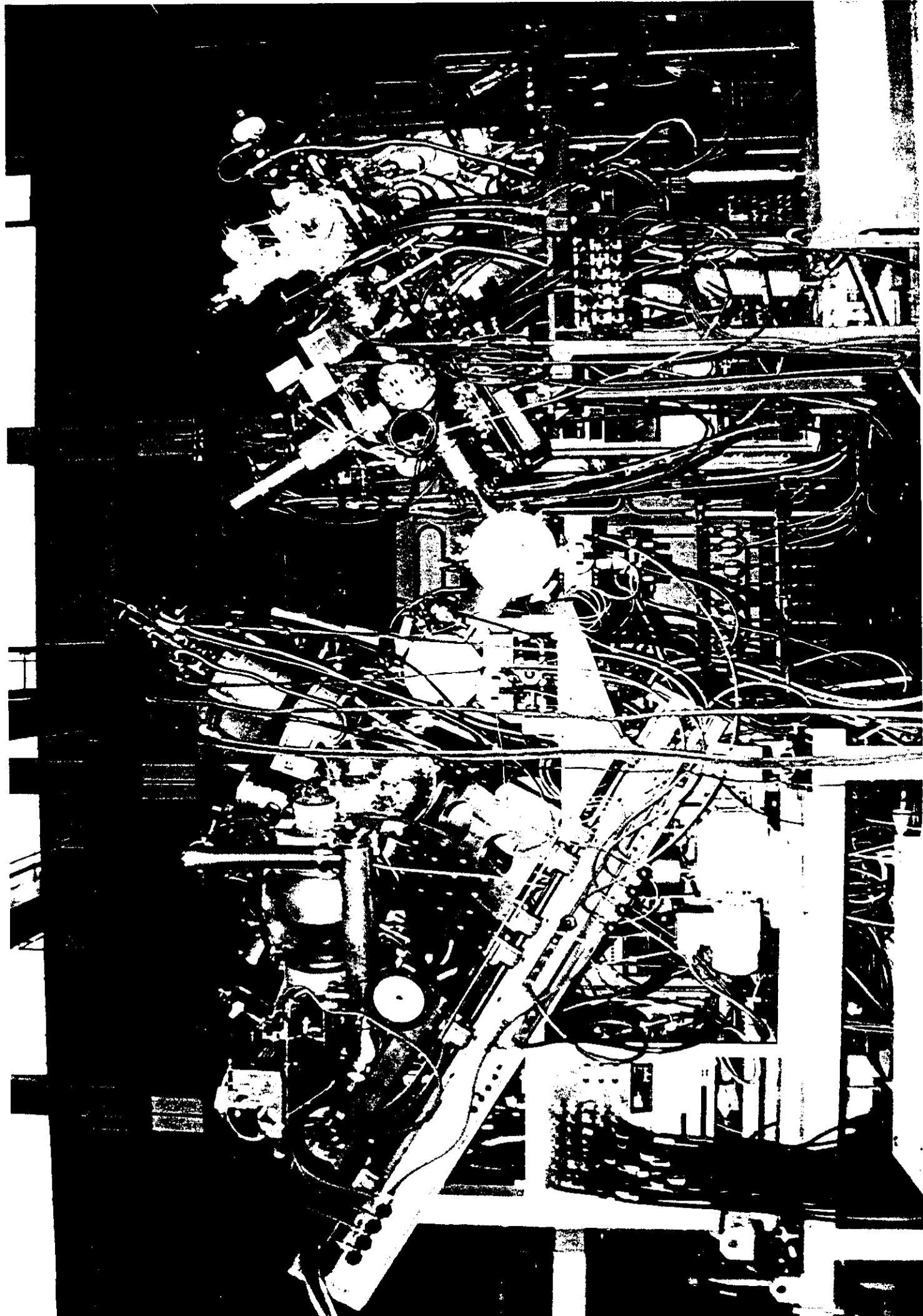


Abb. 3.1:
Schematischer Aufbau des Wasserstoff/Deuterium Targets für HERMES. Die Atomstrahlquelle injiziert einen polarisierten Atomstrahl unter 30° in die im wesentlichen aus einem elliptischen Rohr bestehende Speicherzelle, dort findet die Wechselwirkung mit dem HERA-Elektronenstrahl statt. Mit einem Probenrohr wird ein Teststrahl aus Atomen des Wechselwirkungsbereiches in das Breit-Rabi-Polarimeter gelenkt, wo die Targetpolarisation gemessen wird.

Die Atomstrahlquelle injiziert einen polarisierten Strahl aus Wasserstoff- oder Deuteriumatomen in das Eintrittsrohr der Speicherzelle. Die Atome halten sich dann einige $100\mu\text{s}$ in der Speicherzelle auf, bevor sie den Wechselwirkungsbereich mit dem HERA-Elektronenstrahl verlassen. Der Elektronenstrahl verläuft senkrecht zu dem in Abbildung 3.1 gezeigten Schnitt. Durch den Einsatz einer Speicherzelle wird die Targetdichte um zwei Größenordnungen gegenüber einem freien Atomstrahltarget auf ca. $n = 10^{14}$ Atome/ cm^2 erhöht. Die Atome machen ca. 370 Wandstöße, bevor sie die Speicherzelle verlassen [BBR91]. Im Targetbereich können magnetische Haltefelder parallel und senkrecht zum Elektronenstrahl erzeugt werden. Für Wasserstoff gilt: $B_{\parallel} = 3.5\text{kGau\ss}$, $B_{\perp} = 1.5\text{kGau\ss}$, bei Deuterium sind die Felder wegen des geringeren kritischen Magnetfeldes kleiner: $B_{\parallel} = B_{\perp} = 0.6\text{kGau\ss}$. Atomstrahlquelle und Polarimeter sind jeweils um 30° gegenüber der Horizontalen geneigt, sodaß keine Atome in das Polarimeter gelangen, ohne im Wechselwirkungsbereich gewesen zu sein. Ca. 10% der injizierten Atome verlassen die Speicherzelle in Richtung Polarimeter, um dort analysiert zu werden. Die Wandstoßrate dieser Atome ist ca. 30% kleiner, als die der übrigen Atome.

Das Wasserstoff/Deuterium Target wird voraussichtlich im November 1995 in den HERA-Speicherring eingebaut. Bis dahin wird das Target in der PETRA-Nord-West-Halle am DESY getestet. Für diesen Testaufbau sind zunächst Polarimeter und Atomstrahlquelle noch ohne die vollständige Targetzelle aufgebaut worden. Der Aufbau ist auf dem Foto (Seite 14) gezeigt. Links sieht man die Atomstrahlquelle und rechts das etwas kleinere Polarimeter. Beide Apparaturen sind mit einer Testkammer verbunden, die zu ersten Analyseexperimenten dient. Um den Atomstrahl der Quelle auf die Achse des Polarimeters zu lenken, benutzen wir statt der Targetzelle ein ca. 200mm langes Teflonrohr mit einem Durchmesser von 1cm . Es gab kein Magnetfeld im Bereich des Röhrchens, sodaß eine gewisse Depolarisation und Rekombination von Wasserstoffatomen in Kauf genommen werden mußte. Mit diesem Testaufbau ist die HERMES-Konfiguration des Breit-Rabi-Polarimeters zum ersten mal getestet worden.



3.1 Die HERMES-Atomstrahlquelle

Eine Atomstrahlquelle besteht prinzipiell aus drei Funktionseinheiten: Dissoziation, Strahlformung und Polarisierungserzeugung. Im Dissoziator wird ein Hochfrequenzplasma aus Wasserstoff- oder Deuteriumgas erzeugt, in dem durch Elektronenaustauschstöße ungebundene Molekülzustände angeregt werden, die schließlich in Atome dissoziieren. Die Atome verlassen den Dissoziator als Überschallstrahl durch eine gekühlte Düse und werden mit Hilfe eines Skimmers und eines Kollimators zu einem Atomstrahl geformt [CLA56]. Polarisiert wird der Strahl durch die in Kapitel 2 beschriebenen Prinzipien, mit Hilfe von Sechspolmagneten und Hochfrequenzübergängen. Die Sechspolmagneten blenden Hyperfeinstrukturzustände mit negativer

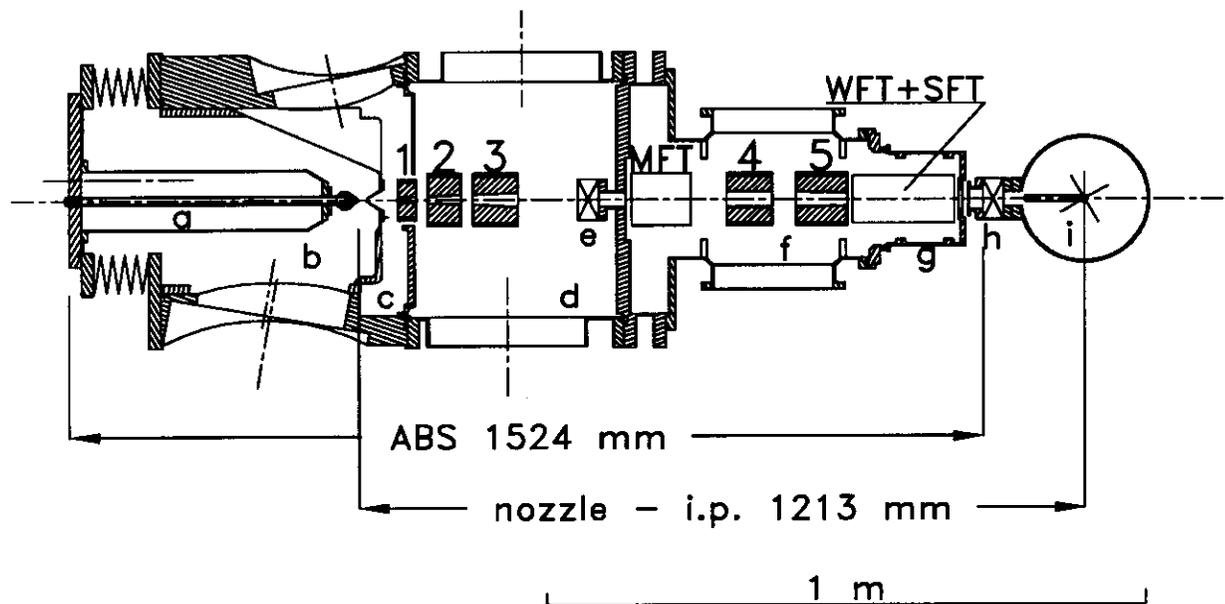


Abb. 3.2:

Vertikalschnitt durch die HERMES-Atomstrahlquelle entlang der Strahlachse. Von links nach rechts sieht man den Dissoziator (a), die Dissoziator- und Skimmerkammer (b), die Skimmerkammer (c), die 1. Sechspolmagnetenkammer (d) mit drei Sechspolmagneten, die 2. Sechspolmagnetenkammer (f) mit dem MFT und zwei Sechspolmagneten, den Appendix (g) mit den WFT + SFT sowie die Targetkammer (i). Ventile sind zwischen 1. und 2. Sechspolmagnetenkammer (e) und zwischen Appendix und Targetkammer (h). Im Experiment ist die Strahlachse um 30° gegenüber der Horizontalen geneigt.

m -Quantenzahl für den Elektronenspin aus, während sie gleichzeitig Zustände mit positiver m -Quantenzahl fokussieren. Mit den HF-Übergängen können die Besetzungszahlen von Hyperfeinstrukturzuständen gezielt vertauscht werden. Zur Erzeugung der Polarisierung durchläuft der Atomstrahl drei Sechspolmagneten, dann einen Mittelfeldübergang, zwei weitere Sechspolmagneten und schließlich einen Stark- oder Schwachfeldübergang. Das Sechspolmagneten-System der Quelle wurde speziell für den Einsatz bei HERMES optimiert [LOR93] und kann einen Fluß von ca. $1 \cdot 10^{17}$ Atomen/s in die Speicherzelle injizieren. Einen Überblick der gesamten Atomstrahlquelle liefert Abbildung 3.2. In Tabelle 3.1 ist eine Auswahl von Kombinationen der Besetzungszahlen und der damit verbundenen Polarisierungen im starken Feld, die in die Speicherzelle injiziert werden können, aufgelistet. Weitere Informationen, die über das Maß dieser Arbeit hinaus gehen, sind unter anderem in [STO93, STO94a-c, FUN95, und FUN95b] gegeben.

	eingeschaltete HF-Übergänge		injizierte Zustände	Vektorpolarisation P_z	Tensorpolarisation P_{zz}
	1. Sektion	2. Sektion			
Wasserstoff		SFT 2-4	1 + 4	+1	-
		WFT 1-3	2 + 3	-1	-
Deuterium	MFT 3-4	SFT 2-6	1 + 6	+1	+1
	MFT 3-4	WFT 1-4,2-3	3 + 4	-1	+1
	MFT 1-4	SFT 2-6	3 + 6	0	+1
	MFT 1-4	SFT 3-5	2 + 5	0	-2

Tab. 3.1:

Übersicht aller für HERMES geforderten Targetpolarisationen und der in der Atomstrahlquelle benötigten Hochfrequenzübergänge. Die angegebenen injizierten Zustände beziehen sich auf einen idealen Atomstrahl, die dazugehörigen Polarisationen sind für ein starkes Haltefeld berechnet.

3.2 Das Breit-Rabi-Polarimeter

Das Breit-Rabi-Polarimeter hat die Aufgabe, die Polarisation H-/D-Targets ständig zu überwachen. Genaue und schnelle Messungen der Targetpolarisation sind aufgrund vielfältiger Depolarisationseffekte in der Speicherzelle notwendig. Zu solchen Effekten gehören die Bunchfelddepolarisation durch den HERA-Elektronenstrahl, Depolarisation aufgrund von Wandstößen, Spinaustauschstöße der Teilchen untereinander sowie Rekombination von Wasserstoff- bzw. Deuteriumatomen. Die Effekte werden im zweiten Teil der Arbeit ausführlicher besprochen. Polarisationsmessungen mit dem Breit-Rabi-Polarimeter basieren auf Intensitätsänderungen des Strahlsignals, die durch das Zusammenspiel von adiabatischen Hochfrequenzübergängen zwischen den Hyperfeinstrukturzuständen eines Atoms und der anschließenden Polarisation nach Feinstrukturzuständen durch Sechspolmagnete erzeugt werden. Durch Auswertung der Signaländerungen im Detektor können die relativen Besetzungszahlen von Hyperfeinstrukturzuständen berechnet werden. Sowohl der statistische als auch der systematische Fehler einer Polarisationsmessung muß kleiner als 3% sein, damit das gesamte HERMES-Experiment mit der angestrebten Genauigkeit durchgeführt werden kann. Der Strahl, der für die Analyse zur Verfügung steht, hat dabei am Austritt der Speicherzelle weniger als $1 \cdot 10^{16}$ Atomen/s. Um die geforderte Meßgenauigkeit in möglichst kurzer Zeit zu erreichen (weniger als 5min), ist zum einen ein exzellentes Vakuumsystem und ein empfindlicher Detektor erforderlich und zum anderen müssen die eingesetzten Analyseverfahren genau verstanden sein. Der Dissoziationsgrad des Targets wird unabhängig von der Polarisationsmessung mit dem sogenannten Dissometer bestimmt. Dieses wird zwischen Targetzelle und Polarimeter installiert und durch das Vakuumsystem des Polarimeters bepumpt, ist aber ansonsten unabhängig. Ausführlich wird das Dissometer in [GAB95] besprochen.

3.2.1 Das Vakuumsystem des Polarimeters

Abbildung 3.3 zeigt das Breit-Rabi-Polarimeter mit den an den Vakuumkammern angebauten Pumpen. Der Atomstrahl kommt von links, passiert zuerst das Dissometer, dann die Analytorkammer bevor in der Detektorkammer eine Zählrate von ionisierten Wasserstoff- oder Deuteriumatomen bestimmt wird. Das Vakuumsystem des Polarimeters besteht aus zwei un-

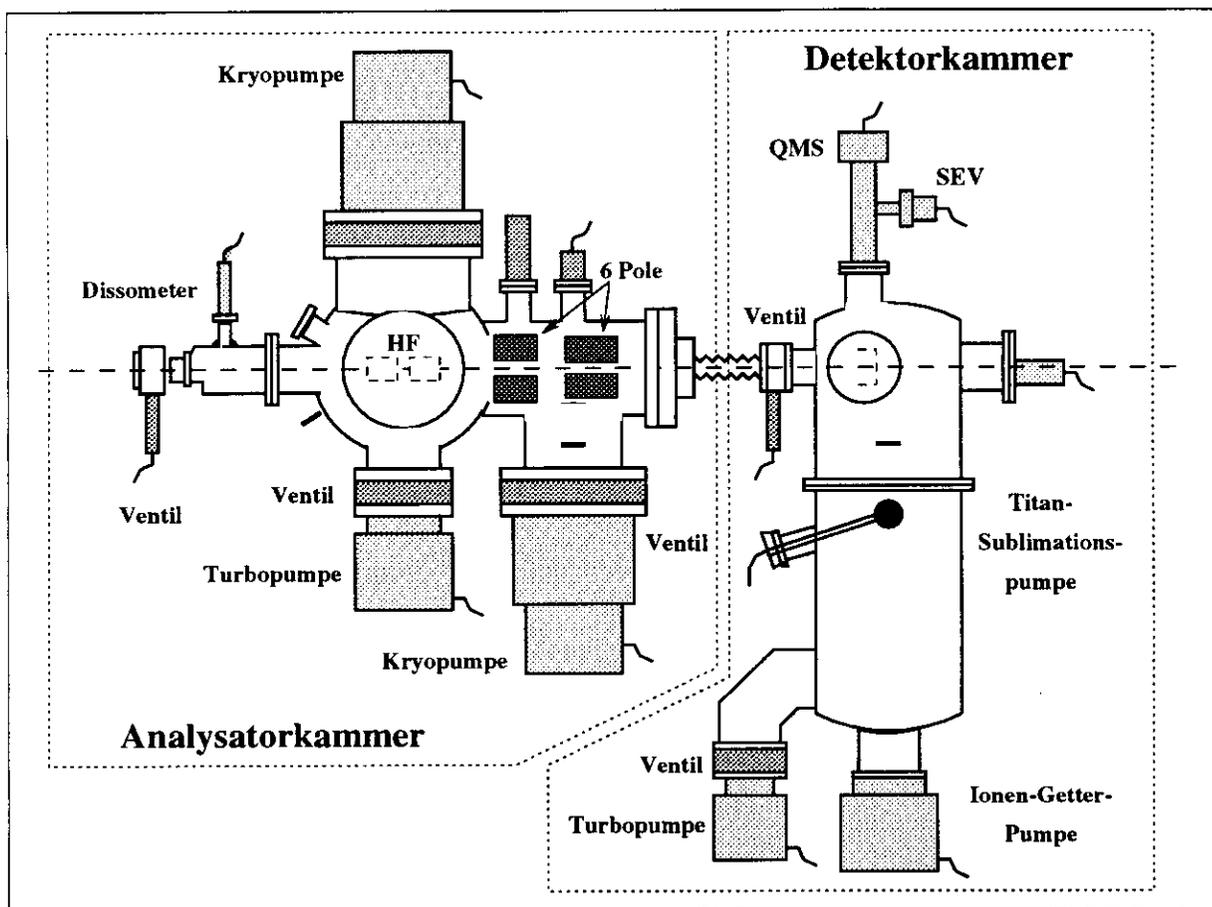


Abb. 3.3:

Im Bild sieht man die beiden Vakuumkammern des Polarimeters mit den direkt angeflanschten Pumpen. Der Atomstrahl passiert das System von links nach rechts. Dabei kommt zuerst das Dissometer, um den Dissoziationsgrad des Targets zu messen, dann die eigentliche Analysatorkammer mit Hochfrequenzübergängen und Sechspolmagneten zur Manipulation der einzelnen Hyperfeinstrukturzustände im Atomstrahl. Zuletzt fliegt der Strahl in die Detektorkammer, wo eine Zählrate von Wasserstoff- oder Deuteriumatomen als Strahlsignal gemessen wird.

abhängigen Kammern, die durch ein Ventil voneinander getrennt sind: Der Analysatorkammer mit dem Dissometer und der Detektorkammer. Als Leitwertbegrenzer zwischen den Kammern dient ein ca. 200mm langes, 35mm dickes Rohr. Die Analysatorkammer kann man auch als zwei getrennte Kammern betrachten, die durch einen Leitwert, den der erste Sechspolmagnet verursacht, verbunden sind. Da es aber kein Ventil zwischen diesen Kammern gibt und sie im Kontrollsystem des Vakuums als Einheit betrachtet werden, reden wir in dieser Arbeit nur von der Analysatorkammer. Beide Kammern sind für den Anpumpvorgang mit Turbomolekularpumpen ausgestattet. Während einer Messung werden die Turbopumpen von den Kammern

	Pumptyp	Anzahl	Saugleistung [l/s]
Analysatorkammer	Turbomolekularpumpe	1	360
	Kryopumpe	2	2200
Detektorkammer	Turbomolekularpumpe	1	360
	Titan-Sublimationspumpe	1	ca. 10000
	Ionen-Getter-Pumpe	1	60

Tab. 3.2: Übersicht der Pumpen und ihrer Saugleistungen an den beiden Vakuumkammern.

durch Ventile abgetrennt, wegen der schlechten Kompression der Turbopumpen für Wasserstoff. Dann übernehmen in der Analysatorkammer zwei Kryopumpen und in der Detektorkammer eine Titan-Sublimationspumpe und eine Ionen-Getter-Pumpe die Pumparbeit. Mit diesen Pumpen erreicht man ohne Gasbalast in der Analysatorkammer Drücke im Bereich von $5 \cdot 10^{-9} \text{mbar}$ und in der Detektorkammer kleiner $1 \cdot 10^{-9} \text{mbar}$. Mit Gasbalast sind die Drücke nur geringfügig höher (Analysatorkammer ca. $1 \cdot 10^{-8} \text{mbar}$, Detektorkammer ca. $1 \cdot 10^{-9} \text{mbar}$). Die Saugleistungen der einzelnen Pumpen kann man in Tabelle 3.2 finden. Die Kryopumpen und die Titan-Sublimationspumpe sind besonders wegen ihrer hervorragenden Saugleistungen für Wasserstoff ausgewählt worden. Die Ionen-Getter-Pumpe ist eine Ergänzung zur Titan-Sublimationspumpe, ihre Aufgabe ist es, schwere und edle Gase zu pumpen, die von der Sublimationspumpe nur schlecht gegettert werden. Zur Reduktion des Wasserpartialdruckes, der besonders zum Hintergrund bei der Atomstrahldetektion beiträgt, und, um die oben genannten Drücke zu erreichen, wird die Detektorkammer mit einem computergesteuerten Heizsystem im Bereich zwischen 100 und 180°C ausgeheizt.

Für HERMES besteht die Anforderung, daß das gesamte Vakuumsystem des Polarimeters vollautomatisch überwacht wird. Dafür sind an der Universität München Schaltkästen entwickelt worden, die mit einer auf 220V -Schaltrelais basierenden Logik arbeiten. Die Vakuumkammern und Pumpen sind für die Steuerung in verschiedene Komponenten eingeteilt worden, die durch Ventile getrennt sind, prinzipiell unterscheidet man dabei zwischen Vorvakuum- und Hochvakuumkomponenten. Die Ventile sind über Differenzdruckdosen abgesichert und können nur bei einem Differenzdruck von weniger als ca. 10mbar geöffnet werden, Pumpen und Meßröhren sind ebenfalls durch das System abgesichert, erst bei Erreichen von bestimmten Druckbedingungen können sensible Teile des Vakuumsystems in Betrieb genommen werden, dazu gehört z.B. auch das Quadropolmassenspektrometer. Die gesamte Vakuumkontrolle wurde im Sommer 94 vor dem Umzug des Polarimeters nach Hamburg in Heidelberg aufgebaut und kurzzeitig getestet. Die Zuverlässigkeit des Systems ist bei den Kalibrationsmessungen für das neue Magnetdesign des Haltefeldmagneten in der Petra-Nord-West-Halle auf die Probe gestellt worden. Bei beiden Messungen zeigten die Schaltkästen bis auf kleine Fehler in der Logik ein zuverlässiges Verhalten. Nach einigen Anlaufschwierigkeiten sind am Ende auch die neuen Meßröhren und Druckdosen zur Überwachung des Vakuums zufriedenstellend in das System eingebunden worden. Es zeigten sich aber auch Probleme mit dem neuen Kontrollsystem, so arbeiteten einige Hochvakuummeßröhren aufgrund neuer Kabel für das HERMES-Setup sehr unzuverlässig, und neue Anbauteile an der Detektorkammer, vor allem die Druckdosen und Flutter, hatten eine zu große Leckrate, um einen minimalen Druck ($< 10^{-10} \text{mbar}$) in der Kammer zu erreichen. Der Umgang mit dem neuen Vakuumsystem hat gezeigt, daß das verwendete Prinzip zuverlässig arbeiten kann, kleinere apparative und konstruktive Fehler müssen jedoch abgestellt werden.

3.2.2 Die Analyse des Atomstrahls im Polarimeter

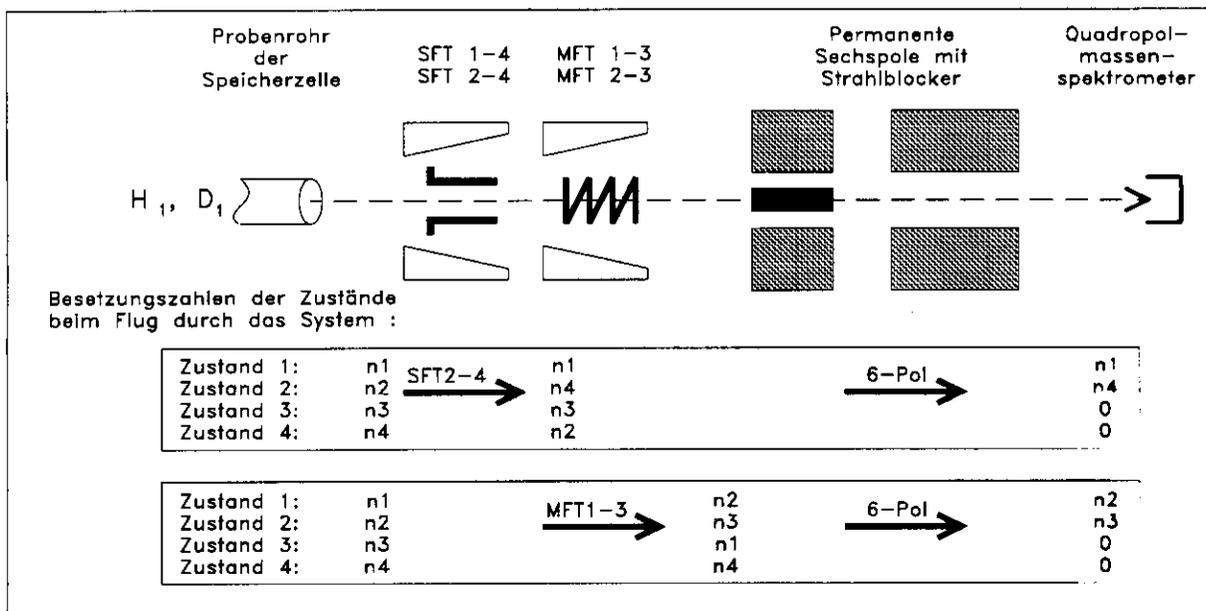


Abb. 3.4:

Schema der Analysatorkammer des Polarimeters. Der Atomstrahl kommt von links, passiert zwei adiabatische Hochfrequenzübergänge und wird schließlich mit zwei Sechspolmagneten polarisiert. Die Zählrate des resultierenden Strahls wird im Detektor gemessen. In den Kästen sind zwei Beispiele gegeben, wie die Besetzungszahlen durch das System der HF-Übergänge und Sechspolmagneten manipuliert werden, und was für ein Strahlsignal der Detektor am Ende mißt.

Im Breit-Rabi-Polarimeter wird, wie in der Atomstrahlquelle, mit Sechspolmagneten und adiabatischen Hochfrequenzübergängen gearbeitet. Ein Atomstrahl, der im Polarimeter analysiert werden soll, passiert zunächst zwei Hochfrequenzübergänge, einen Starkfeld- (SFT) und einen Mittelfeldübergang (MFT), und danach das Sechspolssystem des Polarimeters. Das Magnetsystem hat die Aufgabe, die Hyperfeinstrukturzustände 3+4 (4,5+6 bei Deuterium) vollständig aus dem Strahl herauszublenzen. Um dies sicher zu gewährleisten, ist im ersten der beiden Magneten eine axiale Strahlblende mit einem Radius von 5mm eingebaut (Kapitel 5). Im Detektor wird schließlich die Zählrate des Atomstrahls gemessen. Durch das System der Analysatorkammer aus Hochfrequenzübergängen und Sechspolmagneten ist es möglich, die relativen Besetzungszahlen im Atomstrahl zu bestimmen. Für die Messung der Besetzungszahlen braucht man bei Wasserstoff drei verschiedene Hochfrequenzübergänge und bei Deuterium fünf. Für Deuterium sind dies MFT 2-4, MFT 3-4, SFT 1-6, SFT 2-6 und SFT 3-5, und für Wasserstoff steht sogar ein Übergang mehr als benötigt zur Verfügung: MFT 1-3, MFT 2-3, SFT 1-4 und SFT 2-4. Zwei Beispiele für die Messungen zur Analyse der Zusammensetzung des Strahls werden in Abbildung 3.4 gegeben. Zuerst werden durch einen Hochfrequenzübergang zwei Besetzungszahlen vertauscht, dann werden aus dem resultierenden Strahl die Zustände 3 und 4 herausgeblendet, das gemessene Strahlsignal ist nun proportional zur Summe der verbliebenen Besetzungszahlen. Mit den

oben genannten Übergängen ist kann man nun die relativen Besetzungszahlen eines Atomstrahls aus vier bzw. sechs Messungen bestimmen. Für die Genauigkeit der Analyse kommt es besonders darauf an, wie gut man die Effizienz eines Austausches von zwei Besetzungszahlen kennt. Die Übergänge haben aufgrund des adiabatischen Prinzips Effizienzen von nahezu 100%, in einem Kalibrationsverfahren wird die einwandfreie Funktion der Übergänge verifiziert (Kapitel 5.6).

3.2.3 Der Atomstrahldetektor

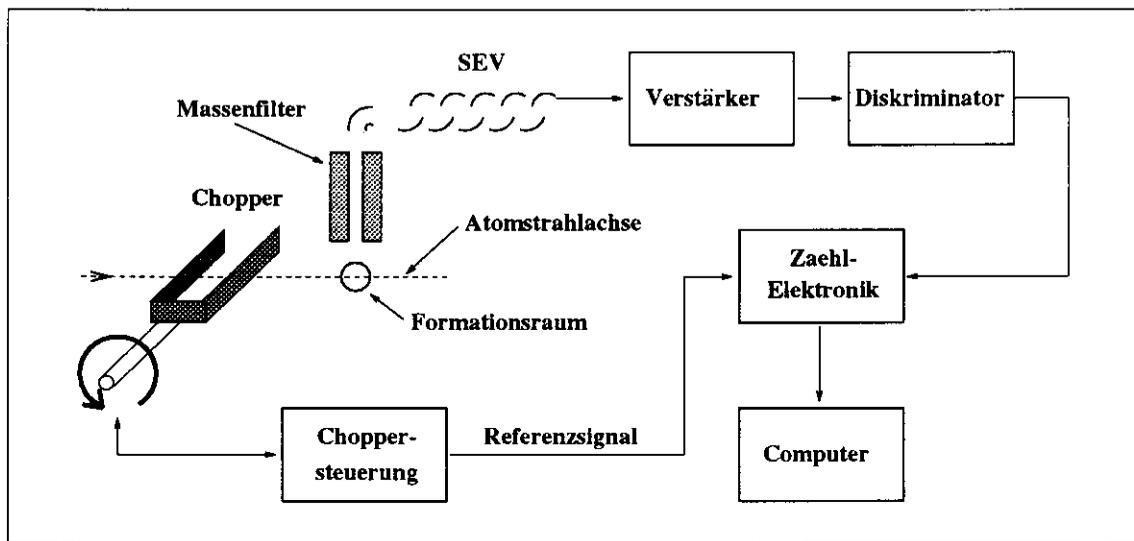


Abb. 3.5:

Schema des Atomstrahldetektors. Der Strahl wird zunächst im Chopper zerhackt, danach werden die Atome im Formationsraum ionisiert und über ein Massenfilter und einen Sekundär-Elektronen-Vervielfacher in Stromimpulse konvertiert. Die Impulse werden verstärkt, diskriminiert und mit der Zähl-Elektronik gezählt, die über ein Referenzsignal des Choppers synchronisiert wird. Die weitere Auswertung der Zählraten geschieht dann mit dem Computer.

Der Detektor besteht aus drei Komponenten: einem Chopper, einem Quadropolmassenspektrometer und dem Datenaufnahmesystem. Der Chopper ist eine Aluminiumgabel, die mit ca. 11.5 Hz rotiert, und den Strahl im Takt von 23 Hz zerhackt. Im Formationsraum des Quadropolmassenspektrometers werden die Atome aus dem Strahl zusammen mit Restgasatomen ionisiert und in das Massenfilter injiziert, die Ionisationsenergie der Elektronen beträgt dabei 75 eV . Durch das Massenfilter werden die Atome mit Masse 1 bzw. 2 von den restlichen Atomen getrennt und mit 2.1 bis 2.5 KeV in den Sekundär-Elektronen-Vervielfacher (SEV) beschleunigt. Ein dort einschlagendes Atom löst eine Elektronenlawine im SEV aus. Die entstehenden Stromimpulse werden nochmals verstärkt und mit der Elektronik zeitlich aufgelöst gezählt. Die Messungen werden durch das Choppersignal synchronisiert, und, um Störungen zu unterdrücken, werden nur Impulse oberhalb einer einstellbaren Triggerschwelle akzeptiert. Schematisch ist der Detektor in Abbildung 3.5 gezeigt. Einen Meßzyklus der Zähl-Elektronik kann man in Abbildung 3.6 sehen, wo die Zählrate gegenüber der Zeit aufgetragen ist. Im Bild kann man deutlich

vier Chopperperioden erkennen, durch die Auswertung des Signals bei offenem und geschlossenem Chopper ist es möglich, den Untergrund durch Restgasatome vom Strahlsignal sehr gut zu trennen. Die hier gezeigte Messung wurde mit dem schon beschriebenen Testaufbau des

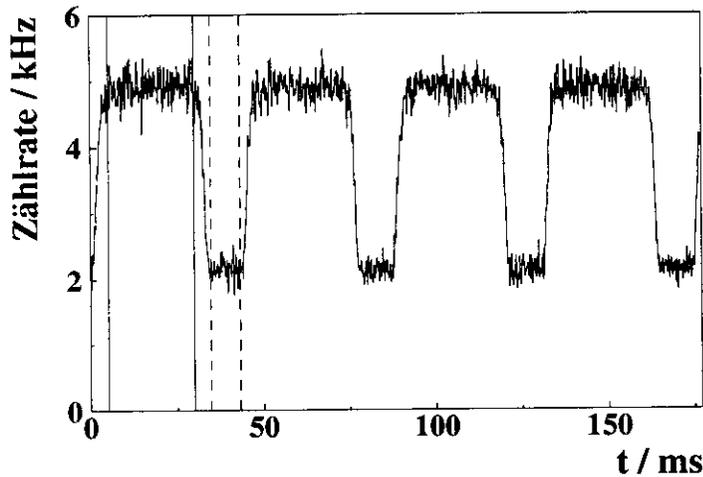


Abb. 3.6:

Die mit dem Detektor gemessene Zählrate als Funktion der Zeit. Dargestellt sind vier Chopperperioden (Frequenz 23Hz). Die gemessene Zeit entspricht 1024 Kanälen der Zählelektronik. Mit den durchgezogenen bzw. gestrichelten Linien sind Zeitfenster angedeutet, die Zählrate innerhalb eines solchen Fensters ist das Signal bei offenem bzw. geschlossenem Chopper, die Differenz der Signale ist direkt proportional zum Strahlsignal.

Wasserstoff/Deuterium-Targets zur Kalibration des Polarimeters am DESY gemacht. Das gemessene Strahl zu Untergrund Verhältnis $R = S_{\text{offen}}/S_{\text{zu}}$ von ca. 1 ist mit den endgültigen Bedingungen im HERMES-Experiment vergleichbar. Genaueres über den Detektor kann man aus folgenden Arbeiten entnehmen: [LIN93] und [STE92]. Für das HERMES-Experiment soll der Detektor durch eine leistungsfähigere Elektronik noch verbessert werden, auch gibt es Überlegungen, den Sekundär-Elektronen-Vervielfacher durch ein Channeltron zu ersetzen, das eine größere Verstärkung erzielt und im Dissometer schon verwendet wird [KOL, GAB95].

4 Die Hochfrequenzübergänge des Polarimeters

Die Zuverlässigkeit der Hochfrequenzübergänge ist von entscheidender Bedeutung für das reibungslose Funktionieren des Breit-Rabi-Polarimeters. Wichtig ist ein sorgfältiges Einstellen und Kalibrieren der Übergänge, wobei es besonders auf die Stabilität des Arbeitspunktes und der gemessenen Effizienz ankommt. Zudem ist eine Kalibration des Polarimeters mit einem kleinen systematischen Fehler nur dann möglich, wenn die Übergänge innerhalb des statistischen Fehlers mit einer Effizienz von 100% arbeiten (Kapitel 6). Um einen Hochfrequenzübergang zu erzeugen, benötigt man ein statisches und ein hochfrequentes Magnetfeld. Das Hochfrequenzfeld erzeugt man für Frequenzen unter 100MHz in Spulen mit wenigen Wicklungen und für Frequenzen über 300MHz in Bandleitungsresonatoren, sogenannten Kavitäten. Das statische Feld erzeugt ein C-Magnet, dem durch Gradientenspulen ein in Strahlrichtung linear steigendes oder fallendes Feld überlagert wird. Für HERMES war es notwendig, das Magnetsystem für die statischen Felder neu zu konstruieren. Das neue Design muß zur Kalibration des Polarimeters in der Lage sein, die Mittelfeld- und Starkfeldübergänge unabhängig voneinander einzustellen (Kapitel 4.2), was bisher nicht möglich war.

4.1 Spulen und Kavitäten zur Erzeugung der Hochfrequenzfelder

Tabelle 4.1 gibt einen Überblick in welchen Frequenzbereichen die einzelnen Übergänge arbeiten, und wie die entsprechende Hochfrequenz erzeugt wird.

	HF-Übergang	Frequenzbereich / [MHz]	Erzeugung durch
Wasserstoff	SFT 1-4, SFT 2-4	1420-1480	Kavität
	MFT 1-2, MFT 2-3	50-100	Spule
	WFT 1-3	ca. 10	Spule
Deuterium	SFT 1-6, SFT 2-6, SFT 3-5	327-420	Kavität
	MFT 1-4, MFT 2-4, MFT 3-4	15-50	Spule
	WFT 1-4+2-3	ca. 5	Spule

Tab. 4.1:

Die Tabelle zeigt welche Hochfrequenzübergänge im Polarimeters betrieben werden. Die Frequenzbereiche sind zum einen durch die Übergänge selbst und zum anderen durch die technischen Möglichkeiten, wie z. B. das begrenzte statische Magnetfeld oder der abstimmbare Bereich der Kavitäten, vorgegeben. Im Betrieb wird eine Hochfrequenz fest vorgegeben, die verschiedenen Übergänge im gleichen Frequenzbereich können durch ein geeignetes statisches Magnetfeld angeregt werden.

Schwachfeld- und Mittelfeldübergänge arbeiten in Frequenzbereichen unter 100MHz und werden durch einfache Spulen erzeugt. Eine solche Spule ist in Abbildung 4.1 dargestellt, sie hat einen Durchmesser von 25mm , eine Länge von 40mm , sechs Wicklungen und wird von vier Kupferplatten gehalten. Die Hochfrequenz wird in einem Frequenzgenerator erzeugt und durch einen Breitbandverstärker mit 10W Leistung verstärkt. Um eine hohe Güte für die Spule zu erreichen, können je nach Frequenz verschiedene Collins-Filter in Reihe vorgeschaltet und damit die Impedanz von Collins-Filter und Spule auf 50Ω abgeglichen werden. Zur Detektion des erzeugten Hochfrequenzfeldes wird eine Pick-up-Spule benutzt, deren Signal wird angezeigt und kann durch Abstimmung des Collins-Filters maximiert werden. Mit dieser Anordnung ist es möglich, alle Frequenzen zu erzeugen, die für einen Schwach- oder Mittelfeldübergang benötigt

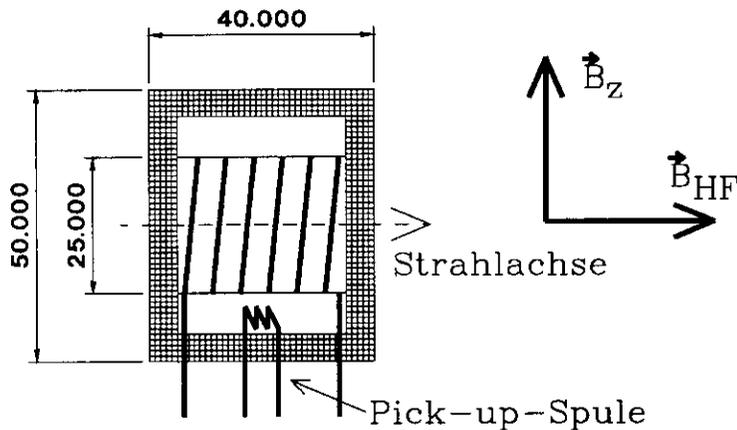


Abb. 4.1:

Spule zur Erzeugung der Hochfrequenz für Mittelfeld- und Schwachfeldübergänge. Das Hochfrequenzfeld schwingt senkrecht zum statischen Feld. Zur Erzeugung der Hochfrequenz benutzen wir einen Sender mit Verstärker. Zum Abgleich der Impedanz auf 50Ω wird ein Collins-Filter in Reihe mit der Spule geschaltet. Mit der Pick-up-Spule wird die erzeugte Hochfrequenz gemessen.

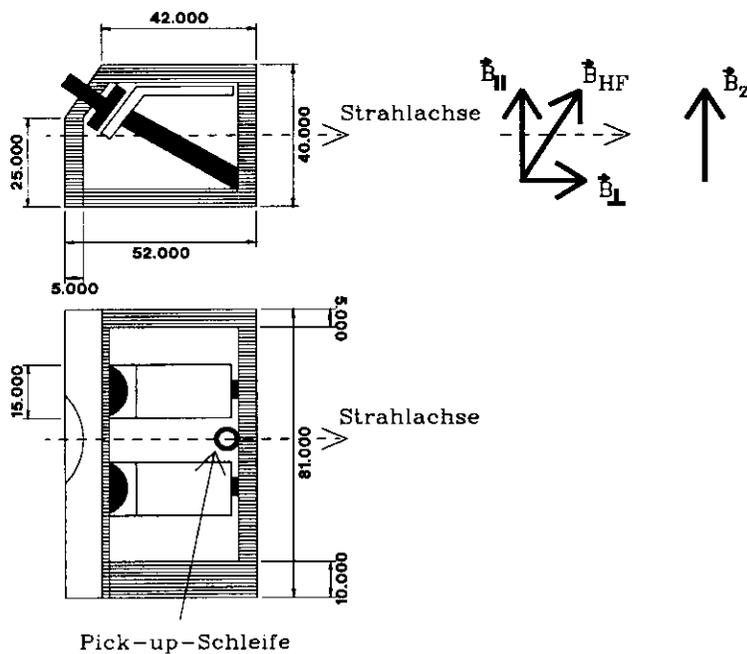


Abb. 4.2:

Kavität für Deuterium Starkfeldübergänge. Die obere Abbildung zeigt einen Schnitt durch die Kavität in der Mitte. Man sieht einen der beiden Resonanzstäbe. Mit den eingebauten Plattenkondensatoren wird der Schwingkreis in der Kavität kapazitiv belastet, wodurch man wesentlich kleinere Bauformen erreicht, durch Veränderungen des Plattenabstandes kann die Kavität zudem abgestimmt werden. Die untere Abbildung zeigt den Blick von oben auf die Kavität mit offenem Deckel. Man sieht nun die Position der beiden Stäbe. Durch die geneigten Stäbe wird ein Hochfrequenzfeld erzeugt, das sowohl parallele als auch senkrechte Komponenten gegenüber dem statischen Feld besitzt. Nachgewiesen wird das Hochfrequenzfeld über die Pick-up-Schleife zwischen den Stäben.

werden. Der Schwingkreis muß bei jeder Frequenzänderung neu abgeglichen werden, daher wird im Betrieb die Hochfrequenz fest gewählt, und die einzelnen Übergänge mit dem statischen Magnetfeld eingestellt.

Zur Erzeugung von Starkfeldübergängen sind Bandleitungsresonatoren (Kavitäten) erforderlich. Die Frequenzbereiche für Wasserstoff und Deuterium sind dabei so unterschiedlich, daß man

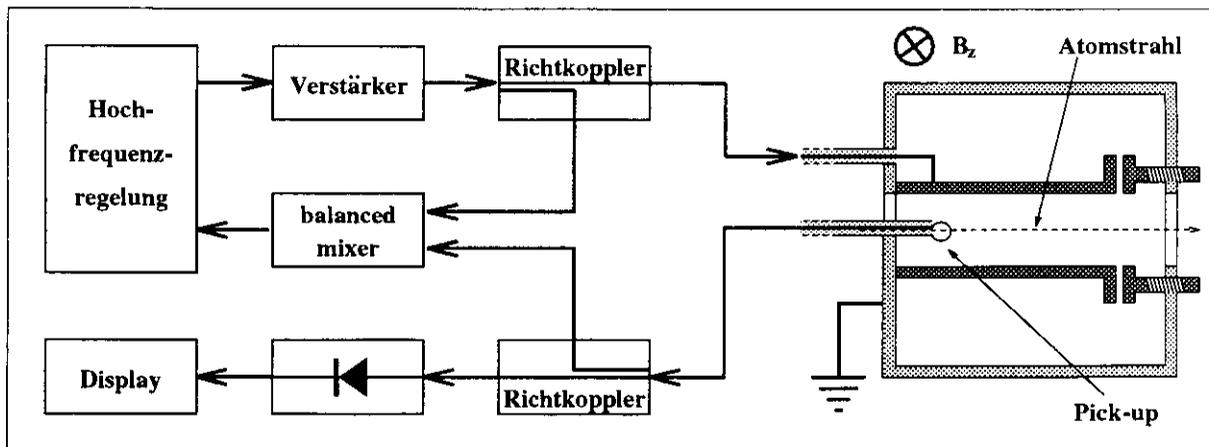


Abb. 4.3:

Darstellung des Regelkreises für die Kavitäten. Aus der eingespeisten Hochfrequenz und dem, durch den Pick-up gemessenem Signal, werden mit Richtkopplern zwei Referenzsignale für die Regelung ausgekoppelt. Die Phasendifferenz dieser Signale wird durch einen double balanced mixer gemessen, sie ist im Resonanzfall $\pi/2$, wonach die Hochfrequenz angepaßt wird.

zwei verschiedene Resonatoren braucht. Den Resonator für Deuterium zeigt Abbildung 4.2. Ein Bandleitungsresonator besteht aus zwei Stäben, die durch ein HF-Feld zum Schwingen angeregt werden können. Die Länge der Stäbe ist im Resonanzfall ein viertel der stehenden Welle, kann aber durch eine kapazitive Belastung reduziert werden. Die Kapazitäten haben zudem den Vorteil, daß man durch sie den Schwingkreis in einem eingeschränkten Frequenzbereich abstimmen kann. Für Deuterium ist aufgrund der kleinen Frequenz von rund 400MHz eine relativ große Kapazität erforderlich, daher sind zusätzliche Kondensatorplatten an den Stäben der Kavität befestigt. Der Schwingkreis kann im Gegentakt oder Gleichtakt der Stäbe anregt werden. Die Schwingungsmoden unterscheiden sich in ihrer Frequenz um einige MHz , verwendet wird der Gegentakt, wo sich die Hochfrequenzfelder der Stäbe im Bereich des Atomstrahls verstärken. Die im Polarimeter benutzten Resonatoren haben eine Besonderheit, es sind sogenannte Winkelkavitäten, ihre Stäbe sind schräg eingebaut und erzeugen Komponenten des Hochfrequenzfeldes B_{HF} parallel und senkrecht zum statischen Feld B_z , auf diese Weise sind sowohl π - als auch σ -Übergänge möglich [SIM94]. Die Resonanzpunkte dieser kompakten Kavitäten sind nicht stabil, sie driften um einige kHz aufgrund thermischer Effekte. Um den Schwingkreis immer in Resonanz zu betreiben, wird ein Regelkreis eingesetzt, der die Hochfrequenz entsprechend nachregelt (Abb. 4.3, siehe auch [SIM94], [BBR95]). Die Regelung reagiert auf Phasendifferenzen zwischen dem eingespeisten Signal und dem erzeugten Hochfrequenzfeld, das von einer Pick-up-Spule detektiert wird (Abb. 4.2). Die Referenzsignale für die Regelung werden durch Richtkoppler ausgekoppelt und mit einem double balanced mixer verglichen. Im Resonanzfall sollte die Phasendifferenz zwischen gemessenem und eingespeistem Signal $\pi/2$ sein, worauf eingeregelt wird. Die Pick-up-Spule ist so eingebaut, daß sie nur im Fall der Gegentaktschwingung ein Signal mißt. Die verwendeten Verstärker haben für Deuterium eine Leistung von 10W und für Wasserstoff sogar bis zu 20W .

4.2 Das neue Magnetdesign für die statischen Magnetfelder

Für das Design der neuen Haltefeldmagneten ist das MAFIA-Programmpaket verwendet worden. MAFIA ist ein numerisches Programm zur Lösung der Maxwell-Gleichungen in drei Dimensionen (Anhang B).

4.2.1 Motivatin für den Bau des neuen Magnetsystems

Das Breit-Rabi-Polarimeter wurde bisher an einer Testquelle in Heidelberg betrieben. Bei diesem Versuchsaufbau lagen Quelle und Polarimeter auf einer Achse, dadurch konnte man den polarisierten Wasserstoff- oder Deuteriumatomstrahl der Quelle für Speicherzellmessungen bzw. bei aus dem Strahl gefahrener Speicherzelle zur Kalibration der Hochfrequenzübergänge verwenden. Besonders die Kalibration des Polarimeters konnte mit einem nahezu idealen Atomstrahl hoher Intensität durchgeführt werden, das heißt der Strahl bestand nur aus Atomen mit positiven m -Quantenzahlen für den Elektronenspin. Bei der Einstellung der Mittelfeldübergänge im Polarimeter ist es notwendig, einen Schwach- oder Starkfeldübergang vor den Mittelfeldübergängen zu betreiben, auch dafür standen Übergänge der Testquelle zur Verfügung. Bei HERMES gibt es diese Möglichkeiten für die Kalibration nicht, da die Strahlachsen von Polarimeter und Atomstrahlquelle jeweils um 30° gegenüber der Horizontalen gekippt sind (Abb. 3.1). Es steht nur ein effusiver Strahl aus der HERMES-Speicherzelle zur Verfügung, der nicht vollständig polarisiert

	HF-Übergang	Frequenz / [MHz]	B-Feld / [Gauß]
Wasserstoff	WFT 1-2	50	37
	WFT 2-3	50	35
	SFT 1-4	1460	28
	SFT 2-4	1460	119
Deuterium	MFT 1-2	30	40
	MFT 2-3	30	33
	MFT 3-4	30	28
	SFT 1-6	390	32
	SFT 2-6	390	46
	SFT 3-5	390	124

Tab. 4.2:

Arbeitspunkte der Hochfrequenzübergänge des Polarimeters für Wasserstoff und Deuterium. Die größten Feldstärken werden für die Übergänge SFT 2-4 bei Wasserstoff und SFT 3-5 bei Deuterium benötigt. Die neuen Haltefeldmagneten sollten Feldstärken von über 130Gauß erzeugen können.

und deswegen für eine Kalibration zunächst ungeeignet ist. Der Strahl muß durch einen zusätzlichen Sechspolmagneten vor dem Polarimeter polarisiert werden (Kapitel 5), für die eigentlichen Polarisationsmessungen muß dieser Magnet wieder entfernt werden. Das zweite Problem war die Einstellung und Effizienzmessung der Mittelfeldübergänge. Bei HERMES gibt es nur die Möglichkeit, mit den Starkfeldübergängen des Polarimeters die Mittelfeldübergänge zu kalibrieren, dafür müssen diese unabhängig von den Mittelfeldübergängen arbeiten. Bisher gab es zur Einstellung aller Übergänge nur einen Haltefeldmagneten, man konnte immer nur einen Übergang alleine betreiben. Die Aufgabe besteht nun darin, auf relativ geringem Raum sowohl Starkfeld- als auch Mittelfeldübergänge unabhängig voneinander zu betreiben.

Die Konstruktion des neuen Magnetsystem sollte sich an den Erfahrungen mit dem alten Magnetsystem orientieren und muß in die existierende Analysatorkammer eingepaßt werden. Das alte Magnetsystem besteht aus einem großen C-Magneten, der im Bereich der Übergänge ein konstantes Magnetfeld erzeugt, und einem Gradientenspulenpaar, mit dem ein linear steigendes oder fallendes Gradientenfeld überlagert werden kann. Das gesamte Magnetsystem wird durch

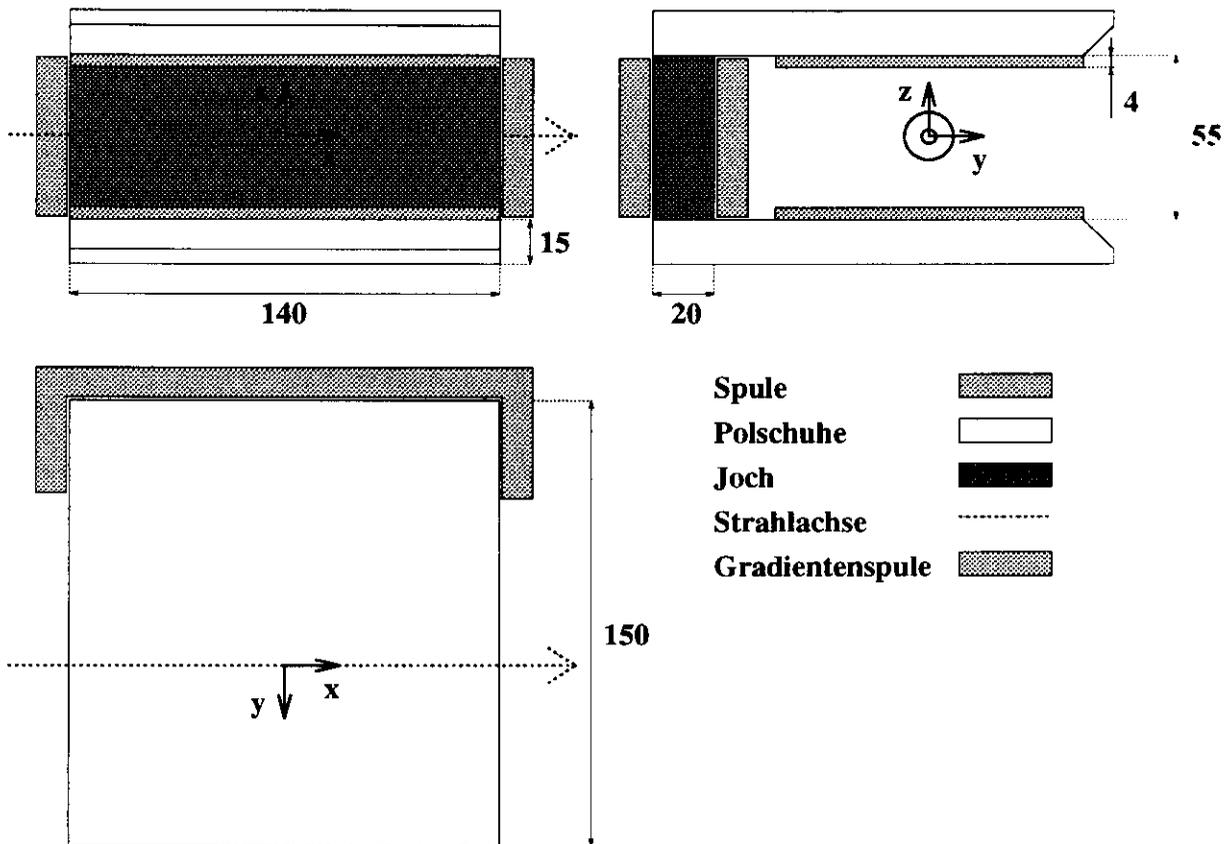


Abb. 4.4:

Ursprünglicher Haltefeldmagnet der HF-Übergänge. Das eingezeichnete Koordinatensystem wird in den weiteren Beschreibungen der Magnetsysteme verwendet. Die x-Achse ist dabei parallel zur Strahlachse, die z-Achse parallel zum statischen Magnetfeld.

einen CF200-Flansch in die vordere Kugel der Analysatorkammer eingebaut (vergleiche Abb. 3.3), der C-Magnet und die Gradientenspulen sind dabei außerhalb des Vakuums. Gegenüber ist ein CF150-Flansch, zur Installation des Halteflansches für Spule und Kavität. Das bisherige Magnetsystem ist in Abbildung 4.4 dargestellt, es erzeugt ein Magnetfeld mit einen sehr großen homogenen Bereich, in dem beide Hochfrequenzübergänge liegen. In Abbildung 4.5 ist das mit MAFIA berechnete Magnetfeld des alten C-Magneten mit dem ausgemessenen Feld verglichen. Messung und Rechnung zeigen eine gut Übereinstimmung. Ich habe dadurch Erfahrungen mit dem MAFIA-Programm gesammelt und Vertrauen in die Rechnungen bekommen. Die Spule des

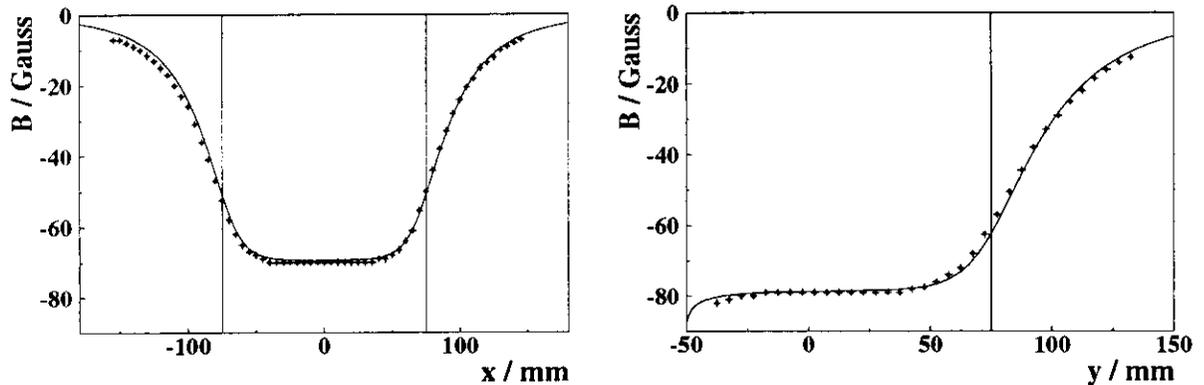


Abb. 4.5:

Vergleich Messung und Berechnung des Feldes für den C-Magneten auf der Strahlachse einmal in Richtung der Strahlachse (x -Achse) und einmal auf der y -Achse (siehe Abb. 4.4). Dargestellt ist jeweils die z -Komponente des Feldes. Die senkrechten Linien deuten die Ausdehnung des Magneten in x - bzw y -Richtung an. In den Diagrammen sind die Messungen als Punkte dargestellt und die berechneten Werte als Linien.

C-Magneten hat ca. 260 Wicklungen bei einem Drahtdurchmesser von 0.75mm . Der Widerstand der Spule ist ca. 3.5Ω . Bei Messungen mit dem Magneten benötigte man z.B. Felder von 140Gauß für den SFT 3-5 bei Deuterium, dabei flossen ca. 3A durch die Spule, das entspricht einer Leistung von über 30W . Da der Magnet nicht gekühlt wurde, hat er sich wahrscheinlich sehr stark aufgeheizt, eine Größenordnung für die Temperaturdifferenz schätzen wir mit Hilfe der Formel 4.1 für Wärmestrahlung ab.

$$P_{12} = \frac{\sigma S}{\frac{1}{\epsilon_{g1}} + \frac{1}{\epsilon_{g2}} - 1} (T_1^4 - T_2^4) \quad (4.1)$$

Es sind P_{12} Leistungsaustausch zwischen den Körpern 1 und 2, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12} \text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-4}$ die Stefan-Boltzmann Konstante, $\epsilon_{g1,2}$ die effektiven Gesamtemissionsvermögen der Körper, S die Oberfläche des Magneten und $T_{1,2}$ die Temperatur der Körper. Das effektive Gesamtemissionsvermögen ist für Kupfer 0.1, für Eisen 0.73 und für Stahl 0.8 bei 300°K . Die Oberfläche der Spule ist ca. 170cm^2 , die der Polschuhe 550cm^2 . Wir betrachten den Magnet als homo-

Temperaturdifferenz /K	abgegebene Leistung /W
10	2
20	4.5
50	14
100	33

Tab. 4.3:

Übersicht über die Kühlung durch Wärmestrahlung beim alten C-Magneten für die HF-Übergänge. Im Magnet wird dabei eine homogene Temperaturverteilung angenommen, was aufgrund der schlechten Wärmeleitung des Eisens der Polschuhe nur eine sehr grobe Näherung ist.

genen Körper und vernachlässigen andere Kühlprozesse, wie Wärmeleitung, was aufgrund der schlechten Wärmeleiteigenschaften des Montageflansches sinnvoll ist. Damit ergeben sich, die

in Tabelle 4.3 aufgeführten Temperaturdifferenzen bei entsprechender Leistung. Aus der Farbe, die das Eisen beim Ausbau des Magneten hatte, haben wir abgeschätzt, daß sich der C-Magnet auf über 200°C aufgeheizt haben muß, unsere Überschlagsrechnung liefert die gleiche Größenordnung bei einer Leistung von 33W . Für einen Langzeitbetrieb, wie im HERMES-Experiment, war dieser Magnet nicht geeignet.

Das neue Magnetsystem muß in der Lage sein, zwei unabhängig steuerbare, homogene Magnetfelder im Bereich der Übergänge zu erzeugen, wobei die Differenz zwischen den beiden Feldern bis zu 100Gauß betragen kann (Tabelle 4.2), und der Einfluß der beiden Magnete untereinander möglichst gering sein sollte. Zusätzlich muß jeweils ein Gradientenfeld überlagert werden, um die Bedingungen für einen adiabatischen Übergang zu schaffen. Im HERMES-Experiment werden die Magnete mindestens ein Jahr ständig in Gebrauch sein, was in Bezug auf Kühlung, Leistung und Funktionssicherheit hohe Anforderungen stellt.

4.2.2 Design und Magnetfelder des neuen Magnetsystems

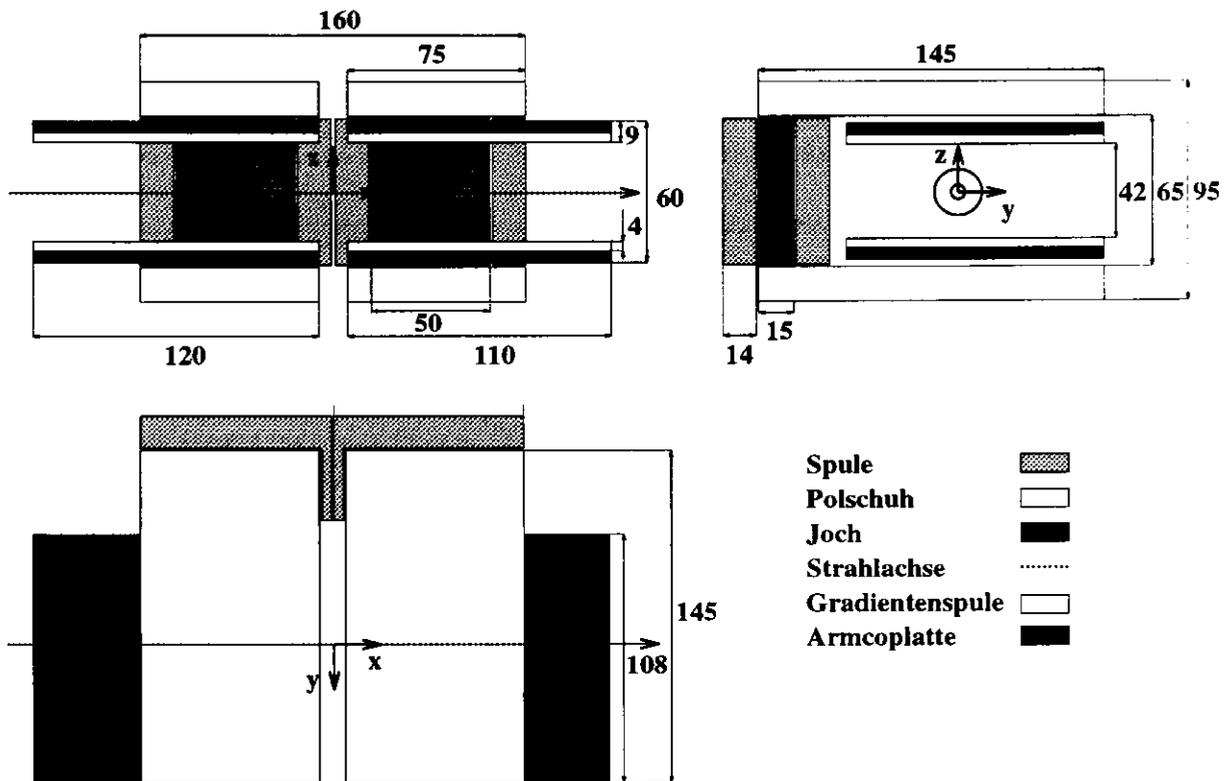


Abb. 4.6:

Neues Magnetdesign, um die HF-Übergänge getrennt zu betreiben. Die x-Achse ist wieder parallel zur Strahlachse und die z-Achse parallel zum statischen Feld. Der ursprüngliche Magnet ist in zwei unabhängigen C-Magnete aufgeteilt. Man sieht deutlich wie die Armcoplatten weit über die Polschuhe in Strahlrichtung hinausragen, wodurch der homogene Feldbereich des Magneten erweitert wird. Auf die vier Armcoplatten sind vier Gradientenspulen geschraubt, die ein Gradientenfeld im Bereich der Übergänge erzeugen. Die Armcoplatten und Gradientenspulen befinden sich im Vakuum der Analysatorkammer.

Mit Hilfe des MAFIA-Programmpaketes war es möglich, ein Design für das neue Magnetsystem zu entwerfen, das optimale Verhältnisse für die Hochfrequenzübergänge schafft. Das neue System ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Es besteht aus zwei unabhängigen C-Magneten, die wie bisher außerhalb des Vakuums liegen, um eine gute Kühlung und Zugänglichkeit zu ermöglichen. Durch die Konstruktion der Analysatorkammer sind die Maße für die C-Magnete eingeschränkt, sie können in Strahlrichtung nur eine Ausdehnung von 160mm haben, dies reicht nicht aus, um die notwendigen homogenen Feldbereiche für die Übergänge zu erzeugen. Zur Vergrößerung des homogenen Bereiches benutzt man für jeden Magneten ein Paar Armcoplatten, die deutlich über die Polschuhe hinausragen und nachträglich direkt im Vakuum der Kammer installiert werden (Abb. 4.6). Zwischen den Armcoplatten bildet sich ein homogenes Feld mit der nötigen Ausdehnung von 50mm in Strahlrichtung. Die Gradientenspulen werden auf den vier Armcoplatten installiert und bilden für jeden der C-Magnete ein Spulenpaar. Sie werden zusammen mit den Armcoplatten im Vakuum installiert.

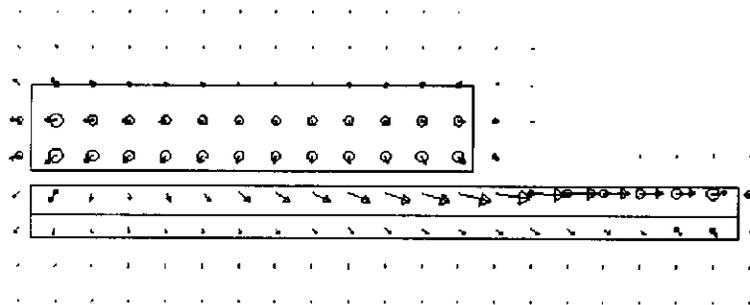


Abb. 4.7:

Schnitt durch einen der vier Polschuhe und die zugehörige Armcoplatte senkrecht zur y -Achse. Der magnetische Fluß B ist durch die Vektorpfeile dargestellt. Man sieht deutlich, wie die Armcoplatten den magnetischen Fluß über die Ausdehnung der Polschuhe hinaus verteilen.

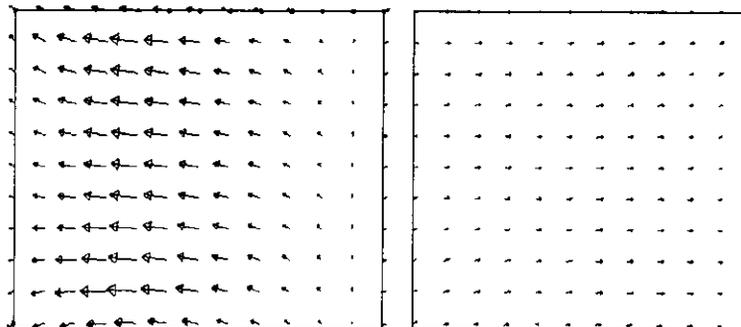


Abb. 4.8:

Schnitt durch die Armcoplatten senkrecht zur z -Achse (parallel zu den Polschuhflächen). Der magnetische Fluß B ist wieder durch die Vektorpfeile dargestellt. Hier wird noch einmal deutlich, wie durch die Armcoplatten der magnetische Fluß nach außen transportiert wird.

Die Funktionsweise der Armcoplatten im Magnetsystem wird durch die MAFIA-Rechnungen in Abbildungen 4.7 und 4.8 besonders gut verdeutlicht. Das verwendete Koordinatensystem ist schon in Abbildung 4.6 beschrieben, die x -Achse ist identisch mit der Strahlachse, die z -Achse parallel zum statischen Feld zwischen den Polschuhen und die y -Achse verläuft parallel zu den Polschuhflächen. In Bild 4.7 ist ein Schnitt senkrecht zur y -Achse durch einen Polschuh mit Armcoplatte des Magnetsystems gezeigt. Der magnetische Fluß ist durch Pfeile dargestellt. Man kann sehen, wie die Armcoplatten das magnetische Feld über die Polschuhe hinaus nach außen leiten und einen homogenen Feldbereich zwischen sich schaffen. Das Gleiche verdeutlicht Abbildung 4.8, wo ein Schnitt senkrecht zur z -Achse durch zwei Armcoplatten gezeigt ist. Der Fluß wird durch die Platten so verteilt, daß sich ein homogenes Feld fast über den gesamten Bereich der Platten bildet. Im linken Magneten ist hier ein deutlich stärkeres Feld berechnet worden als im

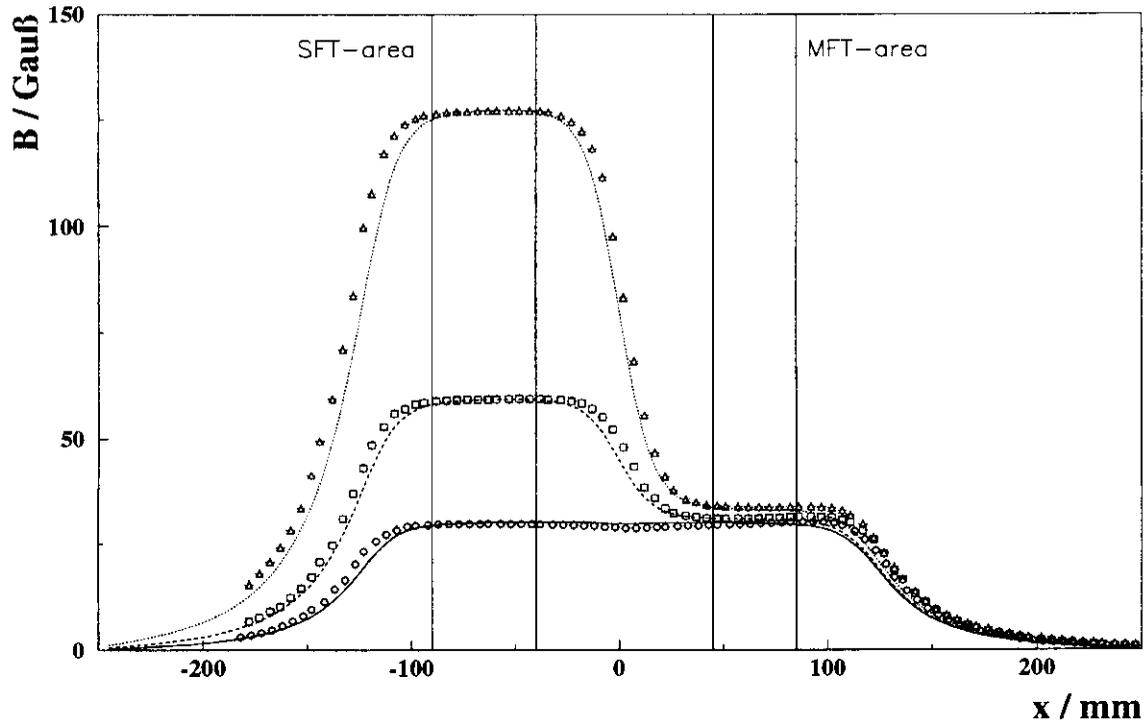


Abb. 4.9:

Darstellung der z-Komponente des magnetischen Flußes entlang der Strahlachse. Mit senkrechten Strichen sind die Bereiche der HF-Übergänge gezeigt, rechts ist der MFT-, links der SFT-Bereich. Die hier dargestellten Felder entsprechen den für uns interessanten Feldbereichen, in denen wir unsere HF-Übergänge betreiben wollen. Die eingezeichneten Punkte zeigen das gemessene Magnetfeld des Magneten. Man sieht, daß es eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Berechnung gibt.

rechten. In Abbildung 4.9 ist die z-Komponente des vermessenen Magnetfeldes der C-Magneten auf der Strahlachse dargestellt, zum Vergleich sind auch die entsprechenden MAFIA-Rechnungen als Kurven eingezeichnet. Die Ausdehnung der Hochfrequenzübergänge bzw. von Spule und Kavität sind mit senkrechten Strichen angedeutet. Die drei berechneten und gemessenen Fälle entsprechen realistischen Einstellungen (Tabelle 4.4), die beim Betrieb des Polarimeters gefordert sein können. In allen drei Fällen erzeugt das Design das geforderte homogene Feld für die Hochfrequenzübergänge, wobei Rechnung und Messung eine gute Übereinstimmung zeigen. Die zweite wichtige Eigenschaft des Magnetsystems ist ein möglichst geringer Einfluß der C-Magneten untereinander. Aus Tabelle 4.3 kann man sehen, daß sich das Magnetfeld für die Mittelfeldübergänge in Abhängigkeit des ersten Magneten leicht ändert. Bei einer Felddifferenz von 100 Gauß im ersten Magneten ändert sich das Magnetfeld des zweiten Magneten um weniger als 4 Gauß. Diese Änderung ist sehr gering, kann aber nicht vernachlässigt werden. Durch den Einfluß der Armcoplatten ergibt sich aber nur ein zusätzlicher Offset im homogenen Bereich des Feldes, die Form des Magnetfeldes zwischen den Platten ändert sich dadurch nur wenig.

Symbol der Meßkurve	B-Feld des SFT / [Gauß]	Strom SFT-Magnet / [A]	B-Feld des MFT / [Gauß]	Strom MFT-Magnet / [A]
Kreis	29.7 ± 0.2	0.42 ± 0.2	30.3 ± 0.2	0.34 ± 0.2
Quadrat	59.5 ± 0.2	0.84 ± 0.2	31.4 ± 0.2	0.34 ± 0.2
Dreieck	127.2 ± 0.2	1.81 ± 0.2	33.8 ± 0.2	0.34 ± 0.2

Tab. 4.4:

Die gemessenen Feldstärken im Bereich der Hochfrequenzübergänge und die dazugehörigen Stromstärken. Der Magnetstrom im Bereich des MFTs ist für die drei Messungen nicht verändert worden. Bei einer Änderung des Magnetfeldes für die Starkfeldübergänge von 100Gauß ändert sich das Magnetfeld des MFT-Magneten nur um knapp 4Gauß.

Man kann durch Nachregeln des Magnetstromes diese Effekte leicht ausgleichen. Der zweite Teil des statischen Magnetfeldes ist das lineare Gradientenfeld, um adiabatische Übergänge zu erzeugen. Dafür sind vier Gradientenspulen im Vakuum auf den Armcoplatten montiert. Die Gradientenspulen bestehen aus 4mm dicken Aluminiumplatten, in die in 2mm Abstand 2mm breite und tiefe Rillen gefräßt sind. In diese Rillen wird ein Lackdraht gewickelt, wobei die Wicklungszahl in Richtung des Strahles zu- bzw. abnimmt. Das Feld der Gradientenspulen ist in Abbildung 4.10 vermessen worden und addiert sich zum homogenen Feld der C-Magneten. Für die bisher gezeigten Messungen und Rechnungen war das Gradientenfeld immer ausgeschaltet gewesen. Die Gradientenspulen erzeugen im Bereich der Übergänge ein Magnetfeld mit einem Gradienten von ungefähr 3Gauß/cm bei 1A Strom, was für adiabatische Übergänge ausreicht. Der Gradient hat zusätzlich die Aufgabe, Inhomogenitäten im Magnetfeld der C-Magneten auszugleichen. In Abbildung 4.11 ist die z-Komponente des C-Magnetfeldes im Bereich der Kavität als Schnitt senkrecht zur y-Achse dargestellt. Die dargestellte Fläche entspricht dem räumlichen Schnitt von Atomstrahl und Volumen der Kavität. Man sieht hier, daß die Schwankungen im Feld kleiner als 2Gauß in dem beschriebenen Volumen sind. Diese Schwankungen können durch das Gradientenfeld ausgeglichen werden. In Abbildung 4.12 ist ein zusätzliches Gradientenfeld

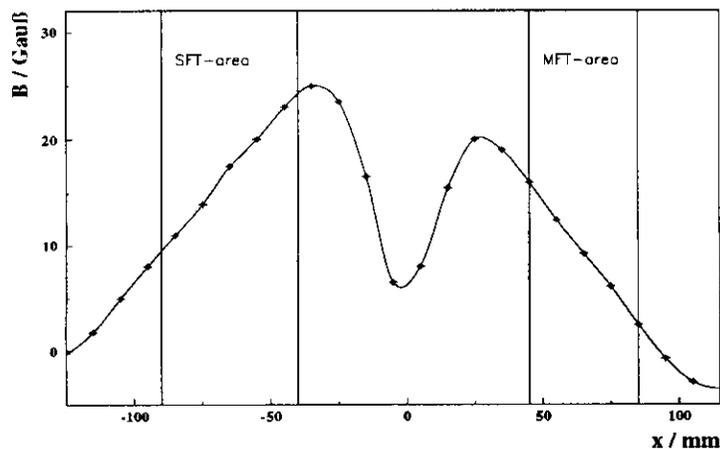


Abb. 4.10:

Gemessenes Feld der Gradientenspulen auf der Strahlachse, bei einem Strom von 1A. Die Gradientenspulen im Bereich des SFT sind 1cm länger als die andere Paar. Sie haben dadurch etwas mehr Wicklungen und erzeugen ein größeres Feld.

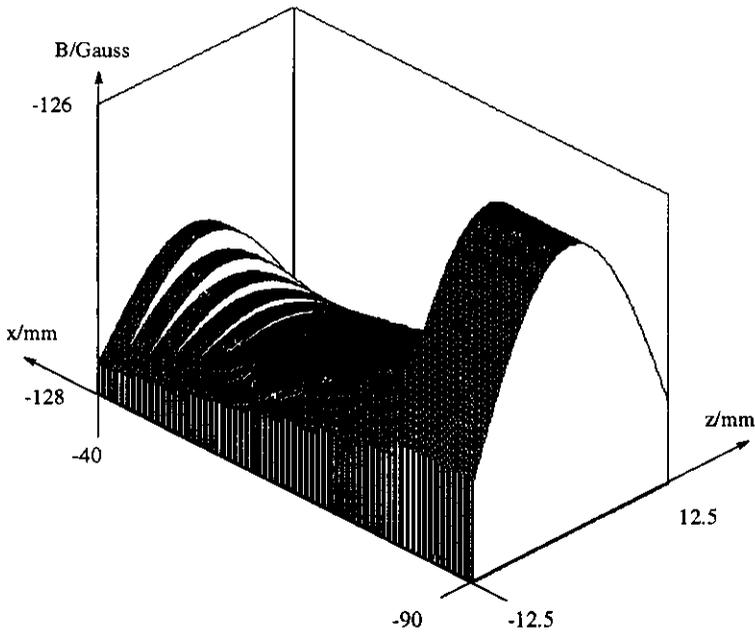


Abb. 4.11:

Aufgetragen ist das Magnetfeld über einer Flächen senkrecht zur y -Achse. Die dargestellte Fläche hat die Ausdehnung eines Schnittes des Atomstrahls mit dem Volumen der Kavitäten. Die Inhomogenität über dem gesamte Bereich beträgt weniger als 2Gauß. Die im Bild gezeigten Stufen entsprechen dem diskretisierten Raum der MA-FIA-Berechnung.

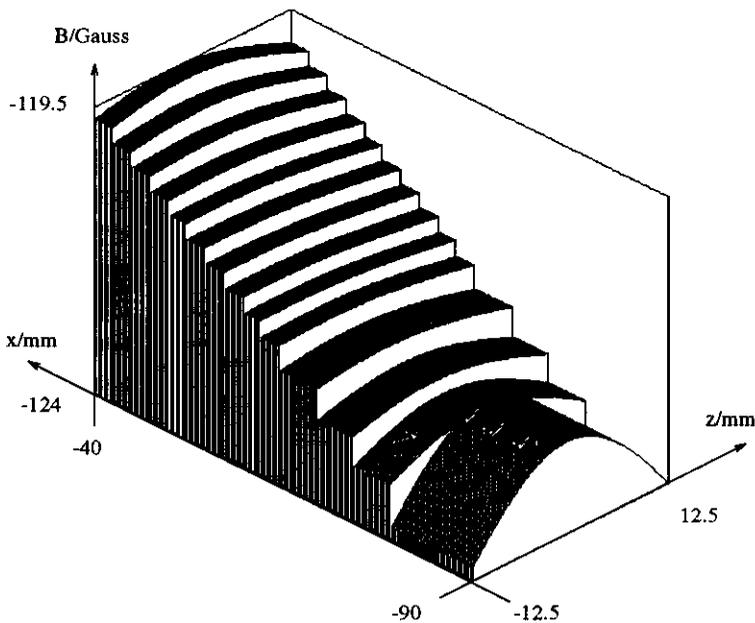


Abb. 4.12:

Darstellung von B_z als Schnitt senkrecht zur y -Achse. Die Ausdehnung in x und z -Richtung entsprechen exakt der Lage der Kavität. Ein Gradientenfeld von knapp einem Gauß/cm ist berücksichtigt worden. Im Experiment streben wir etwas höhere Gradienten an.

von ca. 1Gauß/cm für die Kavität mitberechnet worden, das resultierende Magnetfeld zeigt das gewünschte Verhalten, es fällt fast über den gesamten Bereich der Kavität linear in Strahlrichtung ab. Es werden aber auch Problembereiche des Magnetfeldes deutlich, im Bereich 90mm vom Mittelpunkt des Magneten entfernt wird der Gradient des Magnetfeldes aufgehoben, es bildet sich ein Plateau, was für den Übergang die Folge hätte, daß es mehrere Resonanzpunkte geben könnte. Bei den Eichmessungen mit den neuen Magnetsystem wird genauer auf diese Effekte eingegangen.

Die beiden Spulen der C-Magnete haben je 380 Wicklungen mit einer Drahtstärke von 1.2mm

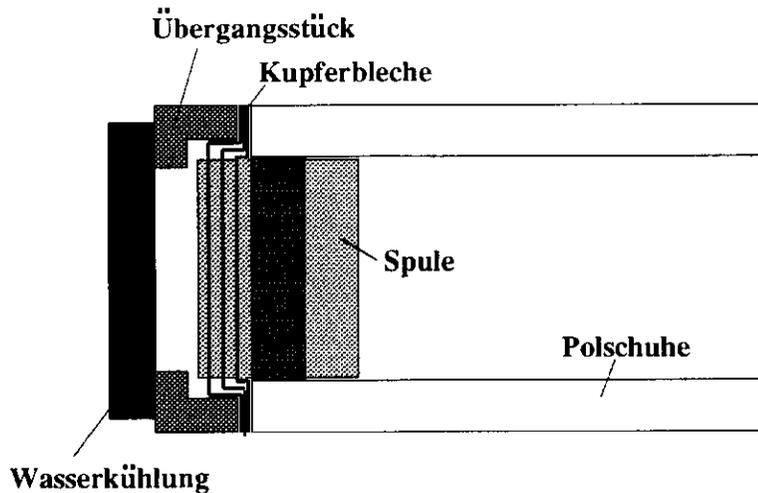


Abb. 4.13:
Design der Wasserkühlung für die
C-Magneten, im Schnitt senkrecht zur
Strahlachse.

und einen Widerstand von ca. 2Ω . Um ein Feld von 140Gau\ss zu erzeugen, braucht man nun einen Strom von ca. 2A , was einer Leistung von 8W pro Magnet entspricht. Beim alten Magnetsystem wurden dabei über 30W frei. Für die Betriebssicherheit der C-Magnete ist eine Wasserkühlung gebaut worden, sie ist als Schnitt senkrecht zur Strahlachse in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Kühlung besteht aus drei Teilen: drei 0.7mm starken, ca. 55mm langen und ca. 50mm breiten Kupferblechen je Magnet, die direkt zwischen den Wicklungen der Spule liegen, zwei Übergangsstücken, die zusätzlich die beiden Magneten gegeneinander fixieren, und einem Wassergekühlten Kupferblock. Alle Teile der Kühlung bestehen aus Kupfer, da dies einen besonders guten Wärmeleitwert $\lambda = 390(\text{K m})^{-1}$ hat. Für Wärmeleitung gilt:

$$\Delta T = \frac{P l}{A \lambda} \quad (4.2)$$

Es ist dabei P die erzeugte Leistung, l die Länge eines der Bauelemente, A dessen Querschnitt und ΔT die entstandene Temperaturdifferenz. Behandelt man die Spule als homogene Körper, in dem sich in etwa eine konstante Temperatur einstellt und den gekühlten Kupferblock ebenso, so kann man eine Differenztemperatur zwischen Spule und Kupferblock berechnen, dabei werden die drei Teile der Kühlung einzeln betrachtet (Tabelle 4.4). Bei einer Leistung von 40W hat

Bauelement	Querschnitt / $[\text{m}^2]$	Länge / $[\text{m}]$	$\Delta T/[\text{K}]$ für 20W	$\Delta T/[\text{K}]$ für 40W
Kupferbleche	$0.48 \cdot 10^{-3}$	0.03	3.2	6.4
Übergangsstück	$4 \cdot 10^{-3}$	0.026	0.3	0.7
Wasserkühlung	$1.7 \cdot 10^{-3}$	0.015	0.5	1.0
gesamt			4.0	8.1

Tab. 4.5:

Liste der Einzelteile der Wasserkühlung für die C-Magneten mit den Temperaturdifferenzen, die sich bei 20 bzw. 40W einstellen. Die Berechnungen sind idealisiert geben aber die richtige Größenordnung der Temperaturerhöhung an. Kühlung durch Wärmestrahlung kann bei diesen Temperaturdifferenzen vernachlässigt werden.

man eine Temperaturerhöhung von weniger als $10^\circ K$ für die Spulen. Kühlung durch Wärmestrahlung und durch Wärmeleitung über die Polschuhe ist dabei unberücksichtigt geblieben. Für die Gradientenspulen hatte man einen maximalen Strom von 1.8A bei der Einstellung der Mittelfeldübergänge. Mit einem Widerstand von ca. 1.8Ω ergibt sich eine Leistung von ca. 6W pro Gradientenspule. Die Spulen sind direkt im Vakuum der Analysatorkammer eingebaut, wir schätzen deshalb die Temperaturerhöhung der Gradientenspulen im Betrieb, wie beim alten C-Magnetsystem, mit der Formel 4.1 für Wärmestrahlung ab. Betrachten wir eine Gradientenspule als homogenen Körper mit einer Oberfläche von ca. $200cm^2$, so erhalten wir eine Temperaturdifferenz in der Größenordnung von $60^\circ K$ zur Außentemperatur von $300^\circ K$. Diese Temperaturerhöhung ist eindeutig zu groß und kann den Langzeitbetrieb der Gradientenspulen in Frage stellen. Durch Erhöhung der Wicklungszahlen und Verwendung dickerer Drähte können die Eigenschaften der Gradientenspulen allerdings verbessert werden. Auf die Möglichkeit, Gradientenfelder in der bei den Messungen verwendeten Größenordnung zu erzeugen, sollte nicht verzichtet werden.

Die Zahlen über die Leistungsfähigkeit und Kühlung der beiden C-Magnete zeigen, daß ihre Dimensionierung für das Experiment völlig ausreichend ist. Es kann auch im Langzeitbetrieb der C-Magnete zu keinen Temperaturproblemen kommen. Die Gradientenspulen sind bei den Messungen (Kapitel 4.2.3) am Rande ihrer Belastbarkeit betrieben worden, die Leistungsabgabe in jeder Gradientenspule sollte bis zum endgültigen Einsatz bei HERMES noch gesenkt werden, um sichere Betriebsbedingungen zu erhalten.

4.2.3 Messungen mit dem neuen Magnetsystem

Um die Funktion des neuen Magnetsystems zu testen, sind am DESY mit der HERMES-Atomstrahlquelle erste Eichmessungen für die veränderten Hochfrequenzübergänge des Polarimeters entstanden. Der Testaufbau für dieses Experiment wurde schon beschrieben, Quelle und Polarimeter stehen dabei in einem Winkel von 120° zueinander und sind durch eine Testkammer verbunden. Anstatt der HERMES-Targetzelle wird ein ca. 200mm langes Teflonrohr ohne Haltefeld benutzt. Die Quelle injizierte in diese Behelfszelle einen Atomstrahl aus Wasserstoffatomen in den Hyperfeinstrukturzuständen 1 und 2. In der Zelle kommt es zu einer Depolarisation des Atomstrahls, wobei sich die Besetzungszahlen der Zustände 1 und 2 nach der Zelle deutlich unterscheiden, was auf die Einstellung und Kalibration der Hochfrequenzübergänge Einfluß hat. Vor dem Polarimeter ist ein zusätzlicher Sechspolmagnet installiert, der wieder einen vollständig nach Feinstrukturzuständen polarisierten Atomstrahl erzeugt, der Unterschied zwischen den Besetzungszahlen n_1 und n_2 bleibt aber erhalten. Für die Überprüfung des neuen Magnetsystems, ist es in erster Linie wichtig zu zeigen, daß die Hochfrequenzübergänge in der geforderten Art und Weise funktionieren. Man durchfährt dafür das Feld eines C-Magneten in bestimmten Bereichen bei eingeschaltetem Gradienten- und Hochfrequenzfeld. Kommt es zu einer Resonanz, so werden z.B. beim SFT 1-4 die Atome von Zustand 1 in den vorher unbesetzten Zustand 4 umbesetzt und durch das Sechspolssystem ausgeblendet, es kommt zu einem Signalabfall im Detektor. Auf diese Weise kann gezeigt werden, wo es zu Resonanzen in den Hochfrequenzübergängen kommt, und die Arbeitspunkte der Übergänge können festgelegt werden. In Abbildung 4.14 sind Scans, über den negativen und positiven Magnetfeldbereich der Starkfeldübergänge zu sehen. Die Feldbereiche für die einzelnen Hochfrequenzübergänge sind leicht in den Scans zu erkennen, und man kann mit genaueren Scans in diesen Bereichen die Arbeitspunkte der Hochfrequenzübergänge festlegen. Ein solcher Scan für den SFT 1-4 ist in

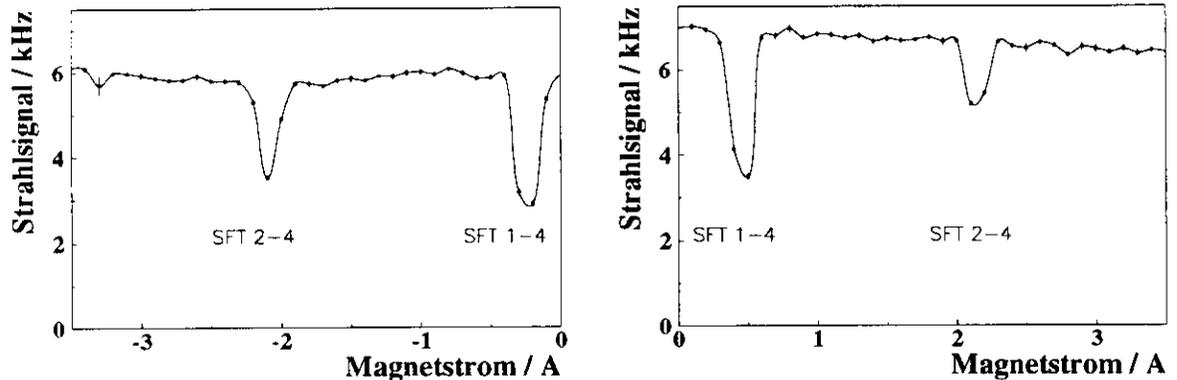


Abb. 4.14:

In den Bildern werden zwei Scans des Magnetstromes der Starkfeldübergänge gegenüber dem Strahlsignal gezeigt. Links ist der negative Bereich des Stromes gescannt worden und rechts der positive Bereich. Der SFT 1-4 läuft in einem schwächeren Feldbereich als der SFT 2-4. Die Übergänge arbeiten in so verschiedenen Feldbereichen, daß man sie ohne Probleme voneinander trennen kann. Das Gradientenfeld ist bei beiden Scans so gewählt, daß es die gleiche Feldrichtung, wie das Feld der C-Magnete, hat.

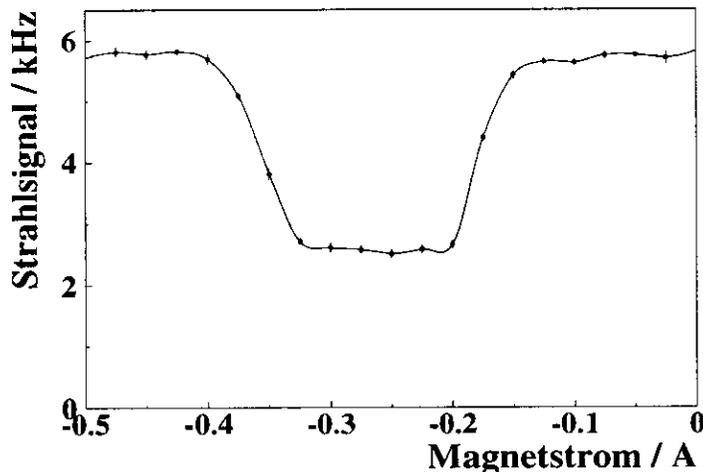


Abb. 4.15:

Scan, um den Arbeitspunkt des SFT 1-4 einzustellen. Um Frequenzdrifts der Kavitäten auszugleichen, sollte der Arbeitspunkt in der Mitte des Plateaus liegen, der Strom durch die Gradientenspulen ist -1.6A .

Abbildung 4.15 zu sehen. Die Messung zeigt einen großen Feldbereich in dem der Übergang mit konstanter Effizienz arbeitet, in die Mitte dieses Bereiches sollte der Arbeitspunkt gelegt werden. Man darf aber für die Einstellung nicht nur einen Magnet betrachten, beide Magnete müssen exakt angesteuert werden, um einen Übergang sicher zu betreiben. Eine genaue Einstellung verlangt zum einen eine Hystereseeunterdrückung, das heißt der Strom durch die Magnete wird zuerst auf einen hohen positiven Wert gesetzt bevor er im negativen Bereich eingestellt wird oder umgekehrt, und zum anderen spielt der Rhythmus mit dem die Magnete geschaltet werden eine Rolle, bei jeder Schaltung müssen beide Magnete mit fester Reihenfolge angesteuert werden. Die Magnete sollten im Betrieb die gleiche Feldrichtung haben, um Nullfeldübergänge zu vermeiden und eine möglichst geringe Differenz zwischen beiden Feldern zu haben. Probleme für

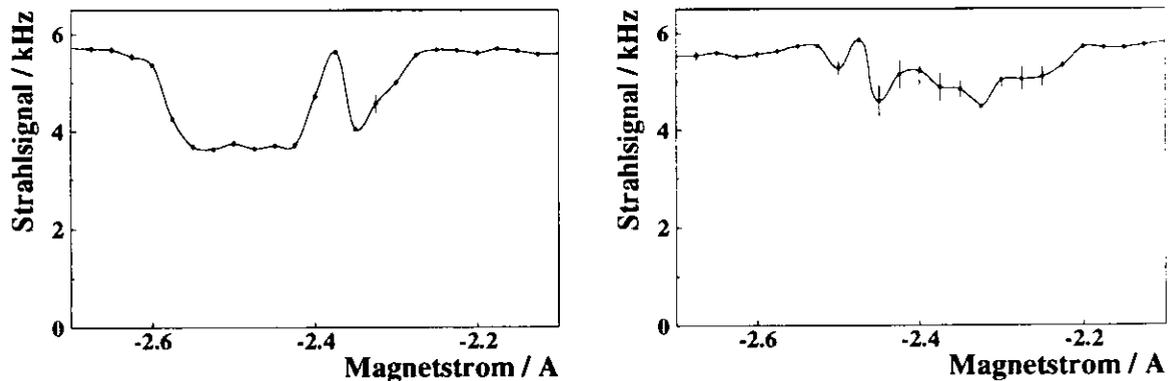


Abb. 4.16:

Beispiele einer ungünstigen Einstellung der Magnete für den SFT 2-4. Das Gradientenfeld arbeitet in beiden Fällen gegen den C-Magnet. Im linken Scan hat man noch relativ gute Verhältnisse, es gibt aber einen Punkt im Übergangsbereich, wo mindestens zwei Resonanzpunkte innerhalb der Kavität liegen, sodaß eine Rückbesetzung statt findet und der Übergang zusammenbricht. Im zweiten Fall hat man so ungünstige Verhältnisse, daß man eine ganze Reihe von Resonanzen erzeugt und völlig unbestimmte Verhältnisse für den Hochfrequenzübergang hat.

das statische Magnetfeld treten auf wenn man eine zu große oder ungünstige Differenz zwischen den beiden C-Magneten wählt, in diesem Zusammenhang spielt auch die Richtung und Stärke des Gradientenfeldes eine Rolle. In Abbildung 4.16 sind zwei schlechte Einstellungen für den SFT 2-4 gezeigt. Das Problem bei diesen Scans ist, daß man mehrere Resonanzpunkte innerhalb der Kavität hat, und es kommt zu mehreren Umbesetzungen. Im linken Bild aus Abbildung 4.16 kommt es bei einem Feldwert zu einer doppelten Resonanz und der Übergang bricht zusammen, im rechten Bild haben wir viele Resonanzpunkte innerhalb der Kavität, der Übergang ist dadurch fast über den gesamten Resonanzbereich instabil. Auf solche Fälle haben schon einige MAFIA-Rechnungen hingewiesen, z.B. in Abbildung 4.12, wo sich die Richtung des Gradienten innerhalb der Kavität ändert. Diese Effekte können bei entsprechend guter Einstellung der Magnete oder der Wahl kleinerer Magnetfelder vermieden werden. Die Hochfrequenz für die Starkfeldübergänge war bei diesen Messungen mit 1465 MHz sehr hoch gewählt und forderte entsprechend große Magnetfelder, für spätere Messungen sollte sie leicht gesenkt werden, z.B. auf 1450 MHz .

Die Einstellung eines Mittelfeldübergangs ist nicht so einfach, wie die der Starkfeldübergänge. Die Resonanzpunkte der einzelnen Übergänge liegen so nah zusammen, daß ihre Feldbereiche fließend ineinander übergehen. Bei Mittelfeldübergängen für Wasserstoff unterscheiden wir dabei drei Bereiche: MFT 1-2 alleine, MFT 1-2 und 2-3 zusammen und MFT 2-3 alleine, wobei der MFT 1-2 alleine für die Messungen uninteressant ist. Aufgrund der stark unterschiedlich besetzten Zustände 1 und 2 im Atomstrahl kann man schon in Abbildung 4.17 die verschiedenen Übergangsbereiche erkennen, allgemein ist es aber erforderlich, daß Schwach- oder Starkfeldübergänge vor den Mittelfeldübergängen betrieben werden müssen, um die einzelnen Übergangsbereiche zu unterscheiden. Man sieht in den zwei Scans, wie man die Größe der Übergangsbereiche mit der Hochfrequenz beeinflussen kann. Links, bei einer Frequenz von 65 MHz , haben wir einen großen Bereich, wo beide Übergänge gemeinsam laufen, und nur einen

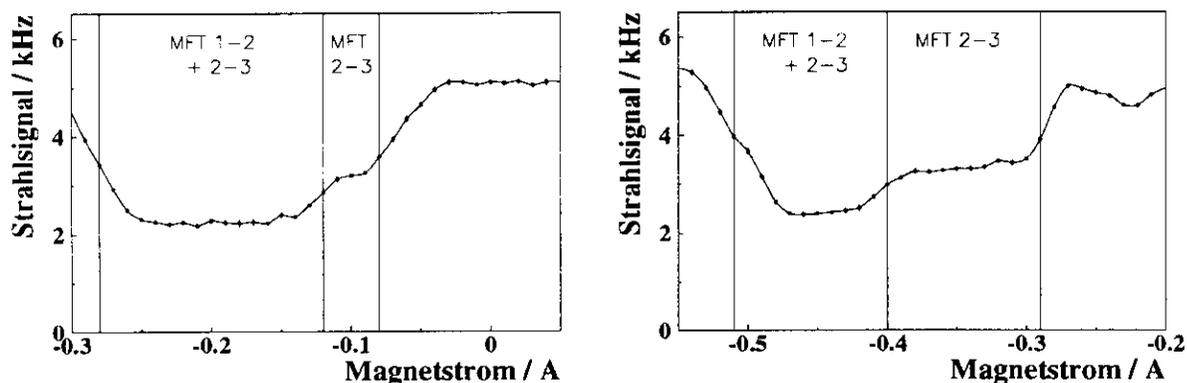


Abb. 4.17:

Scan der Mittelfeldübergänge für 65MHz links und 89MHz rechts. Da deutlich mehr Atome des Strahls im Zustand 1 als im Zustand 2 sind ist es möglich, die Übergangsbereiche direkt zu identifizieren. Im Linken Bild hat man einen ausgedehntes Plateau, wo die 1-2 und 2-3 Resonanz gleichzeitig laufen und nur einen kleinen Bereich der 2-3 Resonanz, im rechten Bild sind die Bereiche aufgrund der höheren Frequenz ungefähr gleich groß.

kleinen Bereich, wo der MFT 2-3 alleine arbeitet. Bei einer Frequenz von 89MHz sind beide Bereiche ungefähr gleich groß, und es ist sehr einfach, die Übergänge voneinander zu trennen. Für die Frequenz von 89MHz sind in Abbildung 4.18 Scans der Mittelfeldübergänge mit und ohne SFT 1-4 (links) und SFT 2-4 (rechts) dargestellt. Die Messungen mit dem MFT alleine zeigen einen breiten Einbruch im Bereich wo der MFT 2-3 alleine und zusammen mit dem MFT 1-2 arbeitet. Läuft einer der beiden SFT mit, hat das Signal zunächst nur die halbe Intensität und wird dann entweder vom MFT 1-3 oder MFT 2-3 vollständig ausgeblendet. In unserem Fall haben wir aufgrund von Justierungsfehlern der Apparatur noch ein Restsignal von ca. 400Hz .

HF-Übergang	Frequenz /[MHz]	statisches Feld /[G]	I C-Magnet SFT /[A]	I Gradient SFT /[A]	I C-Magnet MFT /[A]	I Gradient MFT /[A]
SFT 1-4	1465	31	-0.26	-1.6	-0.35	-1.8
SFT 2-4	1465	128	-2.14	-1.6	-0.35	-1.8
MFT, SFT 1-4						
MFT 1-2, 2-3	89	68, 60	-0.26	-1.6	-0.345	-1.8
MFT 2-3	89	60	-0.26	-1.6	-0.24	-1.8
MFT, SFT 2-4						
MFT 1-2, 2-3	89	68, 60	-2.14	-1.6	-0.405	-1.8
MFT 2-3	89	60	-2.14	-1.6	-0.3	-1.8

Tab. 4.6:

Zusammenstellung aller wichtigen Daten für die eingestellten Hochfrequenzübergänge (I steht für den Magnetstrom). Für die Mittelfeldübergänge ist es notwendig, zwei Arbeitspunkte entsprechend den Starkfeldübergängen zu definieren.

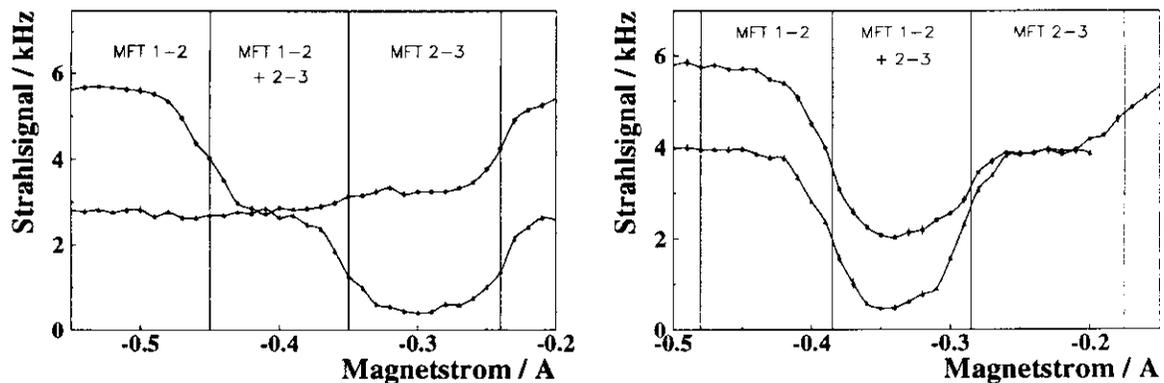


Abb. 4.18:

Scan der Mittelfeldübergänge (89MHz) mit und ohne SFT 1-4 (links) und SFT 2-4 (rechts). Die Kurven mit den höheren Strahlsignal zeigen die MFT alleine, die mit den niedrigeren Signalen MFT und SFT zusammen. Die einzelnen Übergangsbereiche lassen sich nun deutlich unterscheiden, je nachdem welcher Starkfeldübergang vor den Mittelfeldübergängen läuft kommt nur einer der beiden Übergangsbereiche zur Wirkung, eine Einstellung und Unterscheidung ist damit leicht möglich. Bei diesen Messungen gab es allerdings ein kleines Problem, die Hochfrequenz der Starkfeldübergänge ließ sich während der Messung nicht ganz abschalten, wodurch das gemessene Signal ohne Starkfeldübergänge unterschiedliche Form hat. Im Falle des SFT 1-4 verringert sich die Differenz zwischen den Plateaus der Übergangsbereiche und im anderen Fall wird die Differenz erhöht. Für die Einstellung der Übergänge bleibt ein solcher Fehler ohne große Folgen, bei Kalibrationsmessungen würde er sich drastisch auswirken.

Die Stärken und kleinen Schwächen des Magnetdesigns werden hier besonders deutlich. Die Effizienz der Starkfeldübergänge erscheint über den gesamten Bereich der Scans konstant, es kommt zu keinen Schwankungen, die Starkfeldübergänge sind also unabhängig von der Einstellung der Mittelfeldübergänge. Aufgrund der hohen Differenz der statischen Magnetfelder bei den Starkfeldübergängen von ca. 100Gauß sind die Mittelfeldübergänge nicht völlig unabhängig, ihr Magnetfeld muß in der Größenordnung von 5Gauß nachgeregelt werden, was für die Effizienzen der Übergänge aber keine Bedeutung hat, da es sich um einen linearen Offset handelt (Kapitel 4.2.2). In Tabelle 4.7 sind alle Daten für die eingestellten Hochfrequenzübergänge eingetragen, man muß dabei für die Mittelfeldübergänge verschiedene Arbeitspunkte in Abhängigkeit der Starkfeldübergänge definieren.

5 Die Sechspolssysteme des Breit-Rabi-Polarimeters für HERMES

Ein Sechspolssystem im Breit-Rabi-Polarimeter hat zwei Aufgaben, zum einen muß das System eine genügende Anzahl Atome in den Ionisationsraum des Quadropolmassenspektrometers fokussieren und zum anderen müssen die Hyperfeinstrukturzustände 3 und 4 für Wasserstoff bzw. 4, 5 und 6 für Deuterium vollständig aus dem Atomstrahl ausgeblendet werden. Wegen der

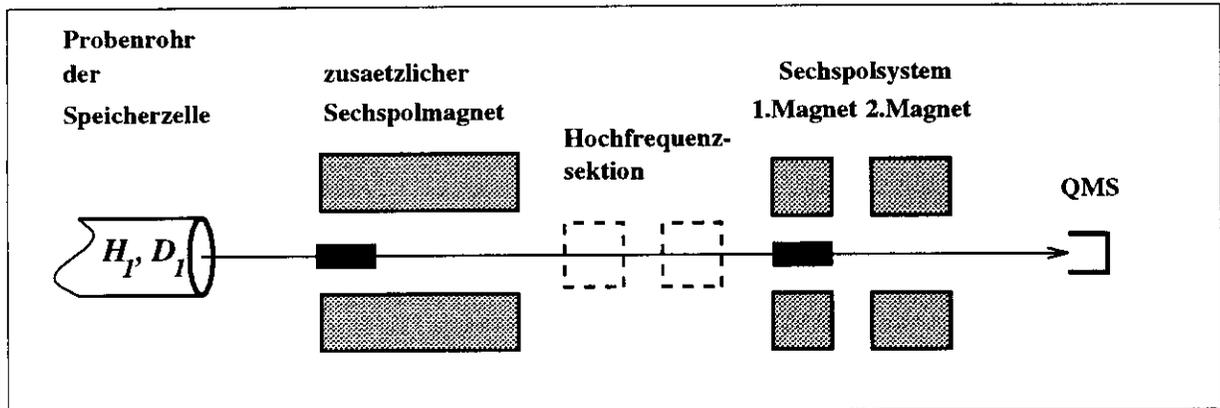


Abb. 5.1:

Schematische Darstellung des Sechspolsystems. Das System besteht zur Kalibration aus drei Sechspolmagneten, für Polarisationsmessungen wird der Zusatzmagnet ausgebaut.

Konfiguration des HERMES-Targets muß das Polarimeter zudem mit zwei verschiedenen Sechspolssystemen arbeiten, bei denen sich die Trajektorien der Atome erheblich unterscheiden. Zur Überprüfung und Optimierung der Bedingungen, die die Systeme für den Atomstrahl liefern, wurde ein Tracking-Programm eingesetzt, das Trajektorien für Wasserstoff- oder Deuteriumatome dreidimensional berechnet. Das Programm geht auf eine Entwicklung von Wolfgang Korsch [KOR90] zurück und wurde von verschiedenen Leuten weiterentwickelt [z.B. LOR93]. Die Bewegungsgleichungen für Wasserstoff- oder Deuteriumatome werden numerisch mit einem Runge-Kutta-Verfahren integriert. Grundlegend für gute Monte-Carlo-Rechnungen ist die zufällige Auswahl von Anfangsbedingungen. Um einen effusiven Strahl aus der Speicherzelle zu simulieren, wird in zwei senkrecht zu Strahlachse stehenden Ebenen jeweils ein Punkt zufällig erzeugt. Die Punkte legen die Bahn des Atoms fest, die Geschwindigkeit wird dann mit Hilfe einer Maxwell-Verteilung und eines Zufallsgenerators berechnet. Die Temperatur der Speicherzelle ist bei allen Rechnungen mit $100^\circ K$ angenommen.

Für die Kalibrierung und zu Polarisationsmessungen sind zwei verschiedene Sechspolssysteme notwendig. Das System für die Messungen besteht aus zwei Sechspolmagneten (1. und 2. Magnet), die zwischen den Hochfrequenzübergängen und dem Ionisationsraum des Massenspektrometers liegen. Zur Kalibrierung ist ein zusätzlicher Magnet vor dem gesamten Polarimeter notwendig, um einen Elektronenspin-polarisierten Atomstrahl zu erzeugen. Beim Wechsel von einem System zum anderen ist ein Umbau erforderlich, wobei der Zusatzmagnet mit dem Dissometer getauscht wird. Die verwendeten Magnete besitzen ein Polspitzenfeld von 14.5kGauß , einen Innenradius von 12.5mm und einen Außenradius von 90mm [SCH91, HAL80]. Die Anordnung der

Abstände und Längen	System für die Kalibration	System zur Polarisationsmessung
Radius Zellaustrittsrohr	5mm	5mm
Zellaustrittsrohr ↔ Zusatz- bzw. 1.Magnet	140mm	660mm
Länge Zusatzmagnet	200mm	-
Radius axiale Blende	4mm	-
Zusatzmagnet ↔ 1.Magnet	320mm	-
Länge 1. Magnet	70mm	70mm
Radius axiale Blende	5mm	5mm
1.Magnet ↔ 2.Magnet	135mm	135mm
Länge 2. Magnet	110mm	110mm
2.Magnet ↔ Ionisationsraum	289mm	289mm
Radius Ionisationsraum	2.5mm	2.5mm

Tab. 5.1:

Abmessungen der zwei Sechspolssysteme des Breit-Rabi-Polarimeters auf der Strahlachse. Aufgelistet sind die Abstände zwischen den Magneten, dem Probenrohr der Speicherzelle und dem Ionisationsraum, sowie die Länge der Magneten und die Radien der zugehörigen axialen Strahlblenden.

Magnete auf der Strahlachse, ihre Längen sowie die Blendenradien sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Das Sechspolssystem ohne Zusatzmagnet ist schon in einer Reihe von Messungen verwendet und seine Funktionsfähigkeit bestätigt worden. Als Zusatzmagnet standen einige verschiedene Sechspolmagnete zur Verfügung, von denen der größte mit einer Länge von 200mm die besten Eigenschaften zeigte, alle anderen Magnete waren wesentlich kürzer und zeigten beim Ausblenden der Zustände 3 und 4 von Wasserstoff Schwächen. Die Anordnung der Magnete ist durch die Konstruktion des Polarimeters vorgegeben, Änderungen in den Abmessungen sind ohne Umbauten nicht möglich und wegen des knappen Zeitplans für HERMES ausgeschlossen. Die Eigenschaften der Sechspolssysteme müssen daher mit axialen Strahlblenden entsprechend verbessert werden, sodaß sie den Anforderungen für Kalibration und Polarisationsmessung genügen. Dafür definieren wir eine Transmission, die das Verhältnis zwischen Atomen, die den Ionisationsraum des Massenspektrometers erreichen, und den injizierten Atomen ist, wobei bei der Injektion nur Teilchenbahnen berücksichtigt werden, die vom Zellaustrittsrohr in die Eintrittsöffnung des Zusatzmagneten verlaufen. Zuerst werden Berechnungen für das einfachere Sechspolssystem angestellt. Wir ermitteln die Transmissionen für Wasserstoffatome in den Zuständen 1 und 4 durch das Meßsystem für variable Blendendurchmesser im 1. Magneten (Abbildung 5.2). Für Atome im Zustand 4 soll die Transmission null sein. Bei einer Blendengröße von 5mm ist diese Bedingung erreicht, die resultierende Transmission für die fokussierenden Zustände ist dann $8 \cdot 10^{-3}$. Für das Kalibrationssystem stellt man ähnlich Berechnungen an, Teilchen, die den Zusatzmagneten im Zustand 4 passieren, dürfen den Ionisationsraum nicht erreichen. Dazu sind in Abbildung 5.2 die Transmissionen für Atome im Zustand 1 (rechts) durch das Gesamtsystem und für Atome, die den Zusatzmagneten im Zustand 4 und die restlichen beiden Magneten im Zustand 1 passieren

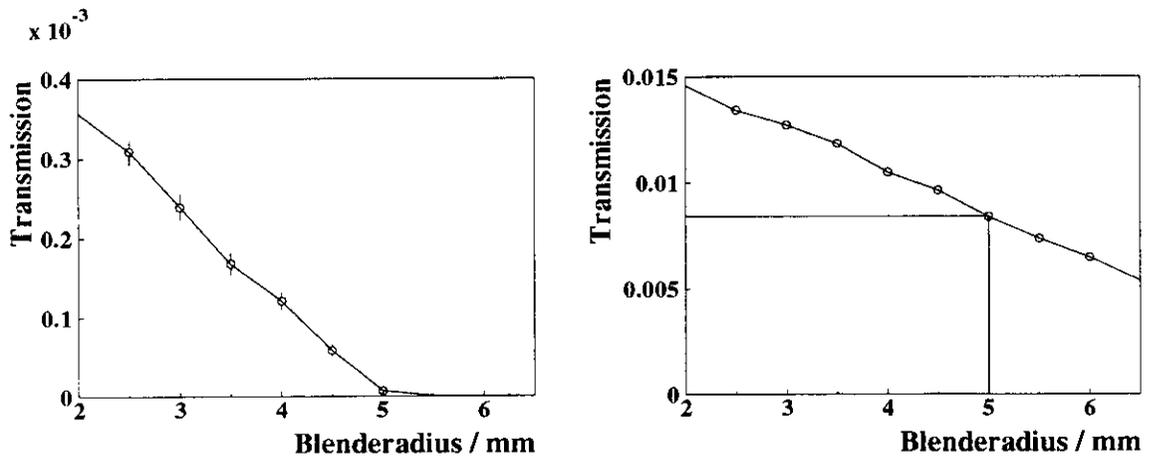


Abb. 5.2:

Transmissionsrechnungen für das Sechspolssystem der Polarisationsmessungen. Die Transmission für Wasserstoffatome im Zustand 4 (links) bzw. im Zustand 1 (rechts) ist gegen den Radius der Strahlblende im 1. Sechspolmagneten aufgetragen. Für jeden Messpunkt wurden eine million Teilchen gerechnet. Im linken Bild kann man sehen, daß ab einer Blende von 5mm Radius die Atome im Zustand 4 vollständig unterdrückt werden, das entspricht einer Transmission für Teilchen im Zustand eins von ca. $8 \cdot 10^{-3}$.

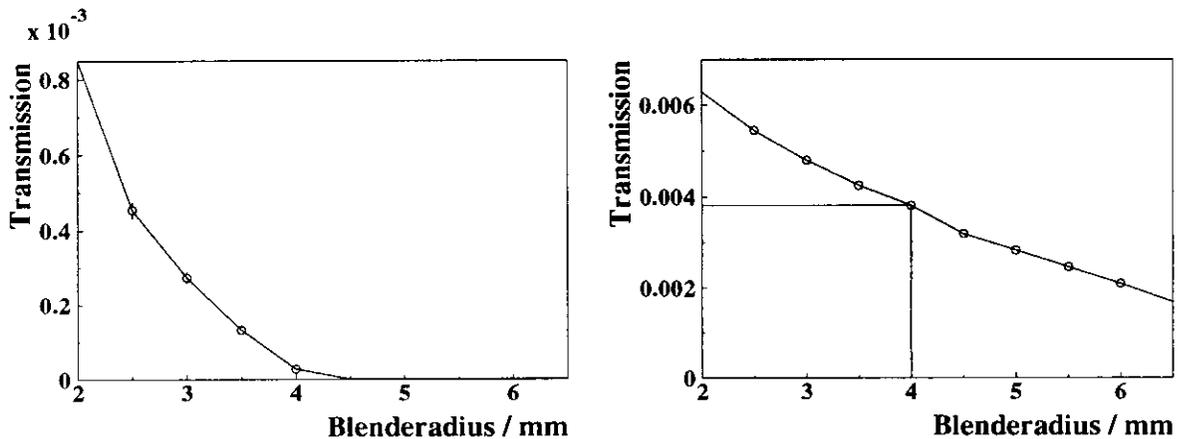


Abb. 5.3:

Transmissionen durch das Sechspolssystem für die Kalibration gegen den Radius der Strahlblende im Zusatzmagneten, die Blende im 1. Magneten ist aufgrund der vorausgegangenen Rechnungen 5mm . Im linken Bild werden die defokussierenden Eigenschaften des Zusatzmagneten untersucht, die Atome werden im Zusatzmagneten defokussiert und in den anderen Magneten fokussiert. Das rechte Bild zeigt wieder die Transmission des Zustandes 1 durch das gesamte System. Ab einem Radius von 4mm für die Blende sind die Anforderungen der Defokussion erfüllt, die Transmission für fokussierende Zustände ist dann ca. $4 \cdot 10^{-3}$.

(links), berechnet worden. Diesmal wurde der Blendenradius im Zusatzmagneten variiert, die Blende im 1. Sechspolmagneten hatte einen Radius von 5mm . Für optimale, defokussierende Eigenschaften ist eine 4mm Blende im Zusatzmagneten erforderlich, die Transmission für den Zustand 1 durch das Gesamtsystem ist mit ca. $4 \cdot 10^{-3}$ nur halb so groß, wie ohne Zusatzmagnet. Die Intensität des verbleibenden Atomstrahls reicht für eine Kalibration des Systems aus, man

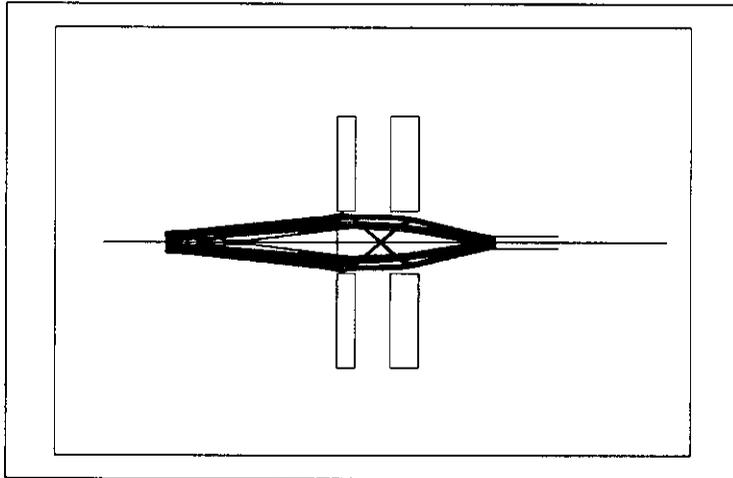


Abb. 5.4:

Trajektorien für Wasserstoffatome im Zustand 1 durch das Sechspolssystem für Polarisationsmessungen. Es sind zwei typische Bahnen zu erkennen, einmal die Bahn schnellerer Atome, die direkt, ohne die Strahlachse zu kreuzen, in den Ionisationsraum fokussiert werden und die Bahnen langsamerer Atome, die zwischen den beiden Magneten die Strahlachse kreuzen.

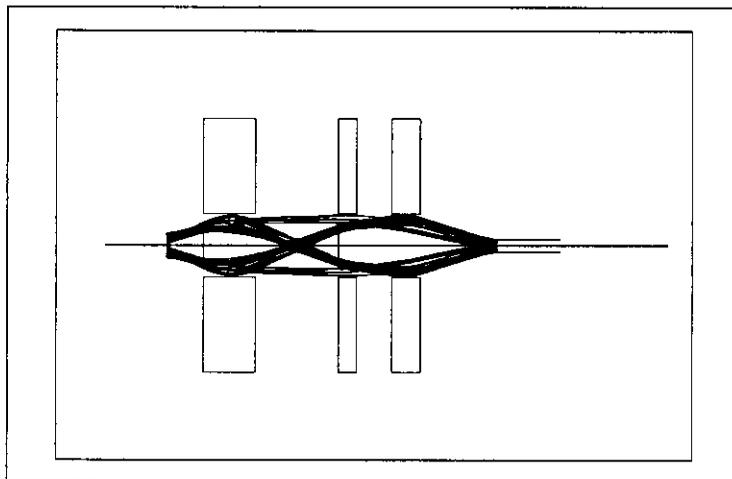


Abb. 5.5:

Trajektorien für Wasserstoffatome im Zustand 1 durch das Sechspolssystem zur Kalibration. Es sind zwei typische Bahnen zu erkennen, einmal die Bahn schnellerer Atome, die direkt, ohne die Strahlachse zu kreuzen, in den Ionisationsraum fokussiert werden und die Bahnen langsamerer Atome, die zwischen Zusatzmagnet und 1. Magnet die Strahlachse kreuzen.

hat allerdings ein sehr viel geringeres Signal, als bei den Kalibrationsmessungen am Teststand in Heidelberg. Dort war die Strahlintensität zur Kalibration mehr als zehn mal so groß, wie mit dem effusiven Strahl aus der Speicherzelle.

In den Abbildungen 5.4 und 5.5 sind Radien von Trajektorien durch das Meß- bzw. Kalibrationssystem für Wasserstoffatome im Zustand 1 dargestellt. Die Atome fliegen jeweils auf zwei unterschiedlichen Bahnen durch die Sechspolssysteme. Schnelle Atome werden direkt in den Ionisationsraum fokussiert, langsamere Atome kann man an einem Kreuzungspunkt mit der Strahlachse erkennen. Für das Kalibrationssystem liegt dieser zwischen Zusatzmagnet und 1. Magnet, beim Meßsystem zwischen 1. und 2. Magnet.

Die letzte noch zu überprüfende Eigenschaft ist die Geschwindigkeitsverteilung der Atome, die in den Ionisationsraum gelangen. Damit die Hochfrequenzübergänge im Fall der Kalibration

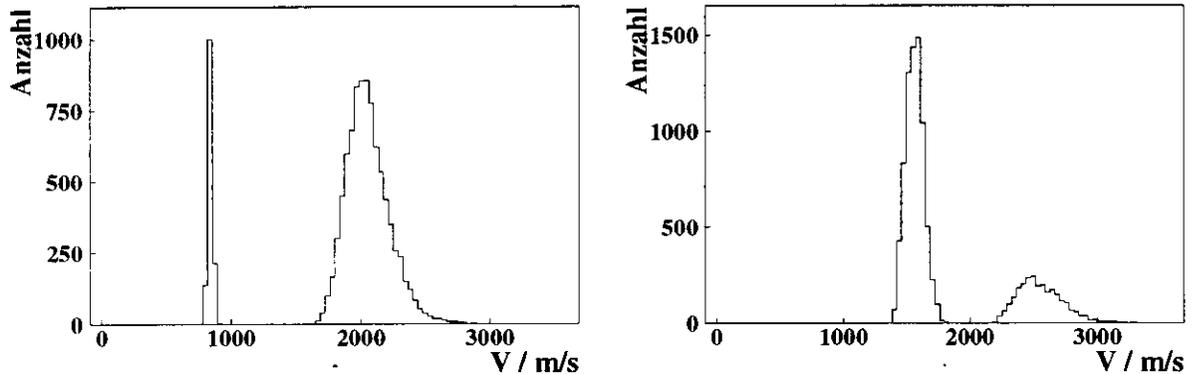


Abb. 5.6:

Geschwindigkeitsverteilungen für das Kalibrationssystem (rechts) und das Meßsystem (links). Für beide Verteilungen wurden 10000 Trajektorien ausgewertet. Es sind jeweils Atome aus zwei Geschwindigkeitsbereiche, die von den Sechspolssystemen akzeptiert werden. Vergleicht man die Geschwindigkeitsverteilungen mit den Trajektorien in den Abbildungen 5.3 und 5.4, so kann man die Peaks entsprechenden Bahnen zuordnen.

die gleichen Effizienzen haben, wie bei Polarisationsmessungen, müssen die gemessenen Atome möglichst gleiche Geschwindigkeiten besitzen, da die Effizienz der Hochfrequenzübergänge von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängt. Die Hochfrequenzübergänge werden im Sättigungsbereich betrieben, der Einfluß der Geschwindigkeiten ist dadurch recht gering, aber zu große Differenzen dürfen nicht auftreten. In Abbildung 5.5 werden die Geschwindigkeitsverteilungen der Atome für beide Sechspolssysteme miteinander verglichen. In beiden Fällen sieht man zwei Geschwindigkeitsbereiche aus denen Atome in den Ionisationsraum fokussiert werden, einen schnellen und einen langsameren. Man kann deutliche Unterschiede in den Geschwindigkeitsverteilungen erkennen, so können im Meßsystem schnellere Atome passieren als im Kalibrationssystem. In beiden Systemen ist die Geschwindigkeit der Atome kleiner als 3500 m/s , die mittlere Geschwindigkeit für das Kalibrationssystem liegt bei 1817 m/s , für das Meßsystem bei 1890 m/s . Die Unterschiede zwischen den Geschwindigkeitsverteilungen sind nicht so groß, daß sie Effizienzmessungen für Übergänge im Sättigungsbereich in Frage stellen. Bei Kalibrations- und Polarisationsmessungen am Teststand in Heidelberg waren die Bedingungen in Bezug auf die Geschwindigkeiten der Atome wesentlich schlechter, es konnten für die Polarisationsmessungen Teilchen mit einer Geschwindigkeit von bis zu 6000 m/s das Sechspolssystem der Testquelle passieren, bei der Kalibration lag die maximale Geschwindigkeit wesentlich niedriger, bei ca. 3500 m/s [BBR95]. Da die Geschwindigkeit der Teilchen direkt mit der Effizienz der Hochfrequenzübergänge verknüpft ist, können solche Effekte zu großen Meßfehlern führen.

Die Funktion des Zusatzmagneten konnte bei den Messungen am DESY leider nicht eingehend untersucht werden. Es bestand damals keine Möglichkeit, das Polarimeter gegenüber der Targetzelle (Teflonschlauch) auszurichten. Die Strahlachse des Polarimeters ist durch die Achse der Sechspolmagnete festgelegt, die gegeneinander ausgerichtet sind. Diese Achse muß man exakt gegenüber dem Austrittsrohr der Targetzelle ausrichten, um die theoretisch berechneten Eigenschaften des Sechspolsystems zu erhalten. Kann man dies nicht, so ist das Ausblenden der Zustände mit negativer Elektronenspinorientierung nicht gewährleistet, was sowohl

für die Kalibration als auch für die Polarisationsmessungen einen großen systematischen Fehler bewirkt. Besonders wird das Problem in Abbildung 4.18 deutlich, wo trotz Ausblenden des gesamten Atomstrahls mit den Hochfrequenzübergängen und Sechspolmagneten ein Strahlsignal von 400 Hz gemessen wurde. Bei einer exakten Justierung der Apparatur wäre das resultierende Signal deutlich geringer gewesen. Abhilfe könnte ein Fenster in der Detektorkammer schaffen, mit dem man einen direkten Blick durch das Polarimeter auf der Strahlachse hätte, ein genaues Justieren mit einem Fernrohr wäre dann möglich. Auch der Einbau zusätzlicher Blenden z.B. zwischen Zellaustrittsrohr und Zusatzmagneten ist denkbar, eine Justierung des Polarimeters auf der Strahlachse ist aber zwingend notwendig.

6 Die Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeter

Die Kalibration der Hochfrequenzübergänge des Polarimeters ist eine wesentliche Voraussetzung für einen reibungslosen Betrieb und genaue Messungen. Am Teststand in Heidelberg ist dafür ein aufwendiges Verfahren (Kapitel 6.1) entwickelt worden, das allerdings im HERMES-Experiment nicht direkt eingesetzt werden kann. Bei den Messungen mit dem neuen Magnetsystem ist ein systematischer Beitrag zum gemessenen Strahlsignal entdeckt worden, dieser Beitrag kommt durch die Dissoziation eines H_2 -Strahls, der aus der Analysatorkammer in die Detektorkammer diffundiert, zu stande. Der systematische Offset bei den Strahlsignalmessungen ist für die Kalibration und die Polarisationsmessungen bisher nicht berücksichtigt worden, wodurch z.B. die maximalen Polarisierungen bei den Deuteriummessungen (Kapitel 9) am Teststand in Heidelberg geringer erscheinen, als sie tatsächlich waren. Diese Fragen werden in der Arbeit [BBR95] ausführlicher behandelt, auch werden die in Heidelberg gemachten Wasserstoff- und Deuteriummessungen in dieser Hinsicht noch einmal ausgewertet, und der systematische Meßfehler korrigiert.

Im Folgenden stellen wir die bisherige Kalibration des Polarimeters vor und zeigen dann Lösungsansätze für die Kalibration im HERMES-Experiment auf.

6.1 Die Kalibration am Teststand in Heidelberg

Abbildung 6.1 zeigt das Schema des Teststandes für die Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeters. Der mit Düse, Skimmer und Kollimator geformte Atomstrahl passiert auf seinem Weg durch

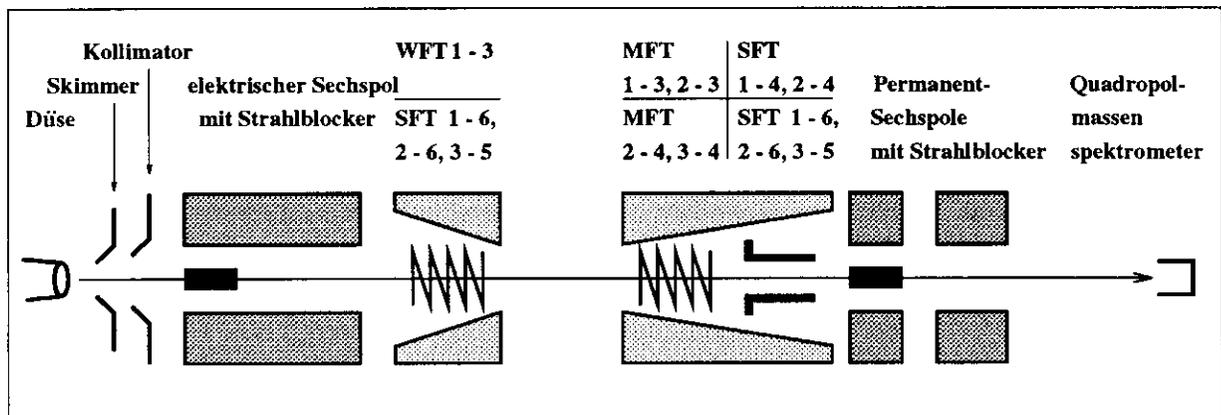


Abb. 6.1:

Schematische Übersicht des Teststandes für die Kalibration. Der Atomstrahl aus der Testquelle wird direkt ohne Speicherzelle in das Breit-Rabi-Polarimeter injiziert. Quelle und Polarimeter liegen auf einer Achse und müssen zur Kalibration als Einheit betrachtet werden. Um die Korrekturen bei der Transmission durch die Sechspolmagneten zu verkleinern, sind zwei Strahlblocker eingebaut.

das Kalibrationssystem in der Testquelle einen elektrischen Sechspolmagneten und einen Hochfrequenzübergang und im Polarimeter zwei Hochfrequenzübergänge und ein permanentes Sechspolmagnetensystem. Die ganze Apparatur muß für die Kalibration als Einheit betrachtet werden. Das detektierte Strahlsignal hängt von den Transmissionswahrscheinlichkeiten der einzelnen Zustände durch die Sechspolmagnete genauso ab, wie von den Effizienzen der Übergänge.

6.1.1 Transmissionskorrekturen

Die Transmissionswahrscheinlichkeit eines Atoms im Zustand i durch einen Sechspolmagneten bezeichnen wir mit σ_i . Der Atomstrahl aus dem Strahlformungssystem hat zunächst eine Gleichverteilung aller Hyperfeinstrukturzustände. Dies ändert sich aber beim Flug der Atome durch die Sechspolmagnete. Im Fall von Wasserstoff werden im ersten Sechspol die Zustände 1 und 2 fokussiert, die Transmissionswahrscheinlichkeiten und Trajektorien der beiden Zustände unterscheiden sich jedoch. Die Transmissionen der Zustände 3 und 4 sind wegen der axialen Strahlblenden null, es gilt: $\sigma_3 = \sigma_4 = 0$. Im zweiten Sechspolsystem kompliziert sich die Situation in der Weise, daß sich die Phasenraumverteilungen der Hyperfeinstrukturzustände 1 und 2 nach dem ersten Sechspolmagneten unterscheiden. Die Transmission der Atome durch das Sechspolsystem des Polarimeters hängt von der Geschichte der Atome im Quellsechspol ab, wir definieren daher die Wahrscheinlichkeit σ'_{ij} durch die permanenten Sechspole, i bezieht sich dabei auf den Zustand der Atome im ersten und j im zweiten Magnetsystem. Für die Transmissionswahrscheinlichkeit durch die gesamte Aparatur definiert man:

$$\sigma_{ij} = \sigma_i \cdot \sigma'_{ij} \quad (6.1)$$

Da man durch die Strahlblocker die Transmissionen für Atome mit negativer Elektronenspinorientierung null setzen kann, bleiben für Wasserstoff vier unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten übrig: σ_{11} , σ_{12} , σ_{21} , σ_{22} .

Für Deuterium kann man mit einem analogen Verfahren acht verschiedene Transmissionswahrscheinlichkeiten definieren. Da das kritische Feld von Deuterium aber um einen Faktor 5 kleiner ist, als bei Wasserstoff, sind die Unterschiede beim Verhalten der Atome in den Sechspolen geringer. Für Sechspole mit Strahlblenden kann man die Transmissionen der einzelnen Zustände gleichsetzen und braucht, sie für die Auswertung der Effizienzmessungen nicht mehr zu berücksichtigen.

6.1.2 Effizienzen für Stark- und Schwachfeldübergänge

Für die Messung der Effizienz ε_{ij} eines Stark- oder Schwachfeldübergangs benötigt man zwei Strahlsignale, die Intensität bei ausgeschalteten und eingeschalteten Hochfrequenzübergang. Das Strahlsignal S_{off} ohne Hochfrequenzübergang ist proportional zu der Summe der Transmissionen einzelner Hyperfeinstrukturzustände durch das Gesamtsystem, wir definieren:

$$S_{off} = \sum_i \sigma_{ii} \quad (6.2)$$

Bei eingeschaltetem Hochfrequenzübergang kommen Faktoren mit der Effizienz des Übergangs hinzu, für das Strahlsignal S_{on} bei eingeschaltetem SFT 2-4 für Wasserstoff gilt z.B.:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{Sechspol}} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{SFT2} \leftrightarrow 4} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ (1 - \varepsilon_{24}) \sigma_2 \\ 0 \\ \varepsilon_{24} \sigma_2 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{Sechspol}} \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ (1 - \varepsilon_{24}) \sigma_{22} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

Allgemein kann man die Effizienz eines Stark- oder Schwachfeldübergangs wie folgt berechnen:

$$\varepsilon_{ij} = \kappa_{ij} \cdot \left(1 - \frac{S_{on}}{S_{off}}\right) \quad (6.4)$$

In der Korrektur κ_{ij} stecken die Transmissionswahrscheinlichkeiten durch die Sechspolmagnete:

$$\kappa_{ij} = \frac{\sum_k \sigma_{kk}}{\sigma_{ii} + \sigma_{jj} - (\sigma_{ij} + \sigma_{ji})} \quad (6.5)$$

Bei einem System ohne Korrekturen gilt: $\sigma_{11} = \sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma_{22}$, alle anderen Transmissionen sind null, daraus folgt: $\kappa_{ij} = 2$ (für Deuterium gilt dann: $\kappa_{ij} = 3$). Für die Übergänge WFT 1-3, SFT 1-4 und SFT 2-4 bei Wasserstoff erhält man die Korrekturfaktoren:

$$\kappa_{13} = \kappa_{14} = 1 + \frac{\sigma_{22}}{\sigma_{11}} \quad (6.6)$$

$$\kappa_{24} = 1 + \frac{\sigma_{11}}{\sigma_{22}} \quad (6.7)$$

Die Korrekturen des WFT 1-3 und SFT 1-4 laufen dabei entgegengesetzt zur Korrektur κ_{24} .

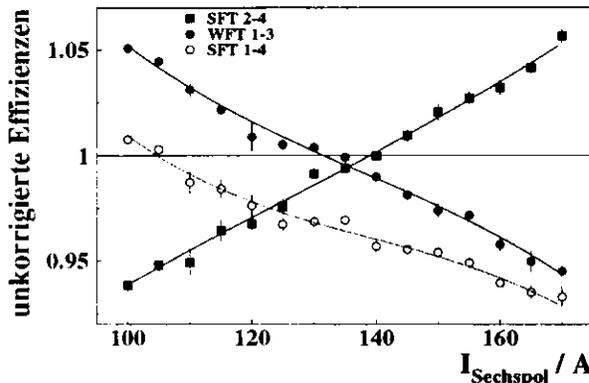


Abb. 6.2:

Unkorrigierte Effizienzen dargestellt gegen den Strom des elektrischen Sechspolmagneten. WFT 1-3 und SFT 2-4 laufen mit einer Effizienz nahe 100% und zeigen ein entgegengesetztes Verhalten. Der SFT 1-4 hat eine geringere Effizienz als die beiden anderen Übergänge

Diesen Zusammenhang kann man in der Effizienzmessung in Abbildung 6.1 sehen, dort sind die Transmissionseigenschaften des elektrischen Sechspols durch Variieren des Stromes verändert worden. Trägt man die unkorrigierten Effizienzen gegen den Magnetstrom auf, so kann man das Verhalten der Korrekturfaktoren miteinander vergleichen. Für Deuterium kann man bei Sechspolssystemen mit axialen Strahlblenden auf Transmissionskorrekturen verzichten. Aufgrund des fünffach kleineren kritischen Feldes gilt für alle Zustände die Starkfeldnäherung beim Flug durch das Sechspolssystem. Eine Auswertung mit Transmissionskorrekturen ist aber nach dem gleichen Prinzip wie für Wasserstoff möglich.

6.1.3 Die Effizienzen der Mittelfeldübergänge

Die Mittelfeldübergänge für Wasserstoff sind schon ausführlich beschrieben worden, man arbeitet mit zwei verschiedenen Einstellungen: MFT 1-2 mit MFT 2-3 zusammen und MFT 2-3 alleine. Bei beiden Übergängen müssen die Effizienzen jeweils für den MFT 1-2 und MFT 2-3 ermittelt werden. Dafür braucht man vier Strahlsignale, einmal die Mittelfeldübergänge ein- und ausgeschaltet mit laufendem WFT 1-3 der Quelle und einmal ohne WFT 1-3. Nun spielen auch gemischte Transmissionen (z.B. σ_{12} , σ_{21}) eine Rolle für die Effizienzmessung, da der MFT 1-2 beteiligt ist. Für die Auswertung stellen wir auf:

$$R_M = \frac{S_{MFT\ on}}{S_{MFT\ off}} = 1 - \frac{a\varepsilon_{12} + b\varepsilon_{23} + c\varepsilon_{12}\varepsilon_{23}}{d} \quad (6.8)$$

Die Koeffizienten a , b , c und d enthalten die Sechspolkorrekturen, es gilt:

$$a = \sigma_{11} + \sigma_{22} - \sigma_{12} - \sigma_{21} \rightarrow 0 \quad (6.9)$$

$$b = \sigma_{22} + \sigma_{33} - \sigma_{23} - \sigma_{32} \rightarrow 1 \quad (6.10)$$

$$c = \sigma_{12} + \sigma_{23} - \sigma_{22} - \sigma_{13} \rightarrow 0 \quad (6.11)$$

$$d = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} + \sigma_{44} \rightarrow 2 \quad (6.12)$$

Die Grenzfälle für ideale Transmissionen sind in der letzten Spalte angegeben. Das zweite Signalverhältnis ergibt folgende Gleichungen:

$$R_M^W = \frac{S_{MFTon}^{WFTon}}{S_{MFToff}^{WFTon}} = 1 - \frac{a'\varepsilon_{12} + b'\varepsilon_{23} + c'\varepsilon_{12}\varepsilon_{23}}{d'} \quad (6.13)$$

Die Koeffizienten sind:

$$a' = a - \varepsilon_{13}(\sigma_{11} + \sigma_{32} - \sigma_{31} - \sigma_{12}) \rightarrow 0 \quad (6.14)$$

$$b' = b - \varepsilon_{13}(\sigma_{12} + \sigma_{33} - \sigma_{32} - \sigma_{13}) \rightarrow 1 \quad (6.15)$$

$$c' = c - \varepsilon_{13}(\sigma_{12} + \sigma_{33} - \sigma_{32} - \sigma_{13}) \rightarrow -1 \quad (6.16)$$

$$d' = d - \varepsilon_{13}(\sigma_{11} + \sigma_{33} - \sigma_{13} - \sigma_{31}) \rightarrow 1 \quad (6.17)$$

Mit den Gleichungen kann man die Effizienzen in Abhängigkeit der Strahlsignale und Transmissionswahrscheinlichkeiten herleiten, man bekommt für ε_{23} eine quadratische Gleichung der Form:

$$A\varepsilon_{23}^2 - B\varepsilon_{23} + C = 0, \quad (6.18)$$

Für A , B und C gilt:

$$\begin{aligned} A &= b'c - bc' \\ B &= cd'(1 - R_M^W) - c'd(1 - R_M) + ab' - a'b \\ C &= ad'(1 - R_M^W) - a'd(1 - R_M), \end{aligned} \quad (6.19)$$

Mit der Lösung der quadratischen Gleichung erhält man für ε_{12} :

$$\varepsilon_{12} = \frac{d'(1 - R_M^W) - \varepsilon_{23}b'}{a' - \varepsilon_{23}c'}. \quad (6.20)$$

Für die drei Mittelfeldübergänge MFT 1-2, MFT 2-3 und MFT 3-4 von Deuterium kann man ähnliche Gleichungen aufstellen, da man aber hier die Transmissionen vernachlässigen kann gestaltet sich die Auswertung wesentlich einfacher [BBR95, LIN93].

6.1.4 Konsistenzmethode zur Auswertung der Effizienzmessungen

Aus den gemessenen Strahlsignalen lassen sich gerade soviel unabhängige Gleichungen aufstellen, wie Effizienzen zu bestimmen sind, zusätzlich muß man die Transmissionen durch das Sechspol-system bestimmen. Es gibt nun zwei Möglichkeiten, die Transmissionkorrekturen zu berechnen: Einmal durch Monte-Carlo-Simulationen, deren Ergebnisse sind aber ohne experimentelle Überprüfung mit großen Unsicherheiten belastet, da sehr viele Parameter, besonders bei der Simulation des Düsenstrahls, in die Rechnungen eingehen. Die zweite Methode besteht darin,

eine Konsistenzforderung für die Effizienzen aufzustellen. Die Effizienzen dürfen nur physikalisch sinnvolle Werte annehmen und müssen folgende Bedingung erfüllen:

$$0 \leq \varepsilon_{ij} \leq 1 \quad (6.21)$$

Da die meisten Effizienzen sehr nahe 100% arbeiten, ist es möglich, mit dieser Forderung die Transmissionen durch das Sechspolssystem zu berechnen. In Abbildung 6.1 wird dies verdeutlicht, die Effizienzen für SFT 2-4 und WFT 1-3 sind nur in einem Punkt gleichzeitig kleiner eins, es gilt $\kappa_{13} = \kappa_{24}$. Mit dieser Methode läßt sich nur dann ein kleiner Fehler für die Kalibration erreichen, wenn alle Effizienzen im Bereich von 100% arbeiten. Jede Effizienz, die deutlich unter 100% liegt, kann sich schlecht auf den Fehler der gesamten Messung auswirken. In Tabelle 6.1 werden die Ergebnisse der Kalibration des Polarimeters für Wasserstoff in Heidelberg gezeigt. Man sieht, daß fast alle Übergänge mit sehr hoher Effizienz arbeiten, lediglich der MFT 2-3

	Übergang	Resonanz	ν / [MHz]	P / [W]	ε_{ij} / [%]	$\Delta\varepsilon_{ij}$ / [%]
Quelle	WFT 1-3	-	12.0	0.4	99.50	0.77
Polarimeter	SFT 1-4	-	1426	-	96.55	1.24
	SFT 2-4	-	1426	-	99.52	0.78
	MFT 1-3	1-2	68	3.6	99.16	1.82
	MFT 1-3	2-3	68	3.6	99.47	0.94
	MFT 2-3	1-2	68	1.0	1.40	1.75
	MFT 2-3	2-3	68	1.0	97.56	0.84

Tab. 6.1:

Effizienzen der Hochfrequenzübergänge für Wasserstoff am Teststand in Heidelberg. Bei der Auswertung wurde die Konsistenzmethode eingesetzt.

alleine betrieben und der SFT 1-4 fallen ein wenig ab. Die angegebenen Gesamtfehler entsprechen in etwa dem zweifachen der statistischen Fehler, da eine ausreichende Zahl von Übergängen im Rahmen der statistischen Fehler nahezu ideal arbeitet. Die systematischen Fehler durch das Konsistenzverfahren haben somit die gleiche Größenordnung wie die statistischen Fehler.

Für Deuterium ergeben sich etwas größere systematische Fehler bei der Kalibration mit der Konsistenzmethode, man hat hier drei Starkfeldübergänge, von denen nur einer nicht die geforderte Effizienz erreichen muß, um den Fehler für alle Effizienzen zu erhöhen. Tabelle 6.2 zeigt die kalibrierten Stark- und Mittelfeldübergänge für die Polarisationsmessungen mit Deuterium am Teststand in Heidelberg (Kapitel 7, 8, 9). Der Gesamtfehler liegt hier für die Starkfeldübergängen bei knapp unter 2%, für die Mittelfeldübergänge sogar darüber. Es stand damals noch nicht für alle Starkfeldübergänge eine Phasenregelung (Kapitel 4.1) zur Stabilisierung der Resonanz zur Verfügung, wodurch die Effizienz der Übergänge schlechter wurde. Mit besseren technischen Voraussetzungen sollten sich die Effizienzen erhöhen und dadurch der Gesamtfehler der Kalibration kleiner werden. Die Auswertung der Effizienzmessungen für Deuterium mit der Konsistenzmethode hat keine Differenzen in der Transmission der Zustände 1, 2 und 3 ergeben. Die Kalibration der Hochfrequenzübergänge ohne Berücksichtigung der Transmissionen ist somit für Deuterium bestätigt.

	Übergang	Resonanz	ν / [MHz]	P / [W]	ε_{ij} / [%]	$\Delta\varepsilon_{ij}$ / [%]
Quelle	SFT 1-6	-	405	3.5	98.59	1.89
	SFT 2-6	-	405	3.5	98.61	1.87
	SFT 3-5	-	405	3.5	98.68	1.92
Polarimeter	SFT 1-6	-	419	4.5	94.70	1.82
	SFT 2-6	-	419	4.5	93.32	1.77
	SFT 3-5	-	419	4.5	94.61	1.84
	MFT 2-4	2-3	17	4	99.64	2.31
	MFT 2-4	3-4	17	4	99.01	2.50
	MFT 3-4	2-3	17	4	1.94	1.87
	MFT 3-4	3-4	17	4	99.75	1.87

Tab. 6.2:

Effizienzen der Hochfrequenzübergänge für Deuterium am Teststand in Heidelberg. Bei der Auswertung wurde die Konsistenzmethode eingesetzt.

6.2 Die Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeters für HERMES

Zur Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeters im HERMES-Experiment [MET95] steht ein diffusiver Atomstrahl aus der Targetzelle zur Verfügung, dieser wird durch einen zusätzlichen Sechspolmagneten vor den Hochfrequenzübergängen des Polarimeters polarisiert und besteht dann nur noch aus den Zuständen 1 und 2 für Wasserstoff und den Zuständen 1, 2 und 3 für Deuterium. Danach folgen die Stark- und Mittelfeldübergänge, das Sechspolssystem des Polarimeters und schließlich der Detektor (Schema Abb. 6.2). Durch den Umbau der Hochfrequenzsektion (Kapitel 4.2) ist es möglich, die Stark- und Mittelfeldübergänge unabhängig voneinander zu

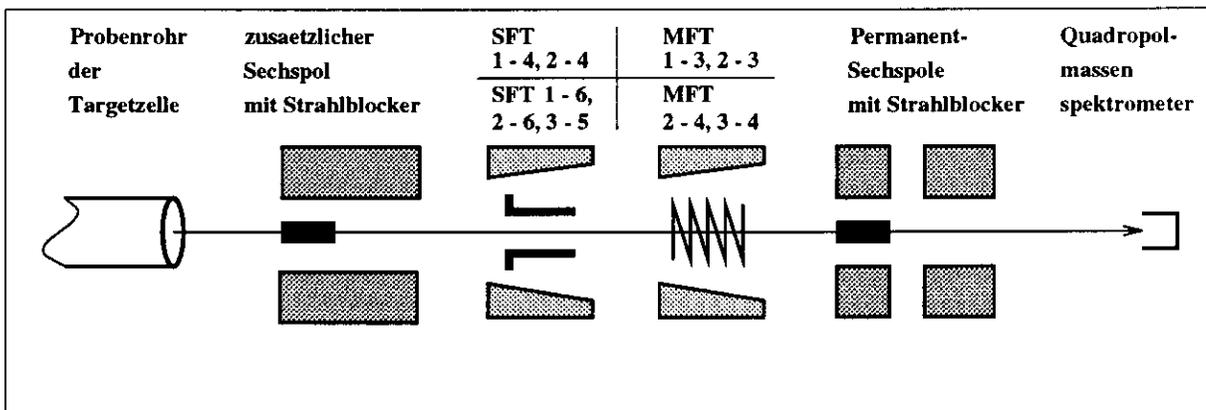


Abb. 6.3:

Schema des Breit-Rabi-Polarimeters zur Kalibration der Hochfrequenzübergänge. Der Atomstrahl kommt von links aus der Targetzelle, passiert den zusätzlichen Sechspolmagneten, die Hochfrequenzübergänge, die permanenten Sechspolmagneten und erreicht den Detektor. Die Hochfrequenzübergänge sind in der oberen Zeile für Wasserstoff und in der unteren Zeile für Deuterium angegeben.

betreiben. Die Kalibration der Mittelfeldübergänge kann man mit Hilfe der Starkfeldübergänge durchführen, im Prinzip wäre eine Kalibration, wie am Teststand in Heidelberg, mit dem Konsistenzverfahren möglich. Durch Dissoziation von Wasserstoffmolekülen im Ionisationsraum des Quadropolmassenspektrometers (Ionisationsenergie der Elektronen $75eV$) wird, da aus der Analysatorkammer aufgrund der Druckdifferenz ein H_2 -Strahl in die Detektorkammer diffundiert, ein dissoziativer H_1 -Strahl erzeugt. Bei einem Strahl hoher Intensität, wie er für die Kalibration in Heidelberg zur Verfügung stand, spielt dieser Untergrundstrahl keine Rolle. Bei effusiven Strahlen aus Speicherzellen haben wir nur sehr geringe Intensitäten, der dissoziative Strahl addiert sich zum tatsächlichen Strahlsignal, und es kommt zu einem systematischen Offset in der Größenordnung einiger Prozent. Dieser Effekt wurde bei allen Kalibrations- und Polarisationsmessungen am Teststand in Heidelberg nicht berücksichtigt, im Gegensatz zur Kalibration hat man bei Polarisationsmessungen dadurch große systematische Fehler gemacht, so wurden die maximal erreichten Polarisationen in der Speicherzelle um ca. 10% unterschätzt (Kapitel 9). Den dissoziativen Beitrag zum Strahlsignal kann man aus der Messung des H_2 -Strahlsignals über den im Massenspektrometer beobachteten H_2^+ -Strom und einer Konstanten α , die das Verhältnis des H_1^+ -Stroms zum H_2^+ -Strom bei der Ionisation von H_2 ausdrückt, bestimmen. Für Polarisations- und Kalibrationsmessungen bei HERMES muß deswegen bei jeder Strahlsignalmessung sowohl der $H_{1,mes}^+$ -Strom als auch der $H_{2,mes}^+$ -Strom gemessen werden. Das tatsächliche, relative H_1 -Signal (\hat{H}^+) kann man aus den beiden Strömen und der Konstanten α berechnen:

$$\hat{H}^+ = H_{1,mes}^+ - \alpha H_{2,mes}^+ \quad (6.22)$$

Mit dem so ermittelten Strahlsignal \hat{H}^+ werden die Kalibrations- und Polarisationsmessungen in gleicher Art und Weise wie bisher ausgewertet. Die Konstante α muß man über eine Eichmessung für das Quadropolmassenspektrometer bestimmen. Bei dieser Messung wird der Atomstrahl abgeschaltet und kontrolliert H_2 in die Analysatorkammer eingelassen. Der resultierende H_2 -Strahl in die Detektorkammer wird im Quadropolmassenspektrometer ionisiert, und die Ströme für H_2^+ ($H_{2,eich}^+$) und H_1^+ ($H_{1,eich}^+$) werden jeweils gemessen. Die Konstante ergibt sich dann aus:

$$H_{eich}^+ = \alpha H_{2,eich}^+ \quad (6.23)$$

In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage, ob es einen Beitrag zum H_1^+ -Signal aus gechopptem atomarem Wasserstoff gibt, der nicht aus dem direkten Atomstrahl der Targetzelle stammt, sondern von diffus an den Wänden reflektierten Atomen herrührt. Dieser Anteil ist letztlich, durch geeignete Messungen bzw. Abschätzungen zu identifizieren. Pauschal kann man annehmen, daß alle H -Atome in der Detektorkammer vom atomaren Strahl bzw. dem diffus gewordenen, atomaren Strahl herrühren. Der diffuse Untergrund durch den Atomstrahl verteilt sich näherungsweise über den gesamten Raumwinkel und wird von der gesamten Innenoberfläche zurückgestrahlt. Aufgrund der hohen Rekombinationswahrscheinlichkeit an Metalloberflächen (typische Wahrscheinlichkeit ca. 25%) führen die Strahlátome in der Detektorkammer nur eine sehr geringe Anzahl von Wandstößen aus, sodaß der diffus gewordene Strahl nur eine sehr kleine Flächendichte hat. Berücksichtigt man weiter den kleinen akzeptierten Raumwinkel des Systems Chopper-Ionisationsraum, so ist das zu erwartende gechoppte H_1^+ -Signal durch den diffusen Atomstrahls verschwindend gering im Vergleich zum direkten Signal des Atomstrahls.

Bei Berücksichtigung des dissoziativen Untergrundes ist eine Kalibration des Polarimeters bei HERMES festgelegt. Durch das neue Design der Haltefeldmagneten stehen zusätzliche Strahlsignale für die Berechnung der Effizienzen zur Verfügung, sodaß Redundanz in der Bestimmung

dieser wichtigen Größen besteht. Bei Deuterium stellt sich die Situation noch einfacher dar, da hier Sechspolkorrekturen vernachlässigt werden können.

7 Depolarisationseffekte in einer Speicherzelle

In einer Speicherzelle kommt es aufgrund der relativ langen Aufenthaltszeiten der Atome in der Zelle (ca. 50ms) zu vielfältigen Depolarisationseffekten. Diese Effekte entstehen zum Beispiel durch Rekombination der Atome zu Molekülen, durch Spinaustauschstöße zwischen den Atomen oder durch Wandstöße. Im HERMES-Experiment kommt ein weiterer Effekt durch Bunchfelder des HERA-Elektronenstrahls hinzu [MCK87, KIN90, GIR89]. Diese Felder treten aufgrund des gepulsten Elektronenstrahls auf und regen durch die Bunchfeldfrequenz und ihre Vielfache Übergangsfrequenzen in den Atomen an. Am Teststand des Breit-Rabi-Polarimeters in Heidelberg sind Polarisationsmessungen mit Speicherzellen für Wasserstoff und Deuterium gemacht worden und speziell in Bezug auf Wandstoßdepolarisation und Spinaustauschstöße ausgewertet worden.

7.1 Depolarisation durch Wandstöße

Die gespeicherten und polarisierten Wasserstoff- oder Deuteriumatome führen in den von uns verwendeten Speicherzellen zwischen 100 und mehreren 1000 Wandstößen aus, je nach Konstruktion der Zelle. Die Zellen haben eine Polymeroberfläche, um Depolarisationseffekte des gespeicherten Gases zu verringern. Auf einer solchen Oberfläche aus Teflon¹ oder Drifilm² werden die Atome aufgrund von Van-der-Waals-Wechselwirkung absorbiert und nach einer Aufenthaltszeit τ_s auf der Oberfläche wieder desorbiert. Dieser Vorgang heißt Physisorption, für τ_s gilt:

$$\tau_s = \tau_0 \exp\left(\frac{E_s}{kT}\right) \quad (7.1)$$

τ_0 ist der Hochtemperaturgrenzwert von τ_s , E_s die Absorptionsenergie und kT die thermische Energie [BOU63a, BOU63b]. Absorbierte Atome führen Diffusionsbewegungen auf der Oberfläche aus und sind dabei einem fluktuierenden Magnetfeld $b(t)$ ausgesetzt. Dieses Feld tritt in Wechselwirkung mit dem magnetischen Moment der Elektronen, und es kann zu einem Umklappen des Elektronenspins kommen, wobei ein Atom von einem Hyperfeinstrukturzustand in einen anderen übergeht. Dieser Effekt kann mit sogenannten Übergangsraten beschrieben werden [SWE88]:

$$R_{ab} = C |\langle a | S | b \rangle|^2 \cdot j(\omega_{ab}) \quad (7.2)$$

$|\langle a | S | b \rangle|^2$ entspricht dabei der Übergangswahrscheinlichkeit eines Atoms vom Zustand a in b durch Flip des Elektronenspins und ist abhängig von einem äusseren Magnetfeld. $j(\omega_{ab})$ ist das Spektrum der Korrelationsfunktion, die das fluktuierende Feld $b(t)$ beschreibt, es gilt:

$$j(\omega_{ab}) = \frac{1}{1 + (\omega_a - \omega_b) \tau_C^2} \quad (7.3)$$

Die Differenz $\omega_a - \omega_b$ entspricht der Übergangsenergie zwischen zwei Hyperfeinstrukturzuständen und kann aus den Formeln A.15 berechnet werden. Die Korrelationszeit τ_C wird als die mittlere Zeit, die ein Atom braucht, um an zwei Orte mit gleichen Bindungseigenschaften zu gelangen, interpretiert. In unserem Fall hat die Korrelationszeit die gleiche Größenordnung wie die Aufenthaltszeit τ_s eines Teilchens auf der Oberfläche von ca. 10^{-10} s, da beim absorbieren und

¹Fa. Du Pont: Teflon TPFE 3170. Die Suspension wird im Verhältnis 1:1 mit destilliertem Wasser verdünnt. Nach Aufbringen dieser verdünnten Suspension werden die Teile der Zelle drei Stunden bei 300°C gebacken.

²Nach [THO87]: Jeweils 50% einer Lösung von Dimethyldimethoxysilan $(\text{CH}_3)_2\text{Si}(\text{OCH}_3)_2$, Trimethylmethoxysilan $(\text{CH}_3)_3\text{SiOCH}_3$ und vier Tropfen Essigsäure je 100ml Lösung. Die Beschichtungsprozedur ist in [SWE88] beschrieben.

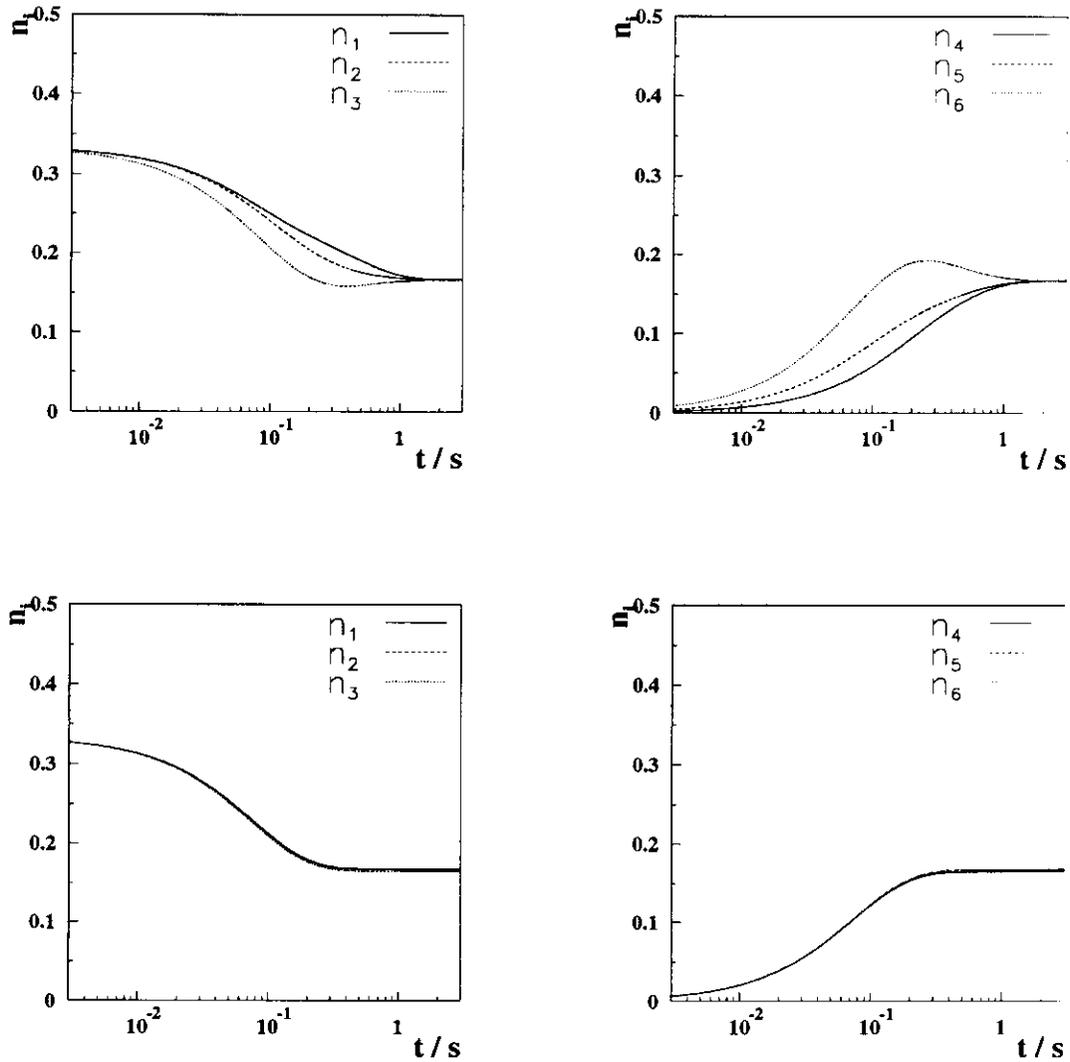


Abb. 7.1:

Zeitliche Entwicklung der Spinrelaxation von Deuteriumatomen durch Wandstöße für zwei verschiedene äussere Magnetfelder, als Anfangspolarisation sind die Zustände 1,2,3 mit jeweils einem Drittel besetzt. In der oberen Zeile ist die zeitliche Entwicklung für die Hyperfeinstrukturzustände von Deuterium ohne äusseres Magnetfeld und in der unteren Zeile mit einem fünffach kritischem Feld (links die Zustände 1, 2, 3 und rechts 4, 5, 6). Ohne äusseres Feld entwickeln sich die einzelnen Zustände deutlich unterschiedlich und mit starkem äusserem Feld ist die Entwicklung der Zustände bei gleichen Anfangsbedingungen identisch.

desorbieren ähnliche Bedingungen herrschen. Die Amplitude

$$C = \frac{2}{3} \frac{\tau_s}{\tau_s + \tau_F} \gamma_s^2 b^2 \tau_C \quad (7.4)$$

hängt von der mittleren Aufenthaltszeit τ_s , der mittleren Flugzeit τ_F zwischen zwei Wandstößen, der Korrelationszeit τ_C und der Stärke der fluktuierenden Magnetfelder b ab. γ_s ist das gyromagnetische Verhältnis.

Mit der Rategleichung 3.1 ist es möglich, eine Mastergleichung für die Wandstoßdepolarisation aufzustellen:

$$\frac{dn_c}{dt} = \sum_a R_{ac} n_a \quad (7.5)$$

Man kann damit die zeitliche Entwicklung eines polarisierten Gases in Abhängigkeit eines äusseren Magnetfeldes berechnen, zwei Beispiele für Deuterium zeigt Abbildung 7.1. Einmal ist die zeitliche Entwicklung eines elektronenspinpolarisierten Deuteriumgases ohne äusseres Feld und einmal bei fünfmal kritischem Feld dargestellt. Im Nullfeld koppeln Kern- und Hüllenspin miteinander, was zu einer unterschiedlichen Entwicklung der einzelnen Zustände führt. Die Mischzustände 2, 3, 5 und 6 weichen deutlich vom Verhalten der reinen Zustände 1 und 4 ab. Bei

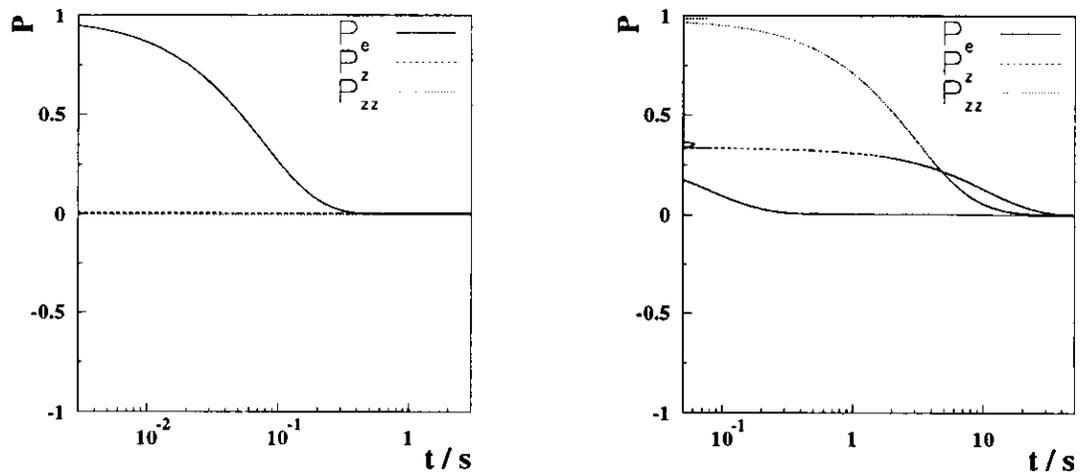


Abb. 7.2:

Zeitliche Entwicklung eines elektronen- (links) und kernpolarisierten (rechts) Deuteriumgases bei einem äusseren Magnetfeld von 585 Gauß. Es sind jeweils die drei verschiedenen Polarisationen P_e , P_z und P_{zz} eines Atoms gegen eine logarithmische Zeitskala aufgetragen. Die vollständige Depolarisation des kernpolarisierten Gases braucht ca. hundert mal solange wie die Depolarisation der Elektronen. Der Grund liegt in der Entkopplung von Kern- und Hüllenspin durch das äussere Magnetfeld. Durch diese Eigenschaft ist es möglich, in Speicherzellen eine hohe Kernpolarisation zu erhalten.

starkem äusserem Magnetfeld wird die Kopplung aufgehoben, Mischzustände verschwinden und die zeitliche Entwicklung verläuft für die anfangs besetzten bzw. unbesetzten Zustände praktisch gleich. In diesem Fall werden durch den Flip des Elektronenspins jeweils zwei Zustände direkt ineinander überführt:

$$|1\rangle \longleftrightarrow |6\rangle \quad (7.6)$$

$$|2\rangle \longleftrightarrow |5\rangle \quad (7.7)$$

$$|3\rangle \longleftrightarrow |4\rangle \quad (7.8)$$

Diese Wechselwirkungen der Zustände untereinander beeinflussen hauptsächlich die Polarisation des Elektronenspins, der Kernspin wird nicht direkt beeinflusst und nur über die schwachen Hyperfeinwechselwirkungen depolarisiert (Abb. 7.2). Die Elektronen werden im starken Feld wesentlich schneller depolarisiert als die Atomkerne. In unserem Fall bei einem Magnetfeld von 585Gauß (fünffach kritisches Feld) dauert es hundert mal länger, Vektor- und Tensorpolarisation aufzuheben, als die Elektronenpolarisation. Durch die Entkopplung von Kern- und Hüllenspin im starken Feld können Speicherzellen als interne Gastargets eingesetzt werden, da der Kernspin durch ein entsprechend großes Führungsfeld konserviert werden kann.

7.2 Spinaustauschstöße zwischen Deuteriumatomen

Bei Spinaustauschstößen treffen zwei Atome im Flug von Wand zu Wand aufeinander, es kommt zu einer Wechselwirkung der magnetischen Momente ihrer Elektronen, und die Hyperfeinstrukturzustände der beteiligten Atome können durch den Stoß umbesetzt werden. Die Übergangsamplitude von Spinaustauschstößen läßt sich mit Hilfe eines Zeitentwicklungsoperators beschreiben [PUR59]:

$$U = P_s + e^{-i\Phi} P_t \quad (7.9)$$

Mit diesem Operator werden zwei Atome vom Zustand $|ab\rangle$ in den Zustand $U|ab\rangle$ überführt, wobei P_s und P_t die Projektionsoperatoren auf den Singulett- bzw. Triplettzustand des gekoppelten Systems sind. Φ kann man aus der Integration der Potentialdifferenzen von Singulett und Triplettzustand über die Wechselwirkungszeit erhalten, da die Wechselwirkungszeit groß gegenüber einer Oszillation zwischen Singulett- und Triplettzustand ist, gilt $\Phi \gg 2\pi$, man spricht von einem harten Stoß. Die Phasen sind in guter Näherung gleich verteilt, daraus folgt, daß die Elektronenspins der beteiligten Atome bei einem Spinaustauschstoß mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% vertauscht werden. Über die Teilchendichte n , den Wirkungsquerschnitt σ_{SE} von Spinaustauschstößen und die Geschwindigkeit der Teilchen v läßt sich eine Stoßrate definieren:

$$T_{DD}^{-1} = n \langle \sigma_{SE} v \rangle \quad (7.10)$$

Der Wirkungsquerschnitt von Spinaustauschstößen von Wasserstoffatomen ist dabei mit $\sigma_{SE} = 23 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$ sehr groß und im Bereich zwischen 80 und 360K nahezu konstant, der angegebene Wert ist sowohl theoretisch berechnet worden [ALL69, ALL72] als auch gemessen worden [DES76]. Es läßt sich wiederum eine Mastergleichung aufstellen [WAL93]:

$$\frac{dn_c}{dt} = T_{DD}^{-1} \sum_{a,b} M_{ab}^c n_a n_b \quad (7.11)$$

M_{ab}^c ist die Übergangswahrscheinlichkeit mit der aus einem Stoß zweier Atome im Zustand a und b ein Atom mit Zustand c erzeugt wird, sie ist magnetfeldabhängig und kann über die Mischungswinkel für die Hyperfeinstrukturzustände berechnet werden (Anhang C). Aufgrund der Drehimpulserhaltung bei Spinaustauschstößen gibt es nur bestimmte Kombinationen von

$\sum_i m_F^{(i)}$	$ ab\rangle$
3	$ 11\rangle$
2	$ 12\rangle$ $ 16\rangle$
1	$ 13\rangle$ $ 15\rangle$ $ 22\rangle$ $ 26\rangle$ $ 66\rangle$
0	$ 14\rangle$ $ 23\rangle$ $ 25\rangle$ $ 36\rangle$ $ 56\rangle$
-1	$ 24\rangle$ $ 33\rangle$ $ 35\rangle$ $ 46\rangle$ $ 55\rangle$
-2	$ 34\rangle$ $ 45\rangle$
-3	$ 44\rangle$

Tab. 7.1:

In der Tabelle sind Paare von Hyperfeinstrukturzuständen für Deuterium nach der Summe der Quantenzahlen ihres Gesamtdrehimpulses geordnet. Aufgrund der Drehimpulserhaltung können bei Spinaustauschstößen nur Atompaare innerhalb der selben Gruppe entstehen, andere Übergänge sind ausgeschlossen.

Atompaaren, die bei einem Stoß ineinander überführt werden können (Tabelle 7.1). In einem äusseren Magnetfeld, das größer als das kritische Feld des Atoms ist, werden die möglichen Kombinationen der Hyperfeinstrukturzustände noch weiter eingeschränkt. Es gibt dann nur noch drei Paare von Zuständen, bei denen es zu einer Änderung der Besetzung kommt, andere Kombinationen erzeugen sich entweder selbst oder werden durch das äussere Feld unterdrückt. Die Kombinationen sind:

$$|1\rangle + |5\rangle \longleftrightarrow |6\rangle + |2\rangle \quad (7.12)$$

$$|1\rangle + |4\rangle \longleftrightarrow |6\rangle + |3\rangle \quad (7.13)$$

$$|2\rangle + |4\rangle \longleftrightarrow |5\rangle + |3\rangle \quad (7.14)$$

Bei diesen im starken Feld wirksamen Spinaustauschstößen kommt es wieder zu den in den Formeln 7.6, 7.7, 7.8 aufgeführten direkten Übergängen zwischen zwei Zuständen durch Flip des Elektronenspins, wobei hier jeweils zwei Atome beteiligt sind. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung eines polarisierten Gases, so ist es möglich, wie bei Wandstößen zwischen schnellen und langsamen, unterdrückten Prozessen bei der Entwicklung der Besetzungszahlen zu unterscheiden. Ein Beispiel zeigt Abbildung 7.3, wo als Anfangsbedingung die Zustände 1, 3 und 6 jeweils mit $1/3$ besetzt sind. Die Berechnungen sind für ein fünffach kritisches Feld gemacht, wodurch sich zunächst ein Gleichgewicht im Elektronenspin des Gases einstellt, dabei läuft vorzugsweise der Prozeß 7.13 ab, was zu einem schnellen Anstieg der Besetzungszahlen n_1 und n_4 und zu einem Abfall von n_3 und n_6 führt. Eine Besonderheit liegt darin, daß n_1 deutlich über $1/3$ ansteigt, ein Effekt, der nur mit der Zweikörperwechselwirkung zu erklären ist. Die Polarisierungen des Gases werden dabei nicht geändert, erst durch Hyperfeinwechselwirkungen zwischen Kern- und Hüllenspin kommt es zu Veränderungen der Polarisierungen. Diese Langzeiteffekte führen zu einem Gleichgewicht der Zustände bzw. der Kern- und Elektronenpolarisationen des Targetgases, die Drehimpulserhaltung bei Spinaustauschstößen verhindert eine wirkliche Depolarisation. Die Zeit T_{EQ} , in der man dieses Gleichgewicht erreicht, kann mit dem Verhältnis $x = B/B_c$ des äusseren Magnetfeldes zum kritischen Feld der Atome näherungsweise angegeben werden (Formel 7.15), sie steigt quadratisch mit dem äusseren Magnetfeld.

$$T_{EQ} = (1 + x^2)T_{DD} \quad (7.15)$$

Bei der Verwendung einer Speicherzelle als internes Gastarget ist es wiederum wichtig, die Langzeiteffekte mit einem ausreichend großen Haltefeld zu unterdrücken, um eine hohe Polarisation Targets zu bekommen.

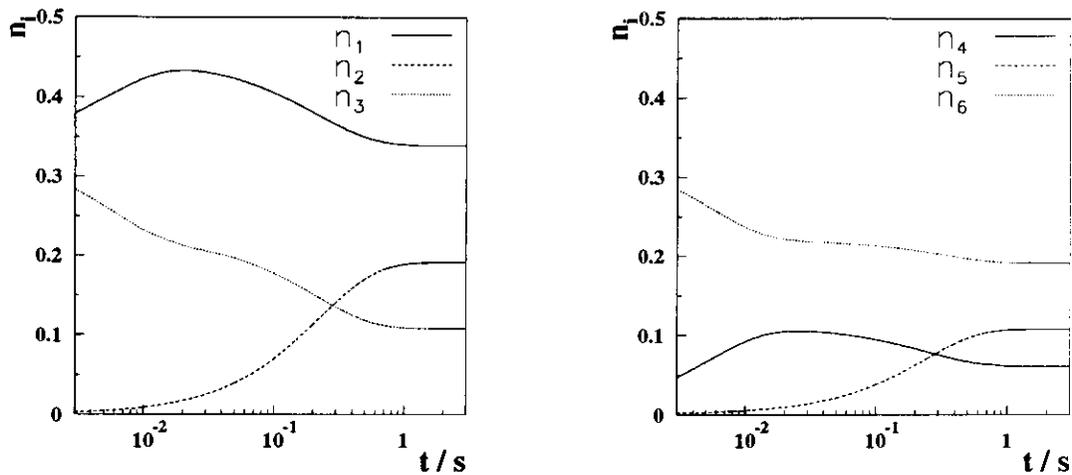


Abb. 7.3:

Zeitliche Entwicklung der Besetzungszahlen in einem Haltefeld von 585Gauß. Die Zustände 1, 3 und 6 sind als Anfangsbedingung mit jeweils $1/3$ besetzt. Durch den Effekt aus Formel 7.13 steigen die Besetzungszahlen n_1 und n_4 schnell an und n_3 und n_6 fallen ab. Langfristig kommt es zu einem stabilen Gleichgewicht.

7.3 Die Mastergleichung

Bei der Auswertung der Polarisationsmessungen sind die beiden oben beschriebenen Mechanismen in einer Mastergleichung zusammengefaßt worden (Formel 7.5, 7.11).

$$\frac{dn_c}{dt} = T_{DD}^{-1} \sum_{a,b} M_{ab}^c n_a n_b + \sum_a R_{ac} n_a + T_{cell}^{-1} \cdot (n_{c0} - n_c) \quad (7.16)$$

Die ersten zwei Terme sind in den beiden vorherigen Kapiteln ausführlich erklärt worden, der letzte Term in dieser Gleichung stellt den Teilchenfluß in und aus der Zelle dar. n_{c0} ist die injizierte Besetzung des Zustandes c und n_c die berechnete Besetzung in der Zelle. T_{cell}^{-1} ist ein Maß für den Fluß des Targetgases in und aus der Zelle. Diese Gleichung kann nun z.B. mit einem Runge-Kutta-Verfahren ausgewertet und so der zeitliche Verlauf der Polarisationsentwicklung in einer Speicherzelle berechnet werden. Nach einer gewissen Zeit geht dabei das berechnete System in ein Gleichgewicht über, dieses entspricht einer gemessenen Polarisation. In der Mastergleichung stehen eine Reihe von Parametern zur Verfügung, die zur Anpassung der Messung an die Rechnung dienen können, z.B. T_{DD} oder die Amplitude C . Zur Anpassung der Polarisationsmessungen mit Deuterium haben wir die MINUIT-Fitroutine des PAW-Programmpakets benutzt [CER92]. Die Ergebnisse und die berechneten Fitparameter werden in Kapitel 9 eingehend beschrieben.

8 Der Teststand für Polarisationsmessungen in Heidelberg

Das Breit-Rabi-Polarimeter ist für den Einsatz im HERMES-Experiment an einem Teststand in Heidelberg erprobt worden. Dieser Teststand bestand aus einer alten Testquelle, einer speziell für diese Zwecke konstruierten Speicherzelle mit einem Haltefeldmagneten und dem Breit-Rabi-Polarimeter (Abbildung 8.1). Die Testquelle und die eingesetzten Speicherzellen werden im fol-

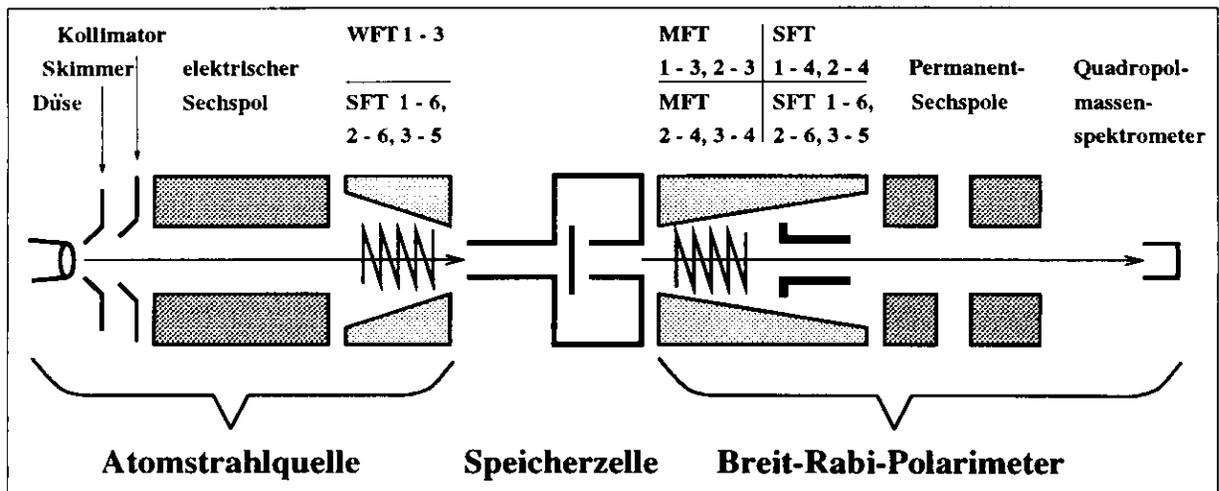


Abb. 8.1:

Schematische Übersicht des Teststandes in Heidelberg. Der Atomstrahl wird mit einer Testquelle [SIM94] erzeugt, die mit einem elektrisch erregten Sechspolmagneten und einem Starkfeldübergang den Atomstrahl polarisiert, der in eine Speicherzelle injiziert wird. Im Schema sind in der oberen Zeile die Hochfrequenzübergänge für Wasserstoff und in der unteren Zeile für Deuterium angegeben. Mit dem Breit-Rabi-Polarimeter kann der Atomstrahl aus der Speicherzelle anschließend untersucht werden.

genden genauer beschrieben, das Breit-Rabi-Polarimeter ist bereits im ersten Teil der Arbeit ausführlich behandelt worden.

8.1 Die Testquelle

Die für Polarisationsmessungen in Heidelberg eingesetzte Testquelle arbeitet nach den gleichen Prinzipien, wie die HERMES-Atomstrahlquelle. Wasserstoff- oder Deuteriummoleküle werden in einem Dissoziator in Atome aufgespalten und mit einem System aus Düse, Skimmer und Kollimator wird ein Atomstrahl geformt. Die Düse der Testquelle wird im Betrieb nicht gekühlt, dadurch hat man einen Atomstrahl mit sehr hohen Geschwindigkeiten, die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls ist zu dem nicht vermessen worden, man hat darüber nur wenig Informationen [BBR95]. Nach der Strahlformung folgt ein elektrisch erregter Sechspolmagnet durch den Hyperfeinstrukturzustände mit negativem Elektronenspin defokussiert werden, um eine vollständiges Ausblenden sicher zu stellen, ist bei den Deuteriummessungen eine Blende auf der Achse eingebaut gewesen. Dann folgt ein Hochfrequenzübergang, für Wasserstoff ein Schwachfeldübergang WFT 1-3 und für Deuterium Starkfeldübergänge SFT 1-6, SFT 2-6 und SFT 3-5. Der Fluß den diese Quelle in die Speicherzelle injizieren kann ist mit $1.0(5) \cdot 10^{15}$ Atomen/s zwei Größenordnungen geringer, als der Fluß den die HERMES-Quelle erzeugen kann. Analog zur HERMES-Quelle besitzt auch die Testquelle ein differenzielles Pumpsystem, das

aus Öldiffusionspumpen und Turbopumpen besteht, aber weit geringere Saugleistungen als das System für HERMES besitzt. Für Deuterium haben wir durch den Starkfeldübergang vier verschiedene Möglichkeiten, den Strahl zu polarisieren (Tabelle 8.1). Da die Quelle nur einen

eingeschalteter Übergang	injizierte Zustände	im starken Feld		
		P_e	P_z	P_{zz}
HFT aus	$ 1\rangle 2\rangle 3\rangle$	+1	0	0
SFT 1-6	$ 2\rangle 3\rangle 6\rangle$	+1/3	0	0
SFT 2-6	$ 1\rangle 3\rangle 6\rangle$	+1/3	+1/3	+1
SFT 3-5	$ 1\rangle 2\rangle 5\rangle$	+1/3	+1/3	-1

Tab. 8.1:

Für Deuterium ist es möglich, vier verschieden polarisierte Atomstrahlen in die Speicherzelle zu injizieren. Der Idealfall für die Zusammensetzung der Strahlen und die damit verbundenen Polarisationen im starken Feld sind in der Tabelle angegeben. Die Quelle kann leider keine hohen Vektorpolarisationen von ± 1 oder eine Tensorpolarisationen von -2 erreichen, im Gegensatz zur HERMES-Quelle.

Sechspol und eine Hochfrequenzübergang besitzt, ist es für Deuterium nicht möglich, sehr hohe Kernpolarisationen zu erreichen. Man muß sich mit Vektorpolarisationen von $\pm 1/3$ und Tensorpolarisationen von ± 1 begnügen. Zum Sammeln von Erfahrungen und zur Erprobung des Breit-Rabi-Polarimeters reichen die vier Injektionsmoden völlig aus.

8.2 Die Speicherzelle

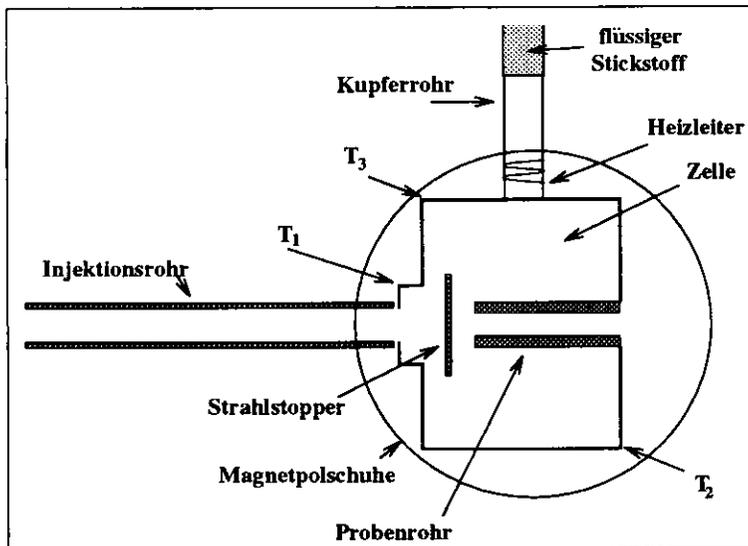


Abb. 8.2:

Speicherzelle, die bei den Deuteriummessungen eingesetzt wurde. Der Atomstrahl aus der Testquelle fliegt durch das Injektionsrohr, bis er auf den Strahlstopper trifft. Durch das Probenrohr wird dann ein Strahl aus gespeicherten Atomen geformt, der im Polarimeter analysiert wird. Über das Kupferrohr und eine flüssig Stickstoffkühlung kann die gesamte Zelle zwischen 90K und 300K abgekühlt werden, die Temperatur wird mit drei PT100-Thermowiderständen (T_1 , T_2 , T_3) gemessen und kann durch den Heizleiter geregelt werden.

Mit den eingesetzten Testspeicherzellen am Teststand in Heidelberg sollen Relaxationsmechanismen von Wasserstoff- und Deuteriumatomen untersucht werden. Aus diesem Grund sind die Zellen so konstruiert, daß die Atome relativ lange innerhalb der Zelle verweilen und eine hohe Zahl von Wandstößen ausführen. Es stehen zwei Konstruktionen zur Verfügung, eine Zelle mit einem Volumen von 130cm^3 und einer Wandstoßrate von $1460(10)$ Stößen, sowie eine Zelle mit

260cm^3 und 3520(20) Stößen. Die Stoßraten wurden über Monte-Carlo-Simulationen ermittelt [BBR91]. Die Zellen haben verschiedene Oberflächen, um auch hier die Auswirkungen auf Relaxationsprozesse zu untersuchen, als Polymeroberflächen sind dies Drifilm und Teflon sowie reine Aluminiumoberflächen. Wichtig für die Messungen ist noch die Kühlung der Zelle, die mit flüssig Stickstoff erfolgt, die Temperatur kann im Bereich zwischen 90 und 300K durch einen Heizleiter und Thermoelemente geregelt werden.

Für die Polarisationsmessungen mit Deuterium ist nur eine mit Teflon beschichtete Zelle mit der hohen Wandstoßrate zum Einsatz gekommen (Abbildung 8.2). Maße und Eigenschaften dieser Zelle sind in Tabelle 8.2 aufgeführt. Das Haltefeld für die Speicherzelle wird von einem

Maße	Zelle	Länge $l = 80\text{mm}$ Breite $b = 100\text{mm}$ Höhe $h = 36\text{mm}$
	Eintrittsrohr	Innenradius $r = 4\text{mm}$ Länge $l = 155\text{mm}$
	Austrittsrohr	Innenradius $r = 4\text{mm}$ Außenradius $r = 10\text{mm}$ Länge $l = 60\text{mm}$
Relaxations- Eigenschaften	Zelle	mittlere Weg $\langle s \rangle = 100.8(5)\text{m}$ mittleres Stoßalter 3520(20)

Tab. 8.2: Zusammenstellung aller wichtigen Daten über die Speicherzelle der Deuteriummessungen.

Dipolmagnet erzeugt, die Lage der Polschuhe ist in Abbildung 8.2 durch den Kreis angedeutet, das System kann Felder zwischen 100 und 7500Gauß erzeugen. Das Injektionsrohr liegt deutlich außerhalb der Polschuhe, und man hat dort keine idealen Verhältnisse. Aufgrund der geringen Stoßrate (ca. 4% der Gesamtstoßrate) in diesem Bereich vernachlässigen wir diese Effekte.

9 Polarisationsmessungen mit Deuterium

Um die Funktion des Breit-Rabi-Polarimeters zur Analyse der Kernpolarisation von Deuterium zu zeigen, sind im Frühjahr 94 Polarisationsmessungen mit Deuterium am Teststand in Heidelberg durchgeführt und von mir mit dem in Kapitel 7 beschriebenen Verfahren ausgewertet worden [GRA94, BBR94, KOL95].

9.1 Vorstellung der Meßergebnisse

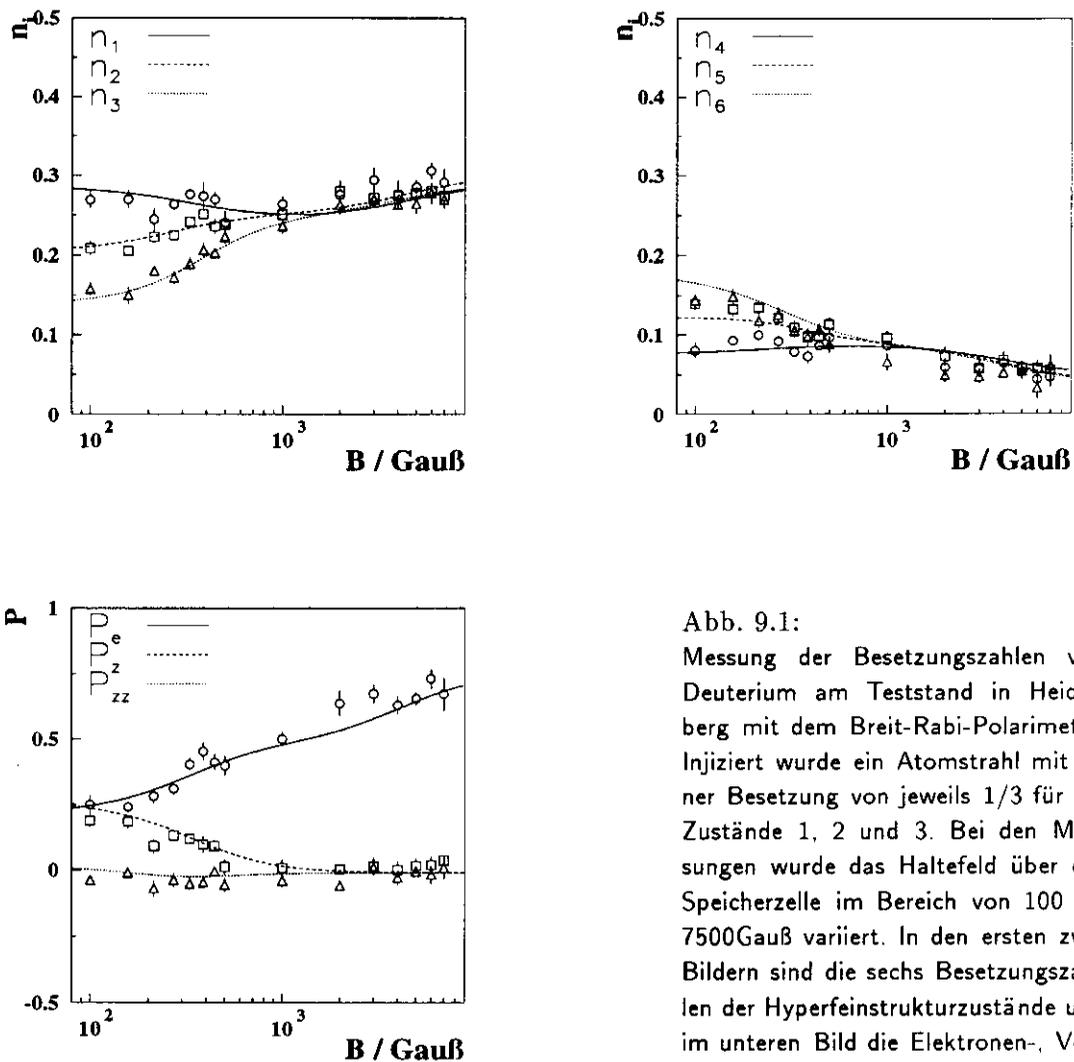


Abb. 9.1:

Messung der Besetzungszahlen von Deuterium am Teststand in Heidelberg mit dem Breit-Rabi-Polarimeter. Injiziert wurde ein Atomstrahl mit einer Besetzung von jeweils $1/3$ für die Zustände 1, 2 und 3. Bei den Messungen wurde das Haltefeld über der Speicherzelle im Bereich von 100 bis 7500 Gauß variiert. In den ersten zwei Bildern sind die sechs Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände und im unteren Bild die Elektronen-, Vektor- und Tensorpolarisation gegen das Magnetfeld aufgetragen.

Das Breit-Rabi-Polarimeter mißt die Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände für Deuterium, aus diesen kann man danach abhängig vom äusseren Magnetfeld die Polarisation des

Targets bestimmen. Abbildung 9.1 zeigt ein Beispiel für eine solche Messung. Es ist ein Atomstrahl mit der Besetzung $1/3$ für die Zustände 1, 2 und 3 in die Speicherzelle injiziert worden. Je nach Stärke des Haltefeldes sind die Besetzungszahlen durch Depolarisationseffekte in der Zelle beeinflusst worden. Der Feldbereich in dem das Haltefeld variiert werden kann ist 100 bis 7500 Gauß, das kritische Feld von Deuterium liegt bei 117 Gauß, damit sind Messungen deutlich unter dem kritischen Feld nicht möglich. Betrachten wir die gemessenen Besetzungszahlen in Abbildung 9.1, so sind im Bereich des kritischen Feldes deutliche Umbesetzungen zu erkennen. Die Besetzungszahlen n_1, n_2, n_3 bzw. n_4, n_5, n_6 verhalten sich bei diesen Haltefeldern unterschiedlich, dabei werden die reinen Zustände n_1 und n_4 wesentlich schwächer beeinflusst, als die gemischten Zustände n_2, n_3, n_5 und n_6 . Im Feldbereich über 1000 Gauß liegen praktisch alle Hyperfeinstrukturzustände in reiner Form vor, ihr Verhalten unterscheidet sich nicht mehr voneinander. Man kann eine Abnahme der Depolarisationseffekte bis zum Maximalwert des Haltefeldes sehen. Alle diese Beobachtungen sind auch, in den aus den Besetzungszahlen berechneten Polarisationen zu sehen. In Abbildung 9.2 betrachten wir die Elektronenpolarisation in Abhängigkeit der verschiedenen Depolarisationseffekte. Der Gesamtfit reproduziert sehr gut die

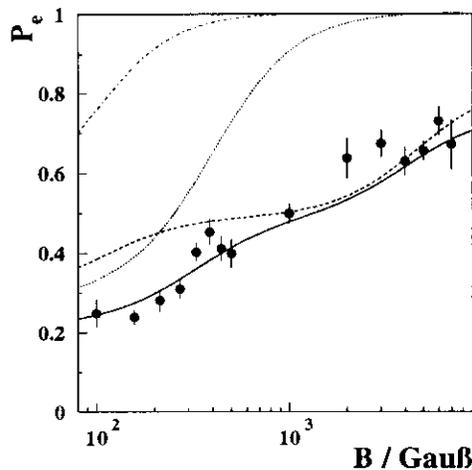


Abb. 9.2:

Gemessene Elektronenpolarisation in Abhängigkeit des Haltefeldes bei Injektion der Zustände 1, 2 und 3. Die durchgezogene Kurve stellt den kompletten Fit der Messung dar, die gestrichelte Kurve einen Fit nur mit Wandstößen dar und die gepunktete Kurve mit Spinaustauschstößen. Die Strich-Punkt-Linie stellt den Grenzfall der injizierten Polarisation dar.

gemessenen Werte. Vergleicht man die Fits der Wandstoßdepolarisation und Spinaustauschstöße, so trägt im Feldbereich über 1000 Gauß nur die Wandstoßdepolarisation zur Entwicklung der Polarisation bei, im Bereich des kritischen Feldes sind beide Effekte beteiligt und für einen guten Fit auch notwendig. Abbildung 9.3 zeigt nun eine Messung mit hoher Tensorpolarisation (+1 im starken Feld), injiziert wurden dabei die Zustände 1, 3 und 6. In diesem Fall streben die Besetzungszahlen im Feldbereich über 1000 Gauß nicht gegen die injizierten Zahlen. Die Besetzung der Zustände 3 und 6 sind deutlich niedriger als $1/3$ und die Besetzungszahl n_1 steigt sogar über den Wert $1/3$ hinaus an, im Ausgleich ist n_4 auch deutlich erhöht gegenüber n_2 und n_5 . Diesen Effekt haben wir schon bei der Besprechung der Spinaustauschstöße kennen gelernt, im Fall eines starken Feldes können nur bestimmte Hyperfeinstrukturzustände bei einem Stoß eine Veränderung der Besetzungszahlen bewirken, hier findet Zustand 3 mit 6 einen Partner und wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% in die Kombination 1 und 4 umgewandelt. Damit fallen die

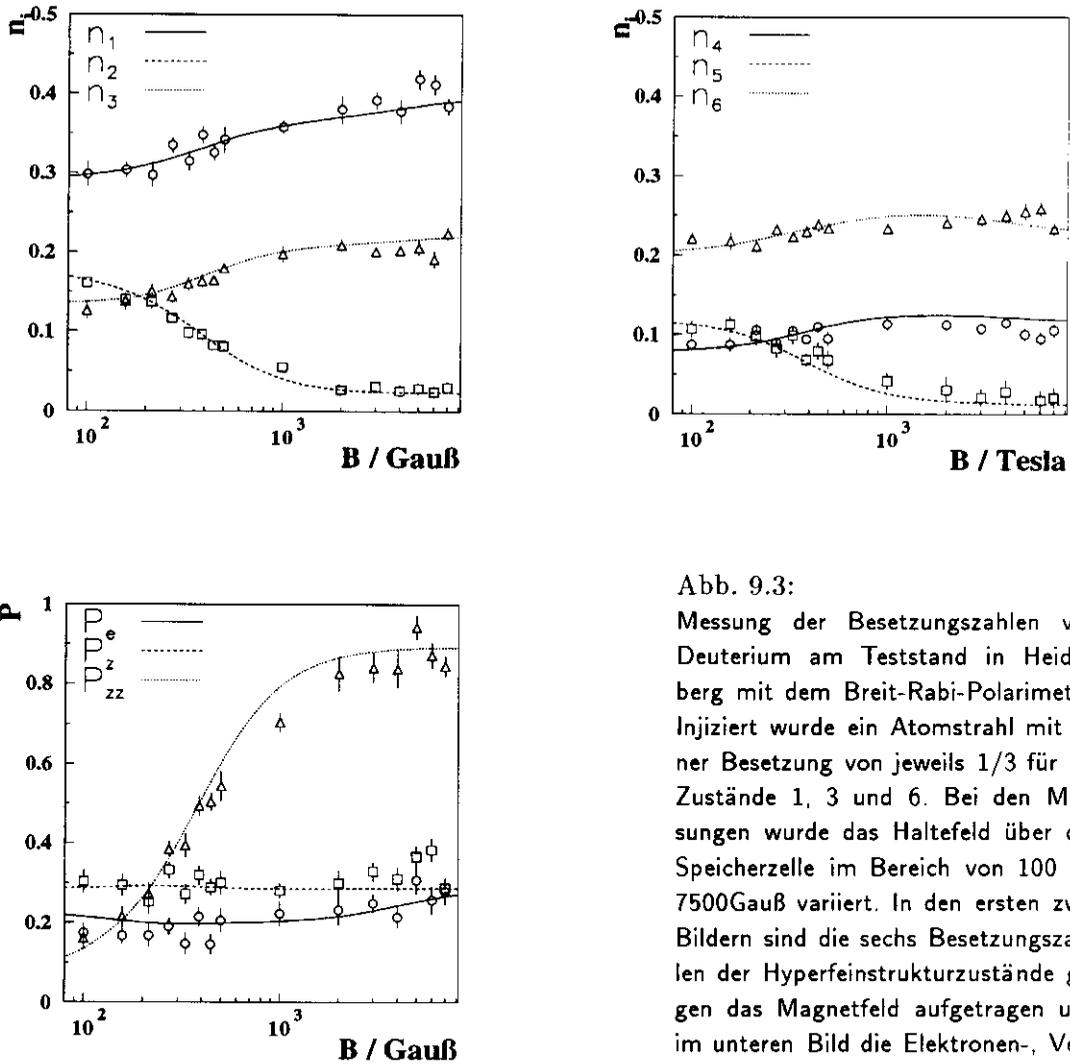


Abb. 9.3:

Messung der Besetzungszahlen von Deuterium am Teststand in Heidelberg mit dem Breit-Rabi-Polarimeter. Injiziert wurde ein Atomstrahl mit einer Besetzung von jeweils $1/3$ für die Zustände 1, 3 und 6. Bei den Messungen wurde das Haltefeld über der Speicherzelle im Bereich von 100 bis 7500 Gauß variiert. In den ersten zwei Bildern sind die sechs Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände gegen das Magnetfeld aufgetragen und im unteren Bild die Elektronen-, Vektor- und Tensorpolarisation gegen das Magnetfeld.

Besetzungszahlen n_3 und n_6 ab und n_1 und n_4 steigen an, n_1 sogar über die injizierte Besetzung hinaus. Diese Messung zeigt, daß Spinaustauschstöße eine wichtige Rolle bei der Entwicklung der Polarisationen eines Gases in einer Speicherzelle spielen. In Abbildung 9.4 betrachten wir gesondert die Tensorpolarisation des Deuteriumgases. Anders als im Fall des Atomstrahls mit hoher Elektronenpolarisation tragen nun die Spinaustauschstöße ausschließlich zur Entwicklung der Tensorpolarisation bei, die Effekte durch Wandstöße sind dagegen klein. Wieder ist aber nur durch Berücksichtigung beider Effekte eine zufriedenstellende Anpassung der Kurven an die Messungen möglich. In allen Fällen erreicht man eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung, eine Zusammenstellung aller Messungen kann man in Anhang D finden, wobei die Messungen für die Zustände 1, 2, 5 ähnliches Verhalten wie bei 1, 3, 6 zeigen, und die

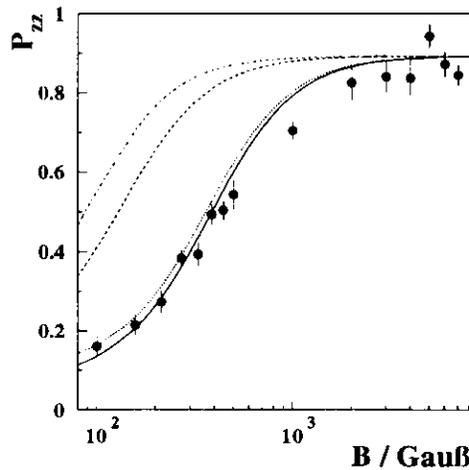


Abb. 9.4:
Gemessene Tensorpolarisation in Abhängigkeit des Haltefeldes bei Injektion der Zustände 1, 3 und 6. Die durchgezogene Kurve stellt den kompletten Fit der Messung dar, die gestrichelte Kurve einen Fit nur mit Wandstößen dar und die gepunktete Kurve mit Spinaustauschstößen. Die Strich-Punkt-Linie stellt den Grenzfall der injizierten Polarisation dar.

Injektion der Zustände 2, 3, 6 relativ uninteressante Ergebnisse liefert, aufgrund der geringen Polarisationen.

9.2 Die Parameterisierung

Zur Auswertung der Messungen wurde die Mastergleichung aus Formel 7.16 benutzt, es standen dabei acht Parameter zur Verfügung, um alle vier Messungen mit einem Fit anzupassen. Drei Parameter stammen dabei aus den Termen der Mastergleichung, dies sind der Teilchenfluß T_{cell}^{-1} in die Zelle, die Amplitude C und die Korrelationszeit τ_C für die Wandstoßdepolarisation, die Teilchendichte n als Parameter der Spinaustauschstöße berechnet sich aus dem Fluß in die Zelle und den Leitwerten aus der Zelle. Alle anderen Parameter passen die Zusammensetzung des Atomstrahls bei der Injektion an. Dies sind die Besetzungszahlen n_1 und n_2, n_3 ergibt sich daraus, da man aufgrund der Blende im elektrischen Sechspolmagneten n_4, n_5 und n_6 null setzt kann. Zusätzlich werden noch die drei Effizienzen der Hochfrequenzübergänge der Testquelle angepaßt. Obwohl die Effizienzen vor der Polarisationsmessung gemessen worden sind, war es notwendig auch diese anzupassen, da bei den Messungen große systematische Fehler gemacht worden sind (Kapitel 6). Die angepaßten Parameter sind in Tabelle 9.1 zusammengefaßt. Der ermittelte Wert für die Relaxationszeit τ_C entspricht der erwarteten Größenordnung von $1 \cdot 10^{-10} s$ [SWE88], das Gleiche gilt für den Fluß T_{cell}^{-1} mit einem Erwartungswert von $1 \cdot 10^{15}$ Atome/s [BBR91]. Aus dem Fluß in die Zelle und den Leitwert L für Injektions- und Probenrohr kann man die Teilchendichte n und damit die mittlere Stoßzahl $\langle a \rangle$ zwischen den Atomen im Flug bestimmen, es gilt:

$$P = \frac{1}{L \cdot T_{cell}} \quad (9.1)$$

P ist der Druck in der Zelle, mit diesem kann man die Dichte und damit die Stoßzahl berechnen.

$$n = \frac{P}{kT} \quad (9.2)$$

Parameter	Wert des MINUIT-Fit	Erwartete Größen
n_1	0.324(3)	0.333
n_2	0.342(3)	0.333
$n_3 = 1 - n_1 - n_2$	0.334(5)	0.333
Effizienz SFT 1-6	97.5(23)%	98.59(189)%
Effizienz SFT 2-6	86.7(8)%	98.61(187)%
Effizienz SFT 3-5	84.7(12)%	98.68(192)%
T_{cell}^{-1}	$1.84(8) \cdot 10^{15}$	ca. $1.0 \cdot 10^{15}$
C	$12.7(7)s^{-1}$	-
τ_C	$1.6(3) \cdot 10^{-10}s$	$1 \cdot 10^{-10}s$

Tab. 9.1:

Alle vom Minuit-Fit verwendeten Parameter und die angepaßten Werte. Die angegebenen Fehler sind aus der Genauigkeit der Anpassung von MINUIT berechnet worden. Aufgrund der Strahlblenden in den Sechspolmagneten haben wir die Besetzungszahlen n_4 , n_5 und n_6 null gesetzt. Die angegebenen erwarteten Größen stammen zum einen aus der Kalibration des Polarimeters (Kapitel 6), wo die Effizienzen der Übergänge ermittelt worden sind und gezeigt worden ist, daß keine Transmissionskorrekturen notwendig sind, und damit die Anfangsbesetzungszahlen n_1 , n_2 und n_3 jeweils 1/3 sind. Der Fluß in die Zelle ist für die Testquell abgeschätzt worden [BBR91], und für die Relaxationszeit τ_C orientieren wir uns an [SWE88].

$$\langle a \rangle = n \cdot \langle s \rangle \cdot \sigma_{SE} \quad (9.3)$$

k ist die Boltzmannkonstante, T die Temperatur der Zelle, $\langle s \rangle$ die mittlere Weglänge der Teilchen in der Zelle (Tabelle 8.2) und σ_{SE} der Wirkungsquerschnitt für Spinaustauschstöße. Der Gesamtleitwert der Zelle ist $L = 5.6(1) l/s$ bei einer Temperatur von $110(10)K$, der Druck in der Zelle ist damit $P = 3.9(6) \cdot 10^{-6} mbar$. Die Teilchendichte folgt daraus mit $n = 2.8(8) \cdot 10^{11} \text{ Atome/cm}^3$. Die Teilchen machen im Mittel ca. $7(2)$ Spinaustauschstöße in der Speicherzelle, aber nur bei bestimmten Zustandskombinationen kommt es zu wirksamen Veränderungen der Besetzungszahlen.

Die angepaßten Besetzungszahlen n_1 und n_2 stimmen mit der erwarteten Größe von 1/3 überein, aber die ermittelten Effizienzen weichen sehr stark von den bei der Kalibration gemessenen Effizienzen ab. Hier macht sich die in Kapitel 6 beschriebene systematische Verschiebung bei der Bestimmung der Strahlsignale besonders bemerkbar, die gemessenen Signale beinhalten einen Untergrund aus dissoziierten H_2 -Atomen, der bei der Auswertung der Polarisationsmessungen nicht berücksichtigt wurde. Zudem gab es noch apparative Probleme mit den Hochfrequenzübergängen des Polarimeters, das Phase-lock-System (Kapitel 4) stand für die Starkfeldübergänge des Polarimeters nicht zur Verfügung, die Übergänge liefen dadurch nicht mit der notwendigen Stabilität, was die systematischen Fehler der Polarisationsmessung weiter erhöhte. Auch kann die schon angesprochene Diskrepanz (Kapitel 5) in den maximalen Geschwindigkeiten der gemessenen Atome bei der Kalibration und Polarisationsmessung eine Rolle spielen, Berechnungen haben eine Differenz von über $2000m/s$ gezeigt. Hiermit würde man gut erklären können, daß die Anpassung für den SFT 1-6 einen wesentlich höheren Effizienz als für die anderen beiden Effizienzen bekommt. Der SFT 1-6 zeigte bei der Kalibration und Messung einen höheren Sättigungsgrad, als der SFT 2-6 oder der SFT 3-5, dadurch würde seine Effizienz bei Änderungen im Geschwindigkeitsprofil weniger beeinflusst werden. Den Parameter C der Wandstoßdepolarisation kann man bei dieser Messung nur schlecht einordnen. Die Wandstoßde-

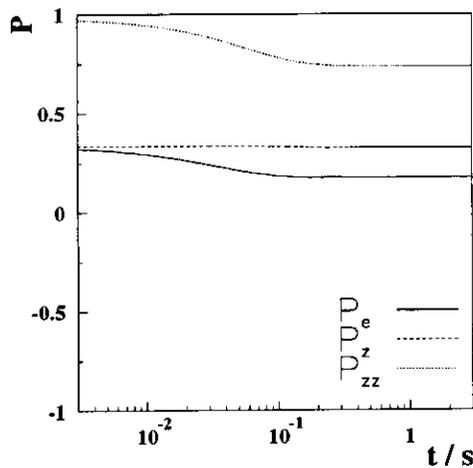


Abb. 9.5:

Zeitliche Entwicklung der Polarisation in der Speicherzelle für eine Injektion der Zustände 1, 3, 6 und bei $x = 5$. Es dauert ca. 200ms, bis sich ein Gleichgewicht in der Targetzelle eingestellt hat.

polarisation ist zum einen mit Rekombinationseffekten korreliert und wird zum anderen durch die systematische Verschiebung des Strahlsignals und die damit verbundenen Meßfehler stark beeinflusst. In der Arbeit [BBR95] werden die Deuteriummessungen in Bezug auf den dissoziativen Untergrund noch einmal ausgewertet, damit sollte der Parameter C auch an Aussagekraft gewinnen.

Eine weitere interessante Größe ist die Zeit t_{eq} , in der die Zelle einen Gleichgewichtszustand in den Berechnungen zwischen den Depolarisationseffekten und dem Fluß erreicht. In Abbildung 9.5 wird die zeitliche Entwicklung der Polarisation für die Injektion der Zustände 1, 3 und 6 berechnet. Dabei werden die von MINUIT für die Polarisationsmessungen ermittelten Parameter benutzt. Nach ca. 200ms hat das Targetgas einen Gleichgewichtszustand erreicht, dies kann man als Größenordnung für die Zeit interpretieren, die bei Umpolung der Polarisation des Atomstrahls vergeht, bis sich ein Gleichgewicht in der Speicherzelle eingestellt hat. Weil das Produkt von Fluß und Leitwert für die HERMES-Targetzelle ungefähr genauso groß ist wie bei der Testmessung, sind die Drücke in beiden Fällen ungefähr gleich. Daraus resultieren wesentlich kürzere Aufenthaltszeiten der Atome in der HERMES-Targetzelle als in der Testspeicherzelle und auch wesentlich kürzere Zeiten, bis sich ein Gleichgewicht in der Targetzelle einstellt. t_{eq} für das HERMES-Target sollte in der Größenordnung von 10ms liegen, dadurch sind in dieser Hinsicht Meßfehler der Polarisation bei HERMES ausgeschlossen.

10 Diskussion und Ausblick

Die wesentliche Aufgabe meiner Diplomarbeit bestand in der Weiterentwicklung des Breit-Rabi-Polarimeter sowohl in technischer als auch in theoretischer Hinsicht für das HERMES-Experiment. Zu den technischen Entwicklungen gehörten vor allem der Aufbau der neuen Vakuumsteuerung des Polarimeters mit dem dazugehörigen Umbau der Vakuumkomponenten, sowie das neue Design der Hochfrequenzübergänge und des Sechspolsystems zur Kalibration im HERMES-Experiment. Die theoretische Seite bezieht sich auf die Auswertung der Deuteriummessungen am Teststand des Polarimeters in Heidelberg und der Kalibrationsmessungen mit dem Polarimeter und der HERMES-Atomstrahlquelle in Hamburg.

Der zusätzliche Sechspol (Kapitel 5) und das neue Haltefeldmagnetdesign (Kapitel 4.2) haben die Aufgabe, eine Kalibration (Kapitel 6) der Hochfrequenzübergänge des Polarimeters im HERMES-Experiment zu ermöglichen. Dies ist eine grundlegende Voraussetzung, um Polarisationsmessungen mit geringem systematischem Fehler zu machen. Unter der Kalibration sollte man nicht eine Messung, sondern vielmehr eine Überprüfung der Effizienzen verstehen, die 100% für optimale funktionierende Übergänge erreichen. Bei den Messungen mit dem neuen Kalibrationssystem am DESY ist die Funktion der neuen Magnete eingehend gezeigt worden, Stark- und Mittelfeldübergänge lassen sich unabhängig voneinander betreiben und können so bei HERMES kalibriert werden. Die Eigenschaften des zusätzlichen Sechspolmagneten konnten nur durch Berechnungen überprüft werden, Messungen sind wegen einer schlechten Justierung des Polarimeters gegenüber der Targetzelle noch nicht möglich gewesen. Am Teststand in Heidelberg hatte man ein Fernrohr zur Verfügung, um die Strahlachsen von Polarimeter und Quelle gegeneinander zu vermessen, eine solche Lösung muß auch für das HERMES-Experiment geschaffen werden, um das Polarimeter gegenüber der Targetzelle auszurichten. Unabhängig von der Kalibration war der Aufbau des Vakuumkontrollsystems des Polarimeters. Dies ist in der Lage, vollautomatisch alle Pumpen, Meßgeräte und Ventile zu schalten und zu überwachen. Der Aufbau und die nachfolgenden Tests haben sowohl in Heidelberg als auch in Hamburg stattgefunden, das Arbeiten mit dem System hat die prinzipielle Funktion bestätigt, aber auch Fehler in der Logik und kleinere Betriebsprobleme mit Flutern oder Meßröhren sind aufgetreten. Die Vakuumsteuerung muß in dieser Hinsicht überarbeitet werden. Im folgenden werden alle bisherigen Änderungen am Polarimeter für HERMES aufgezählt und kurz diskutiert, was am Polarimeter technisch noch zu überarbeiten ist:

- Bei HERMES liegen Polarimeter und Atomstrahlquelle nicht auf einer Achse im Gegensatz zur Heidelberger Versuchsanordnung, daraus ergaben sich folgende Konsequenzen:

Ein zusätzlicher Sechspolmagnet muß für die Kalibration zwischen Polarimeter und Targetkammer installiert werden.

Die Hochfrequenzübergänge müssen mit dem neuen Magnetsystem unabhängig voneinander arbeiten.

Es steht zur Kalibration ein wesentlich schwächerer Atomstrahl zur Verfügung als in Heidelberg, das Signal zu Untergrund-Verhältnis nimmt von über 10 : 1 auf ca. 1 : 1 ab.

- Zwischen Polarisationsmessung und Kalibration ist ein Umbau des Polarimeters erforderlich, das Dissometer muß jeweils mit dem Zusatzmagneten getauscht werden. Eine perfekte Lösung wäre ein neues Dissometer, in dem ein schwenkbarer Sechspolmagnet eingebaut

ist, so könnte man schnell, ohne Umbau zwischen Kalibration und Polarisationsmessung umschalten.

- Eine Justiermöglichkeit des Breit-Rabi-Polarimeters gegenüber der Targetzelle muß geschaffen werden, wünschenswert wäre ein Fernrohr, mit dem man wie in Heidelberg die Atomstrahlachse vermessen kann.
- Für HERMES wurde ein vollautomatisches Vakuumkontrollsystem aufgebaut, die Apparatur in Heidelberg hatte dagegen nur ein veraltetes, manuell zu bedienendes Kontrollsystem. Für das neue System gilt:

Die Logik der Vakuumkontrolle beinhaltet noch kleine Fehler und muß überarbeitet werden.

Anbauteile an der Detektorkammer, wie Fluter und Druckdosen sind nicht für die Vakuumbedingungen in der Detektorkammer geeignet, sie müssen durch andere Kontrollmechanismen ersetzt werden.

Die Polarisationsmessungen mit Deuterium in Heidelberg haben die Funktionsfähigkeit des Polarimeters in dieser Hinsicht bestätigt, und wir haben durch die Auswertung der Messungen neuartige und sehr präzise Informationen über Spinaustauschstöße, Wandstöße und das Verhalten von polarisiertem Deuteriumgas in Speicherzellen bekommen (Kapitel 7, 8, 9). Es wurden zum ersten mal Spinaustauschstöße für Deuterium bei niedrigen Stoßraten (ca. 10 Stöße im Mittel) gemessen und ihre Auswirkungen untersucht. Die Verhältnisse für Spinaustauschstöße in der HERMES-Targetzelle werden sehr ähnlich zu den Messungen in Heidelberg sein, sodaß man direkte Vergleiche ziehen kann. Die Ergebnisse für die Wandstoßdepolarisation haben dagegen keinen so großen Aussagewert, der Effekt durch Wandstöße auf das Target korreliert sehr stark mit anderen Wechselwirkungen wie Rekombination oder Bunchfelddepolarisation. Durch die Kalibrationsmessungen mit dem neuen Magnetsystem am DESY ist ein systematischer Offset bei der Bestimmung eines Strahlsignals mit dem Polarimeter entdeckt worden. Dieser Offset kommt durch Dissoziation eines H_2 -Strahls aus der Analysatorkammer im Ionisationsraum des Quadropolmassenspektrometers zu stande. Er ist bei den Deuteriummessungen nicht berücksichtigt worden, und hat die gemessenen Polarisationen verkleinert. Eine alternative Methode zur Bestimmung des Strahlsignals von H_1 ist in Kapitel 6 vorgeschlagen worden. Dafür muß der Anteil am H_1 -Signal durch die Dissoziation von H_2 im Ionisationsraum bestimmt werden, und bei jeder Strahlsignalmessung müssen sowohl der H_1 -Strahl als auch der H_2 -Strahl gemessen werden.

Im Hinblick auf den Installationstermin des H-/D-Targets im Herbst 1995, kann man die technischen Vorbereitungen des Polarimeters beruhigt betrachten. Die Frage der Kalibration des Polarimeters im HERMES-Experiment ist gelöst, und das Vakuumkontrollsystem ist installiert. Die wesentlichen Arbeiten, die noch verbleiben, beschränken sich auf die Justierung des Polarimeters und Nacharbeiten am Vakuumkontrollsystem. Die theoretische Vorbereitung ist auch in wichtigen Grundzügen fertig. Es muß aber noch sehr viel Arbeit in die Messung des Dissoziativen Untergrundes gesteckt werden, und eine daraus resultierende Kalibration ausgearbeitet werden. In diesem Zusammenhang muß man auch die Software zur Steuerung des Polarimeters ansprechen, die aufgrund der Umbauten und der neuen Erkenntnisse durch die Messungen noch grundlegend überarbeitet werden muß.

A Die Polarisation von Hyperfeinstrukturzustände

Das Breit-Rabi-Polarimeter mißt die relativen Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände. Um daraus die Polarisation eines Gastargets zu berechnen, muß man die Polarisation der einzelnen Zustände in Abhängigkeit eines äusseren Magnetfeldes kennen.

A.1 Die Polarisation von Wasserstoff

Zur Berechnung der Erwartungswerte der Energie bzw. der Kern- und Elektronenpolarisation stellen wir den feldabhängigen Hamiltonoperator für die Hyperfeinstrukturenergie auf.

$$\mathcal{H} = a\mathcal{I} \cdot \mathcal{J} + \omega_j \mathcal{J}_z \quad (\text{A.1})$$

a ist die Kopplungskonstante zwischen dem Kernspin \mathcal{I} und Hüllenspin \mathcal{J} , ω_j ist die Larmorfrequenz des Elektrons, es gilt:

$$\omega_j = \frac{g_j \mu_B}{\hbar} B_z \quad (\text{A.2})$$

mit dem g-Faktor des Elektrons g_j , dem Bohrschen Magneton μ_B , dem Planckschen Wirkungsquantum \hbar und dem Betrag des äusseren Magnetfeldes B_z . Der erste Term des Hamiltonoperators drückt die Wechselwirkung zwischen Kern und Hüllenspin aus, der zweite Term die Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment des Elektrons mit dem äusseren Magnetfeld, die Wechselwirkung zwischen dem Kernmoment und dem äusseren Magnetfeld ist hier vernachlässigt, was bis zu Magnetfeldern der Größenordnung 300kGauß erlaubt ist. Diagonalisiert man den Hamiltonoperator in der Basis der Drehimpulseigenfunktionen

$$|m_J, m_I\rangle = \left| \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \quad (\text{A.3})$$

(m_J, m_I sind die magnetische Quantenzahlen des Elektron- bzw. Kernspins.), so erhält man daraus die Energieeigenwerte der Hyperfeinstrukturzustände. Für Wasserstoff bekommt man:

$$\begin{aligned} E_1^H &= \frac{a_H \hbar^2}{4} + \frac{\hbar \omega_S}{2} = E_{\text{HFS}}^H \cdot \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{2} x \right) \\ E_2^H &= -\frac{a_H \hbar^2}{4} + \frac{a_H \hbar^2}{2} \sqrt{1 + \frac{\omega_S^2}{a_H^2 \hbar^2}} = E_{\text{HFS}}^H \cdot \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + x^2} \right) \\ E_3^H &= \frac{a_H \hbar^2}{4} - \frac{\hbar \omega_S}{2} = E_{\text{HFS}}^H \cdot \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2} x \right) \\ E_4^H &= -\frac{a_H \hbar^2}{4} - \frac{a_H \hbar^2}{2} \sqrt{1 + \frac{\omega_S^2}{a_H^2 \hbar^2}} = E_{\text{HFS}}^H \cdot \left(-\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \sqrt{1 + x^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Als Energieeinheit ist die Hyperfeinaufspaltungsenergie gewählt:

$$E_{\text{HFS}}^H = a_H \hbar^2 \quad (\text{A.5})$$

Das Magnetfeld ist in Einheiten des kritischen Feldes angegeben $x = B/B_c$. Für das kritische Feld B_c gilt die Bedingung:

$$\hbar \omega_S = a_H \hbar^2 \quad (\text{A.6})$$

Es hat damit den Wert:

$$B_c^H = \frac{a_H \hbar^2}{g_j \mu_B} = 507G \quad (\text{A.7})$$

Die Energieeigenwerte werden in sogenannten Breit-Rabi-Diagrammen dargestellt, die Diagramme für Wasserstoff und Deuterium haben wir in Abbildung 2.1 schon gezeigt.

Um die Erwartungswerte der Kern und Elektronenpolarisation zu berechnen, braucht man eine für beliebige Magnetfelder geeignete Basis von Eigenzuständen zum Hamiltonoperator (Formel A.1). Die Zustände $|1\rangle = |\uparrow +\rangle$ und $|3\rangle = |\downarrow -\rangle$ sind bereits Eigenzustände des Operators, es genügt also, den Operator in einem zweidimensionalen Unterraum zu diagonalisieren, der von den Zuständen $|\uparrow -\rangle$ und $|\downarrow +\rangle$ aufgespannt wird [COH77a,b]. Der Pfeil drückt in dieser Darstellung zur besseren Unterscheidung den Elektronenspin aus, der Kernspin ist durch sein Vorzeichen dargestellt. Man erhält damit die Eigenfunktionen der Hyperfeinstrukturzustände in der Form:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |\uparrow +\rangle \\ |2\rangle &= \cos\theta \cdot |\uparrow -\rangle + \sin\theta \cdot |\downarrow +\rangle \\ |3\rangle &= |\downarrow -\rangle \\ |4\rangle &= \sin\theta \cdot |\uparrow -\rangle - \cos\theta \cdot |\downarrow +\rangle \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

θ wird als Mischungswinkel bezeichnet, für ihn gilt:

$$\tan 2\theta = \frac{a\hbar}{\omega_j} = \frac{1}{x} \quad (\text{A.9})$$

Die Polarisierungen lassen sich nun mit Hilfe der Eigenfunktionen, der relativen Besetzungszahlen und den Operatoren \mathcal{P}_e und \mathcal{P}_z bestimmen, wobei die Erwartungswerte der Polarisationsoperatoren bis auf einen Faktor $\hbar/2$ mit denen für \mathcal{J}_z und \mathcal{I}_z übereinstimmen, es gilt:

$$P_{e,z} = \sum_{i=1}^4 n_i \cdot \langle i | \mathcal{P}_{e,z} | i \rangle \quad (\text{A.10})$$

Die Polarisierungen $P_{e,z}$ berechnen sich aus den relativen Anzahlen der Teilchen mit Spin up oder down (Tab. 2.3):

$$P_{e,z} = n_+ - n_- \quad (\text{A.11})$$

Damit erhalten wir für die Polarisationserwartungswerte der einzelnen Zustände:

$$\begin{aligned} \langle 1 | \mathcal{P}_e | 1 \rangle &= +1 & \langle 1 | \mathcal{P}_z | 1 \rangle &= +1 \\ \langle 2 | \mathcal{P}_e | 2 \rangle &= +\cos 2\theta & \langle 2 | \mathcal{P}_z | 2 \rangle &= -\cos 2\theta \\ \langle 3 | \mathcal{P}_e | 3 \rangle &= -1 & \langle 3 | \mathcal{P}_z | 3 \rangle &= -1 \\ \langle 4 | \mathcal{P}_e | 4 \rangle &= -\cos 2\theta & \langle 4 | \mathcal{P}_z | 4 \rangle &= +\cos 2\theta \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Eine Darstellung der Vektorpolarisation ist in Abbildung 2.4 gegeben. Aus den Erwartungswerten kann man nun auch die Polarisation in Abhängigkeit eines äusseren Feldes und der relativen Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände herleiten:

$$\begin{aligned} P_e &= n_1 - n_3 + (n_2 - n_4) \cos 2\theta \\ P_z &= n_1 - n_3 - (n_2 - n_4) \cos 2\theta \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

In dem Ausdruck $\cos 2\theta$ steckt die Abhängigkeit vom Magnetfeld, es gilt:

$$\cos 2\theta = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}} \quad (\text{A.14})$$

A.2 Die Polarisation von Deuterium

Das kritische Feld von Deuterium beträgt: $B_c^D = 117G$, und es gibt sechs verschiedene Hyperfeinstrukturzustände, die Energien der Zustände sind in Abbildung 2.1 gezeigt und stellen sich rechnerisch wie folgt dar:

$$\begin{aligned}
 E_1^D &= E_{\text{HFS}}^D \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}x \right) \\
 E_2^D &= E_{\text{HFS}}^D \cdot \left(-\frac{1}{4} + \frac{3}{4}\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2} \right) \\
 E_3^D &= E_{\text{HFS}}^D \cdot \left(-\frac{1}{4} + \frac{3}{4}\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2} \right) \\
 E_4^D &= E_{\text{HFS}}^D \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4}x \right) \\
 E_5^D &= E_{\text{HFS}}^D \cdot \left(-\frac{1}{4} - \frac{3}{4}\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2} \right) \\
 E_6^D &= E_{\text{HFS}}^D \cdot \left(-\frac{1}{4} - \frac{3}{4}\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2} \right)
 \end{aligned} \tag{A.15}$$

Man hat nun eine Basis aus sechs Spinzuständen des Atoms, um den Hamiltonoperator zu diagonalisieren, man erhält daraus:

$$\begin{aligned}
 |1\rangle &= |\uparrow +\rangle \\
 |2\rangle &= \cos\theta_+ |\uparrow 0\rangle + \sin\theta_+ |\downarrow +\rangle \\
 |3\rangle &= \cos\theta_- |\uparrow -\rangle + \sin\theta_- |\downarrow 0\rangle \\
 |4\rangle &= |\downarrow -\rangle \\
 |5\rangle &= \sin\theta_- |\uparrow -\rangle - \cos\theta_- |\downarrow 0\rangle \\
 |6\rangle &= \sin\theta_+ |\uparrow 0\rangle - \cos\theta_+ |\downarrow +\rangle
 \end{aligned} \tag{A.16}$$

Die beiden zugehörigen Mischungswinkel sind:

$$\tan 2\theta_{\pm} = \frac{\sqrt{8}}{3x \pm 1} \tag{A.17}$$

Analog kann man nun wieder die Polarisationen der einzelnen Zustände über die Mischungswinkel in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld definieren. Für Deuterium kann man drei verschiedene Polarisationen berechnen, für die Elektronen- und Vektorpolarisation gilt:

$$\begin{aligned}
 \langle 1 | \mathcal{P}_e | 1 \rangle &= +1 & \langle 1 | \mathcal{P}_z | 1 \rangle &= +1 \\
 \langle 2 | \mathcal{P}_e | 2 \rangle &= +\cos 2\theta_+ & \langle 2 | \mathcal{P}_z | 2 \rangle &= +\frac{1}{2}(1 - \cos 2\theta_+) \\
 \langle 3 | \mathcal{P}_e | 3 \rangle &= +\cos 2\theta_- & \langle 3 | \mathcal{P}_z | 3 \rangle &= -\frac{1}{2}(1 + \cos 2\theta_-) \\
 \langle 4 | \mathcal{P}_e | 4 \rangle &= -1 & \langle 4 | \mathcal{P}_z | 4 \rangle &= -1 \\
 \langle 5 | \mathcal{P}_e | 5 \rangle &= -\cos 2\theta_- & \langle 5 | \mathcal{P}_z | 5 \rangle &= -\frac{1}{2}(1 - \cos 2\theta_-) \\
 \langle 6 | \mathcal{P}_e | 6 \rangle &= -\cos 2\theta_+ & \langle 6 | \mathcal{P}_z | 6 \rangle &= +\frac{1}{2}(1 + \cos 2\theta_+)
 \end{aligned} \tag{A.18}$$

Nach trigonometrischen Umformungen erhält man aus A.17:

$$\cos 2\theta_{\pm} = \frac{3x \pm 1}{\sqrt{9x^2 \pm 6x + 9}} \tag{A.19}$$

Die Tensorpolarisation berechnet sich aus den relativen Anteilen der Atome mit Kernspin +1, -1 und 0:

$$P_{zz} = n_+ + n_- - 2n_0 = 1 - 3n_0 \quad (\text{A.20})$$

Damit bekommt man für die einzelnen Zustände folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} \langle 1 | \mathcal{P}_{zz} | 1 \rangle &= +1 & \langle 4 | \mathcal{P}_{zz} | 4 \rangle &= +1 \\ \langle 2 | \mathcal{P}_{zz} | 2 \rangle &= -\frac{1}{2}(1 + 3 \cos 2\theta_+) & \langle 5 | \mathcal{P}_{zz} | 5 \rangle &= -\frac{1}{2}(1 + 3 \cos 2\theta_-) \\ \langle 3 | \mathcal{P}_{zz} | 3 \rangle &= -\frac{1}{2}(1 - 3 \cos 2\theta_-) & \langle 6 | \mathcal{P}_{zz} | 6 \rangle &= -\frac{1}{2}(1 - 3 \cos 2\theta_+) \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Die Tensorpolarisation der einzelnen Zustände ist in Abbildung 2.4 ebenfalls dargestellt, die für das Polarimeter wichtigen Formeln sind allerdings die einzelnen Polarisationen als Funktion der relativen Besetzungszahlen in Abhängigkeit des äusseren Magnetfeldes, für Deuterium gilt:

$$\begin{aligned} P_e &= n_1 - n_4 \\ &\quad + (n_2 - n_6) \cos 2\theta_+ + (n_3 - n_5) \cos 2\theta_- \\ P_z &= n_1 - n_4 + \frac{1}{2}(n_2 + n_6 - n_3 - n_5) \\ &\quad - \frac{1}{2}(n_2 - n_6) \cos 2\theta_+ - \frac{1}{2}(n_3 - n_5) \cos 2\theta_- \\ P_{zz} &= n_1 + n_4 - \frac{1}{2}(n_2 + n_3 + n_5 + n_6) \\ &\quad - \frac{3}{2}(n_2 - n_6) \cos 2\theta_+ + \frac{3}{2}(n_3 - n_5) \cos 2\theta_- \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

B Das MAFIA-Programmpaket

Zur Optimierung des neuen Magnetsystems für die Haltefelder der Hochfrequenzübergänge ist das MAFIA-Programmpaket eingesetzt worden. MAFIA ist in der Lage, die Maxwell-Gleichungen in drei Dimensionen numerisch zu lösen. Ein solches Programm stellt extreme Anforderungen an die verwendeten Computer, besonders in Bezug auf den verfügbaren Speicherplatz. Der benötigte Speicherplatz ist deshalb so groß, da man einen Raum in drei Dimensionen diskretisieren muß, das heißt man muß den Raum in geometrische Elemente, wie z.B. Würfel, aufteilen. 100 x 100 x 100 Punkte in jede Richtung entsprechen dann schon 1 000 000 Gitterpunkte bzw. 3 000 000 Feldvektoren. Man sieht schnell, daß solche Berechnungen die Speicherplatzkapazität eines jeden Computers sprengen kann. Eine gute Speicherverwaltung des Programms und speziell an Probleme angepaßte Gitter, die Grundstrukturen der Berechnungen, sind daher immer noch Voraussetzung für ein erfolgreiches Arbeiten. Im folgenden werden die Grundzüge des verwendeten Computerprogramms MAFIA dargestellt [WEI84, WIT94].

B.1 Der FIT-Algorithmus zum Lösen der Maxwell-Gleichungen

Das MAFIA-Programm kann sowohl zeitabhängige wie zeitunabhängige elektromagnetische Probleme lösen. Es wurden in dieser Arbeit ausschließlich magnetostatische Berechnungen angestellt, wir beschränken uns deshalb auch bei der Darstellung der FIT-Routinen auf magnetostatische Probleme. Die entkoppelten Maxwell-Gleichungen der Magnetostatik lauten in Integralform:

$$\oint_{\Gamma(A)} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \int_A \vec{J}_v \cdot d\vec{A} \quad (\text{B.1})$$

$$\int_{O(V)} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (\text{B.2})$$

$d\vec{A}$ bezeichnet ein Flächenelement, O die Integrationsoberfläche des zugehörigen Volumens V , $d\vec{s}$ ein Linienelement und Γ den zugehörigen Weg, der die Fläche A einschließt. \vec{J}_v ist der Verschiebungsstrom, es gilt: $\vec{J}_v = \rho \vec{v}$ mit der Ladungsdichte ρ und der Geschwindigkeit \vec{v} . Die Gleichungen beschreiben vollständig den Zusammenhang zwischen dem magnetischen Feld \vec{H} , Strömen \vec{J}_v und Materialien. Zur Beschreibung von Materialeigenschaften benötigt man noch die Beziehung zwischen der magnetischen Flußdichte \vec{B} und \vec{H} , für unser Problem, bei dem nur Weicheisen verwendet wurde, genügt:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{B.3})$$

μ_0 ist die Vakuumspermeabilität und μ_r die relative Permeabilität des verwendeten Materials. Für kleine Feldstärken ist μ_r eine Konstante, in großen nicht linearen Feldstärkebereichen kommt es zu Sättigungseffekten im Material, die Permeabilität ist dann eine Funktion der lokalen Feldstärke, $\mu_r = f(|\vec{H}|)$. Für die Berechnungen des Magnetsystems ist μ_r als konstant angenommen worden. Zur Lösung der Maxwell-Gleichung in Anwesenheit verschiedener Materialien ist es sinnvoll, zuerst die magnetische Feldstärke \vec{H} und aus ihr, den magnetischen Fluß \vec{B} zu berechnen, damit lautet Gleichung B.1:

$$\int_{O(V)} \mu_0 \mu_r \vec{H} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (\text{B.4})$$

Um die Zahl der Unbekannten zu verringern und die Lösung der Maxwell-Gleichungen zu vereinfachen, führt man für das magnetische Feld einen von der Magnetisierung der Materialien abhängigen Anteil $\vec{\nabla}\Phi$ (quellfreies Feld) und einen von externen Strömen abhängigen Anteil \vec{H}_v (Quellenfeld) ein:

$$\vec{H} = \vec{\nabla}\Phi + \vec{H}_v \quad (\text{B.5})$$

Der Gradient des quellfreien Anteils stellt sicher, daß das gesamte physikalische Feld \vec{H} quellfrei ist. Aus den Gleichungen B.1 und B.2 wird dann:

$$\oint_{\Gamma(A)} \vec{H}_v \cdot d\vec{s} = \int_A \vec{J}_v \cdot d\vec{A} \quad (\text{B.6})$$

$$\int_{O(V)} \mu_0 \mu_r \vec{\nabla}\Phi \cdot d\vec{A} = \int_{O(V)} \vec{H}_v \cdot d\vec{A} \quad (\text{B.7})$$

Der Vorteil dieser Darstellung besteht vor allem darin, daß Gleichung B.6 nur vom 'Quellenfeld' \vec{H}_v abhängt und unabhängig von Gleichung B.7 ohne Erfüllung der Divergenzfreiheit gelöst werden kann, diese wird erst durch Gleichung B.7 sichergestellt. Es werden auch keine Materialeigenschaften in Gleichung B.6 verwendet, kennt man \vec{H}_v , so kennt man auch die rechte Seite der Formel B.7 und die Lösung des Problems ist auf die Bestimmung eines reinen Skalarfeldes reduziert. Erst hier kommen die Materialeigenschaften zum tragen. Die Methode wird die 'reduzierte Skalar-Potential-Methode' genannt.

Die bisherigen Gleichungen müssen noch an einen diskretisierten Raum angepaßt werden, dabei hilft die Eigenschaft differenzierbarer Funktionen, daß man sie durch die Angabe endlich vieler diskreter Punkte relativ genau annähern kann. Die Bedingung an das Gitter, auf welchen die einzelnen Maxwell-Gleichungen diskretisiert werden, ist, daß sich die durchgeführten Integrationen ausschließlich auf kontinuierlich, differenzierbare Größen bezieht. Die eigentlichen diskreten Größen sind die Integraloperatoren, also die Weg- oder Flächenoperatoren. Die Diskretisierung des Raumes wird im MAFIA-Programm mit Quadern gemacht, jedem Quader wird eine Materialeigenschaft μ_r zugeordnet. Die passende physikalische Feldgröße, die sich dann an Grenzebenen verschiedener Materialien stetig fortsetzt, ist die Tangentialkomponente des magnetischen Flusses. Um dies sicher zu stellen, muß der Vektor \vec{H} stets parallel zu Materialgrenzen verlaufen. Einen Integraloperator für Linienintegrale definiert man dann entlang der Kanten der Quader. Die Integrationswege haben die Länge der einzelnen Gitterpunktintervalle, es gilt:

$$\int_{x_0}^{x_1} f(x) dx = f\left(x_0 + \frac{x_1 - x_0}{2}\right) (x_1 - x_0) \quad (\text{B.8})$$

Der diskretisierte Linien-Integraloperator wird somit ersetzt das Produkt des Funktionswertes im Zentrum des Intervalls und der Länge des Gitterintervalls. Entsprechend gilt für die Flächenintegration:

$$\int_{x_0}^{x_1} \int_{y_0}^{y_1} f(x) dx = f\left(x_0 + \frac{x_1 - x_0}{2}, y_0 + \frac{y_1 - y_0}{2}\right) (x_1 - x_0)(y_1 - y_0) \quad (\text{B.9})$$

Der diskretisierte Flächen-Integraloperator ist das Produkt des Wertes des Integranden im Zentrum mit der zugehörigen Rechteckfläche, die beschriebene Diskretisierung heißt FIT-Methode (Finite Integration Theory).

Unter Verwendung einer geeigneten Numerierung aller Einzelgrößen führt man für das Gitter einen Matrixformalismus ein, um aus allen diskretisierten Gleichungen eine Lösung zu erhalten.

Die Feldgrößen und Stromverteilung werden zu Vektoren zusammengefaßt: $\vec{h}_d, \vec{j}_d, \dots$. Die geometrischen Informationen über die Kantenlängen werden in Matrizen zusammengefaßt: D_s für die Gitterlängen, D_A für die Flächenelmente. Weiter braucht man einen Matrixoperator C , der die topologischen Informationen enthält. Die Gleichung B.6 lautet dann beispielsweise:

$$CD_s \vec{h}_d = \vec{j}_d \quad (\text{B.10})$$

Diese Matrixgleichung wird numerisch gelöst, und das Ergebnis wird verwendet, um die Gleichung B.7 ebenfalls numerisch zu lösen.

B.2 Der Aufbau des MAFIA-Programm

Das MAFIA-Programm setzt sich aus einzelnen Modulen zusammen, die jeweils auf Datenfiles zugreifen. Jedes Modul ist, auf eine bestimmte Aufgabe zugeschnitten, man kann sie über 'macro'-Files oder über eine Direkteingabe ansteuern. Für meine Berechnungen sind drei verschiedene Module verwendet worden: Der 'Meshgenerator', der 'Solver' und der 'Postprocessor'.

B.2.1 Der 'Meshgenerator'

Der 'Meshgenerator' erzeugt die Gitterstruktur, die als Basis für alle Berechnungen gilt. Das Programm arbeitet ausschließlich mit kartesischen Koordinaten, für magnetostatische Anwendungen muß man bei der Erstellung des Gitters auf bestimmte Kriterien achten:

- Das Gitter muß dem gestellten Problem angepaßt werden, es muß der Materialstruktur der zu berechnenden Körper entsprechen, eine genügend feine Auflösung besitzen, speziell in Bereichen großer Richtungs- und Betragsänderungen des Feldes.
- Der Abstand der Gitterschritte sollte sich lokal maximal verdoppeln. In stromführenden Bereichen sollte das Gitter möglichst äquidistant sein.
- Das zu berechnende Volumen, muß groß genug sein, um einen Großteil der entstehenden Streufelder miteinzuberechnen. Das Feld wird am Rand der Struktur null gesetzt, die Streufelder sollten dort auch möglichst kleine Beträge besitzen, die Gitterschritte können aber in den Randbereichen sehr groß gewählt werden.

Den Gitterelementen werden Ströme und Materialeigenschaften zugeordnet. Bei Erstellung der dreidimensionalen Strukturen stehen einfache Grundstrukturen zur Verfügung (Quader, Zylinder, ...). Die Stromverteilung wird durch geschlossene Polygonzüge dargestellt.

B.2.2 Der statische 'Solver'

In diesem Modul wird die Gitterstruktur mit den Strom- und Materialverteilungen ausgewertet, und die Maxwell-Gleichungen numerisch gelöst. Den Stromverteilungen werden Stromstärken zugewiesen, und den verschiedenen Materialien relative Permeabilitäten, es ist möglich, die Permeabilitäten abhängig vom Feldbetrag zu definieren, im allgemeinen kann man aber mit konstanten Permeabilitäten arbeiten. Geometrische Symmetrien von Strom oder Materialverteilungen können ausgenutzt werden, um den Rechenaufwand zu reduzieren, z.B. auf ein Viertel. Dazu muß man Randbedingungen für das magnetische Feld an der Symmetrieebene definieren, Dirichlet'sche Randbedingung, wenn das Feld senkrecht zur Symmetrieebene steht, und Neumann'sche Randbedingung bei parallelem Verlauf.

B.2.3 Der 'Postprocessor'

Der 'Postprocessor' dient zur Auswertung der Datenfiles, die von den numerischen Programmteilen erstellt worden sind. Das Modul verfügt über eine Reihe von Darstellungsmöglichkeiten für das magnetische Feld \vec{H} oder den magnetischen Fluß \vec{B} . Zusätzlich kann man die definierten Strom- und Materialverteilungen ausgeben lassen. Es lassen sich 'Vektorplots' über bestimmte Bereiche des Gitters ausgeben sowie auch Diagramme von Feldkomponenten oder Beträgen.

C Master-Gleichungen für die Spinrelaxation in Speicherzellen

Für die Auswertung der Mastergleichungen 7.5, 7.11 und 7.16 benötigt man die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Hyperfeinstrukturzuständen bei einem Relaxationsprozeß. Man kann diese aus den in Anhang A aufgestellten Eigenfunktionen der Zustände in Abhängigkeit der Mischungswinkel bzw. des äusseren Magnetfeldes für Wandstöße und Spinaustauschstöße berechnen. Mit diesen Übergangswahrscheinlichkeiten lassen sich die Ratengleichungen für die einzelnen Zustände wie folgt für Wasserstoff und Deuterium ausdrücken. Die aufgestellten Gleichungen wurden zum Teil [WAL93] und [STE94] entnommen.

C.1 Ratengleichungen zur Wandstoßdepolarisation bei Wasserstoff

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_1}{dt} &= \frac{C}{2} [j(\omega_{12})(n_2 - n_1) \sin^2 \theta + j(\omega_{14})(n_4 - n_1) \cos^2 \theta] \\
 \frac{dn_2}{dt} &= \frac{C}{2} \left[j(\omega_{12})(n_1 - n_2) \sin^2 \theta + j(\omega_{23})(n_3 - n_2) \cos^2 \theta + j(\omega_{24})(n_4 - n_2) \frac{\sin^2 2\theta}{2} \right] \\
 \frac{dn_3}{dt} &= \frac{C}{2} [j(\omega_{34})(n_4 - n_3) \sin^2 \theta + j(\omega_{23})(n_2 - n_3) \cos^2 \theta] \\
 \frac{dn_4}{dt} &= \frac{C}{2} \left[j(\omega_{34})(n_3 - n_4) \sin^2 \theta + j(\omega_{14})(n_1 - n_4) \cos^2 \theta + j(\omega_{24})(n_2 - n_4) \frac{\sin^2 2\theta}{2} \right]
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

C.2 Ratengleichungen zur Wandstoßdepolarisation bei Deuterium

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_1}{dt} &= \frac{C}{2} [j(\omega_{12})(n_2 - n_1) \sin^2 \theta_+ + j(\omega_{16})(n_6 - n_1) \cos^2 \theta_+] \\
 \frac{dn_2}{dt} &= \frac{C}{2} [j(\omega_{12})(n_1 - n_2) \sin^2 \theta_+ + j(\omega_{23})(n_3 - n_2) \cos^2 \theta_+ \sin^2 \theta_- \\
 &\quad + j(\omega_{25})(n_5 - n_2) \cos^2 \theta_+ \cos^2 \theta_- + 2j(\omega_{26})(n_6 - n_2) \cos^2 \theta_+ \sin^2 \theta_+] \\
 \frac{dn_3}{dt} &= \frac{C}{2} [j(\omega_{34})(n_4 - n_3) \cos^2 \theta_- + j(\omega_{23})(n_2 - n_3) \cos^2 \theta_+ \sin^2 \theta_- \\
 &\quad + j(\omega_{36})(n_6 - n_3) \cos^2 \theta_+ \cos^2 \theta_- + 2j(\omega_{35})(n_5 - n_3) \cos^2 \theta_- \sin^2 \theta_-] \\
 \frac{dn_4}{dt} &= \frac{C}{2} [j(\omega_{45})(n_5 - n_4) \sin^2 \theta_- + j(\omega_{34})(n_3 - n_4) \cos^2 \theta_-] \\
 \frac{dn_5}{dt} &= \frac{C}{2} [j(\omega_{45})(n_4 - n_5) \sin^2 \theta_- + j(\omega_{25})(n_2 - n_5) \cos^2 \theta_+ \cos^2 \theta_- \\
 &\quad + j(\omega_{56})(n_6 - n_5) \cos^2 \theta_- \sin^2 \theta_+ + 2j(\omega_{35})(n_3 - n_5) \cos^2 \theta_- \sin^2 \theta_-] \\
 \frac{dn_6}{dt} &= \frac{C}{2} [j(\omega_{16})(n_1 - n_6) \cos^2 \theta_+ + j(\omega_{36})(n_3 - n_6) \sin^2 \theta_+ \sin^2 \theta_- \\
 &\quad + j(\omega_{56})(n_5 - n_6) \sin^2 \theta_+ \cos^2 \theta_- + 2j(\omega_{26})(n_2 - n_6) \cos^2 \theta_+ \sin^2 \theta_+]
 \end{aligned} \tag{C.2}$$

C.3 Ratengleichungen für Spinaustauschstöße von Wasserstoff

$$\begin{aligned}
 T_{HH} \frac{dn_1}{dt} &= n_2 n_4 - n_1 n_3 + \frac{\sin^2 2\theta}{4} (n_2 - n_4)^2 \\
 T_{HH} \frac{dn_2}{dt} &= n_1 n_3 - n_2 n_4 + \frac{\sin^2 2\theta}{2} \left(n_1 n_4 - n_1 n_2 - n_2 n_3 + n_3 n_4 + n_2 n_4 + \frac{1}{2} n_4^2 - \frac{3}{2} n_2^2 \right) \\
 T_{HH} \frac{dn_3}{dt} &= n_2 n_4 - n_1 n_3 + \frac{\sin^2 2\theta}{4} (n_2 - n_4)^2 \\
 T_{HH} \frac{dn_4}{dt} &= n_1 n_3 - n_2 n_4 + \frac{\sin^2 2\theta}{2} \left(-n_1 n_4 + n_1 n_2 + n_2 n_3 - n_3 n_4 + n_2 n_4 + \frac{1}{2} n_2^2 - \frac{3}{2} n_4^2 \right)
 \end{aligned} \tag{C.3}$$

C.4 Ratengleichungen für Spinaustauschstöße von Deuterium

$$\begin{aligned}
T_{DD} \frac{dn_1}{dt} &= \frac{\sin^2 2\theta_+}{4} (n_2 - n_6)^2 + n_2 n_6 - n_1 n_4 - n_1 n_3 \sin^2 \theta_- - n_1 n_5 \cos^2 \theta_- \\
&\quad + n_2 n_5 \sin^2 \theta_+ \sin^2 \theta_- + n_3 n_6 \cos^2 \theta_+ \cos^2 \theta_- \\
&\quad + n_2 n_3 \sin^2 \theta_+ \cos^2 \theta_- + n_5 n_6 \cos^2 \theta_+ \sin^2 \theta_- \\
T_{DD} \frac{dn_2}{dt} &= \frac{\sin^2 2\theta_-}{4} (n_3 - n_5)^2 \cos^2 \theta_+ \\
&\quad + \frac{\sin^2 2\theta_+}{4} \left[2n_1 n_6 - 2n_1 n_2 - 4n_2^2 - n_2 n_4 + n_4 n_6 + (n_2 + n_6)^2 \right. \\
&\quad \quad \left. + (n_3 n_6 - n_2 n_3) (1 + \sin^2 \theta_-) + (n_5 n_6 - n_2 n_5) (1 + \cos^2 \theta_-) \right] \\
&\quad + (n_1 n_3 - n_2 n_5 \sin^2 \theta_+) \sin^2 \theta_- + (n_1 n_4 - n_2 n_3 \cos^2 \theta_-) \sin^2 \theta_+ \\
&\quad - n_2 n_6 + n_1 n_5 \cos^2 \theta_- + (n_3 n_5 - n_2 n_4) \cos^2 \theta_+ \\
T_{DD} \frac{dn_3}{dt} &= \frac{\sin^2 2\theta_+}{4} (n_2 - n_6)^2 \sin^2 \theta_- \\
&\quad + \frac{\sin^2 2\theta_-}{4} \left[2n_4 n_5 - 2n_3 n_4 - 4n_3^2 - n_1 n_3 + n_1 n_5 + (n_3 + n_5)^2 \right. \\
&\quad \quad \left. + (n_5 n_6 - n_3 n_6) (1 + \sin^2 \theta_+) + (n_2 n_5 - n_2 n_3) (1 + \cos^2 \theta_+) \right] \\
&\quad + (n_1 n_4 - n_2 n_3 \sin^2 \theta_+) \cos^2 \theta_- + (n_2 n_4 - n_3 n_6 \cos^2 \theta_-) \cos^2 \theta_+ \\
&\quad - n_3 n_5 + n_4 n_6 \sin^2 \theta_+ + (n_2 n_6 - n_1 n_3) \sin^2 \theta_- \\
T_{DD} \frac{dn_4}{dt} &= \frac{\sin^2 2\theta_+}{4} (n_3 - n_5)^2 + n_3 n_5 - n_1 n_4 - n_4 n_6 \sin^2 \theta_+ - n_2 n_4 \cos^2 \theta_+ \\
&\quad + n_2 n_5 \sin^2 \theta_+ \sin^2 \theta_- + n_3 n_6 \cos^2 \theta_+ \cos^2 \theta_- \\
&\quad + n_2 n_3 \sin^2 \theta_+ \cos^2 \theta_- + n_5 n_6 \cos^2 \theta_+ \sin^2 \theta_- \\
T_{DD} \frac{dn_5}{dt} &= \frac{\sin^2 2\theta_+}{4} (n_2 - n_6)^2 \cos^2 \theta_- \\
&\quad + \frac{\sin^2 2\theta_-}{4} \left[2n_3 n_4 - 2n_4 n_5 - 4n_5^2 - n_1 n_5 + n_1 n_3 + (n_3 + n_5)^2 \right. \\
&\quad \quad \left. + (n_3 n_6 - n_5 n_6) (1 + \sin^2 \theta_+) + (n_2 n_3 - n_2 n_5) (1 + \cos^2 \theta_+) \right] \\
&\quad + (n_1 n_4 - n_5 n_6 \cos^2 \theta_+) \sin^2 \theta_- + (n_4 n_6 - n_2 n_5 \sin^2 \theta_-) \sin^2 \theta_+ \\
&\quad - n_3 n_5 + n_2 n_4 \cos^2 \theta_+ + (n_2 n_6 - n_1 n_5) \cos^2 \theta_- \\
T_{DD} \frac{dn_6}{dt} &= \frac{\sin^2 2\theta_-}{4} (n_3 - n_5)^2 \sin^2 \theta_+ \\
&\quad + \frac{\sin^2 2\theta_+}{4} \left[2n_1 n_2 - 2n_1 n_6 - 4n_6^2 - n_4 n_6 + n_2 n_4 + (n_2 + n_6)^2 \right. \\
&\quad \quad \left. + (n_2 n_3 - n_3 n_6) (1 + \sin^2 \theta_-) + (n_2 n_5 - n_5 n_6) (1 + \cos^2 \theta_-) \right] \\
&\quad + (n_1 n_5 - n_5 n_6 \cos^2 \theta_+) \cos^2 \theta_- + (n_1 n_4 - n_5 n_6 \sin^2 \theta_-) \cos^2 \theta_+ \\
&\quad - n_2 n_6 + n_1 n_3 \sin^2 \theta_- + (n_3 n_5 - n_4 n_6) \sin^2 \theta_+
\end{aligned} \tag{C.4}$$

D Zusammenstellung der Polarisationsmessungen von Deuterium

In den Kapiteln 7 bis 9 sind die Polarisationsmessungen von Deuterium am Teststand in Heidelberg ausführlich beschrieben worden, wir sind dabei auf nur zwei der vier gemachten Messungen eingegangen. Der Vollständigkeit halber zeigen wir noch einmal alle vier Messungen im Überblick mit den dazugehörigen Simulationen für Spinaustauschstöße bei fünffach kritischem Feld (585Gauß) im zeitlichen Verlauf. Man kann die Messungen direkt mit den in Kapitel 7 beschriebenen zeitlichen Simulationen vergleichen, ein schwaches Magnetfeld (ca. 100Gauß) entspricht langen Relaxationszeiten in der Simulation und ein starkes Magnetfeld (>500Gauß) kurzen Zeiten.

D.1 Messungen für die injizierten Zustände 1, 2, 3 (SFT off)

Der injizierte Atomstrahl bei dieser Messung war mit den Zuständen 1, 2, 3 mit jeweils 1/3 besetzt und hatte somit im starken Feld eine hohe Elektronenpolarisation und keine Vektor- oder Tensorpolarisation. Im Feldbereich um 100Gauß kann man deutliche Depolarisationseffekte erkennen, dies ist vergleichbar mit der Simulation der Spinaustauschstöße über einen relativ langen Zeitraum (1s). Im Bereich eines starken Magnetfeldes (>500Gauß) nehmen die Relaxationsprozesse deutlich ab, vergleichbar mit kurzen Relaxationszeiten in der Simulation. Im schwachen Feld werden die gemischten Zustände (2, 3, 5, 6) wesentlich stärker beeinflusst als die reinen Zustände (1, 4), im starken Feld wird die Kopplung von Kern- und Elektronenspin aufgehoben, dadurch Verhalten sich die Zustände 1, 2, 3 und 4, 5, 6 jeweils gleich. Der charakteristische Verlauf der Kurven für die Simulation der Spinaustauschstöße ist in umgekehrten Verlauf bei den Messungen sichtbar. Der zeitlich Verlauf wird dabei mit dem äusseren Magnetfeld der Messungen verglichen. Man darf aber den Einfluß der Wandstöße trotz dieses deutlichen Zusammenhangs nicht vernachlässigen, nur so sind wirkliche Depolarisationseffekte erklärbar.

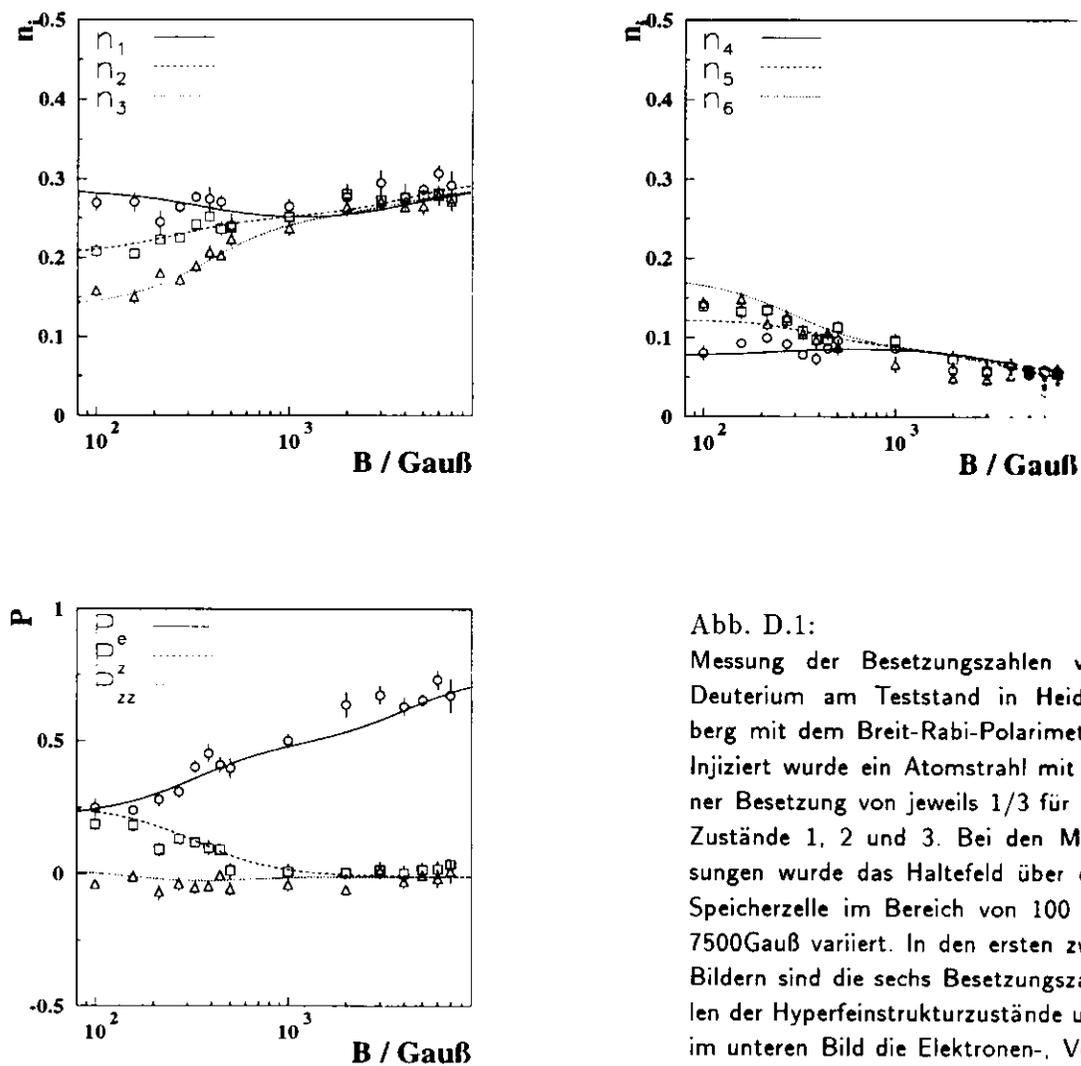


Abb. D.1:
 Messung der Besetzungszahlen von Deuterium am Teststand in Heidelberg mit dem Breit-Rabi-Polarimeter. Injiziert wurde ein Atomstrahl mit einer Besetzung von jeweils $1/3$ für die Zustände 1, 2 und 3. Bei den Messungen wurde das Haltefeld über der Speicherzelle im Bereich von 100 bis 7500Gauß variiert. In den ersten zwei Bildern sind die sechs Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände und im unteren Bild die Elektronen-, Vektor- und Tensorpolarisation gegen das Magnetfeld aufgetragen.

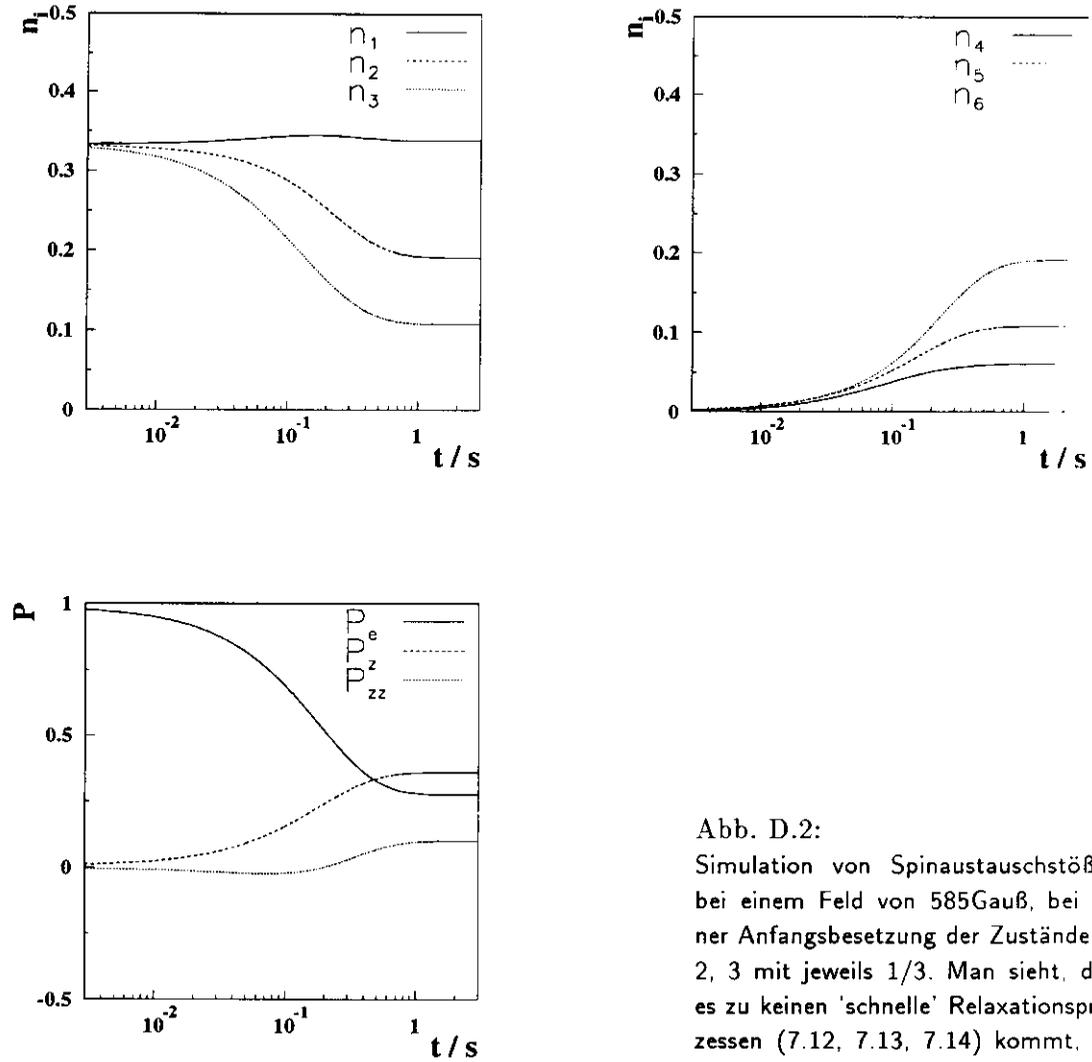


Abb. D.2:
Simulation von Spinaustauschstößen bei einem Feld von 585Gauß, bei einer Anfangsbesetzung der Zustände 1, 2, 3 mit jeweils $1/3$. Man sieht, daß es zu keinen 'schnellen' Relaxationsprozessen (7.12, 7.13, 7.14) kommt, da im Gas zu Beginn keine entsprechenden Partner vorhanden sind.

D.2 Messungen für die injizierten Zustände 2, 3, 6 (SFT 1-6 on)

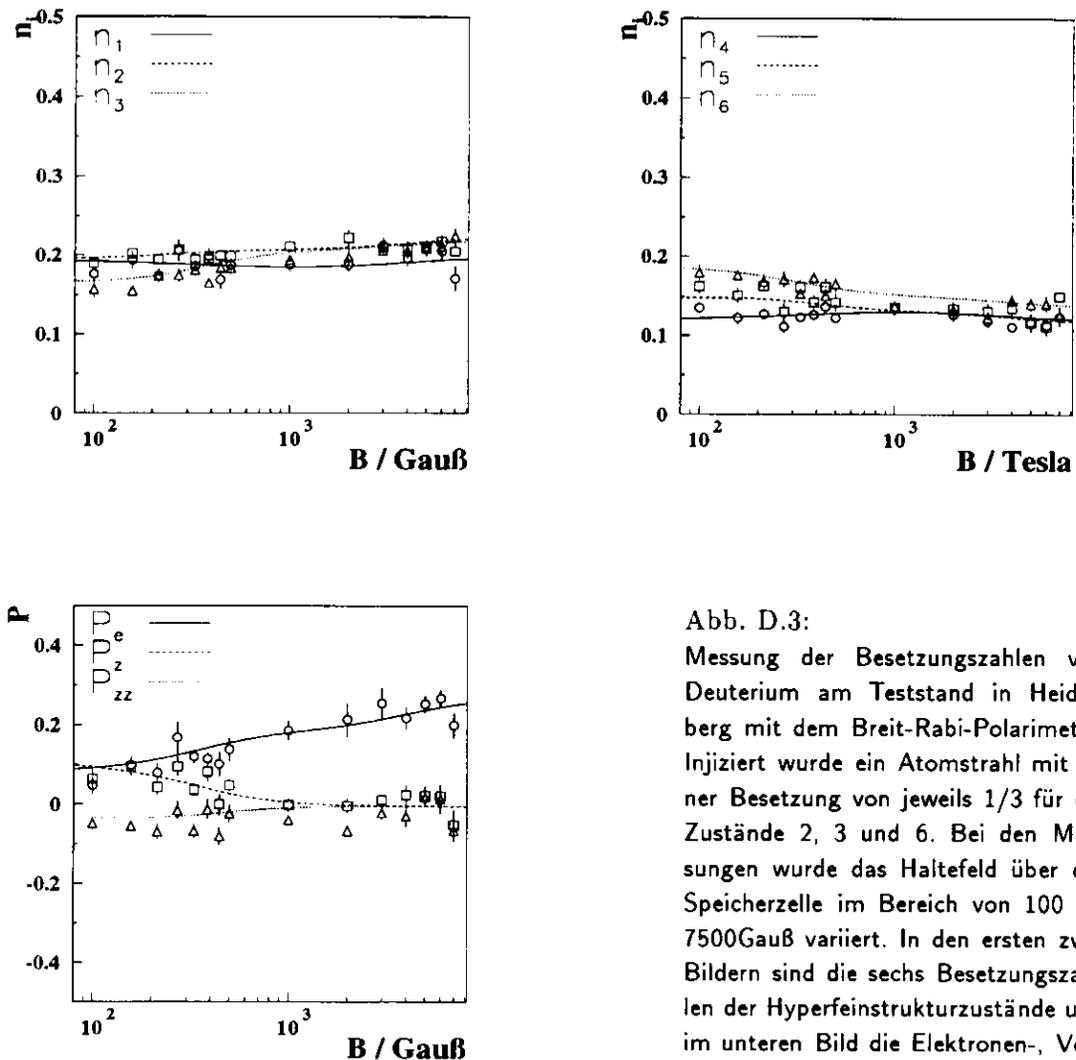


Abb. D.3:

Messung der Besetzungszahlen von Deuterium am Teststand in Heidelberg mit dem Breit-Rabi-Polarimeter. Injiziert wurde ein Atomstrahl mit einer Besetzung von jeweils $1/3$ für die Zustände 2, 3 und 6. Bei den Messungen wurde das Haltefeld über der Speicherzelle im Bereich von 100 bis 7500Gauß variiert. In den ersten zwei Bildern sind die sechs Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände und im unteren Bild die Elektronen-, Vektor- und Tensorpolarisation gegen das Magnetfeld aufgetragen.

Bei dieser Messung werden die Zustände 2, 3, 6 mit der Besetzung $1/3$ in die Speicherzelle injiziert. Man hat dadurch im starken Feld nur geringe Polarisierungen des Targetgases, $1/3$ für die Elektronenpolarisation und gar keine Kernpolarisation. Trotzdem zeigt die Messung interessante Zusammenhänge: Auch bei einem Magnetfeld von 7500Gauß kann man nicht zwischen injizierten und nicht injizierten Zuständen unterscheiden. Durch den Mechanismus 7.13 $|3\rangle |6\rangle \rightarrow |1\rangle |4\rangle$ der Spinaustauschstöße und 7.7 $|2\rangle \rightarrow |5\rangle$ für Wandstöße findet jeder Zustand einen Partner für einen Übergang durch den Flip des Elektronenspins. Diese Effekte sind auch im starken Feld wirksam und verändern die Besetzung der Hyperfeinstrukturzustände. Es läßt sich wieder ein Vergleich zwischen der zeitlichen Entwicklung der Spinaustauschstöße und der Messung machen,

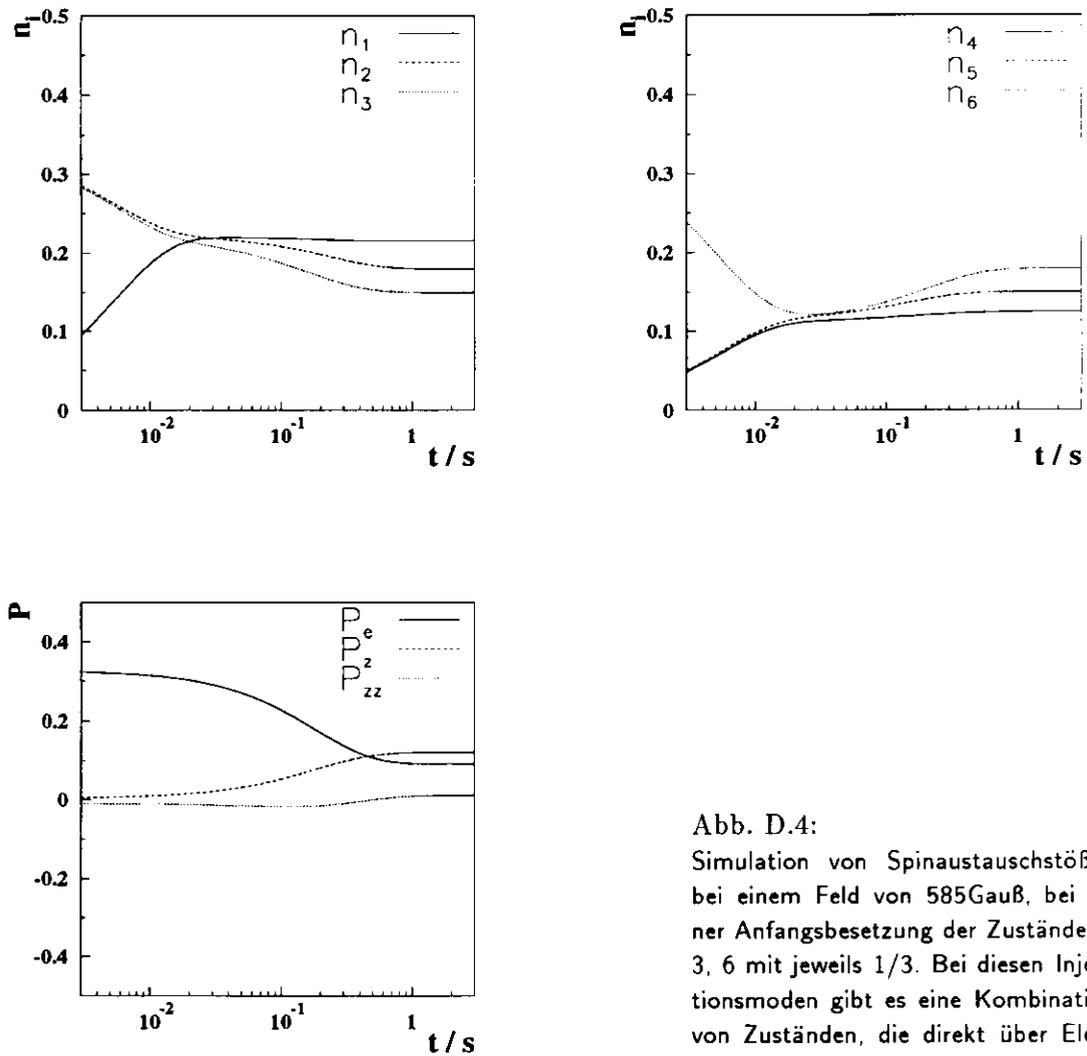


Abb. D.4:

Simulation von Spinaustauschstößen bei einem Feld von 585Gauß, bei einer Anfangsbesetzung der Zustände 2, 3, 6 mit jeweils $1/3$. Bei diesen Injektionsmoden gibt es eine Kombination von Zuständen, die direkt über Elektronendepolarisation ineinander übergehen können, $|3\rangle|6\rangle \rightarrow |1\rangle|4\rangle$ (7.13)

wobei in diesem Fall größere Abweichungen auftreten, besonders im starken Feld bzw. für kurze Relaxationszeiten.

D.3 Messungen für die injizierten Zustände 1, 3, 6 (SFT 2-6 on)

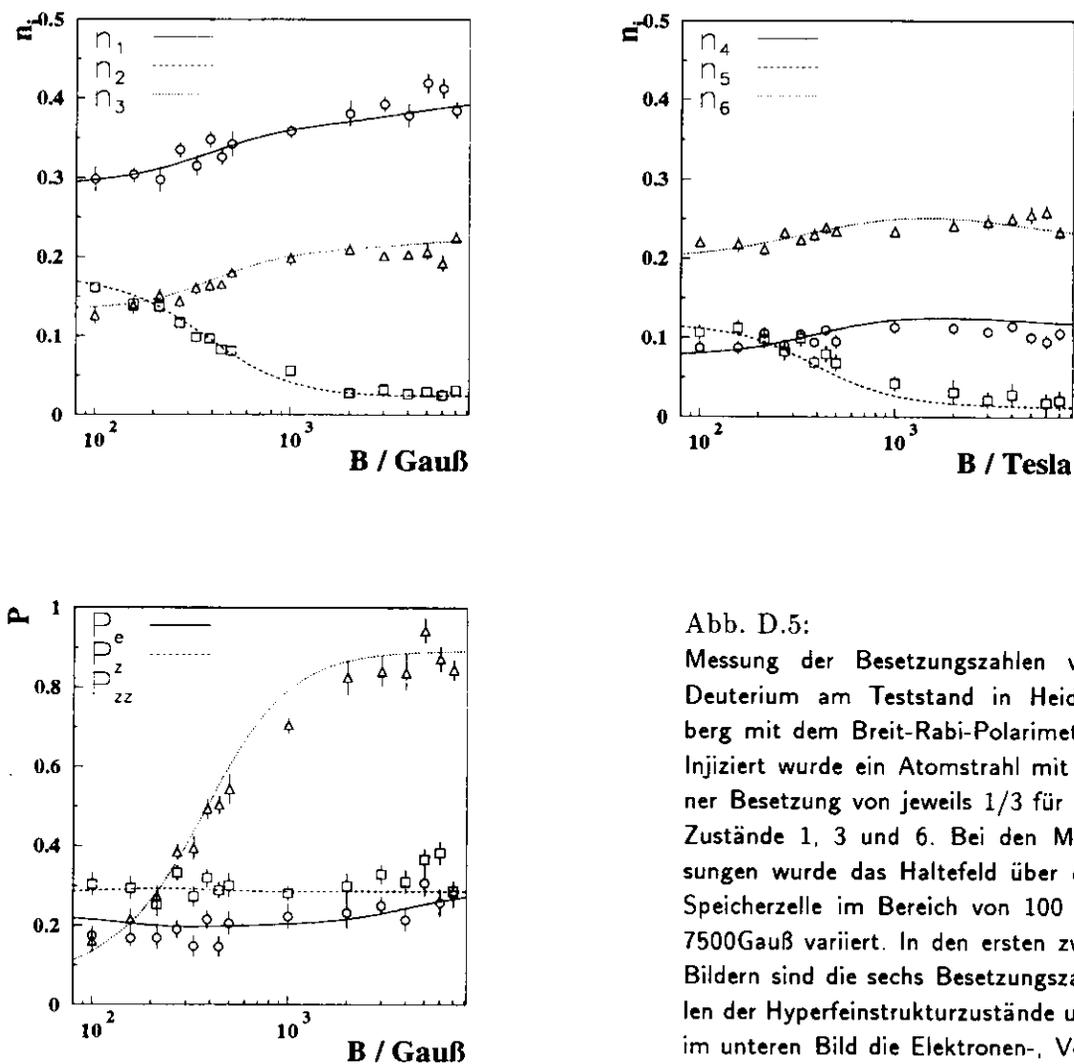


Abb. D.5:

Messung der Besetzungszahlen von Deuterium am Teststand in Heidelberg mit dem Breit-Rabi-Polarimeter. Injiziert wurde ein Atomstrahl mit einer Besetzung von jeweils $1/3$ für die Zustände 1, 3 und 6. Bei den Messungen wurde das Haltefeld über der Speicherzelle im Bereich von 100 bis 7500 Gauss variiert. In den ersten zwei Bildern sind die sechs Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände und im unteren Bild die Elektronen-, Vektor- und Tensorpolarisation gegen das Magnetfeld aufgetragen.

Es werden die Zustände 1, 3, 6 mit der Besetzung $1/3$ in die Speicherzelle injiziert. Die Elektronen- und Kernpolarisation im starken Feld beträgt $1/3$, die Tensorpolarisation 1. Es gibt einen direkten Relaxationsprozeß durch Elektronenspinflip für Spinaustauschstöße, die gleiche Kombination, wie bei der vorigen Messung: $|3\rangle|6\rangle \rightarrow |1\rangle|4\rangle$ (7.13). Diesmal kommt es dadurch zu einem Anstieg der der Besetzungszahl n_1 , im starken Feld, wo nur dieser Relaxationsprozeß wirksam ist. Im schwachen Feld kommen weitere Effekte hinzu, und die Besetzung von n_1 fällt wieder auf ca. $1/3$. Genau den umgekehrten Prozeß kann man bei der zeitlichen Entwicklung der Spinaustauschstöße sehen.

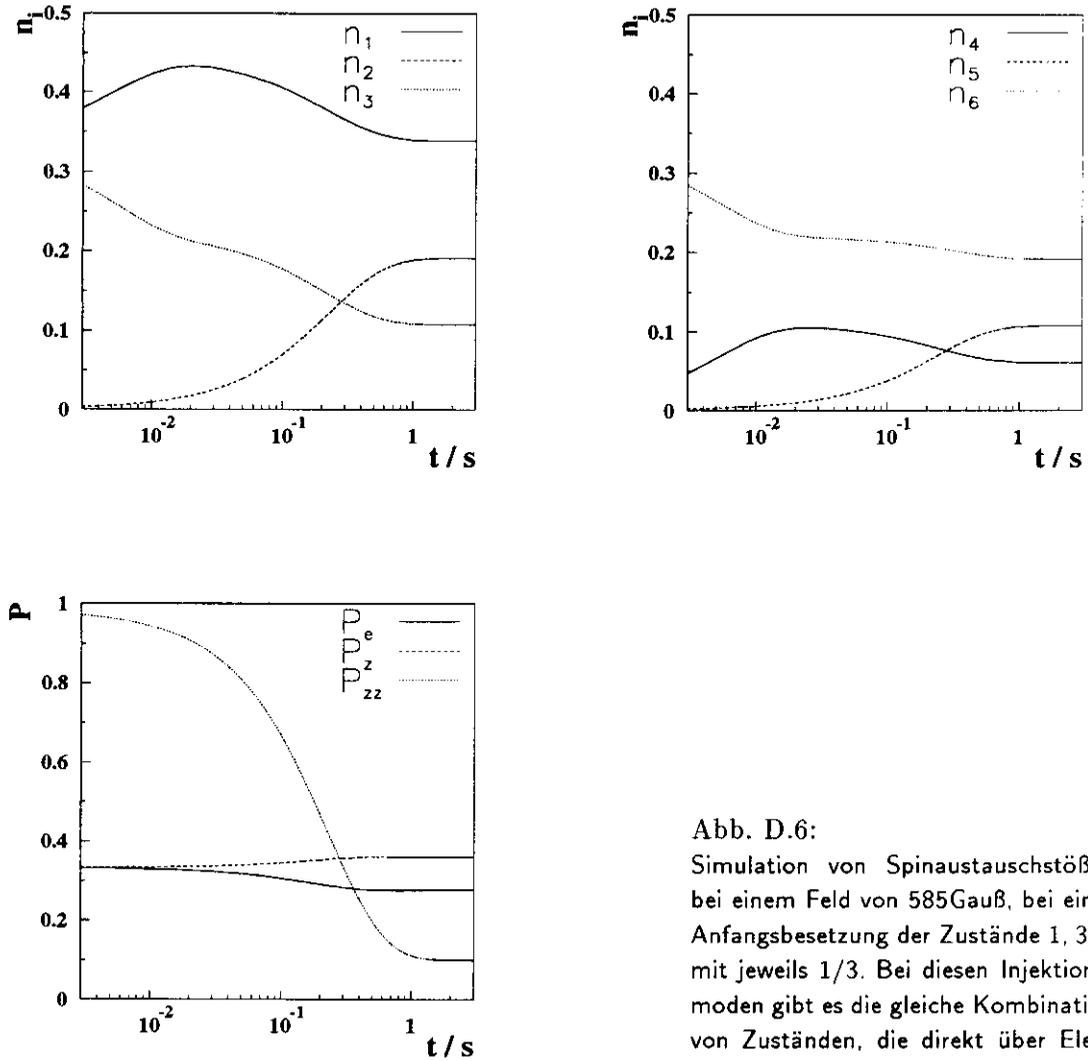


Abb. D.6:

Simulation von Spinaustauschstoßen bei einem Feld von 585Gauß, bei einer Anfangsbesetzung der Zustände 1, 3, 6 mit jeweils $1/3$. Bei diesen Injektionsmoden gibt es die gleiche Kombination von Zuständen, die direkt über Elektronendepolarisation ineinander übergehen können, $|3\rangle |6\rangle \rightarrow |1\rangle |4\rangle$ (7.13).

D.4 Messungen für die injizierten Zustände 1, 2, 5 (SFT 3-5 on)

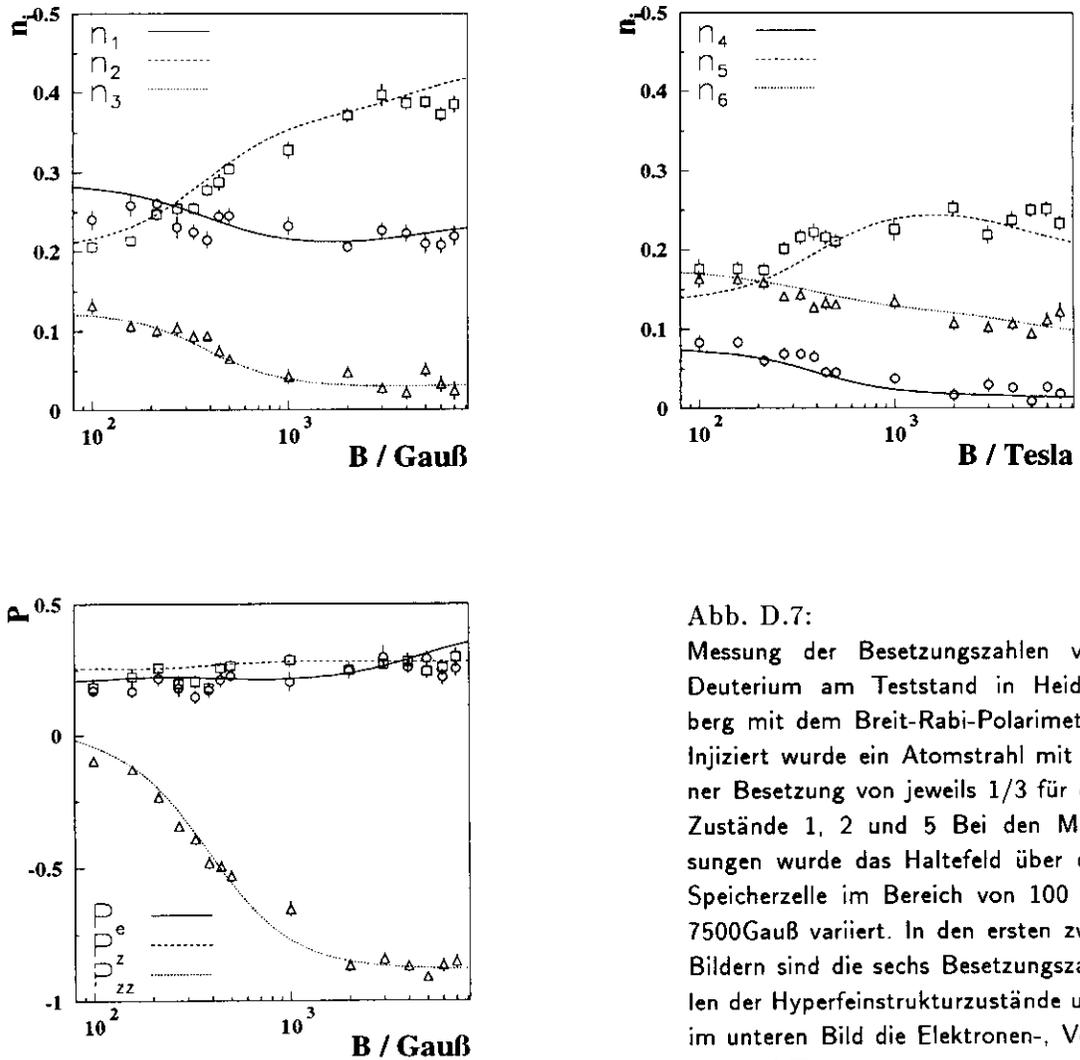


Abb. D.7:

Messung der Besetzungszahlen von Deuterium am Teststand in Heidelberg mit dem Breit-Rabi-Polarimeter. Injiziert wurde ein Atomstrahl mit einer Besetzung von jeweils $1/3$ für die Zustände 1, 2 und 5. Bei den Messungen wurde das Haltefeld über der Speicherzelle im Bereich von 100 bis 7500 Gauß variiert. In den ersten zwei Bildern sind die sechs Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturzustände und im unteren Bild die Elektronen-, Vektor- und Tensorpolarisation gegen das Magnetfeld aufgetragen.

Zuletzt werden die Zustände 1, 2, 5 mit der Besetzung $1/3$ in die Speicherzelle injiziert. Die Elektronen- und Kernpolarisation im starken Feld beträgt $1/3$, die Tensorpolarisation -1 . Es gibt einen direkten Relaxationsprozeß durch Elektronenspinflip für Spinaustauschstöße: $|1\rangle|5\rangle \rightarrow |6\rangle|2\rangle$ (7.12). Es kommt zu einem Anstieg der Besetzungszahl n_2 im starken Feld. Im schwachen Feld wird durch die übrigen Relaxationsprozesse die Besetzung von n_2 kleiner, sie fällt unter $1/3$ und sogar unter n_1 ab. Wieder ist die Kurve der Spinaustauschsimulation ein Spiegel dieses charakteristischen Verlaufs. Der Einfluß der Spinaustauschstöße prägt die Messungen sehr stark in ihrem Verlauf, kann aber nicht alle Effekte alleine erklären.

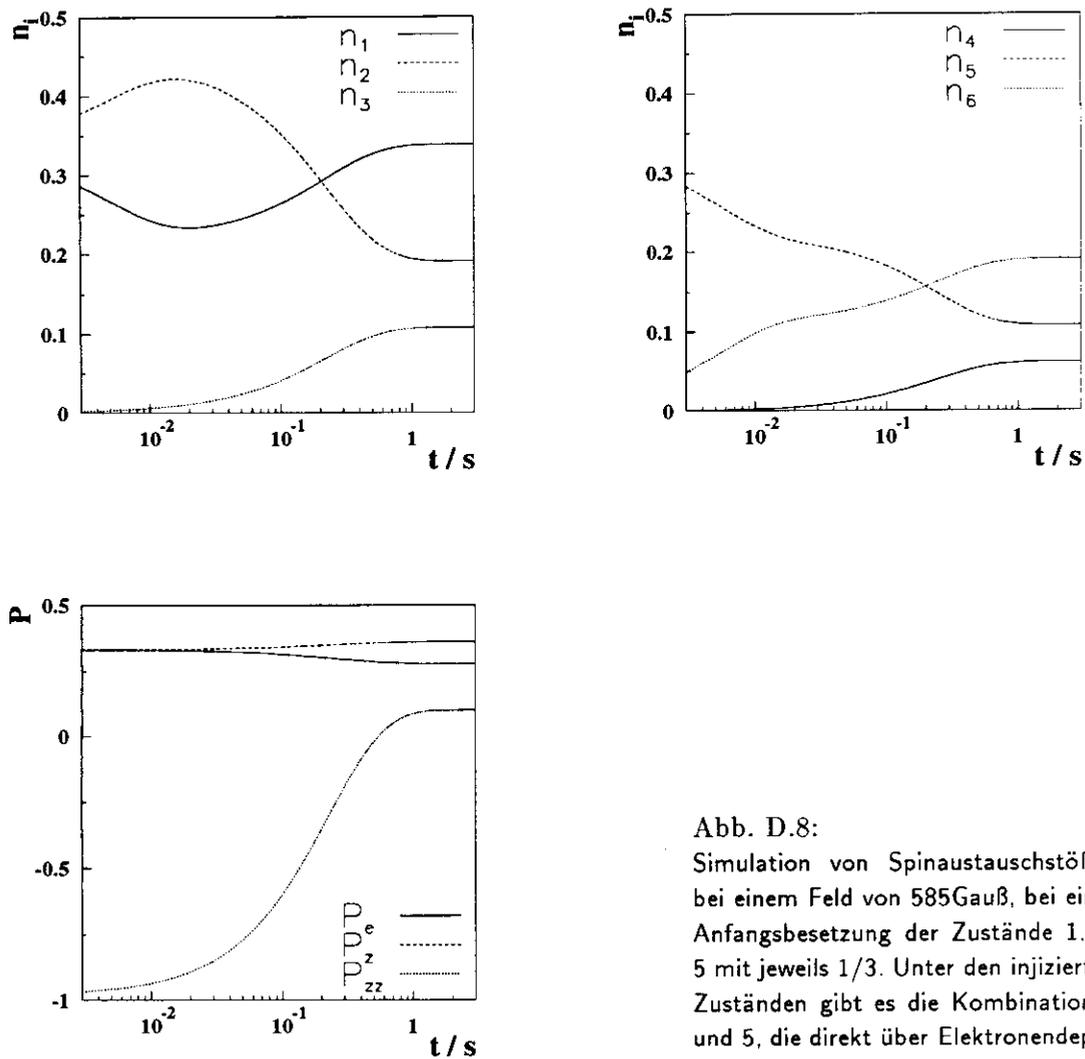


Abb. D.8:

Simulation von Spinaustauschstößen bei einem Feld von 585 Gauß, bei einer Anfangsbesetzung der Zustände 1, 2, 5 mit jeweils $1/3$. Unter den injizierten Zuständen gibt es die Kombination 1 und 5, die direkt über Elektronendepolarisation ineinander übergehen können, $|1\rangle|5\rangle \rightarrow |6\rangle|2\rangle$ (7.12).

Literaturverzeichnis

- [ABR58] A. Abragam and J.M. Winter, Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 374
- [ALL69] A.C. Allison and A. Dalgarno, Astrophys. J. 58, 423 (1969).
- [ALL72] A.C. Allison, Phys. Rev. A 5, 2695 (1972).
- [BBR91] B. Braun, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1991).
- [BBR94] B. Braun, D. Fick, U. Funk, E.-M. Gabirel, G. Graw, H. Kolster, A. Metz, K. Reinmüller, P. Schiemenz, I. Simiantonakis, E. Steffens, *Realization of hydrogen and deuterium atoms in storage cells*, Contr. to the 8th Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, 299, Sept. 15-22, (1994), Bloomington, Indiana, USA
- [BBR95] B. Braun, Dissertation, Universität München (in Vorbereitung).
- [BJO66] J. D. Bjorken et al, Phys. Rev. 166 (1966) 1467
- [BOU63a] M.A. Bouchiat, J. Phys. Radium 24 (1963) 379.
- [BOU63b] M.A. Bouchiat, J. Phys. Radium 24 (1963) 611.
- [BRB94] D.P. Barber et al., Nucl. Instr. Meths. A338 (1994) 166.
- [BUR70] G.H. Burkhardt et al, Ann. Phys. (NY) 56 (1970) 453
- [CER92] CERN Program Library Office, CERN-CN Division, *MINUIT - Function Minimization and Error Analysis, Reference Manual, Version 92.1*, (1992).
- [CLA56] G. Clausnitzer, R. Fleischmann und H. Schopper, Z. Phys. 144 (1956) 336.
- [COH77a] C. Cohen-Tanoudij, B. Diu, F. Laloë, *Quantum Mechanics*, Vol. 1, 2nd ed., (1977).
- [COH77b] C. Cohen-Tanoudij, B. Diu, F. Laloë, *Quantum Mechanics*, Vol. 2, 2nd ed., (1977).
- [DER78] Y.S. Derbenev et al., Particle Accelerators 8 (1978) 115.
- [DES76] M. Desaintfusien and C. Audoin, Phys. Rev. A 13 (1976) 2070.
- [ELL74] J. Ellis et al. Phys. Rev. 148 (1974) 1444
- [FIC71] D. Fick, BI-Hochschulschriften Bd. 755a Mannheim (1971).
- [FUN95] U. Funk, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (in Vorbereitung).
- [FUN95b] U. Funk, B. Braun, D. Fick, E.-M. Gabirel, G. Graw, H. Kolster, A. Metz, B. Povh, P. Schiemenz, I. Simiantonakis, F. Stock, E. Steffens, *Status of the HERMES Target of hydrogen and deuterium*, Verh. DPG (VI) 30, (1995) H2.6, 617
- [GAB95] E.M. Gabriel, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (1995).
- [GAU92] H.G. Gaul and E. Steffens Nucl. Instr. Meth. A 316 (1992) 297.

- [GAU91] H.G. Gaul, Dissertation, Universität Heidelberg, (1991).
- [GER21] W. Gerlach und O. Stern, Z. Phys. 8 (1921) 110.
- [GER22] W. Gerlach und O. Stern, Z. Phys. 9 (1922) 349.
- [GIR89] J. Giroux, *Proc. of the Workshop on Pol. Gas Targets for Storage Rings. in Proc. High Energy Spin Physics*, Mineapolis 1988, K. J. Heller (edt.), AIP Conf. Proc. 187 (1989) 1565
- [GRA94] G. Graw, B. Braun, H. Kolster, A. Metz, K. Reinmüller, P. Schiemenz, H.G. Gaul, M.T. Lin, I. Simiantonakis, E. Steffens, *Relaxation of Hydrogen and Deuterium Atoms in Storage Cells*, Ed. by M. Leduc and E. Steffens, Workshop on Polarized Beams and Targets. Sensitive Tools for the Study of Solids, Nuclei and Particles, Program of the European Community "Human Capital and Mobility", Les Houches, June 7-10 (1994)
- [HAE67] W. Haeberli, Ann. Rev. Nucl. Sci., 17 (1967) 373.
- [HAK83] H. Haken, H.C. Wolf, *Atom- und Quantenphysik*; Springer, Heidelberg (1983).
- [HAL80] K. Halbach; Nucl. Instr. Meths. 169 (1980), 1.
- [HER90] HERMES-Collaboration; *A Proposal To Measure The Spin-Dependent Structure Functions Of The Neutron And The Proton At HERA*; PROPOSAL DESY PRC-90/91 (1990).
- [HER93] HERMES-Collaboration: *Technical Design Report*; Juli 1993.
- [KIN90] E. Kinney, HERMES report 3/90 (1990)
- [KOL95] H. Kolster, B. Braun, D. Fick, U. Funk, E.-M. Gabirel, G. Graw, A. Metz, B. Povh, P. Schiemenz, I. Simiantonakis, F. Stock, E. Steffens, *Spinrelaxation processes of polarized deuterium*, Verh. DPG (VI) 30, (1995) H2.7, 617
- [KOL] H. Kolster, Dissertation, Universität München (in Vorbereitung).
- [KOR90] W. Korsch, Dissertation, Universität Marburg (1990).
- [LIN93] M.T. Lin, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1993).
- [LOR93] B. Lorentz, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1993).
- [MAY85] T. Mayer-Kuckuk, *Atomphysik*, 3. überarb. u. erw. Auflage, Teubner (1985)
- [MCK87] R. McKeown, *Proc. of the Workshop on Electronuclear Physics with Internal Targets*. SLAC (1987), p. 99
- [MET95] A. Metz, B. Braun, D. Fick, U. Funk, E.-M. Gabirel, G. Graw, H. Kolster, B. Povh, P. Schiemenz, I. Simiantonakis, F. Stock, E. Steffens, *Calibration of the Breit-Rabi Polarimeter for the HERMES experiment*, Verh. DPG (VI) 30, (1995) H2.8, 617
- [PUR56] E.M. Purcell and G.B. Field, *Astrophys. J.* 124 542 (1956).
- [SCH91] P. Schiemenz, A. Ross and G. Graw, Nucl. Instr. Meth. A 305 (1991) 15.
- [SIM94] I. Simiantonakis, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (1994).

- [SOK63] A.A. Sokolov und I.M. Ternov; Dokl. Acad. Nauk. SSSR 153 (1963) 1052. [Sov. Phys. Dokl. 8 (1964) 1203.]
- [STE92] J. Stenger, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (1992).
- [STE94] J. Stenger und K. Rith, eingereicht zur Publikation in Nucl. Instr. Meth. (Dez. 1994).
- [STO93] F. Stock, Proc. Workshop on Pol. Ion Sources and Pol. Gas Targets, Madison, WI 1993, eds. L.W. Anderson und W. Haeberli; AIP Conf. Proc., New York 293 (1994) 22.
- [STO94a] F. Stock, Dissertation, Universität Heidelberg (1994).
- [STO94b] F. Stock, K. Rith, H.G. Gaul, B. Lorentz, H. Mairon, B. Povh, E. Steffens, D. Toporkov, K. Zapfe, F. Rathmann, D. Fick, W. Korsch, G. Graw, K. Reinmüller, P. Schiemenz, W. Haeberli, Nucl. Instr. Meth. A 343 (1994) 334-342.
- [SWE88] D.R. Swenson and L.W. Anderson, Nucl. Instr. Meth. B 29 (1988) 627-642.
- [THO87] G.E. Thomas, R.J. Holt, D. Boyer, M.C. Green, R.S. Kowalczyk and L. Young, Nucl. Instr. Meth. A 257 (1987) 32-34.
- [WAL93] T. Walker and L.W. Anderson Nucl. Instr. Meth. A 334 (1993) 313.
- [WEI84] T. Weiland, *Particle Accelerators*, Vol.15 (1984) 245
- [WIT94] E. Wittmann, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1994).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zuerst bei meinen Eltern und Großeltern bedanken, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben und mich dabei immer unterstützt haben.

Für das interessante Thema dieser Arbeit und die gute Betreuung muß ich Herrn G. Graw danken, der mich mit Rat und Tat zu jeder Zeit unterstützt und gefördert hat.

Während meiner Diplomarbeit habe ich an drei verschiedenen Instituten arbeiten dürfen, an der Ludwig-Maximilians-Universität in München, am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg und am DESY in Hamburg. Für die tolle Aufnahme und gute Zusammenarbeit an allen drei Instituten bedanke ich mich bei allen Menschen, die mit mir während dieser Zeit zusammengearbeitet haben. Herausheben möchte ich nur die Herrn E. Steffens, B. Braun, U. Funk, H. Kolster und F. Stock, die mich über die gesamte Zeit meiner Arbeit begleitet haben.

Vielen Dank!