Interpretation der Polarisationsmessungen am polarisierten Wasserstofftarget des HERMES-Experiments am DESY in Hamburg

Diplomarbeit
an der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
Mark Henoch

Münster, 1998

1. Gutachter: Prof. Dr. R. Santo
2. Gutachter: Prof. Dr. E. Steffens

Mir persönlich gefällt das: Man findet ein neues Teilchen, kratzt sich verwundert am Kopf, und fürs erste gibt man ihm halt einen griechischen Buchstaben als Namen. Einfacher geht's nicht und ehrlicher auch nicht. Vergleichen Sie damit den Begriff *Quark*, der von einem Physiker gewählt wurde, der vielleicht zeigen wollte, wie intellektuell er ist. Das Wort stammt angeblich aus "Finnegans Wake" von J. Joyce. Nach einer Interpretation ist mit *Quark* ein Glas Bier gemeint. Die Abkürzungen u-, d-, s-, c-, b-, t-Quark stehen für up-, down-, strange-, charm-, beauty-, top-Quark. Welch Kombination aus Mystifizierung und Beliebigkeit!
Wir bezeichnen Physik als den Versuch, zu erkennen und zu benennen. Gott, der Herr, formte aus dem Ackerboden auch die Quarks und führte sie dem Menschen zu, um zu sehen, wie er sie benennen würde. Und der Mensch antwortete: *Quark*, und dann gab er noch etwas von sich, das klang wie *up down charm*. Und Gott, der Herr, fragte sich, ob er den Menschen nicht lieber ohne Schluckauf hätte erschaffen sollen.
In den Faschingsnamen der Quarks spiegelt sich sicher eine gewisse Ratlosigkeit wider, aber warum versteckt die sich hinter Scherzen? Es wäre doch eine große und wichtige Ratlosigkeit, der kommt Würde zu, gerade wegen ihrer Größe.

H. Graßmann

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Das HERMES-Experiment [He90, He93] ist in eine der vier geraden Experimentiersektionen des HERA-Rings, einem Elektron-Proton-Collider[1] am DESY in Hamburg, eingebaut (Abb. 1.1). HERMES verwendet ausschließlich den Positronenstrahl, der im Ring infolge des Sokolov-Ternov-Effekts [So64] transversal polarisiert wird. Mittels eines Spinrotators wird der Positronenspin vor dem Experiment in die für HERMES notwendige longitudinale Polarisationsrichtung und nach Durchlaufen der Experimentiersektion wieder zurück in seine ursprüngliche Polarisationsrichtung gedreht.

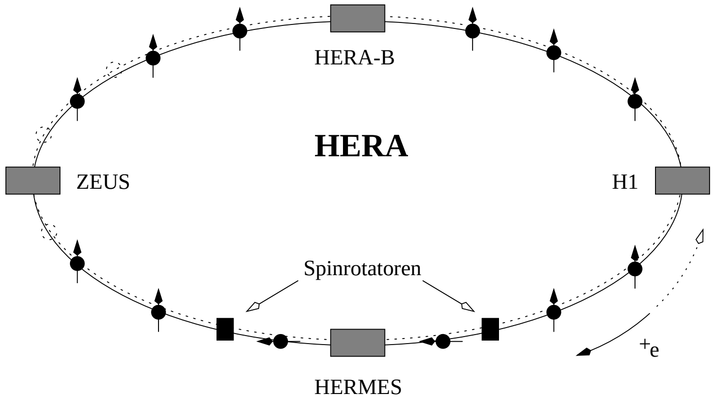

Abb. 1.1:
Schematischer Aufbau des HERA-Colliders bei DESY. Durch die Spinrotatoren wird die transversale Polarisation des Positronenstrahls für HERMES um 90° in longitudinale Richtung und hinter dem Experiment wieder zurück gedreht.

Ziel des HERMES-Experiments ist es, einen tieferen Einblick in die Spinstruktur der Nukleonen zu ermöglichen, als dies mit den bisher durchgeführten Experimenten möglich war. Unter Spinstruktur versteht man die Verteilung des Spins der Nukleonen auf die einzelnen Partonen des Nukleons. Es wird zwischen Flavor-, Gluonen- und möglichen Bahndrehimpulsanteilen unterschieden. Durch tiefinelastische Streuung der polarisierten Strahlpositronen bei einer Energie von 27,5 GeV an kernpolarisierten Atomen eines internen Gastargets sollen unter anderem die Spinstrukturfunktionen des Protons $g_1^p(x,Q^2)$ und des Neutrons $g_1^n(x,Q^2)$ gemessen werden. Mithilfe dieser Messungen soll auch die Verletzung der Ellis-Jaffe-Summenregel überprüft werden, die erstmals von der EMC-Kollaboration am CERN entdeckt wurde [EM88, EM89]. Diese Spinstrukturfunktion ist im Rahmen des Quark-Proton-Modells definiert als [He93]:

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2[q_f^+(x,Q^2) - q_f^-(x,Q^2)] = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2[\Delta q_f(x,Q^2)]\,. \qquad (1.1)$$

Dabei ist e_f die Ladung des Quarks mit Flavor f und $q_f^{\pm}(x,Q^2)$ die Wahrscheinlichkeit, an einem Quark mit parallelem bzw. antiparallelem Spin zum Nukleon zu streuen. Q^2 ist das negative Quadrat der invarianten Masse des ausgetauschten virtuellen Photons und x die sogenannte *Bjorken'sche Skalenvariable* ($x = Q^2/2M\nu$), die den Anteil des Impulses,

[1] Von 1995 bis 1997 wurde HERA aufgrund der höheren Strahllebensdauer mit Positronen anstatt Elektronen betrieben.

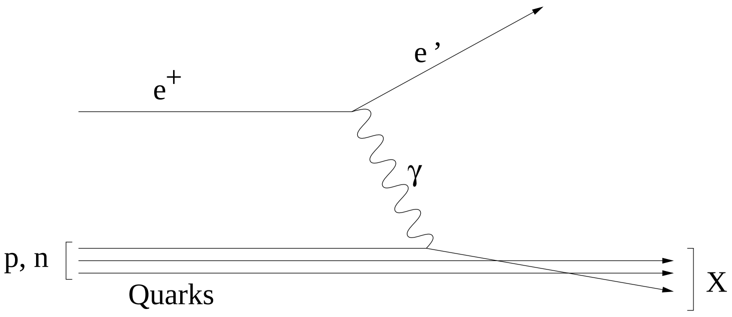

Abb. 1.2:
Positron-Nukleon-Streuung.
Die Wechselwirkung ist rein elektromagnetisch und wird durch ein virtuelles Photon zwischen dem Positron und einem der Quarks in Proton oder Neutron vermittelt.

welchen das getroffene Quark bezogen auf den Gesamtimpuls des Nukleons trägt, angibt. In Abb. 1.2 ist der Feynmangraph zu einem tiefinelastischen Streuprozeß bei HERMES zu sehen.

Der hadronische Anteil X kann aufgrund des dünnen Gastargets ohne weitere Wechselwirkung die Targetsektion verlassen und im Spektrometer nachgewiesen werden [He93, He98a]. Das ermöglicht HERMES auch semi-inklusive Messungen zur Trennung der Flavors [Dü98], Flavorasymmetrie [Vi98], Unterscheidung von Valenz- und Seequarks oder Ermittlung der Strangeness-Polarisation etc.

Im Gegensatz zu anderen Experimenten mit vergleichbarer Zielsetzung handelt es sich bei HERMES um ein Speicherringexperiment mit einem dünnen internen Gastarget. Ein wesentlicher Vorteil eines internen Gastargets ist, daß die Targetpolarisation hierbei nicht durch andere Kerne verdünnt wird und daher eine hohe effektive Polarisation erreicht wird. Den schematischen Aufbau des polarisierten Wasserstofftargets bei HERMES zeigt Abb. 1.3. Eine Atomstrahlquelle injiziert mit einer Flußrate von $6,4 \cdot 10^{16}$ Atomen/s [Go96] polarisierten atomaren Wasserstoff von links in die Speicherzelle. Diese Speicherzelle ist ein elliptisches Rohr aus dünnwandigem Aluminium ($75\,\mu$m). Das Injektionsrohr ist um 30° gegen die Horizontale geneigt, seitlich an der Mitte der Speicherzelle angebracht. Gegenüber einem Gasjet-Target wird die Luminosität durch eine längere Verweilzeit (3 ms) im Wechselwirkungsbereich mit den Positronen des HERA-Strahls erhöht. Dazu wird die Zelle auf 100 K gekühlt. Dadurch steigt die Targetflächendichte gegenüber einem Atomstrahl-Target um etwa zwei Größenordnungen auf einen Wert von ca. $7 \cdot 10^{13}$ Atome/cm^2[St97].

Eine im Hinblick auf das HERMES-Experiment wichtige Eigenschaft des Targetgases ist die Targetpolarisation P^T. Sie ist definiert als die Differenz aus der Anzahl der Protonen mit paralleler ($N_\uparrow$) und antiparalleler ($N_\downarrow$) Spinkomponente bezogen auf die Gesamtzahl der Protonen:

$$P^T = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = n_\uparrow - n_\downarrow \tag{1.2}$$

und kann dementsprechend Werte zwischen -1 und $+1$ annehmen. Parallel und antiparallel beziehen sich hier auf die durch das Targetmagnetfeld vorgegebene Quantisierungsach-

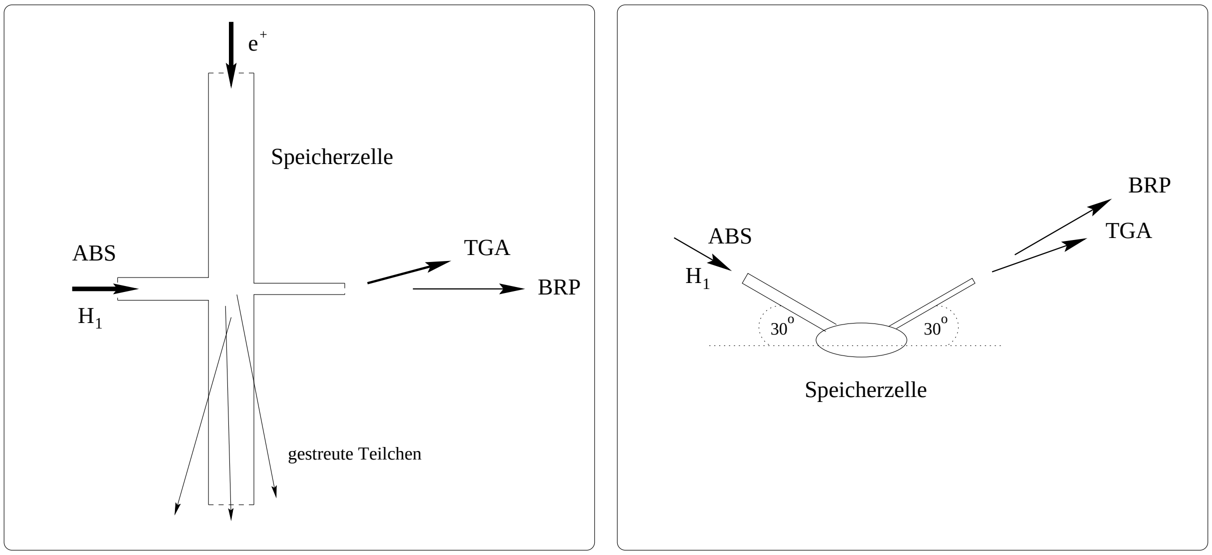

Abb. 1.3:
Schematischer Aufbau des Gastargets am HERMES-Experiment. Die Atomstrahlquelle (ABS) injiziert polarisiertes Gas in die Speicherzelle. Durch ein Proberöhrchen wird ein Teil des Targetgases zur Analyse in ein Breit-Rabi-Polarimeter (BRP) und einen Targetgas-Analysator (TGA) geleitet. Das linke Bild zeigt eine Draufsicht, das rechte die Ansicht dem Positronenstrahl entgegen. Durch die Neigungen von Injektions- und Proberöhrchen gelangt nur diffusives Gas in die Analysatoren.

se. Der Index T bezieht sich auf die im Mittel in der Zelle gültigen Werte. Man bezeichnet $n_\uparrow$ und $n_\downarrow$ als relative Besetzungszahlen.

Da sich durch Rekombination an den Wänden der Speicherzelle aus einigen Atomen Moleküle bilden, ist sowohl die atomare Polarisation P^T_{atom}, als auch die der Moleküle P^T_{mol} maßgeblich für die Targetpolarisation. Bezeichnet man den Anteil der Nukleonen, der in atomarer Form vorliegt, als Dissoziationsgrad α^T, läßt sich die Targetpolarisation schreiben als

$$P^T = \alpha_0 \cdot (\alpha^T \cdot P^T_{\text{atom}} + (1 - \alpha^T) \cdot P^T_{\text{mol}})\,. \tag{1.3}$$

Der Faktor α_0 trägt einem bereits durch die Atomstrahlquelle injizierten und einem durch Restgas verursachten molekularen Anteil Rechnung, auf den α^T normiert ist. Der Dissoziationsgrad wird allgemein definiert durch

$$\alpha = \frac{N_a}{N_a + 2 \cdot N_m}\,, \tag{1.4}$$

wobei N_a die Anzahl der Atome und N_m die Anzahl der Moleküle bezeichnen.

Um sowohl den Dissoziationsgrad als auch die Polarisation zu messen, wird durch ein ebenfalls um 30° geneigtes Proberöhrchen (Abb. 1.3) ein Teil des Gases zur Analyse nach rechts in ein Breit-Rabi-Polarimeter (BRP) [Br95] zur Messung der Polarisation und zu einem Targetgas-Analysator (TGA) [Ba96] zur Messung des Dissoziationsgrades abgeführt. Durch die Neigungen von Injektions- und Proberöhrchen gelangt nur diffusives Gas in die Analysatoren, dessen Polarisation und Dissoziationsgrad mit einer Genauigkeit von 1% gemessen werden.

Durch die benutzte *Sampling-Technik* sind sowohl das Breit-Rabi-Polarimeter, als auch der Targetgas-Analysator nicht auf alle Gebiete der Speicherzelle gleich sensitiv. Diesem Umstand wird durch entsprechende Samplingkorrekturen c_α und c_P für die jeweils gemessenen Größen des Targetgas-Analysators (α^{TGA}) und des Breit-Rabi-Polarimeters ($P_{\mathrm{atom}}^{\mathrm{BRP}}$) Sorge getragen. Die Formel der Targetpolarisation entwickelt sich damit zu:

$$P^T = c_P \cdot P_{\mathrm{atom}}^{\mathrm{BRP}} \cdot \alpha_0 \cdot (c_\alpha \cdot \alpha^{\mathrm{TGA}} + (1 - c_\alpha \cdot \alpha^{\mathrm{TGA}}) \cdot \beta) . \tag{1.5}$$

Hierbei ist β das Verhältnis der Polarisation der Protonen in rekombinierten Molekülen im Target zur Polarisation der Protonen in Atomen im Target:

$$\beta = \frac{P_{\mathrm{mol}}^T}{P_{\mathrm{atom}}^T} = \frac{P_{\mathrm{mol}}^T}{c_P \cdot P_{\mathrm{atom}}^{\mathrm{BRP}}} . \tag{1.6}$$

Der Wert für β konnte durch einen Vergleich der mit der Targetpolarisation verbundenen Asymmetrie $A_{||}$ für zwei verschiedene α-Werte auf den Bereich [0,2; 1] eingegrenzt werden [Ko98].

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, eine geeignete Kalibrationsmethode für das Breit-Rabi-Polarimeter mit kleineren systematischen Fehlern als die bisherige zu entwickeln und mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen die Sensitivität und Samplingkorrekturen für die beiden Analysatoren zu bestimmen.

In Kapitel 2 werden die Komponenten des HERMES-Wasserstofftargets genauer beschrieben, Kapitel 3 behandelt die Kalibration der Analysatoren Breit-Rabi-Polarimeter und Targetgas-Analysator. Kapitel 4 beschreibt kurz die theoretischen Grundlagen der möglichen Wechselwirkungen des Targetgases innerhalb der Speicherzelle. Kapitel 5 gibt eine Einführung in die computergestützte Simulation des Targetbetriebs, während Kapitel 6 die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen vorstellt. Eine Diskussion der Ergebnisse mit einem Ausblick auf zukünftige Entwicklungsperspektiven findet sich abschließend in Kapitel 7.

2 Der Aufbau des polarisierten HERMES-Wasserstofftargets

2.1 Hyperfeinstrukturaufspaltung von Wasserstoff

Erzeugung und Messung der Polarisation des Wasserstofftargets am HERMES-Experiment basieren auf der Hyperfeinstruktur des Wasserstoffatoms unter Berücksichtigung der magnetischen Kopplung von Kern- und Elektronenspin. Sowohl Hüllenelektron als auch Proton haben zwei mögliche Spinzustände $\pm\frac{1}{2}$. Demnach gibt es vier Möglichkeiten, die Wellenfunktionen von Elektron und Proton zu kombinieren. Die Eigenfunktionen zum Gesamtspin F sind Linearkombinationen dieser vier kombinierten Wellenfunktionen. Protonen- und Elektronenspin können zu einem Gesamtspin $F = 0$ oder $F = 1$ koppeln. Dabei ist der Zustand mit $F = 0$ ein Singulettzustand, d.h. es ist nur eine magnetische Quantenzahl $m_F = 0$ erlaubt. Zum Gesamtspin $F = 1$ gehören drei verschiedene magnetische Quantenzahlen $m_F = \{-1, 0, 1\}$, man spricht deshalb von einem Triplettzustand. Dieses Triplett ist ohne äußeres Magnetfeld bezüglich m_F dreifach entartet. Der energetische Abstand zwischen den beiden Energieniveaus $F = 0$ und $F = 1$ wird als Hyperfeinaufspaltungsenergie $E^{\mathrm{H}}_{\mathrm{HFS}}$ bezeichnet.

Zu der Wechselwirkung der magnetischen Momente des Protons und des Elektrons tritt bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes eine zusätzliche Wechselwirkung zwischen dem äußerem Feld und dem Proton sowie Elektron auf. Die Wechselwirkung zwischen externem Magnetfeld und Proton kann bis zu Magnetfeldstärken von etwa 30T aufgrund des kleinen Kernmagnetons vernachlässigt werden. Durch die Wechselwirkung mit dem Elektron kommt es zur Aufhebung der Entartung der Zustände mit $F = 1$.

Im Breit-Rabi-Diagramm (Abb. 2.1) ist die Abhängigkeit der Energieeigenwerte der Hyperfeinstrukturzustände atomaren Wasserstoffs vom angelegten äußeren Magnetfeld dargestellt. Dabei ist m_I die magnetische Quantenzahl des Kerns, m_S diejenige des Hüllenelektrons. B^{H}_C bezeichnet das sogenannte kritische Magnetfeld, bei dem der energetische Abstand zwischen den Hyperfeinstrukturzuständen $|1\rangle$ und $|3\rangle$ gerade gleich der Hyperfeinaufspaltungsenergie $E^{\mathrm{H}}_{\mathrm{HFS}}$ ist, dem energetischen Abstand zwischen Singulett- und Triplettzustand ohne äußeres Magnetfeld. Für Wasserstoff liegt dieses kritische Feld bei $B^{\mathrm{H}}_C = 50{,}7\,\mathrm{mT}$. Falls $B \ll B^{\mathrm{H}}_C$ (bzw. $x \ll 1$) befindet man sich im sogenannten *Zeeman-Gebiet*. Hier kann die Wechselwirkung des äußeren Feldes auf das Elektron als Störung behandelt werden. Im *Paschen-Back-Gebiet* ist $B \gg B^{\mathrm{H}}_C$, und die Kopplung von Elektron und Proton kann als Störung behandelt werden.

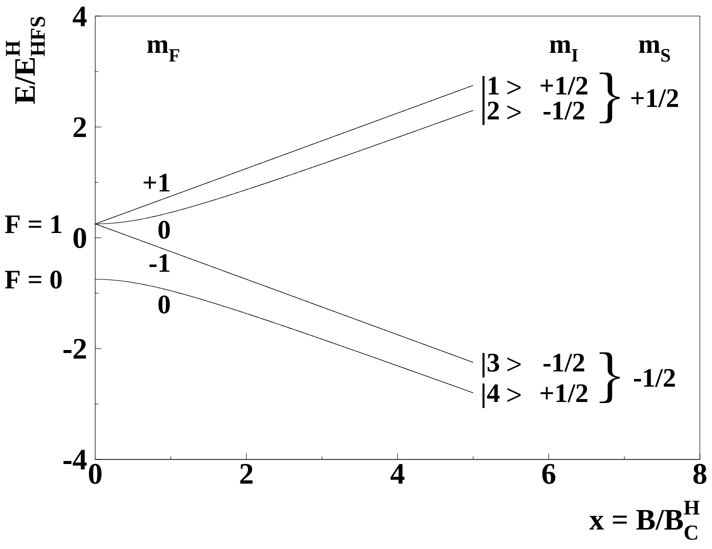

Abb. 2.1:
Breit-Rabi-Diagramm nach [Ha67]: Die Energieeigenwerte eines Wasserstoffatoms in einem äußeren Magnetfeld. m_I bezeichnet die magnetische Quantenzahl des Kernspins, m_S die des Elektronenspins und m_F die des Gesamtdrehimpulses F. $x = B/B_C^{\mathrm{H}}$ ist das Verhältnis vom äußeren zum kritischen Magnetfeld, E^H_{HFS} bezeichnet die Hyperfeinaufspaltungsenergie.

Bezeichnet man eine positive magnetische Quantenzahl des Elektronenspins ($m_S = +\frac{1}{2}$) mit $\uparrow$ und die eines negativen Protonenspins ($m_I = -\frac{1}{2}$) mit $-$, so kann eine für alle äußeren Magnetfelder geeignete Basis von Eigenzuständen wie folgt definiert werden:

$$\begin{aligned}
|\,1\,\rangle &= |\uparrow +\rangle \\
|\,2\,\rangle &= \cos\theta \cdot |\uparrow -\rangle + \sin\theta \cdot |\downarrow +\rangle \\
|\,3\,\rangle &= |\downarrow -\rangle \\
|\,4\,\rangle &= \sin\theta \cdot |\uparrow -\rangle - \cos\theta \cdot |\downarrow +\rangle \ ,
\end{aligned} \tag{2.1}$$

dabei wird der Mischungswinkel θ definiert durch:

$$\tan 2\theta = \frac{1}{x} = \frac{E^{\mathrm{H}}_{\mathrm{HFS}}}{\hbar\omega_S} \quad \text{mit} \quad \omega_S = \frac{g_S \mu_B}{\hbar} B_z \ . \tag{2.2}$$

Hierbei ist ω_S die Larmorfrequenz des Elektrons, wobei g_S der g-Faktor des Elektrons und μ_B das Bohr'sche Magneton sind. B_z bezeichnet den Anteil des Magnetfeldes parallel zur Quantisierungsachse[2].

Aufgrund der Mischung der Zustände $|\,2\,\rangle$ und $|\,4\,\rangle$ sind die Polarisationserwartungswerte des Hüllenelektrons P_e und des Protons P_z vom äußeren Magnetfeld abhängig. Aus den Gleichungen (1.2) und (2.1) ergeben sich für die Elektronenpolarisation P_e und die Kernpolarisation P_z

$$\begin{aligned}
P_e &= n_1 - n_3 + (n_2 - n_4) \cdot \cos 2\theta \\
P_z &= n_1 - n_3 - (n_2 - n_4) \cdot \cos 2\theta \,,
\end{aligned} \tag{2.3}$$

wobei die n_i die normierten Besetzungszahlen des jeweiligen Hyperfeinstrukturzustands i sind.

[2] Die z-Achse wird hierbei in Feldrichtung gelegt, so daß die anderen Komponenten Null sind.

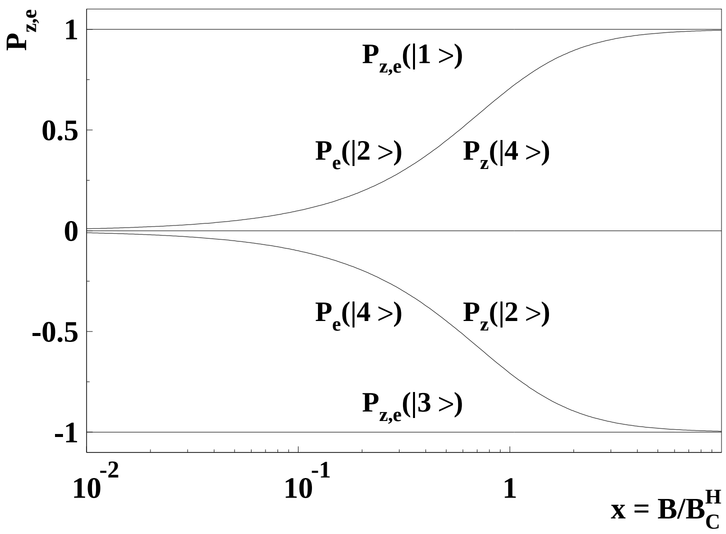

Abb. 2.2:
Erwartungswerte für Kern- und Elektronenpolarisation der vier Hyperfeinstrukturzustände von Wasserstoff im Grundzustand als Funktion eines äußeren Magnetfeldes.

In Abb. 2.2 wird das Verhalten der Polarisationserwartungswerte der einzelnen Hyperfeinstrukturzustände für Kern- und Elektronenpolarisation in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes dargestellt.

Die verwendete Magnetfeldstärke des HERMES-Experiments für das Wasserstofftarget liegt bei

$$B = 335\,\mathrm{mT} \Longrightarrow \mathrm{x} = 6,61\,, \tag{2.4}$$

um in der Speicherzelle eine hohe Polarisation auch der gemischten Zustände zu erreichen und um den Elektronen- und Protonenspin zu entkoppeln. Relaxationsprozesse (z.B. Stöße der Wasserstoffatome mit den Wänden der Speicherzelle) greifen zuerst am Elektron an, d.h. bei entsprechender Entkopplung durch ein hohes Magnetfeld kann der Kernrelaxationsprozeß in der Zelle unterdrückt werden. Um die Bunchfeld-Depolarisation zu unterdrücken [He98b], ist sowohl ein hohes, als auch ausreichend homogenes Magnetfeld notwendig.

Im folgenden werden die verschiedenen Komponenten des HERMES-Wasserstofftargets vorgestellt und erläutert. Das Targetgas wird durch eine Atomstrahlquelle in die Speicherzelle injiziert, wo es etwa 3 ms verweilt. Ein kleiner Teil des Gases gelangt durch das Probenrohr in den Targetgas-Analysator und das Breit-Rabi-Polarimeter (Abb. 1.3).

2.2 Die Atomstrahlquelle

In der Atomstrahlquelle [Ha67, St94a, Go96] wird zunächst molekularer Wasserstoff mittels einer Hochfrequenzentladung zu atomarem Wasserstoff dissoziiert. Die Atome, die das System aus aufeinanderfolgendem Skimmer und Kollimator des differentiellen Pumpsystems der Atomstrahlquelle durchqueren, formen den Atomstrahl.

Die Atomstrahlquelle ist mit einem leistungsstarken, differenziellen 4-Stufen-Pumpsystem mit einer Gesamtpumpgeschwindigkeit von etwa 18000 ls^{-1} ausgestattet. Das Va-

ABS-Kammer	Pumpen	Druck
Dissoziator-	2x2200 Turbo	$9,0 \cdot 10^{-5}$ mbar
Skimmer-	2x1000 Turbo	$1,3 \cdot 10^{-5}$ mbar
erste Sechspol-	2200 Turbo, 3500 Kryo	$1,6 \cdot 10^{-6}$ mbar
zweite Sechspol-	360 Turbo, 2x1500 Kryo	$2,7 \cdot 10^{-7}$ mbar

Tab. 2.1: Kammerdrücke der Atomstrahlquelle während normalen Betriebs.

kuumsystem ist dabei in vier Kammern unterteilt: die Dissoziatorkammer, die Skimmerkammer, sowie erste und zweite Sechspolkammer. In letzterer befinden sich auch die Hochfrequenzübergänge. Die Drücke in den einzelnen Kammern während normalen Betriebs sind in Tab. 2.1 zu sehen.

Erzeugung und Messung der Polarisation am HERMES-Target basieren auf Stern-Gerlach-Spinseparation [St21] im inhomogenen Feld von Sechspolmagneten und der Umbesetzung innerhalb der Hyperfeinstruktur mittels adiabatischer Hochfrequenzübergänge. Das inhomogene Magnetfeld eines Sechspolmagneten bewirkt eine Beschleunigung der oberen beiden Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ in Richtung schwächerer Felder aufgrund der positiven Steigung der Energie dieser beiden Zustände mit dem äußeren Magnetfeld (Abb. 2.1). Dementsprechend werden die Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ wegen ihrer negativen Steigung in Richtung stärkerer Felder beschleunigt. Dadurch werden durch ein System von mehreren[3] Sechspolmagneten die Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ nahezu vollständig aus dem Atomstrahl entfernt, während die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ auf die Sechspolachse fokussiert werden.

Die Transmissionswahrscheinlichkeit eines Hyperfeinstrukturzustands i durch ein System von Sechspolmagneten, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen im Zustand i dieses System auf die Sechspolachse fokussiert verläßt, wird mit σ_i bezeichnet, welche für die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ bei etwa 50% liegt, und für die Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ kleiner als 0,1% ist [Br95]. Da der Akzeptanzraumwinkel des Injektionsrohres (Abb. 2.3) sehr viel kleiner ist, als der Raumwinkel des Kollimators ($\Omega_{\text{cell}} \ll \Omega_{\text{col}} \cdot \sigma_i\,,$) gelangt nicht dissoziierter oder rekombinierter molekularer Wasserstoff, der durch das Magnetsystem nicht beeinflußt wird, nur in sehr geringer Menge in die Speicherzelle.

Aus dem Breit-Rabi-Diagramm (Abb. 2.1) kann man ablesen, daß der Atomstrahl mit fast ausschließlicher Besetzung der Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ im starken Magnetfeld eine positive Elektronenpolarisation bei verschwindender Kernpolarisation besitzt (Abb. 2.2). Zur Untersuchung der Protonenspinstruktur werden polarisierte Protonen benötigt, daher muß die durch die Sechspolmagnete erzeugte Elektronenpolarisation in den Wasserstoffatomen noch auf die Kerne übertragen werden. Dazu passiert der Atomstrahl zusätzlich mehrere adiabatisch betriebene Hochfrequenzübergänge (Abb. 2.3). Hierbei werden die Atome

[3] Die Steigerung der Effizienz mit einem System aus mehreren Sechspolmagneten wurde schon bei [Gl70, St94a, Sc91, Re94] behandelt.

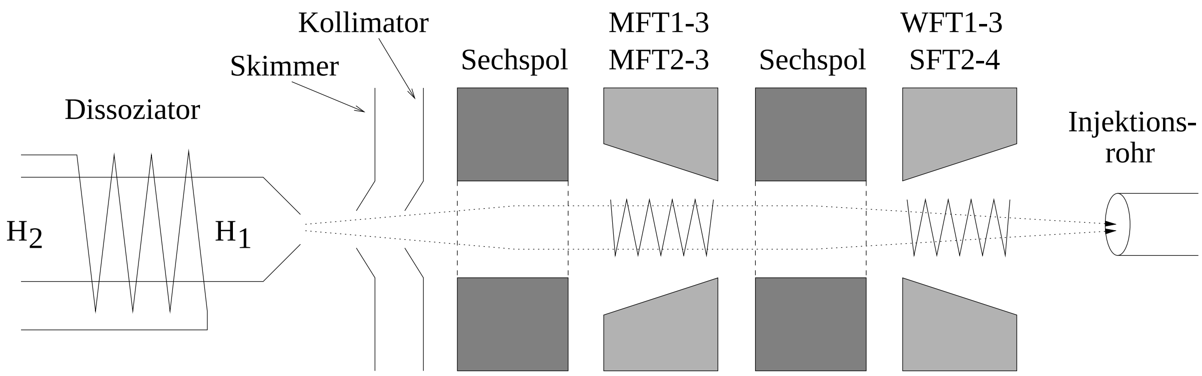

Abb. 2.3:
Schematischer Aufbau der Atomstrahlquelle. Im Dissoziator wird molekularer Wasserstoff mittels einer Hochfrequenzentladung dissoziiert, der mit Hilfe von Düse, Skimmer und Kollimator zu einem Strahl geformt wird. Durch das Sechspolsystem werden die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ in das Injektionsrohr der Speicherzelle fokussiert, während die Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ defokussiert und aussortiert werden. Ohne den Betreib eines Hochfrequenzübergangs ist der Strahl am Ende des Sechspolmagnetensystems positiv elektronenpolarisiert. Durch wahlweises Zuschalten des WFT1-3 oder SFT2-4 wird je nachdem ein negativ oder positiv kernspinpolarisierter Atomstrahl erzeugt. Ein Mittelfeldübergang (MFT1-3 oder MFT2-3) zwischen den Sechspolen kann benutzt werden, um im Rahmen von Targetstudien und zur Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeters (Kap. 3.2) einzelne Zustände in die Speicherzelle zu injizieren.

beim Durchlaufen eines statischen Magnetfeldes, dem ein Gradientenfeld überlagert ist, einem hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeld ausgesetzt, wodurch die Besetzungszahlen zweier Hyperfeinstrukturzustände nahezu vollständig ausgetauscht werden können [Ab58]. Neben der Behandlung nach [Ab58] findet sich in [Ph87] ein quantenmechanischer Ansatz inkl. der Transformation in ein mitrotierendes System zur Beschreibung der Hochfrequenzübergänge, der eine sehr anschauliche Beschreibung der Adiabatizität eines Hochfrequenzübergangs bereithält und eine Berechnung ermöglicht.

Durch Zuschalten eines Starkfeldübergangs (SFT – **S**trong **F**ield **T**ransition) nach dem Sechspolsystem, der die Zustände $|2\rangle$ und $|4\rangle$ austauscht (SFT2-4), können so die Zustände $|1\rangle$ und $|4\rangle$ in die Targetzelle injiziert werden, was einem positiv kernspinpolarisierten Strahl entspricht. Negative Kernpolarisation kann durch einen Schwachfeldübergang WFT1-3 (WFT – **W**eak **F**ield **T**ransition), nach dem die Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$ besetzt sind, erzeugt werden.

Für Targetstudien und zur Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeters (Kap. 3.2) wird zusätzlich ein Mittelfeldübergang (MFT – **M**edium **F**ield **T**ransition) nach [Ga91] betrieben, der ein zweistufiger Übergang, bestehend aus einem Übergang der Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ und einem Übergang zwischen den Zuständen $|2\rangle$ und $|3\rangle$, ist. Die Betriebsweise kann somit zwischen einem resultierenden 1-3-Übergang oder einem 2-3-Übergang gewählt werden. Mit Hilfe dieses Mittelfeldübergangs wird es möglich, einzelne Hyperfeinstrukturzustände in die Zelle zu injizieren. Durch diesen zwischen zwei Sechspolgruppen plazierten zusätzlichen Übergang wird einer der besetzten Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ in den Zustand $|3\rangle$ überführt, welcher durch den folgenden Sechspol aus dem Atomstrahl entfernt wird. Dadurch wird die Targetdichte auf die Hälfte reduziert. Nach dem 2. Sechspolsystem verbleibt dann, je nach Betriebsmodus des MFT als MFT1-3 oder MFT2-3, nur der Zustand $|1\rangle$ oder $|2\rangle$ im Atomstrahl. Mittels des Zuschaltens des SFT oder WFT können auch die Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ einzeln injiziert werden. Im starken Magnetfeld kann durch die Injektion einzelner Zustände gleichzeitig sowohl hohe Elektronen- als auch Kernpolarisation erzeugt werden (Abb. 2.2). In Tab. 2.2 sind die möglichen Injektionsmodi der Atomstrahlquelle zusammengestellt.

ABS–Status	Strahlzusammensetzung	Polarisation
alle Übergänge aus	$\|1\rangle$ und $\|2\rangle$	P_e^+
WFT 1-3 an	$\|2\rangle$ und $\|3\rangle$	P_z^-
SFT 2-4 an	$\|1\rangle$ und $\|4\rangle$	P_z^+
SFT 2-4 und MFT 2-3 an	$\|1\rangle$	P_e^+ und P_z^+
WFT 1-3 und MFT 1-3 an	$\|2\rangle$	P_e^+ und P_z^-
WFT 1-3 und MFT 2-3 an	$\|3\rangle$	P_e^- und P_z^-
SFT 2-4 und MFT 1-3 an	$\|4\rangle$	P_e^- und P_z^+

Tab. 2.2:
Tabelle der verschiedenen Injektionsmöglichkeiten der HERMES–Atomstrahlquelle. Strahlzusammensetzung und Polarisation im starken Feld setzen hier zur Vereinfachung eine vollständige Spinseparation und optimale Effizienzen der Übergänge in der Atomstrahlquelle voraus. Die Wasserstoffatome durchlaufen zunächst ein Sechspolsystem, dann den MFT, wieder ein Sechpolsystem und schließlich den WFT oder SFT (Abb. 2.3).

Damit ein Austausch zweier Besetzungszahlen in einem Hochfrequenzübergang erfolgen kann, muß die mit der Frequenz des eingestrahlten elektromagnetischen Feldes korrespondierende Photonenenergie von

$$E = h \cdot \nu \tag{2.5}$$

dem energetischen Abstand der entsprechenden Hyperfeinstrukturzustände im Breit-Rabi-Diagramm (Abb. 2.1) entsprechen. Die Frequenz eines Übergangs ist wegen der technisch einfacheren Realisierung festgelegt, so daß die Abstimmung des Übergangs über die Stärke des statischen Magnetfelds vorgenommen wird.

2.3 Die Speicherzelle

Die Speicherzelle des Wasserstofftargets bei HERMES (Abb. 2.4) dient dazu, die erreichbare Targetflächendichte gegenüber der eines herkömmlichen Gasjet-Targets um etwa zwei Größenordnungen zu steigern. Während der Wasserstoffdatennahme wurde bei einer Injektionsflußrate der Atomstrahlquelle von etwa $6,4 \cdot 10^{16}$ Atomen/s eine Targetflächendichte von etwa $7 \cdot 10^{13}\mathrm{cm}^{-2}$ erreicht [St97].

Das elliptische Rohr der Zelle besteht wegen der geringen Strahlungslänge des Materials aus dünnwandigem Aluminium. Die Wandstärke der Zelle beträgt $75\,\mu$m und das Aluminium hat einen Reinheitsgrad von 99,4% [He93, St95], um eine hohe thermische Leitfähigkeit zu garantieren. Die Temperatur der Zelle beträgt bei normalem Meßbetrieb etwa 100 K und wird mit Helium als Kühlmittel gekühlt. Im Rahmen von Targetstudien kann, um Temperaturabhängigkeiten zu untersuchen, die Zelltemperatur bis auf 35 K gesenkt werden. Um die Zelle befindet sich ein supraleitender Magnet, der die Quantisierungsachse des Spins bestimmt und, aufgrund der hohen Feldstärke von bis zu 360 mT, Kern- und Elektronenspin der Wasserstoffatome weitestgehend entkoppelt. Der Magnet besteht aus vier zur Strahlachse äquidistanten Spulen in einem gemeinsamen Kryostaten. Um sowohl die Atomstrahlquelle, als auch das Breit-Rabi-Polarimeter vor dem Einfluß des hohen Targetmagnetfeldes abzuschirmen, befindet sich ein Eisenjoch um den Magneten.

Die injizierten polarisierten Wasserstoffatome sind innerhalb der Speicherzelle, wo sie etwa 3ms verweilen, vielfältigen Wechselwirkungen ausgesetzt, welche die Targetpolarisation beeinflussen, dies sind:

- Depolarisation der Targetatome an den Wänden der Speicherzelle,
- Spinaustauschstöße der Targetatome untereinander,
- Depolarisation, die durch eine resonante Wechselwirkung mit dem Positronenstrahl im HERA-Ring verursacht wird, die sogenannte Bunchfeld-Depolarisation [He98b] und
- Rekombination der Targetatome an den Wänden der Speicherzelle.

Eine kurze Beschreibung dieser Wechselwirkungen ist in Kap. 4 zu finden. Um Depolarisation und Rekombination der Targetatome bei Wandstößen zu minimieren, sind die Wände der Speicherzelle mit Drifilm[4] beschichtet. Zum Erreichen eines hohen Dissoziationgrades der Atomstrahlquelle wird eine kleine Menge Sauerstoff zugeführt, der sich mit dem Targetgas zu Wasser verbindet. Dieses Wasser friert auf der Oberfläche der auf 100 K gekühlten Zelle fest. Die entstehende Wasserbeschichtung hat einen Einfluß auf die Rekombinationseigenschaften der Oberfläche [Ko98, Fo66, Si88]. In der Mitte der

[4] Glasähnliche Substanz; dessen genaue Zusammensetzung und das Beschichtungsverfahren sind in [Th87, Sw88] beschrieben.

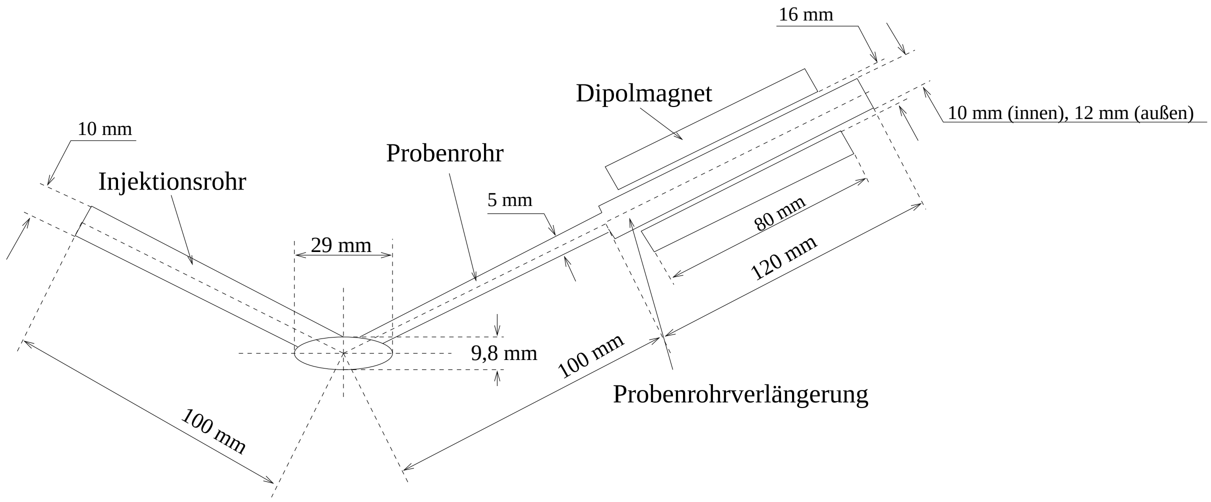

Abb. 2.4: Abmessungen der Speicherzelle des Wasserstofftargets bei HERMES.

Zelle sind seitlich das Injektionsrohr und gegenüber das Probenrohr, beide um 30° gegen die Waagerechte nach oben geneigt, angebracht. Durch das Injektionsrohr wird von der Atomstrahlquelle das polarisierte Targetgas injiziert. Ein kleiner Teil[5] des Targetgases entweicht durch das Probenrohr und gelangt in den Targetgas-Analysator und das Breit-Rabi-Polarimeter zur Analyse.

Da der Targetgas-Analysator um 7° gegenüber der Strahlachse des Probenrohrs gekippt ist, mußte zur Verbesserung sowohl der Statistik als auch der Systematik dieses Analysators ein Verlängerungsstück an das Probenrohr angefügt werden, da das Probegas sonst in dem Wellbalg, der die Vakuumsysteme von Targetkammer und Targetgas-Analysator verbindet, rekombinieren und einen erheblichen molekularen Untergrund von etwa 20% für die Messung des Dissoziationsgrads erzeugen würde. Mit der hier beschriebenen Anordnung wird mit dem Targetgas-Analysator ein molekularer Anteil von typischerweise etwa 2% gemessen, welcher sowohl von der Rekombination in der eigentlichen Speicherzelle, als auch der Probenrohrverlängerung herrührt. Da die erwähnte Verlängerung aber aus dem Targetmagneten hinausragt, wird das Targetmagnetfeld durch einen Dipolmagneten fortgesetzt, der um die Probenrohrverlängerung herum installiert ist. Die Stärke des Dipolfeldes entspricht etwa der des Targethaltefeldes ($B = 350\,\mathrm{mT}$). Er ist so angeordnet, daß keine Nullfelddurchgänge entstehen können. Der Magnet dient dazu, die Spinrelaxation in der Verlängerung an die Relaxationsbedingungen in der Speicherzelle anzupassen, um die Polarisationsmessung des Breit-Rabi-Polarimeters möglichst leicht interpretieren zu können. Der Aufbau mit den entsprechenden Abmessungen ist in Abb. 2.4 zu sehen.

Der Leitwert der Speicherzelle für Molekularströmung C kann in einen Anteil, der

[5]Simulationen der Speicherzelle ergaben, daß etwa 2,4% des injizierten Gases durch das Probenrohr entweichen. Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit Leitwertsberechnungen [Ba96]. Siehe dazu auch Tab. 5.1.

ausschließlich von der Zellgeometrie abhängig ist (C_{geom}), und einen Anteil, der von der Zelltemperatur T und der Teilchenmasse M abhängt, aufgeteilt werden:

$$C = \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot C_{geom} \,. \tag{2.6}$$

Dieser Leitwert C und der Fluß Φ der Atomstrahlquelle gehen in die Berechnung der Targetdichte ρ wie folgt ein:

$$\rho = \frac{\Phi}{C} = \frac{\Phi}{C_{geom}} \cdot \sqrt{\frac{M}{T}} \,, \tag{2.7}$$

weshalb die Zelle bei der tiefstmöglichen Temperatur betrieben wird, um die zur Anzahl der gestreuten Positronen proportionale Targetdichte ρ zu maximieren. Unterhalb von 100 K nehmen jedoch, aufgrund der erhöhten Aufenthaltsdauer der Atome auf der Zellwand bei Wandstößen, die Rekombinations- und Depolarisationseffekte so stark zu, daß ein weiteres Abkühlen der Zelle nicht sinnvoll ist.

2.4 Der Targetgas-Analysator

Der Targetgas-Analysator befindet sich zwischen Targetkammer und Breit-Rabi-Polarimeter und ist um 7° gegenüber der Strahlachse des Probenröhrchens geneigt angebracht, um den Strahlgang ins Breit-Rabi-Polarimeter nicht abzudecken.

Die Aufgabe des Targetgas-Analysators ist es, den atomaren und molekularen Anteil im Probegas zu bestimmen. Hierzu befindet sich zunächst ein Chopper zum Trennen des Signals des Probestrahls vom Untergrund des Restgases in der Kammer, welcher den Strahl periodisch mit einer Frequenz von etwa 5,5 Hz unterbricht. Hinter dem Chopper trifft der zerhackte Atomstrahl auf das Ionisationsvolumen eines Quadrupol-Massenspektrometers. Durch einen Elektronenstrahl aus einer Glühkathode teilweise ionisiert, werden die Ionen mit einer Ionenoptik aus dem Ionisationsvolumen extrahiert, zum Strahl gebündelt und dem Quadrupol-Massenspektrometer zur Massenfilterung zugeführt. Die nach dem Massenfilter verbleibenden Ionen werden in einem sich anschließenden Channeltron in elektronisch nachweisbare Impulse umgewandelt und mittels einer zeitauflösenden Zählelektronik gezählt. Ein von der Chopperelektronik erzeugtes Referenzsignal triggert diese Zählelektronik. Der experimentelle Aufbau des Targetgas-Analysators ist in Abb. 2.5 zu sehen. Durch periodisches Schalten zwischen den Massen 1 und 2 werden die Strahlzählraten für atomaren und molekularen Wasserstoff gemessen.

Der Dissoziationsgrad α^{TGA} beschreibt den atomaren Anteil des Gases, der aufgrund der im Targetgas-Analysator gemessenen H_1- und H_2-Zählraten ermittelt werden kann, durch:

$$\alpha^{\text{TGA}} = \frac{S_1^{\text{TGA}}}{S_1^{\text{TGA}} + \kappa \cdot \sqrt{2} \cdot S_2^{\text{TGA}}} \,. \tag{2.8}$$

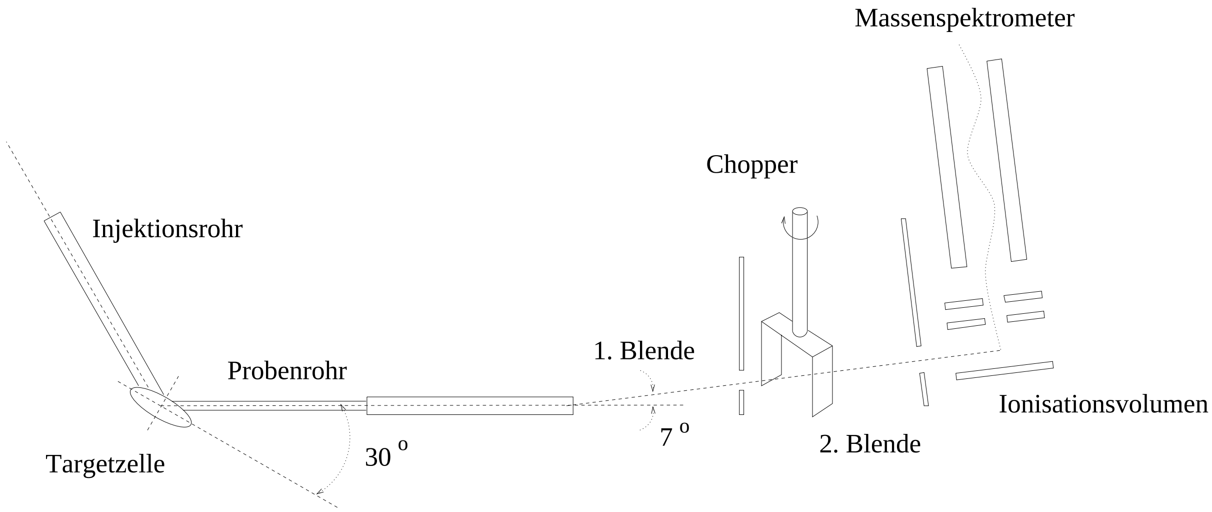

Abb. 2.5:
Schematischer Aufbau des Targetgas-Analysators nach [Ba96]. Von der Targetzelle links im Bild gelangt ein Teil des Gases durch das Probenrohr unter einem Winkel von 7° in den Targetgas-Analysator. Durch eine Blende, welche die Akzeptanz auf Teilchen, die aus der Zelle kommen, beschränkt, gelangt der Strahl zum Chopper und weiter durch eine weitere Blende in das Ionisationsvolumen. Die zweite Blende verhindert, daß Teilchen in das Ionisationsvolumen gelangen, die dort mit der Wand des Ionisationsvolumens kollidieren und rekombinieren würden, was ein molekulares Untergrundsignal erzeugen würde. Die Ionen werden dann beschleunigt und in das Massenfilter gelenkt. Eine mögliche Ionenbahn ist im Bild angedeutet. Gegenüber der wirklichen Anordnung ist die Zeichnung um 30° gekippt.

S_1^{TGA} und S_2^{TGA} beschreiben die gemessenen Strahlsignale der Massen 1 bzw. 2. Laut Maxwell-Verteilung ist die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen umgekehrt proportional zur Quadratwurzel ihrer Masse ($v \propto 1/\sqrt{M}$). Je geringer die Teilchengeschwindigkeit, desto länger verweilen die Teilchen im Ionisationsvolumen. Die Ionisationswahrscheinlichkeit erhöht sich dadurch und das Signal steigt an. Da Moleküle die doppelte Masse der Atome tragen, muß das Signal der Moleküle S_2^{TGA} bei molekularer Strömung mit einem Faktor $1/\sqrt{2}$ korrigiert werden. Da α aber den Anteil der Protonen in Atomen bezogen auf die Gesamtzahl aller Protonen bezeichnet, ergibt sich, da in den Molekülen zwei Protonen enthalten sind, ein weiterer Korrekturfaktor von 2, woraus sich zusammengefasst der angegebene Faktor $\sqrt{2}$ ergibt. κ ist die Kalibrationskonstante, welche die relative Sensitivität des Detektors bzgl. der Massen 1 und 2 angibt. Deren Bestimmung wird in Kap. 3.1 erläutert.

2.5 Das Breit-Rabi-Polarimeter

Das Breit-Rabi-Polarimeter [Ga92, Br95] befindet sich genau auf der Achse des Probenröhrchens, welches das Gas aus der Speicherzelle zu den beiden Gasanalysatoren lei-

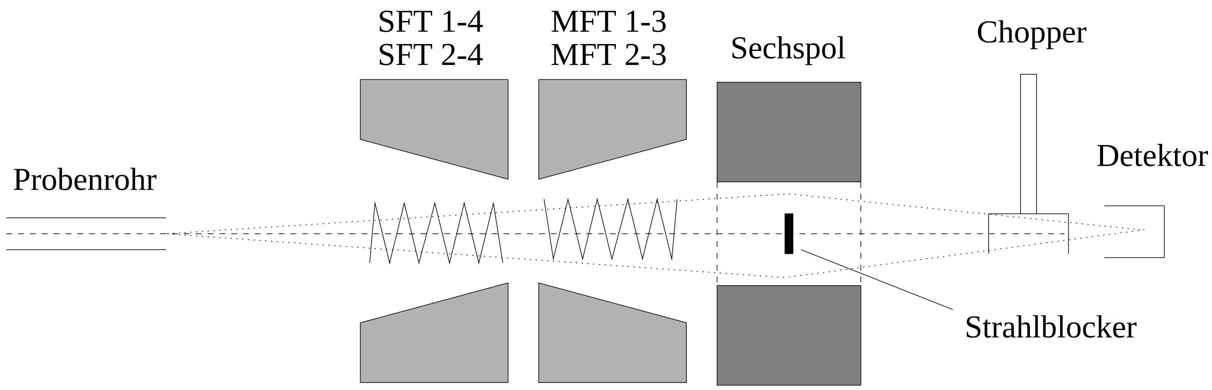

Abb. 2.6:
Aufbau des Breit-Rabi-Polarimeters. Der aus dem Probenrohr in das Breit-Rabi-Polarimeter geführte Strahl passiert zunächst die wahlweise zuschaltbaren Hochfrequenzübergänge. Im Breit-Rabi-Polarimeter stehen zwei Starkfeldübergänge (SFT1-4 und SFT2-4) sowie zwei Mittelfeldübergänge (MFT1-3 und MFT2-3) zur Verfügung. Die Besetzung der Hyperfeinstrukturzustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ nach den Hochfrequenzübergängen wird von einem System von Sechspolmagneten auf den Detektor fokussiert, während andere Zustände defokussiert werden und den Eingang des Detektors nicht erreichen. Der Strahlblocker verhindert, daß Atome im Zustand $|3\rangle$ oder $|4\rangle$ nahe der Achse des Sechspols, wo seine defokussierende Wirkung gering ist, entlang fliegen und in den Detektor gelangen. Der Chopper vor dem Detektor dient zur Trennung des Signals vom Untergrund.

tet. Die Aufgabe des Breit-Rabi-Polarimeters ist es, das Gas der Speicherzelle in bezug auf die Polarisation der Atome zu analysieren. Dazu werden die Besetzungszahlen der vier Hyperfeinstrukturzustände der Wasserstoffatome im Probestrahl bestimmt. Daraus können unter Verwendung der Gleichung (2.3), bei bekanntem Haltefeld über dem Target, Elektronen- und Kernpolarisation berechnet werden. Es werden für eine Polarisationsmessung nacheinander fünf H_1-Strahlzählraten (ohne und mit jeweils einem der vier Hochfrequenzübergänge) gemessen. Daraus wird ein lineares Gleichungssystem gebildet, dessen Lösung die Hyperfeinstrukturbesetzung ergibt. Dies wird in Kap. 3.2.1 noch genauer diskutiert werden.

Wie auch die Atomstrahlquelle besteht das Breit-Rabi-Polarimeter aus einem System von Hochfrequenzübergängen und Sechspolmagneten (Abb. 2.6). Betreibt man das Breit-Rabi-Polarimeter ohne Hochfrequenzübergänge, gelangen die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ durch das System von Sechspolmagneten. Um zwecks höherer Analysierstärke des Breit-Rabi-Polarimeters eine möglichst vollständige Aussortierung der Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ zu erreichen, ist auf der Achse des Sechspols ein Strahlblocker installiert, der ausschließt, daß Teilchen in unmittelbarer Nähe der Sechspolachse entlangfliegen und in den Detektor gelangen. Dort verschwindet die defokussierende Kraft auf die Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$. Schaltet man nun die Hochfrequenzübergänge hinzu, so können die Zustände $|1\rangle$ oder

$|2\rangle$ und $|3\rangle$ oder $|4\rangle$ nachgewiesen werden. Eine Differenz zwischen den zwei Besetzungszahlen n_i bewirkt eine Änderung der Intensität hinter dem Sechspol, wenn einer der Hochfrequenzübergänge eingeschaltet wird, woraus bei einer Messung mit mehreren Hochfrequenzübergängen eine vollständige Bestimmung der Hyperfeinstrukturbesetzung möglich ist.

Das System Chopper/Detektor funktioniert analog zu dem im Targetgas-Analysator verwendeten System.

3 Die Kalibration der Analysatoren

3.1 Kalibration des Targetgas-Analysators

Um den Targetgas-Analysator zu kalibrieren, muß die Kalibrationskonstante κ aus Gleichung (2.8) ermittelt werden, welche die relative Sensitivität des Targetgas-Analysators auf die Massen 1 und 2 angibt. Diese Kalibrationskonstante kann bei konstantem Gesamtfluß von Protonen in Atomen und Molekülen, d.h.

$$S_1^{TGA} + \kappa \cdot \sqrt{2} \cdot S_2^{TGA} = \mathrm{konstant} \tag{3.1}$$

und variierendem Dissoziationsgrad ermittelt werden durch [Ba96]:

$$\frac{\partial S_2^{TGA}}{\partial S_1^{TGA}} = -\frac{1}{\kappa \cdot \sqrt{2}} . \tag{3.2}$$

Unter Zuhilfenahme der Temperaturabhängigkeit der Rekombination kann der Dissoziationsgrad verändert werden. Bei einer Kalibrationsmessung müssen die Strahlraten auf den entsprechenden Emissionsstrom des Quadrupol-Massenspektrometers I_{emis} normiert werden. Allerdings muß bei einer Kalibration durch Ausnutzung der Temperaturabhängigkeit der Rekombination berücksichtigt werden, daß sich die Temperatur der Probenrohrverlängerung wegen des geringen thermischen Kontakts anders verändert, als die Temperatur der Speicherzelle selbst. Da keine Auslese der Verlängerungsrohrtemperatur zur Verfügung stand, wird diese durch ein Modell beschrieben.

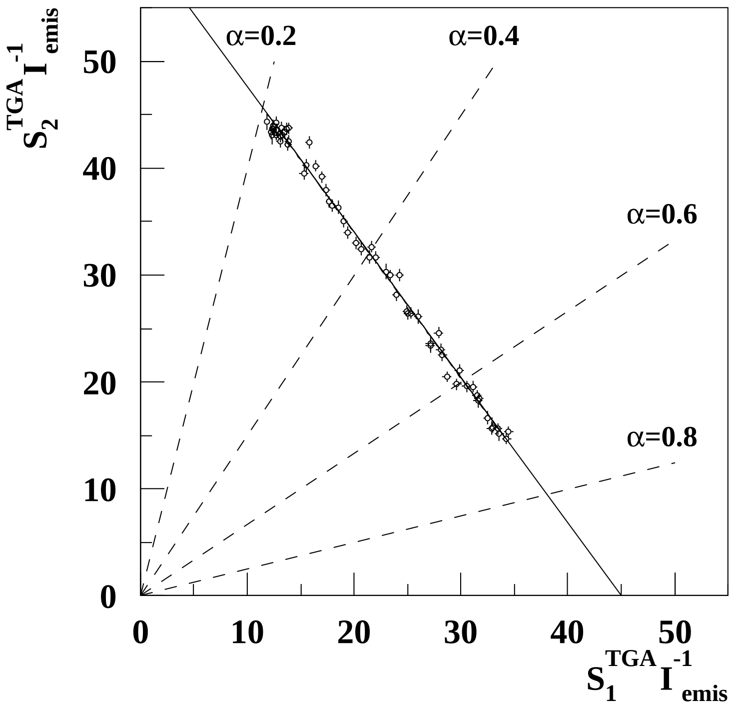

Abb. 3.1:
Meßdaten einer Kalibration des Targetgas-Analysators zur Ermittlung der Konstanten κ.

Eine andere Möglichkeit, den Targetgas-Analysator zu kalibrieren, ergibt sich bei einem gelegentlichen Beamdump des Positronenstrahls in der Nähe der Targetregion. Dabei wird durch die hohe freiwerdende Energie das auf der Zelloberfläche gefrorene Wasser von ihr entfernt. Durch das Verschwinden der Wasserbedeckung sinkt der Dissoziationsgrad schlagartig auf einen sehr niedrigen Wert von 20% bis 40%. Nach und nach friert erneut Wasser auf der Oberfläche der Speicherzelle fest, was die Rekombinationseigenschaften deutlich verbessert. Der Dissoziationsgrad steigt dabei langsam auf den typischen Wertebereich um etwa 95% an. Damit wird in kurzer Zeit, d.h. bei nahezu konstanter Quellenintensität ein großer Bereich von α überstrichen.

Ein Beispiel für die Meßdaten einer Kalibration des Targetgas-Analysators nach einem Beamdump ist in Abb. 3.1 zu sehen. Die Steigung der gefitteten linearen Funktion, welche die Meßdaten beschreibt, beträgt $-1,36 \ \pm \ 0,01$. Daraus läßt sich die gesuchte Kalibrationskonstante nach (3.2) ermitteln zu

$$\kappa = 0,519 \pm \ 0,004\,. \tag{3.3}$$

3.2 Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeters

Die Analysierstärke des Breit-Rabi-Polarimeters hängt von den Effizienzen der Hochfrequenzübergänge und den Transmissionswahrscheinlichkeiten des Sechspolsystems für alle vier Zustände von Wasserstoff ab. Bei der Kalibration werden diese Größen gemessen. Mit diesen Informationen ist das Breit-Rabi-Polarimeter vollständig beschrieben, was bedeutet, daß bei einer Polarisationsmessung die nicht-idealen Eigenschaften von Hochfrequenzübergängen und Sechspolen berücksichtigt werden. Die Bestimmung der Effizienzen und Transmissionen kann nach zwei verschiedenen Methoden erfolgen, welche in den Kap. 3.2.2 und 3.2.7 diskutiert werden.

Die Wirkung eines Sechspolmagnetensystems auf den Atomstrahl läßt sich durch vier verschiedene Transmissionswahrscheinlichkeiten σ_i beschreiben, welche die Wahrscheinlichkeit angeben, daß ein im Hyperfeinstrukturzustand i einfliegendes Teilchen das Sechspolsystem auf den Detektor fokussiert wieder verläßt. Seine Wirkung auf einen Atomstrahl mit beliebiger Hyperfeinstrukturbesetzung $n_1 \ldots n_4$ läßt sich durch die Operation

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} \overset{\text{Sechspol}}{\longrightarrow} \begin{pmatrix} \sigma_1 \cdot n_1 \\ \sigma_2 \cdot n_2 \\ \sigma_3 \cdot n_3 \\ \sigma_4 \cdot n_4 \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

allgemein beschreiben. Die im folgenden genauer beschriebenen Kalibrations- und Polarisationsmessungen basieren auf der Messung von Intensitätsverhältnissen, daher ist es erlaubt, die Transmissionen beliebig zu normieren. Es wird $\sigma_1 = 1$ gewählt und alle anderen σ's werden relativ dazu angegeben. Durch den Einsatz eines Strahlblockers auf der

Achse eines Sechspolmagneten (Abb. 2.6) wird die Transmission der Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ vollständig verhindert, d.h. es gilt $\sigma_3 = \sigma_4 = 0$. Somit reduziert sich die Anzahl der Parameter, welche zur Beschreibung eines einfachen Sechspolsystems benötigt werden, auf ein Transmissionsverhältnis σ_2/σ_1.

Die Wirkung von Hochfrequenzübergängen wird durch Effizienzen ϵ_{ij} beschrieben, die angeben, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Teilchen von Zustand $|i\rangle$ nach $|j\rangle$, bzw. umgekehrt umbesetzt wird. Ein Starkfeldübergang induziert Umbesetzungen, welche den Gesamtdrehimpuls ändern ($\Delta F = \pm 1$). Mögliche Betriebsmodi sind also ein SFT 1-4 und ein SFT 2-4[6], die jeweils durch eine Effizienz beschrieben werden können. Z.B. läßt sich die Wirkung eines SFT 1-4 auf einen Atomstrahl mit beliebiger Hyperfeinstrukturbesetzung durch die Operation

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} \xrightarrow{\mathrm{SFT1-4}} \begin{pmatrix} \epsilon_{14} \cdot n_4 + (1 - \epsilon_{14}) \cdot n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ \epsilon_{14} \cdot n_1 + (1 - \epsilon_{14}) \cdot n_4 \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

allgemein beschreiben.

In einem Mittelfeldübergang laufen gleichzeitig zwei Umbesetzungen statt. Er läßt sich durch zwei aufeinanderfolgende Operationen vom Typ (3.5) für die Effizienzen ϵ_{12} und ϵ_{23} beschreiben. Für einen idealen MFT 1-3 gilt $\epsilon_{12} = \epsilon_{23} = 1$, während für einen idealen MFT 2-3 $\epsilon_{12} = 0$ und $\epsilon_{23} = 1$ gilt.

3.2.1 Polarisationsmessungen

Bei einer Polarisationsmessung mit dem Breit-Rabi-Polarimeter werden Intensitätsverhältnisse gemessen. Bildet man die Summe der Ntuple-Elemente aus (3.4) und (3.5), so erhält man einen mathematischen Ausdruck für dieses Verhältnis. Für das Beispiel des SFT 1-4 liefert dieser Vorgang das Verhältnis der Intensität mit eingeschaltetem Hochfrequenzübergang zu jener ohne zugeschaltete Hochfrequenz:

$$R_{14} = 1 - \epsilon_{14} \frac{(\sigma_4 - \sigma_1) n_4 - (\sigma_4 - \sigma_1) n_1}{\sum_i \sigma_i n_i} \,. \tag{3.6}$$

Unter der Bedingung normierter Besetzungszahlen ($\sum_i n_i = 1$) genügen drei dieser Gleichungen zur Aufstellung eines linearen Gleichungssystems für die vier gesuchten Beset-

[6] Auch ein SFT 3-4 wäre denkbar, jedoch für den Polarimeteraufbau bei HERMES sinnlos. Man ist auf eine Umbesetzung der Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ nicht sensitiv, da das Sechspolsystem beide Zustände aus dem Strahl entfernt.

zungszahlen. Beispielsweise erhält man unter Verwendung der Übergänge SFT 1-4, SFT 2-4 und MFT 2-3 das Gleichungssystem

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{3.7}$$

wobei die erste Zeile die Normierungsbedingung darstellt, und die anderen Zeilen sich durch Auflösen von Gleichungen des Typs (3.6) ergeben. Die einzelnen Matrixelemente berücksichtigen neben der gemessenen Strahlintensität die Kalibrationswerte der Transmissionen und Effizienzen:

$$\begin{aligned}
SFT1-4: \quad M_{21} &= \sigma_1(R_{14}-1) + \epsilon_{14}(\sigma_1-\sigma_4) \\
M_{22} &= \sigma_2(R_{14}-1) \\
M_{23} &= \sigma_3(R_{14}-1) \\
M_{24} &= \sigma_4(R_{14}-1) - \epsilon_{14}(\sigma_1-\sigma_4) \\
\\
SFT2-4: \quad M_{31} &= \sigma_1(R_{24}-1) \\
M_{32} &= \sigma_2(R_{24}-1) + \epsilon_{24}(\sigma_2-\sigma_4) \\
M_{33} &= \sigma_3(R_{24}-1) \\
M_{34} &= \sigma_4(R_{24}-1) - \epsilon_{24}(\sigma_2-\sigma_4) \\
\\
MFT2-3: \quad M_{41} &= \sigma_1(R_{23}-1) + \epsilon_{12}(\sigma_1-\sigma_2) + \epsilon_{12}\epsilon_{23}(\sigma_2-\sigma_3) \\
M_{42} &= \sigma_2(R_{23}-1) - \epsilon_{12}(\sigma_1-\sigma_2) + (\epsilon_{23}-\epsilon_{12}\epsilon_{23})(\sigma_2-\sigma_3) \\
M_{43} &= \sigma_3(R_{23}-1) - \epsilon_{23}(\sigma_2-\sigma_3) \\
M_{44} &= \sigma_4(R_{23}-1)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Da von den vier möglichen Übergängen immer nur drei benötigt werden, kann durch eine Auswertung aller vier Kombinationsmöglichkeiten von 3 Hochfrequenzübergängen eine Online-Überwachung der Übergänge stattfinden, ohne ständig eine komplizierte Kalibration durchzuführen, denn das Ergebnis der Polarisationsmessung sollte bei allen Verfahren im Rahmen der Fehler übereinstimmen, wenn das Breit-Rabi-Polarimeter korrekt kalibriert ist.

Die Ermittlung der zur Kalibration notwendigen Werte für die Effizienzen der Übergänge und die Transmissionswahrscheinlichkeiten, wird im folgenden anhand zweier unterschiedlicher Verfahren erläutert.

3.2.2 Benutzung eines Kalibrationsmagneten

Diese Methode der Kalibrierung des Breit-Rabi-Polarimeters wurde schon in [Br95] beschrieben. Vor die Hochfrequenzübergänge des Breit-Rabi-Polarimeters wird ein zusätzlicher Kalibrationsmagnet, ähnlich dem fest installierten Sechspolmagnet, in den Atomstrahl aus dem Probenrohr der Zelle gebracht. Auch dieser Kalibrationsmagnet ist mit einem Strahlblocker auf der Achse ausgestattet. Der Kalibrationsmagnet dient dabei als Polarisator, der permanente Sechspol des Breit-Rabi-Polarimeters als Analysator. Der experimentelle Aufbau (Abb. 3.2) dieses Betriebsmodus ähnelt dem des Rabi-Experiments [Ra39], die jedoch auf minimale Frequenzbreite der Übergänge optimiert war, während das Breit-Rabi-Polarimeter von HERMES auf maximale Analysierstärke, d.h. maximale Effizienzen optimiert ist. Das gleichzeitige Optimieren der Frequenzbreite und der Effizienzen ist aufgrund der Breite in der Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls nicht möglich. Ein weiterer Unterschied zwischen Abb. 3.2 und dem Rabi-Experiment ist, daß in Abb. 3.2 ein Atomstrahl unbekannter Hyperfeinstrukturbesetzung injiziert wird, während die Besetzung bei Rabi durch Benutzung eines Dissoziators als Quelle vollständig ausgeglichen ist.

Die Einführung eines weiteren Sechspolssystems und die zwischen Polarisator und Analysator stattfindenden Umbesetzungen in der Hyperfeinstrukturbesetzung durch die Hochfrequenzübergänge erfordern eine Beschreibung der Transmissionseigenschaften des Gesamtsystems durch eine Transmissionsmatrix. Durch die Strahlblocker in den beiden Sechspolsystemen kann das Verbleiben der Zustände $|\,3\,\rangle$ und $|\,4\,\rangle$ im Atomstrahl, nachdem sie einen Sechspolmagneten durchquert haben, ausgeschlossen werden. Alle Transmissio-

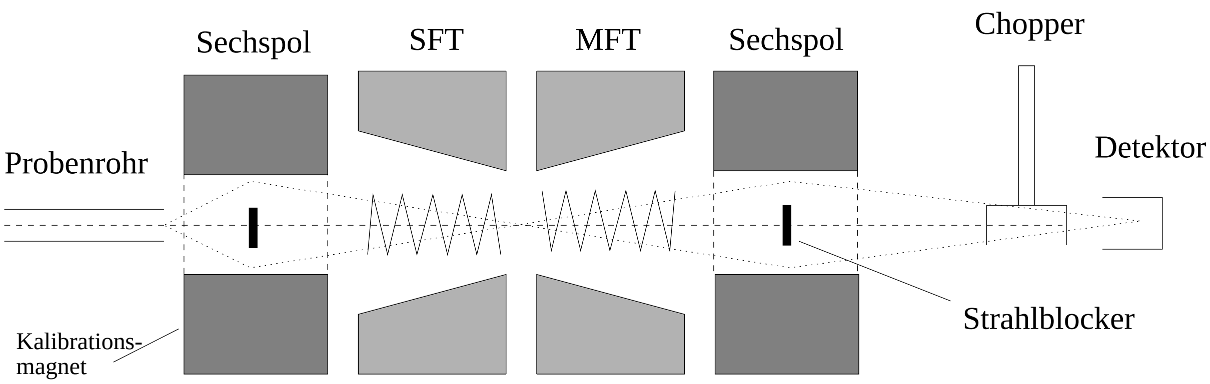

Abb. 3.2:
Schematischer Aufbau des Breit-Rabi-Polarimeters bei der Kalibration mit Hilfe eines zusätzlichen Kalibrationsmagneten.

nen mit einem Index 3 oder 4 verschwinden und die Matrix erhält im Falle der klassischen Rabi-Anordnung, d.h. bei Verwendung eines Dissoziatorstrahls, die Gestalt

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & 0 & 0 \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} . \tag{3.9}$$

Auch hier werden wieder drei Transmissionen relativ zu σ_{11} angegeben.

Wird wie bei einer Kalibrationsmessung in der HERMES-Anordnung (Abb. 3.2) ein Strahl mit unbekannter Hyperfeinstrukturbesetzung aus einer Speicherzelle verwendet, kann die durch die modifizierte Matrix

$$\sigma^* = \begin{pmatrix} n_1\sigma_{11} & n_1\sigma_{12} & 0 & 0 \\ n_2\sigma_{21} & n_2\sigma_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} . \tag{3.10}$$

berücksichtigt werden. Da die Effizienzmessungen auf einer Messung von Intensitätsverhältnissen basieren, können die Matrizen (3.9) und (3.10) auf $\sigma_{11} = 1$ bzw. $n_1\sigma_{11} = 1$ normiert werden. Damit ergeben sich sowohl bei der klassischen Rabi-Anordnung, als auch bei der HERMES-Anordnung 3 zusätzliche Parameter, welche die Transmissionseigenschaften des Sechspolsystems und der jeweils verwendeten Atomstrahlquelle beschreiben. Diese müssen bei den im folgenden diskutierten Effizienzmessungen zusätzlich bestimmt werden. Der Einfachheit halber werden diese für die klassische Rabi-Anordnung diskutiert.

Die Transmissionen bei einer Messung mit Kalibrationsmagnet unterscheiden sich prinzipiell von den Transmissionen des Systems zur Polarisationsmessung (3.4), da sie unterschiedliche Sechspolsysteme beschreiben. Wird ein Kalibrationsmagnet verwendet, kann σ_2/σ_1 nicht aus der Messung entnommen werden und muß mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden. Das Verhältnis hängt von der Temperatur des Probestrahls ab, für eine Temperatur der Speicherzelle zwischen 100 K und 300 K ergaben Monte-Carlo-Simulationen einen im Rahmen der Fehler mit 1 verträglichen Wert [Br95].

3.2.3 Effizienzen der Starkfeldübergänge

Um das Prinzip der Effizienzbestimmung zu erläutern, wird zunächst der Fall eines Starkfeldübergangs besprochen. Grundlage einer solchen Effizienzmessung ist die Änderung in der Intensität des Atomstrahls, wenn ein Hochfrequenzübergang eingeschaltet wird. Der Abfall der Intensität ist dabei ein Maß für die Effizienz des Hochfrequenzübergangs.

Das Strahlsignal bei ausgeschaltetem Hochfrequenzübergang ist, bei einer anfänglich gleichverteilten Hyperfeinstrukturbestzung (Rabi-Anordnung), gleich der Spur der Transmissionsmatrix des Gesamtsystems:

$$I_{\mathrm{OFF}} = \sum_i \sigma_{ii}\,. \tag{3.11}$$

Die Intensität des detektierten Strahls bei eingeschaltetem SFT1-4 erhält man durch die Anwendung der Operationen (3.4) und (3.5) auf einen anfangs gleichbesetzten Atomstrahl

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{Sechspol}} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{SFT1-4}} \begin{pmatrix} \epsilon_{14}\sigma_4 + (1-\epsilon_{14})\sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \epsilon_{14}\sigma_1 + (1-\epsilon_{14})\sigma_4 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{Sechspol}} \begin{pmatrix} \epsilon_{14}\sigma_{41} + (1-\epsilon_{14})\sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \epsilon_{14}\sigma_{14} + (1-\epsilon_{14})\sigma_{44} \end{pmatrix} \tag{3.12}$$

und Summation über alle Komponenten des letzten Besetzungstupels. Alle Hochfrequenzübergänge, bei denen nur eine Umbesetzung stattfindet, können nach diesem Schema behandelt werden. Die Effizienz erhält man aus dem Intensitätsverhältnis nach der Beziehung

$$\epsilon_{ij} = \kappa_{ij} \cdot \left(1 - \frac{I_{\mathrm{ON}}}{I_{\mathrm{OFF}}}\right). \tag{3.13}$$

Der Korrekturfaktor κ_{ij} enthält die Transmissionen des Sechspolsystems:

$$\kappa_{ij} = \frac{\sum_k \sigma_{kk}}{\sigma_{ii} + \sigma_{jj} - (\sigma_{ij} + \sigma_{ji})}\,. \tag{3.14}$$

Durch den Einsatz von Strahlblockern und der Verwendung der Transmissionsmatrix (3.9), vereinfachen sich die Korrekturfaktoren erheblich. Man erhält so die Korrekturen für die Starkfeldübergänge:

$$\kappa_{14} = 1 + \frac{\sigma_{22}}{\sigma_{11}}, \quad \kappa_{24} = 1 + \frac{\sigma_{11}}{\sigma_{22}}\,. \tag{3.15}$$

Mit der Forderung *physikalisch konsistenter* Effizienzen, d.h.

$$0 \le \epsilon_{ij} \le 1\,, \tag{3.16}$$

lassen sich für hohe Effizienzen sowohl das unbekannte Transmissionsverhältnis, als auch die Effizienzen selbst durch die Lösung des entsprechenden Gleichungssystems ermitteln. Der Fehler dabei ist allerdings nur dann akzeptabel, wenn die Effizienzen nahe bei 1 liegen.

3.2.4 Effizienzen der Mittelfeldübergänge

Das Prinzip zur Behandlung der Mittelfeldübergänge ist vergleichbar mit dem für die Starkfeldübergänge verwendeten Verfahren. Der Formalismus ist allerdings etwas umfangreicher, weil es sich bei dem MFT um einen Zwei-Stufen-Übergang handelt. Er induziert

Umbesetzungen innerhalb eines Zeeman-Multipletts. Damit sind also Umbesetzungen zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ oder den Zuständen $|2\rangle$ und $|3\rangle$ möglich. Durch eine geeignete Wahl des Gradientenfeldes können entweder nur ein Übergang oder beide Übergänge gleichzeitig betrieben werden. Bei einem MFT 1-3 werden beide Übergänge mit hohen Effizienzen ϵ_{12} und ϵ_{23} betrieben, beim MFT 2-3 arbeitet nur der Übergang zwischen den Zuständen $|2\rangle$ und $|3\rangle$ mit hoher Effizienz, ϵ_{12} ist im Idealfall Null.

Zur Trennung der zur Beschreibung eines Mittelfeldübergangs notwendigen beiden Übergänge und deren Effizienzen muß der Mittelfeldübergang jeweils mit und ohne einen zusätzlichen Starkfeldübergang betrieben werden. Für das Signalverhältnis von ein- zu ausgeschaltetem MFT ohne den zusätzlichen Übergang erhält man den Ausdruck

$$\frac{I_{\mathrm{MFTon}}}{I_{\mathrm{MFToff}}} = 1 - \frac{a\epsilon_{12} + b\epsilon_{23} + c\epsilon_{12}\epsilon_{23}}{d} \,. \tag{3.17}$$

Die Koeffizienten a, b, c und d enthalten – analog zu κ_{ij} in (3.13) – die Elemente der Transmissionsmatrix σ:

$$\begin{aligned} a &= \sigma_{11} + \sigma_{22} - \sigma_{12} - \sigma_{21} \rightarrow \ 0 \\ b &= \sigma_{22} + \sigma_{33} - \sigma_{23} - \sigma_{32} \rightarrow \ 1 \\ c &= \sigma_{12} + \sigma_{23} - \sigma_{22} - \sigma_{13} \rightarrow \ 0 \\ d &= \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} + \sigma_{44} \rightarrow \ 2 \quad , \end{aligned} \tag{3.18}$$

wobei sich die angegebenen Grenzfälle auf ein ideales Sechspolsystem beziehen. Anhand der Grenzfälle sieht man, daß dieses Signalverhältnis nur sensitiv auf die Effizienz ϵ_{23} ist. Die Umbesetzung 1-2 trägt lediglich sehr schwach über die Sechspolkorrekturen bei.

Bei eingeschaltetem SFT2-4 ergibt sich das Signalverhältnis von ein- zu ausgeschaltetem Mittelfeldübergang zu

$$\frac{I^{\mathrm{SFT2-4}}_{\mathrm{MFTon}}}{I^{\mathrm{SFT2-4}}_{\mathrm{MFToff}}} = 1 - \frac{a'\epsilon_{12} + b'\epsilon_{23} + c'\epsilon_{12}\epsilon_{23}}{d'} \,. \tag{3.19}$$

Die Koeffizienten a', b', c' und d' enthalten neben den Transmissionen noch die Effizienz des SFT2-4:

$$\begin{aligned} a' &= a - \epsilon_{24}(\sigma_{22} + \sigma_{41} - \sigma_{21} - \sigma_{42}) \rightarrow \ 0 \\ b' &= b - \epsilon_{24}(\sigma_{22} + \sigma_{43} - \sigma_{23} - \sigma_{42}) \rightarrow \ 0 \\ c' &= c - \epsilon_{24}(\sigma_{23} + \sigma_{42} - \sigma_{22} - \sigma_{43}) \rightarrow \ 1 \\ d' &= d - \epsilon_{24}(\sigma_{22} + \sigma_{44} - \sigma_{24} - \sigma_{42}) \rightarrow \ 1 \quad . \end{aligned} \tag{3.20}$$

An den Grenzfällen für ein optimales Sechspolsystem und eine optimale Effizienz ϵ_{24} läßt sich ablesen, daß man mit dieser Messung sensitiv auf das Produkt der beiden Effizienzen des Mittelfeldübergangs ist. Aus beiden Verhältnissen (3.17) und (3.19) läßt sich ein Gleichungssystem bilden, dessen Lösung die beiden Effizienzen ergibt. Voraussetzung ist dabei ebenso wie für den Fall der Starkfeldübergänge, daß die Transmissionen bekannt sind. Durch den Einsatz von Strahlblockern verschwinden viele der Transmissionen. Die nicht verschwindenden Transmissionen in (3.9) bzw. (3.10) können ähnlich wie bei den Starkfeldübergängen über die Forderung physikalisch konsistenter Effizienzen mit einem kleinen Fehler eingegrenzt werden, falls die Effizienzen nahe bei 1 liegen.

3.2.5 Übersprechen der Magnetfelder

Da der Starkfeldübergang und der Mittelfeldübergang in der Anordnung des Breit-Rabi-Polarimeters sehr nahe beieinander plaziert sind, kommt es bei einem gleichzeitigen Betrieb, wie er zur Effizienzmessung eines MFT erforderlich ist, zu einem gegenseitigen Übersprechen der Magnetfelder. Dieses Übersprechen beeinflußt auch die Effizienz der Mittelfeldübergänge. Da die Magnetfelder der Mittelfeldübergänge wesentlich schwächer, als die der Starkfeldübergänge sind, bewirkt das Übersprechen auf einen Starkfeldübergang keine meßbare Veränderung in dessen Effizienz.

Zur Ermittlung des Signalverhältnisses mit ausgeschaltetem Zusatzübergang (3.17) ist daher das Anschalten der Magnetfelder des Starkfeldübergangs nötig, ohne jedoch dessen Resonator Hochfrequenzleistung zuzuführen. Ohne das Vorhandensein der Hochfrequenz im Starkfeldübergang kann dort keine Umbesetzung stattfinden, der Mittelfeldübergang wird aber genauso beeinflußt, wie bei der Messung mit vollständig angeschaltetem SFT (3.19). Nur auf diese Weise ist sichergestellt, daß beide Verhältnisse (3.17) und (3.19) exakt dieselben Effizienzen beinhalten und das in Kap. 3.2.4 angegebene Verfahren Sinn macht. Ebenso muß bei einer Polarisationsmessung die bei der Kalibration verwendete Feldkonfiguration verwendet werden.

3.2.6 Schaltmöglichkeiten des Breit-Rabi-Polarimeters bei der Kalibration

In Tab. 3.1 sind die elf Schaltzustände des Breit-Rabi-Polarimeters aufgeführt, die während einer Kalibration benutzt werden. Der Index 'off' steht dabei für das Strahlsignal aus (3.11) mit ausgeschalteten Hochfrequenzübergängen, das ebenso wie die Signale mit eingeschaltetem Starkfeldübergang ('s14' und 's24') bei der Ermittlung der Starkfeldeffizienzen benötigt wird.

Zur Bestimmung der Mittelfeldeffizienzen wird ein Signal benötigt, bei dem ein Mittelfeldübergang zusammen mit einem Starkfeldübergang betrieben wird, z.B. der MFT1-3 mit dem SFT1-4 ('m13s14'). Außerdem muß das gleiche Signal ohne HF-Leistung im SFT-Resonator gemessen werden, da sonst in den beiden Gleichungen (3.17) und (3.19) eine unterschiedliche Effizienz beschrieben würde. Dieses Signal wird mit 'm13cs14' bezeichnet. Dabei wird nur durch den MFT eine Umbesetzung der Hyperfeinstrukturzustände verursacht, die Magnetfelder des SFT sind nur aus Gründen des Übersprechens zugeschaltet. Mit 'cs14' und 'cs24' sind die beiden möglichen Schaltzustände der Magnetfelder des

Starkfeldübergangs ohne angeschaltete Hochfrequenz (Kalibrationsschalter) bezeichnet. Diese Kalibrationsschalter definieren auch die Feldeinstellungen des Starkfeldübergangs, wenn der Mittelfeldübergang für eine Polarisationsmessung ohne den Starkfeldübergang betrieben wird, damit das Übersprechen der Magnetfelder des Starkfeldübergangs auf den Mittelfeldübergang exakt reproduziert wird und die ermittelten Effizienzen ihre Gültigkeit behalten.

Dieselben Kombinationen sind dementsprechend für beide Mittelfeld- und beide Starkfeldübergänge möglich. Daraus ergibt sich eine Gesamtzahl von elf möglichen Signalen des Breit-Rabi-Polarimeters.

Jeder Starkfeldübergang kann durch eine Effizienz (ϵ_{14} oder ϵ_{24}) beschrieben werden, für jeden Mittelfeldübergang sind zwei Effizienzen nötig (ϵ_{12} und ϵ_{23}). Zusätzlich dazu werden durch die Verwendung zweier Kalibrationsschalter für die Mittelfeldübergänge ('cs14' und 'cs24') jeweils zwei unterschiedliche Sätze von Effizienzen erzeugt. Für die Mittelfeldübergänge werden also je vier Effizienzen bestimmt. Abhängig davon, unter Verwendung welches Starkfeldübergangs sich die kleineren systematischen Fehler für die Effizienz der Mittelfeldübergänge ergeben, wird die entsprechende Einstellung des Kalibrationsschalters auch für die Polarisationsmessung gewählt und die entsprechende Feldkonfiguration des Starkfeldübergangs beim Betrieb eines Mittelfeldübergangs eingestellt. Zusätzliche Unbekannte dieser Kalibration sind die drei relativen Transmissionen aus (3.9).

Den insgesamt dreizehn unbekannten Größen (drei relative Transmissionen und zehn

Strahl I	SFT 1-4		SFT 2-4		MFT 1-3	MFT 2-3
Index	HF	Feld	HF	Feld	HF & Feld	HF & Feld
off	—	—	—	—	—	—
s14	X	X	—	—	—	—
s24	—	—	X	X	—	—
m13cs14	—	X	—	—	X	—
m13s14	X	X	—	—	X	—
m23cs14	—	X	—	—	—	X
m23s14	X	X	—	—	—	X
m13cs24	—	—	—	X	X	—
m13s24	—	—	X	X	X	—
m23cs24	—	—	—	X	—	X
m23s24	—	—	X	X	—	X

Tab. 3.1:
Die Benennung der Signale des Breit-Rabi-Polarimeters. Dabei steht HF für Hochfrequenz und mit 'Feld' sind die Magnetfelder des Hochfrequenzübergangs gemeint. Diese beiden Komponenten lassen sich unabhängig voneinander ein- und ausschalten. Ein 'X' bedeutet jeweils den aktivierten Zustand der entsprechenden Hardware.

Effizienzen) stehen aber elf verschiedene Meßsignale (Tab. 3.1) gegenüber. Damit ist das zu lösende lineare Gleichungssystem unterbestimmt und man erhält einen nicht-eindeutigen Satz von möglichen Lösungen.

Mit dieser Methode kann man, gute Strahlzählraten vorausgesetzt, nachweisen, daß alle Effizienzen ideal sind. Sind sie das aber nicht, d.h. die Effizienzen sind deutlich kleiner als 1, wird der Fehler, d.h. der Freiraum in der Bestimmung, sehr groß. Die *Konsistenzforderung* der Effizienzen (3.16) schränkt dann die Transmissionen nicht weit genug ein, um einen kleinen Fehler zu ermöglichen.

Der Kalibrationsmagnet verursacht eine Reduzierung des Strahlsignals durch das Herausfiltern der Hyperfeinstrukturzustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$. Weiterhin sorgt die Forderung, daß der Strahlblocker die Akzeptanz des 2. Sechspolsystems für die Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ verdecken muß, auch für eine erhebliche Reduzierung von σ_1 und σ_2. Damit wird das Verhältnis von Strahl- zu Untergrundzählrate erheblich schlechter, worunter die statistische Genauigkeit dieser Kalibration leidet.

Ein zentraler Faktor dabei ist der große systematische Fehler bei der Bestimmung des Untergrundes durch dissoziative Ionisation von Wasser ($H_2O \rightarrow H^+ + OH^-$).

Die Polarisationen, die auf Basis der hier beschriebenen Kalibration ermittelt wurden, wiesen einen Fehler von etwa 5% auf (Tab. 3.3 in Kap. 3.2.9). Der im Design des Experiments angestrebte Fehler von 3% machte die Forderung einer noch exakteren Kalibration notwendig.

3.2.7 Nutzung verschiedener Zustände der Atomstrahlquelle

Um die statistische Genauigkeit der Besetzungszahlen und Strahlraten im Detektor erheblich zu steigern, wurde bei dieser Kalibrationsmethode auf das Verwenden eines Kalibrationsmagneten als Polarisator verzichtet. Der Aufbau der entsprechenden Kalibrationsmessungen entspricht dem normalen Aufbau während der Datennahme des Experiments (siehe Abb. 2.6). Mit Hilfe dieser Methode sollte es möglich sein, auch Effizienzen, die deutlich kleiner als 1 sind, mit kleinen Fehlern zu ermitteln.

Anstelle der zusätzlich zu den Effizienzen drei unbekannten Größen σ_{12}, σ_{21} und σ_{22} ($\sigma_{11} = 1$) hat man nun vier unbekannte Besetzungszahlen, von denen nur drei wegen der Normierung verbleiben, und ein Transmissionsverhältnis σ_2/σ_1. Die Anzahl der Unbekannten erhöht sich also bei Weglassen eines Kalibrationsmagneten um 1.

Um der sich steigernden Unbestimmtheit durch Weglassen des Kalibrationsmagneten entgegenzuwirken, werden bei dieser Methode mehrere mögliche Injektionsmodi der Atomstrahlquelle genutzt. Tabelle 2.2 zeigt die beim HERMES-Target möglichen 7 Kombinationen von Hochfrequenzübergängen in der Atomstrahlquelle. Pro Zustand der Atomstrahlquelle kann das Breit-Rabi-Polarimeter 11 verschiedene Signale messen, woraus eine

Gesamtzahl von 77 möglichen Messungen resultiert, deren Strahlzählraten sich in der zu lösenden Matrixgleichung

$$I = M \cdot N \tag{3.21}$$

zusammenfassen lassen. Bei Benutzung aller sieben Schaltzustände der Atomstrahlquelle ergeben sich 28 unbekannte Besetzungszahlen (vier pro Zustand der Atomstrahlquelle) im Vektor N, zehn unbekannte Effizienzen der Hochfrequenzübergänge und eine unbekannte relative Transmissionswahrscheinlichkeit in der Meßmatrix M, insgesamt also 39 Unbekannte. Die Effizienzen und Transmissionen des Breit-Rabi-Polarimeters bleiben für alle Schaltzustände der Atomstrahlquelle gleich und entsprechen denen während einer Polarisationsmessung. In dem Vektor I stehen die gemessenen 77 Strahlzählraten. Damit ist das lineare Gleichungssystem (3.21) mit Hilfe einer iterativen Fitroutine (Anhang A) lösbar. Dabei werden auch alle Kovarianzen der Effizienzen untereinander bestimmt. Durch die Verwendung aller zur Verfügung stehender Schaltzustände der Atomstrahlquelle kommt es bei dieser Methode zu einer deutlichen Redundanz der Informationen, die aus den Strahlsignalen gewonnen werden können. Die Anzahl *relevanter* Signale ist jedoch groß genug, um eine ausreichende Einschränkung aller Unbekannten und eine Effizienzbestimmung mit kleinem Fehler zu gewährleisten.

3.2.8 Abhängigkeit von internen Wartezeiten der Steuerungssoftware

Während einer Messung müssen von der Steuerungssoftware mehrere Wartezyklen zwischen den Schaltvorgängen durchlaufen werden. Diese Warteschleifen beziehen sich auf das Verstellen der Magnetfelder, das Ein- und Ausschalten der Hochfrequenzübergänge und das Umschalten zwischen den Massen der Quadrupol-Massenspektrometer. Die Wartezeiten sind deshalb nötig, weil Strom- und Spannungsquellen eine gewisse Zeit benötigen, um sich am gewählten Arbeitspunkt zu stabilisieren. Bei den Hochfrequenzübergängen wird vor dem Einstellen der Resonanz ein Feldwert weit entfernt vom Resonanzwert eingestellt und für etwa 200 ms stabilisiert. Dieser Vorgang dient zur möglichst reproduzierbaren Definition einer Hysterese. Damit wird die Einstellung der Resonanz weitgehend unabhängig von der vorangegangenen Einstellung der Magnetfelder, wodurch eine zufällige Schaltung des Spinzustands des Targets ermöglicht wird. Dieses Verfahren hat sich in der Praxis bewährt.

Im Oktober 1996 wurde eine sogenannte Frontend-Liste eingeführt. Bei der Benutzung einer solchen Methode werden die einzelnen Steuerungsbefehle erst gesammelt und dann alle gleichzeitig in einer Liste an die Hardware geschickt. Das Computernetz versendet *Datenpakete* quasi genauso schnell, wie Einzelbefehle. Die benötigte Sendezeit an den Digitalen Signal-Prozessor (DSP) konnte deshalb verringert werden, wodurch eine höhere Geschwindigkeit bei der Datennahme erreicht wurde.

Da die internen Wartezyklen im DSP über einfache Schleifen festgelegt werden, sind bei gleicher Einstellung der Wartezeiten, aber geringerer Auslastung des DSP die effektiven Wartezyklen am DSP auch kürzer. Als während des Shutdowns im Winter 1996/97 der DSP weniger ausgelastet war, mußten die Einstellungen der Wartezeiten wieder verändert werden, da durch die nun noch kürzeren Wartezeiten wieder Hystereseeffekte bei den Magnetfeldern auftraten.

Bei den Kalibrationsmessungen mit dem neuen Verfahren wurde festgestellt, daß auch die Effizienzen der Hochfrequenzübergänge sich verändern, wenn die Wartezeiteneinstellung variiert wird. Aus diesem Grund wurden nachträglich alle bisherigen Einstellungen einer separaten Kalibration unterzogen.

Insgesamt waren dies drei:

- Anfang '96
- Ende '96 (nach Einführung der Frontend-Liste im Oktober '96)
- '97 (nach Veränderung der DSP-Auslastung im Januar '97)

Die Ergebnisse dieser Kalibrationsmessungen werden im nächsten Kapitel diskutiert.

3.2.9 Ergebnisse

Die Analyse der Kalibrationsmessungen mit Hilfe des Fit-Algorithmus (Anhang A) zeigte zusätzlich zu der Kovarianzmatrix der Effizienzen C_ϵ einen weiteren systematischen Fehler. Das Variieren des Entwicklungspunkts $x^{(0)}$ der Taylorreihe (A.6) verursacht eine leichte Schwankung in den Endergebnissen der Effizienzen. Diesem Effekt mußte nach entsprechenden Untersuchungen mit einer zusätzlichen systematischen Ungenauigkeit von 0,3% Rechnung getragen werden. Tab. 3.2 faßt die Ergebnisse der Effizienzen und deren Fehler abhängig von der jeweiligen Wartezeiteneinstellung zusammen. In Abb. 3.3 sind diese Werte graphisch dargestellt. In den Werten ist der erwähnte zusätzliche Fehler bereits enthalten.

Für das Transmissionsverhältnis des Sechspolsystems ergab sich der Wert:

$$\sigma_{1/2} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = 1,035 \pm 0,015\,. \tag{3.22}$$

Sowohl von den Werten, als auch besonders deutlich auf den Graphen in Abb. 3.3 kann man nun die Abhängigkeit der Effizienzen der Mittelfeldübergänge von den Magnetfeldeinstellungen des Starkfeldübergangs erkennen. Dieses sogenannte Übersprechen verursacht beispielsweise bei der Effizienz ϵ_{23} des MFT 1-3, als 'm13r23' gekennzeichnet und im linken unteren Graphen in Abb. 3.3 zu sehen, eine Differenz zwischen den beiden Kalibrationsschaltern 'cs14' und 'cs24' von zehn bis sechzehn Prozent, abhängig von der jeweiligen Wartezeiteneinstellung. Den Einfluß der Wartezeiteneinstellung kann man am

BRP Übergang	Anfang '96	Ende '96	'97
s14	1.01230 $\pm$ 0.01293	0.98176 $\pm$ 0.01277	0.99584 $\pm$ 0.01236
s24	0.99631 $\pm$ 0.00981	0.99424 $\pm$ 0.01007	1.00410 $\pm$ 0.00976
m13r12cs14	0.98675 $\pm$ 0.01026	1.01090 $\pm$ 0.01096	0.99271 $\pm$ 0.01027
m13r23cs14	0.99804 $\pm$ 0.01338	0.97028 $\pm$ 0.01373	0.99736 $\pm$ 0.01322
m23r12cs14	0.00967 $\pm$ 0.01056	-0.00386 $\pm$ 0.01143	0.00207 $\pm$ 0.01056
m23r23cs14	0.98194 $\pm$ 0.01205	0.93732 $\pm$ 0.01208	0.98251 $\pm$ 0.01189
m13r12cs24	0.98537 $\pm$ 0.00648	0.99930 $\pm$ 0.00657	0.99937 $\pm$ 0.00669
m13r23cs24	0.85770 $\pm$ 0.00795	0.87117 $\pm$ 0.00853	0.83440 $\pm$ 0.00772
m23r12cs24	0.01558 $\pm$ 0.01041	0.00073 $\pm$ 0.01127	0.01683 $\pm$ 0.01026
m23r23cs24	0.99281 $\pm$ 0.01026	0.97376 $\pm$ 0.01072	0.98622 $\pm$ 0.01006

Tab. 3.2:
Tabelle der Effizienzen der Hochfrequenzübergänge im Breit-Rabi-Polarimeter, die durch die neue Kalibrationsmethode ermittelt wurden. Die Kovarianzen sind in dieser Aufstellung aus Gründen der Darstellbarkeit nicht enthalten. In der Fitroutine in Anhang A ist die Konsistenzforderung der Effizienzen ($0 < \epsilon < 1$) nicht integriert. So zeigt sich, in wieweit der Algorithmus physikalisch sinnvolle Ergebnisse liefert. Innerhalb der Fehler sind alle ermittelten Effizienzen im Einklang mit der Konsistenzforderung.

deutlichsten im rechten unteren Graphen erkennen. Die Differenz der Effizienzen beträgt hier bis zu etwa vier Prozent. Um eine mögliche Signifikanz der Abhängigkeit der Effizienzen von den Wartezeiteneinstellungen zu quantifizieren, bildet man das entsprechende χ^2/ndF für die Annahme konstanter Effizienzen. Wenn man alle ermittelten Effizienzen in einen Wert zusammenfaßt, ergibt sich

$$\chi^2/\mathrm{ndF} = 1,8\,. \tag{3.23}$$

Bei detaillierter Einzelbetrachtung der Effizienzen ergaben sich zwei Effizienzen als signifikant abhängig von der Wartezeiteneinstellung. Die separat ermittelten χ^2-Werte sind für die jeweiligen Effizienz angegeben:

$$\begin{aligned} m23r23cs14: \quad \chi^2/\mathrm{ndF} &= 3,9 \\ m13r23cs24: \quad \chi^2/\mathrm{ndF} &= 5,4\,. \end{aligned} \tag{3.24}$$

Faßt man alle verbleibenden Effizienzen zu einem χ^2-Wert zusammen, ergibt sich

$$\chi^2/\mathrm{ndF} = 1,1\,. \tag{3.25}$$

Die signifikante Abhängigkeit von zwei der zehn Effizienzen von der jeweiligen Wartezeiteneinstellung wird in die Berechnung der Polarisation einbezogen. Für die acht verbleibenden Effizienzen konnte keine solche Abhängigkeit nachgewiesen werden.

Mit Hilfe der ermittelten Effizienzen und des Transmissionsverhältnisses $\sigma_{1/2}$ konnten

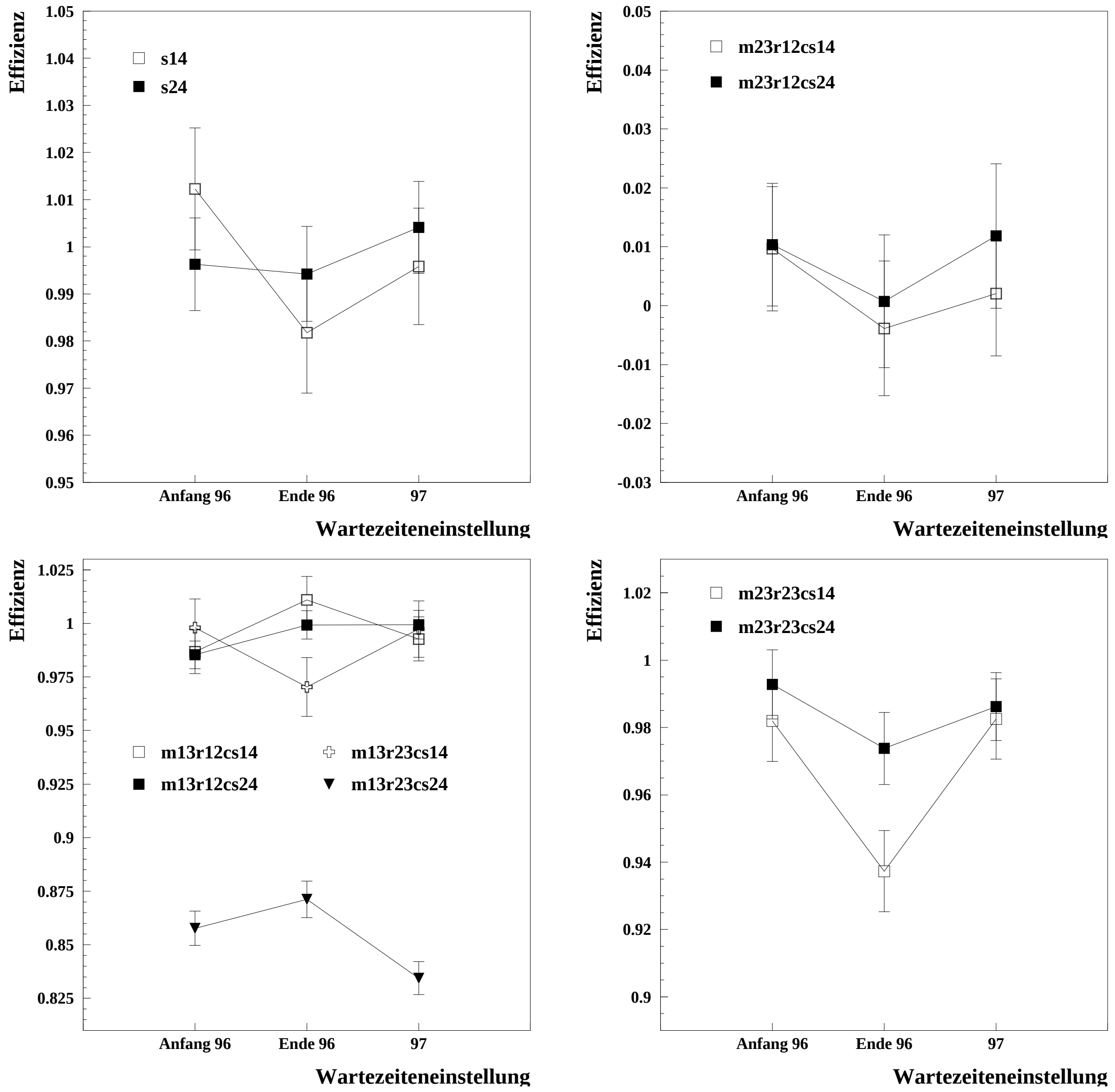

Abb. 3.3:
Ergebnisse der Effizienzen aller Hochfrequenzübergänge in Abhängigkeit der Wartezeiteneinstellung im Überblick. Oben links sind die Ergebnisse für die beiden Starkfeldübergänge zu sehen. Alle anderen Grafiken zeigen Ergebnisse für die Mittelfeldübergänge. Durch 'r12' und 'r23' werden dabei die entsprechenden Effizienzen ϵ_{12} und ϵ_{23} des jeweiligen Mittelfeldübergangs bezeichnet. Mit 'cs14' und 'cs24' sind die beiden möglichen Schaltzustände der Magnetfelder des Starkfeldübergangs ohne angeschaltete Hochfrequenz (Kalibrationsschalter) bezeichnet.

nun die gemessenen Strahlzählraten in eine Polarisation P_{BRP} umgerechnet werden. Dies geschieht mit dem gleichen Fit-Algorithmus, der auch zur Ermittlung der Effizienzen gedient hat (Anhang A). Bei der Berechnung der Polarisation werden die Effizienzen und Transmissionen je nach gültiger Wartezeiteneinstellung allerdings vorgegeben und nur noch die Besetzungszahlen angepaßt. Mathematisch entspricht dies einer iterativen Lösung des in Kap. 3.2.1 aufgestellten Gleichungssystems. Mit der Iteration werden allerdings zusätzlich die Kovarianzen zwischen den Besetzungszahlen ermittelt, welche detailliertere Informationen zum systematischen Fehler des Breit-Rabi-Polarimeters liefern.

In Tab. 3.3 kann man den deutlichen Vorteil der neuen Kalibrationsmethode am Vergleich der gemessenen Polarisationen und deren Fehler sehen. Der Fehler wurde von etwa 5% bei der alten Methode auf 1% gesenkt.

1996

	mit Kalibrationsmagnet	ohne Kalibrationsmagnet
P_z^+	$+(93,8 \pm 5,2)\%$	$+(90,3 \pm 1,0)\%$
P_z^-	$-(92,2 \pm 5,0)\%$	$-(90,4 \pm 1,0)\%$

1997

	mit Kalibrationsmagnet	ohne Kalibrationsmagnet
P_z^+	$+(96,9 \pm 4,7)\%$	$+(92,2 \pm 0,9)\%$
P_z^-	$-(95,3 \pm 4,8)\%$	$-(92,4 \pm 1,0)\%$

Tab. 3.3:
Gemessene Polarisationen im Breit-Rabi-Polarimeter. Der Fehler der Messung wurde durch die Einführung der neuen Kalibrationsmethode von 5% auf 1% verringert.

Die wesentlich besseren Ergebnisse der neuen Kalibrationsmethode lassen sich auf mehrere Vorteile zurückführen. Insbesondere die Vermeidung eines Kalibrationsmagneten hat viele positive Aspekte:

- Bessere Statistik, durch höhere Transmissionen des Sechspolsystems,
- bessere Systematik, u.a. durch reduzierten molekularen Hintergrund,
- kein Zugang zum Experiment ist nötig, um den Kalibrationsmagneten in den Probenstrahl zu bewegen,
- keine Unsicherheiten durch eventuell zu ungenaue Ausrichtung des Kalibrationsmagneten,

- sämtliche Kovarianzen der Effizienzen untereinander werden ermittelt und

- σ_1/σ_2 ergibt sich aus der Anpassung der Effizienzen und Transmissionen an die Meßdaten und muß nicht, wie bei der Verwendung eines Kalibrationsmagneten, durch eine Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden. Bei der Methode ohne Kalibrationsmagnet werden keine Monte-Carlo-Ergebnisse mehr verwendet. Alle Effizienzen und Transmissionen werden gemessen.

4 Wechselwirkungen in der Speicherzelle

Bereits in Kap. 2.3 wurde auf die möglichen Wechselwirkungen der Atome des Targetgases im Bereich der Speicherzelle hingewiesen, die einen Einfluß auf die Polarisation im Target haben. Diese Wechselwirkungen lassen sich klassifizieren als:

- Rekombinationseffekte und
- Spinrelaxationseffekte:
  - Wandstoßrelaxation,
  - Spinaustauschstöße und
  - resonante Strahl-Targetgas-Wechselwirkung.

Dabei sind Rekombination und Wandstoßrelaxation Oberflächeneffekte, während Spinaustauschstöße und resonante Strahl-Targetgas-Wechselwirkung in der Gasphase stattfinden.

Die Erfahrung nach zwei Jahren Targetbetrieb im HERA-Ring zeigt, daß die Wechselwirkung mit dem Positronenstrahl sowohl die Rekombinations- als auch Spinrelaxationseigenschaften der Oberfläche verändert.

4.1 Rekombination

Die Stärke der Rekombination der Targetgasatome ist im relevanten Dichtebereich[7] ein reiner Oberflächeneffekt, d.h. ein Atom des Targetgases kann nur während eines Stoßes mit der Zellwand mit einem anderen Targetgasatom zu einem Molekül rekombinieren. Um die Rekombination zu unterdrücken und einen möglichst hohen atomaren Anteil des Targetgases zu erreichen, ist die HERMES-Speicherzelle mit Drifilm[8] beschichtet. Unterschiedliche Oberflächenbeschichtungen wurden in der Vergangenheit untersucht und sind u.a. in [Br95, Pr93, PH93] beschrieben.

Ein wichtiger Effekt, der die Rekombinationswahrscheinlichkeit auf der Oberfläche der Speicherzelle verändert, ist die Injektion von Wasser in die Zelle. Um bei der Dissoziation von molekularem Wasserstoff im Dissoziator der Atomstrahlquelle (Kap. 2.2) einen möglichst hohen Dissoziationsgrad zu erreichen, wird bei der Wasserstoffgaseinfuhr ein kleiner Anteil an Sauerstoff hinzugefügt [Wi67, Kr90], der zu einer Beschichtung der Zelloberfläche mit gefrorenem Wasser führt. Dadurch werden die Oberflächeneigenschaften der Speicherzelle ebenfalls verändert. Das Eis behindert dabei den Rekombinationsprozeß und bewirkt einen höheren Dissoziationsgrad.

[7] Bei höheren Dichten gibt es zusätzlich Volumenrekombination.

[8] Drifilm besitzt gute Rekombinations- und Relaxationseigenschaften bei gleichzeitig hoher Strahlungsresistenz. Ohne diese Resistenz würde der HERA-Strahl die Oberflächenbeschichtung innerhalb kurzer Zeit zerstören.

Es gibt mehrere Modelle zur Beschreibung der physikalischen Vorgänge bei einem Rekombinationsprozeß. Der sogenannte *Eley-Rideal-Mechanismus* fordert die direkte Reaktion eines von der Zellwand adsorbierten Atoms mit einem Atom aus der Gasphase, während der *Langmuir-Hinshelwood-Mechanismus* auch eine mögliche Rekombination zweier adsorbierter Atome berücksichtigt. Ein Überblick über experimentelle Nachweise der Temperaturabhängigkeit der Rekombinationswahrscheinlichkeit wird bei [Wi67] gegeben.

Eine umfassende Beschreibung der Rekombinationsmodelle inkl. anschließender Anwendung auf das HERMES-Target findet man bei [Ko98]. Diese Modelle gehen für den Fall der HERMES-Zelle von einer Beschichtung der Oberfläche auf zwei unterschiedlichen Bindungsplätzen (*Sites*) aus, deren Bindungsenergien sich um viele Größenordnungen voneinander unterscheiden. Auf den *Sites* mit hoher Bindungsenergie spricht man von *Chemisorption*, bei denjenigen mit niedriger Bindungsenergie von *Physisorption*. Die relevanten Parameter zur Beschreibung jeder dieser *Sites* und deren Wirkung sind der Bedeckungsgrad θ und die Rekombinationswahrscheinlichkeit pro Wandstoß γ, die für jede Bindungsart unterschiedlich sind. Um die Rekombinationswahrscheinlichkeit der gesamten

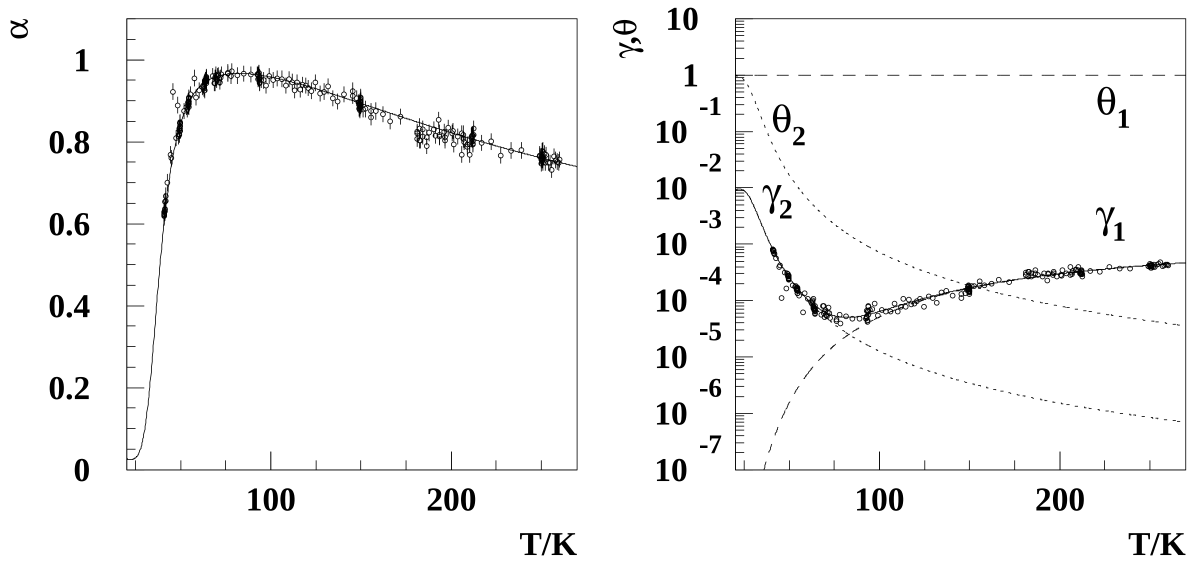

Abb. 4.1:
Rekombinationseigenschaften einer durch zwei unterschiedliche *Sites* beschriebenen Drifilmoberfläche. Links ist der vom Targetgas-Analysator gemessene Dissoziationsgrad $\alpha_{\rm TGA}$ in Abhängigkeit der Temperatur zu sehen, auf dessen Grundlage nach [Ko98] die entsprechenden Werte für die Rekombinationswahrscheinlichkeit und den Bedeckungsgrad der jeweiligen Bindungsart im rechten Bild berechnet wurden. Die durchgezogene Linie entspricht der Summe nach (4.1), die gestrichelten und gepunkteten Linien beschreiben die angepaßten Modelle.

Oberfläche zu erhalten, bildet man einfach die Summe $\gamma_{\rm ges}$ aller einzelnen Rekombinationswahrscheinlichkeiten γ_i:

$$\gamma_{\rm ges} = \gamma_1 + \gamma_2 \,. \tag{4.1}$$

In Abb. 4.1 ist die Abhängigkeit der Parameter jeder Bindungsart von der Temperatur zu sehen. Die Rekombinationswahrscheinlichkeit γ_2 auf der physisorbierenden *Site* hängt von deren Besetzungsgrad ab. Bei großen Temperaturen geht der Besetzungsgrad θ_2 gegen Null, da die thermische Energie die Bindungsenergie überschreitet und die Atome aus dieser *Site* löst. Wenn sich kein Teilchen auf dieser Site befindet, kann auch kein anderes dort rekombinieren, daher verschwindet für große Temperaturen auch die Rekombinationswahrscheinlichkeit γ_2. Bei tiefen Temperaturen wird die kinetische Energie des Gasatoms beim Auftreffen auf die Oberfläche so klein, daß nicht mehr genügend Aktivierungsenergie für den Rekombinationsprozeß auf der chemisorbierenden *Site* zur Verfügung steht. Daher wird γ_1 für tiefe Temperaturen kleiner. Je nach Bindungsart gibt es demnach ein unterschiedliches Maximum für die Rekombinationswahrscheinlichkeit einer Bindungsart in Bezug auf die Temperaturabhängigkeit. Abb. 4.1 rechts zeigt das Temperaturverhalten der individuellen θ_i und γ_i, sowie der resultierenden Gesamtrekombinationswahrscheinlichkeit $\gamma_{\rm ges}$. Links ist der daraus resultierende Dissoziationsgrad dargestellt.

Da der Parameter zur Beschreibung der Polarisation rekombinierter Moleküle β zur Bestimmung der Targetpolarisation in Gleichung (1.5) nur unzureichend bekannt ist, bewirkt ein hoher molekularer Anteil im Targetgas sofort einen großen systematischen Fehler der Targetpolarisation. Um diesen Fehler zu minimieren, wird wegen des maximalen Dissoziationsgrads α und gleichzeitig hoher atomarer Polarisation der Arbeitspunkt von HERMES bei einer Temperatur von 100 K festgelegt.

4.2 Spinrelaxation

Bei HERMES gibt es drei mögliche Wechselwirkungsmechanismen für Spinrelaxationsprozesse, welche die Hyperfeinstrukturbesetzung des Wasserstoffgases innerhalb der Speicherzelle verändern. Der erste zu erwähnende Prozeß geschieht, analog zur Rekombination, bei Wandstößen. Eine weitere Möglichkeit der Spinrelaxation ist durch Spinaustauschstöße der Atome untereinander gegeben. Zusätzlich dazu kann das hochfrequente Feld, daß durch den HERA-Strahl erzeugt wird, unter bestimmten Bedingungen eine Depolarisation der Targetatome bewirken [Ko98, Ki91a, Ki91b, Ki93].

4.2.1 Wandstoßrelaxation

Bei Wandstößen werden die Targetatome aufgrund der Van der Waals-Wechselwirkung von der Oberfläche der Speicherzelle physisorbiert. Die Atome verweilen eine kurze Zeit auf der Oberfläche, bis sie aufgrund des Boltzmann-Gesetzes wieder genügend Energie haben, um sich von ihr zu lösen. Die mittlere Aufenthaltszeit auf der Wand (τ_s) wird durch ein Arrhenius-Gesetz beschrieben:

$$\tau_s = \tau_0 \cdot \exp\left(\frac{E_s}{kT}\right) \tag{4.2}$$

τ_0 ist der Hochtemperaturgrenzwert von τ_s, E_s die Adsorptionsenergie und kT die thermische Energie des Atoms. Die Aufenthaltszeit ist für die HERMES-Speicherzelle in der Größenordnung von $\tau_s = 10^{-10}$ s. Abhängig von der Art der Oberfläche, ihrer Temperatur und einem äußeren Magnetfeld (dem Targethaltefeld, das die Quantisierungsachse vorgibt) kann man eine Wahrscheinlichkeit angeben, mit der das Atom nach Verlassen der Wand seinen Hyperfeinstrukturzustand verändert hat. Während sich ein Atom auf der Wand befindet, wechselwirken die magnetischen Momente des Elektrons des Adsorbats mit den chemisch in die Oberfläche eingebundenen Kernspins. Die theoretische Beschreibung dieser Wechselwirkung inklusive der Berechnung der Übergangsraten von einem Hyperfeinstrukturzustand in einen anderen geht auf [Bo63a, Bo63b] zurück. Eine Behandlung für das HERMES-Target findet sich bei [Br95].

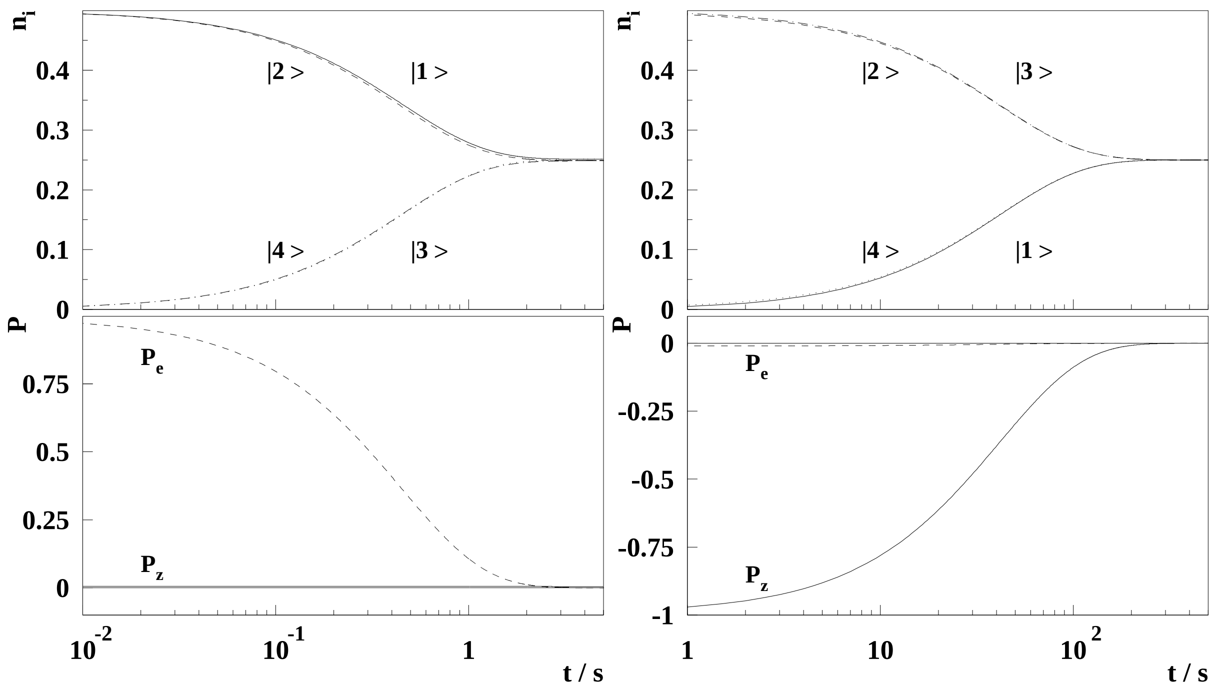

Abb. 4.2:
Spinrelaxation von Wasserstoff durch Wandstöße in einem starken Magnetfeld von $B = 350$ mT nach [Br95]. Oben sieht man die Relaxation der Besetzungszahlen, unten das Verhalten der Polarisation. Links wurde positive Elektronenpolarisation injiziert, rechts negative Kernpolarisation. Die Zeitskala rechts ist um einen Faktor 100 im Vergleich zur linken Skala gestreckt.

In einem starken Magnetfeld sind die Kernspins von den Elektronenspins weitestgehend entkoppelt (Kap. 2.1). Da die oben angesprochene Wechselwirkung an den Elektronenspins angreift, relaxieren die Kerne weit langsamer als die Elektronen.

Abb. 4.2 illustriert das Wandstoßrelaxationsverhalten eines anfangs polarisierten und dann sich selbst überlassenen Gases als Funktion der Zeit. Die Bilder oben zeigen die Relaxation der Hyperfeinstrukturzustände n_i, die unteren das dazugehörende Verhalten von Kern- und Elektronenpolarisation P_z und P_e. Jeweils links wurde von einer anfänglichen positiven Elektronenpolarisation ($P_e = +1$, Zustände $|\,1\,\rangle$ und $|\,2\,\rangle$ besetzt) ausgegangen, in den rechten Bildern von einer anfänglich negativen Kernpolarisation ($P_z = -1$, Zustände $|\,2\,\rangle$ und $|\,3\,\rangle$ besetzt). Man sieht, daß das Relaxationsverhalten sich ähnelt, allerdings ist die Kernrelaxation um einen Faktor 100 zeitlich gestreckt. Mit merklichen Effekten auf die Kernpolarisation erst nach etwa einer Sekunde gibt es bei der HERMES-Speicherzelle aufgrund der mittleren Aufenthaltsdauer der Atome in der Zelle von etwa drei Millisekunden keine nennenswerte Kerndepolarisation allein durch Wandstoßeffekte.

4.2.2 Spinaustauschstöße

Bei Spinaustauschstößen handelt es sich um eine Wechselwirkung zweier Atome aus der Gasphase untereinander. Stoßen zwei Targetatome in der Gasphase, kann es über eine Wechselwirkung der Elektronenspins zu einer Veränderung ihrer Hyperfeinstrukturzustände kommen. Erste theoretische Beschreibungen von Spinaustauscheffekten findet man bei [Pu56] und mit speziellem Hinblick auf ein Wasserstofftarget bei [Br95]. Der Spinaustauschwirkungsquerschnitt σ_{SE} ist nach [Da65] für eine gegebene Energie durch die Summe über alle Partialwellen mit Drehimpuls l

$$\sigma_{\mathrm{SE}} = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2(\eta_l^{(0)} - \eta_l^{(1)}) \tag{4.3}$$

definiert, mit $k = \mu v/h$, wobei μ die reduzierte Masse bedeutet. $\eta_l^{(0)}$ und $\eta_l^{(1)}$ sind die Streuphasen für Singulett- bzw. Triplettzustand. Vernachlässigt man die Ablenkung der Atome durch den Streuprozeß [Da65, Ma34, Sw85], erhält man aus (4.3) die Näherung

$$\sigma_{\mathrm{SE}} = 2\pi\int_0^{\infty}\sin^2\left(\frac{1}{2}\Phi(b)\right) b\mathrm{d}b\,. \tag{4.4}$$

b ist der Impaktparameter. Die Phase Φ ist die zeitlich oszillierende Streuphase des Gesamtsystems von Singulett- und Triplettzustand. Da für die über den Streuprozeß integrierte Phase $\Phi \gg 2\pi$ gilt, ist der Spinzustand der Elektronen nach dem Stoß statistisch verteilt. Ein Spinaustausch erfolgt deshalb mit einer Wahrscheinlichkeit von $\frac{1}{2}$. In dieser Definition sind allerdings auch Stöße berücksichtigt, bei denen sich die Hyperfeinstrukturzustände der beteiligten Atome nicht ändern. In guter Übereinstimmung mit theoretischen

$\sum_i m_F^{(i)}$	$\vert ab\rangle$
2	$\vert 11\rangle$
1	$\vert 12\rangle$ $\vert 14\rangle$
0	$\vert 13\rangle$ $\vert 22\rangle$ $\vert 24\rangle$ $\vert 44\rangle$
-1	$\vert 23\rangle$ $\vert 34\rangle$
-2	$\vert 33\rangle$

Tab. 4.1:
Paare von Hyperfeinstrukturzuständen im Wasserstoffatom nach der Summe ihrer magnetischen Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses geordnet. Spinaustauschstöße können nur stattfinden, wenn Anfangszustand und Endzustand innerhalb derselben Gruppe stehen. Übergänge zu anderen Gruppen sind aufgrund der Drehimpulserhaltung verboten.

Berechnungen [Al69, Al72, Wt56] ergab sich nach [De76] ein im Temperaturbereich zwischen 77 und 363 K nahezu konstanter Wert für den Spinaustauschwirkungsquerschnitt von $\sigma_{\mathrm{SE}} = 2,31(28) \cdot 10^{-15}\,\mathrm{cm}^2$.

Der Effekt des Spinaustausches wird auch für Laser getriebene Quellen benutzt. Hierbei werden Wasserstoff- oder Deuteriumatome durch Spinaustauschstöße mit optisch gepumptem Kalium polarisiert [Co92]. Die Auswirkungen von Spinaustauschstößen auf polarisierte Wasserstofftargets wird in [Wa93] behandelt.

Da Spinaustauschstöße der Drehimpulserhaltung gehorchen, muß die Summe der magnetischen Quantenzahlen des Gesamtdrehimpulses vor und nach dem Stoß dieselbe sein:

$$m_F^{(1)} + m_F^{(2)} = \text{konstant}\,. \tag{4.5}$$

Ordnet man die möglichen Paare von Hyperfeinstrukturzuständen zweier Wasserstoffatome nach der Summe ihrer magnetischen Quantenzahlen, ergibt sich Tab. 4.1. Spinaustauschstöße können einen gegebenen Anfangszustand $|\,ab\,\rangle$ nur in einen Endzustand $|\,cd\,\rangle$ überführen, der in derselben Gruppe (Zeile) innerhalb der Tabelle steht. Folglich gibt es bei reiner Injektion der einzelnen Zustände $|\,1\,\rangle$ oder $|\,3\,\rangle$ keine Möglichkeit der Relaxation durch Spinaustauschstöße, solange nicht durch Wandstoßrelaxation entsprechende Verunreinigungen mit anderen Hyperfeinstrukturzuständen erzeugt werden.

Abb. 4.3 zeigt das Relaxationsverhalten durch Spinaustauschstöße als Funktion der Zeit. Als Anfangsbedingung wurde $P_e = 0$ und $P_z = -1$ gewählt, d.h. die Hyperfeinstrukturzustände $|\,1\,\rangle$ und $|\,4\,\rangle$ sind unbesetzt und die Zustände $|\,2\,\rangle$ und $|\,3\,\rangle$ zu jeweils 50%. Die Besetzungszahlen zeigen für unterschiedliche Targethaltefelder (oben 350 mT, unten Nullfeld) abgesehen von einer zeitlichen Stauchung etwa um den Faktor 50 dasselbe Verhalten.

Im Starkfeldfall wird die Kernpolarisation durch Spinaustauschstöße teilweise in Elektronenpolarisation umgewandelt. Das System nähert sich einem Zustand an, in dem $P_e = P_z$ gilt. Dabei geht keine Polarisation verloren.

Im Nullfeld gilt wegen der Magnetfeldabhängigkeit der Polarisation (2.3) $P_e = P_z =$ konstant. Spinaustauschstöße können in diesem Fall nur durch die Messung der Hyperfeinstrukturbesetzung beobachtet werden. Auf P_e und P_z haben sie keinen Einfluß.

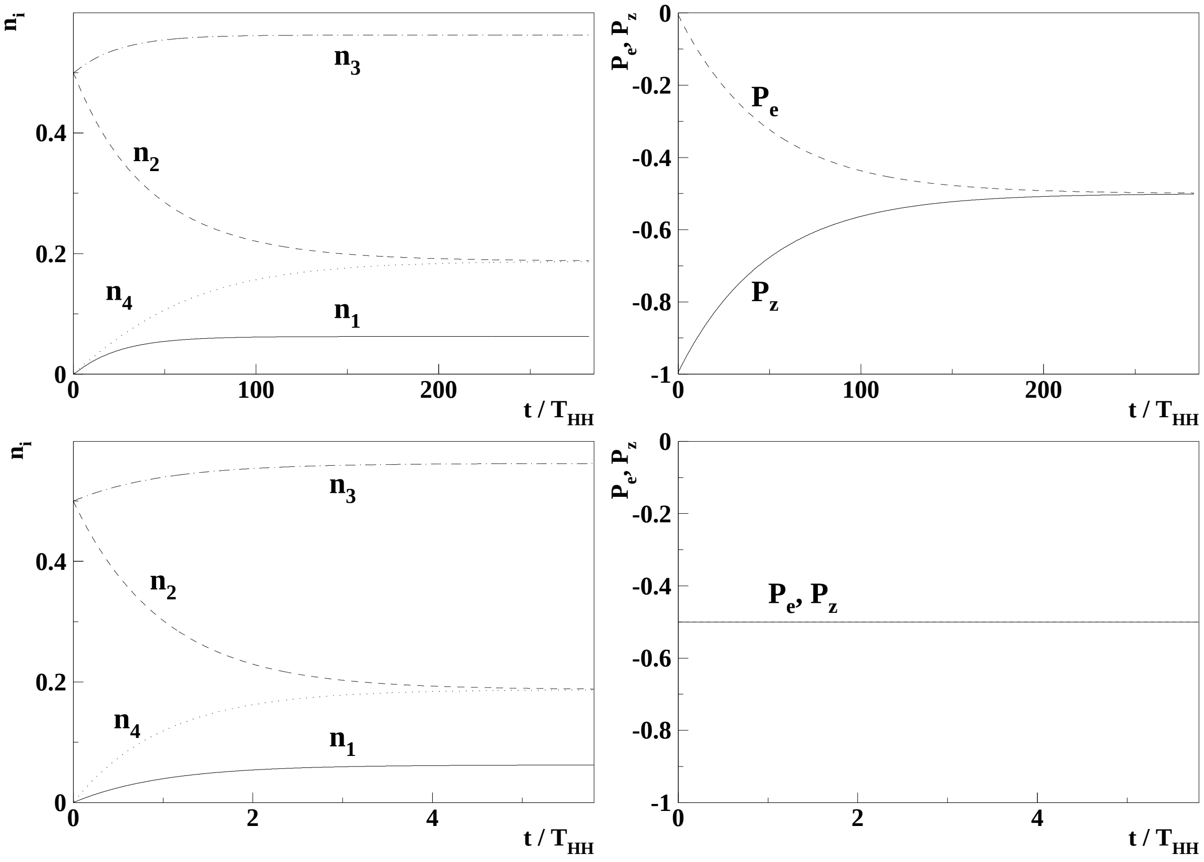

Abb. 4.3:
Spinrelaxation von Wassesrstoff durch Spinaustauschstöße nach [Br95]. Links sieht man das Verhalten der Besetzungszahlen, rechts das der Kern- und Elektronenpolarisation. Für die oberen Bilder gilt ein Haltefeld von 350 mT, bei den unteren Nullfeld. Als Zeiteinheit wurde die mittlere Zeit zwischen zwei Spinaustauschstößen T_{HH} gewählt. Die Anfangsbedingung entspricht $P_z = -1$, d.h. $n_1 = n_4 = 0$ und $n_2 = n_3 = 0.5$.

Aufgrund des Einflusses des Magnetfeldes auf die Berechnung der Polarisation (2.3) befinden sich die Polarisationswerte für den Fall des Nullfeldes konstant auf dem Wert, der bei 350 mT erst nach maximaler Relaxation durch Spinaustauschstöße erreicht wird, da für Nullfeld die Hyperfeinstrukturzustände $|\,2\,\rangle$ und $|\,4\,\rangle$ keine Polarisation tragen.

5 Simulation der Molekularströmung in der Zelle

Um die physikalischen Vorgänge innerhalb der Speicherzelle zu beschreiben, gibt es einerseits die Möglichkeit, die aus dem Relaxationsmodell nach [Br95] hervorgehenden Ratengleichungen für die zeitliche und räumliche Entwicklung der Besetzung der Hyperfeinstrukturzustände zu lösen [Ba98], oder andererseits, die Prozesse innerhalb der Speicherzelle unter Zuhilfenahme einer Monte-Carlo-Simulation zu simulieren.

Aufgabe dieser Monte-Carlo-Simulation sollte es sein, Aussagen über die Sensitivität der Analysatoren auf die einzelnen Bereiche der Speicherzelle, sowie über die in Kap. 1 eingeführten Samplingkorrekturen zu erlauben, die zur Ermittlung der tatsächlichen Polarisation des Targets (Gleichung 1.5) notwendig sind.

5.1 Grundlagen

Das Ziel der Monte-Carlo-Simulation ist es, Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Targetgases in der Speicherzelle ziehen zu können und diese Werte mit den gemessenen zu vergleichen. Dazu wird der Weg der Targetgasatome durch die Zelle simuliert und seine Historie protokolliert. Auf diese Weise erhält man Auskunft darüber, wie oft Teilchen in welchem Teil der Zelle mit der Zellwand stoßen und wie sich die detektierten Teilchen im Breit-Rabi-Polarimeter oder dem Targetgas-Analysator in ihrer Historie von dem Ensemble der Atome im Zellrohr der Targetzelle unterscheiden.

Da sich der maximale Druck im Zentrum der Speicherzelle in der Größenordnung von 10^{-5} mbar liegt, ergibt sich eine mittlere freie Weglänge der Targetgasatome von einigen Metern, die verglichen mit den Ausmaßen der Speicherzelle sehr groß ist. Daher befinden sich alle Targetgasatome im molekularen Strömungsbereich[9], in welchem eine Maxwell-Verteilung für die Geschwindigkeit der Teilchen gilt [Bi76]:

$$p(v)\mathrm{d}v \propto v^2 \cdot \exp\left(-\frac{m}{2\mathrm{k}T_{\mathrm{Gas}}} \cdot v\right) \mathrm{d}v\,. \qquad (5.1)$$

Dabei bezeichnet k die Boltzmannkonstante und $p(v)$ die Wahrscheinlichkeit eines Atoms mit der Masse m, eine Geschwindigkeit v bei einer Temperatur des Gases von T_{Gas} zu haben. Da das Gas bei seiner Diffusion durch die Zelle auch deren Temperatur annimmt, gilt $T_{\mathrm{Gas}} = T_{\mathrm{Zelle}}$. Damit ist die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Zelle eindeutig festgelegt, sobald die Atommasse m bekannt ist.

Das tatsächliche Strömungsverhalten des Targetgases wird durch eine Einteilchen-Simulation genähert. Diese Näherung ist wegen der großen freien Weglänge zulässig. Die im Vergleich zu den Wandstößen seltenen Spinaustauschstöße in der Gasphase können durch diese Näherung nicht mit der Monte-Carlo-Simulation beschrieben werden. Bei

[9]Dabei bestimmt die Wechselwirkung der Gasatome mit den Zellwänden das Strömungsverhalten, die Stöße der Atome untereinander sind vernachlässigbar.

dieser Einteilchen-Simulation werden die Trajektorien einzelner Atome durch die Speicherzelle simuliert.

Das Simulationsprogramm wurde auf der Grundlage einer schon existierenden Datenstruktur [Br95] entwickelt, innerhalb derer sich nahezu beliebige Geometrien in Form von zweidimensionalen Flächen im dreidimensionalen Raum im Computer repräsentieren lassen. Als geometrische Grundelemente sind Ebenen, Zylinder, Kegel, Rohre mit elliptischen Querschnitt, Kugeln und Tori vorgegeben, die sich im dreidimensionalen Raum beliebig anordnen lassen. Die Kontaktstellen der unterschiedlichen geometrischen Elemente lassen sich durch spezielle Funktionen leckfrei miteinander *verschweißen*, so daß wirklich geschlossene Figuren erzeugt werden können, aus denen die in der Simulation punktförmigen Atome nicht entweichen können[10]. Eine weitere Klasse von Funktionen ist für die Berechnung von Schnittpunkten von Geraden mit den definierten Flächen sowie einiger anderer geometrischer Größen zuständig. Um allerdings nützliche Schlußfolgerungen für gültige Samplingkorrekturen zu erhalten, mußte insbesondere die Analyse der Monte-Carlo-Simulation erheblich erweitert werden.

Ein einzelnes Teilchen startet am Eingang des Injektionsrohres seinen Weg durch die Speicherzelle. Die Anfangsbedingungen werden durch einen Ort auf der gedachten Eingangsfläche, sowie einen Richtungsvektor gegeben. Diese beiden Vektoren wurden im Vorfeld durch eine Simulation des Sechspolmagnetsystems der Atomstrahlquelle erzeugt.

Diese Anfangsbedingungen definieren eine Gerade, die Teilchentrajektorie. Davon ausgehend wird zunächst der Schnittpunkt der Trajektorie mit den Wänden der Speicherzelle berechnet, wo das Teilchen von der Wand adsorbiert wird. Die Desorption des Teilchens von der Oberfläche wird durch einen von dort aus zufällig generierten Richtungsvektor für die Teilchentrajektorie simuliert. Zunächst wird der Vektor für die Normalenrichtung relativ zur adsorbierenden Oberfläche errechnet, bezüglich dessen dann der Richtungsvektor erzeugt wird.

Im thermischen Gleichgewicht genügt die Intensitätsverteilung des Desorptionsvorgangs aus Isotropiegründen einer $\cos\theta$-Verteilung [Kn15, Cm85]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \propto \cos\theta\,. \tag{5.2}$$

Integriert man diese Gleichung nun über den Azimutwinkel ϕ, der zwischen 0 und 2π gleichverteilt ist, so erhält man eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Polarwinkel θ:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\theta} \propto \sin 2\theta\,. \tag{5.3}$$

[10] Infolge der endlichen Rechengenauigkeit können die simulierten Teilchen insbesondere an den Kontaktstellen aus geschlossenen Geometrien, ähnlich wie in der Realität, *herauslecken*. Dieser Prozeß wird in der Simulation durch aufwendige Algorithmen unterdrückt

Dieser Adsorptions- und Desorptionsprozeß wiederholt sich so lange, bis das Teilchen eine Öffnung der Zellgeometrie trifft, welche das Zellinnere mit der *Außenwelt* verbindet:

- die Eingangsfläche des Injektionsrohres,
- die Ausgangsfläche der Probenrohrverlängerung,
- die beiden Öffnungen des Strahlrohrs und
- die Öffnungen der Zellverlängerung zur Unterdrückung von *Wakefields*.

Trifft ein Teilchen die Austrittsfläche der Probenrohrverlängerung, so wird eine weitere Schnittpunktsberechnung durchgeführt, um zu ermitteln, ob das simulierte Atom die Akzeptanzfläche einer der beiden Analysatoren trifft. Die Daten der Geometriedefinitionen für die Monte-Carlo-Simulation sind in Anhang B zu finden.

5.2 Die Struktur der Daten

5.2.1 Stoßalterverteilungen

Von der Monte-Carlo-Simulation werden sogenannte Stoßalterverteilungen $H(c)$ erzeugt, auf Basis derer die Analyse durchgeführt werden soll. Sie geben die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Teilchen mit c Wandstößen in einer Teilchenprobe, z.B. dem Probenstrahl, auftritt. So wird z.B. beim Austreten aus der Zellgeometrie entsprechend des Stoßalters c die Häufigkeit im Histogramm $H(c)$ für diese spezielle Austrittsfläche inkrementiert. Sowohl Rekombinations- als auch Relaxationsprozesse lassen sich unter Verwendung dieser Stoßalterverteilungen und einer oberflächenspezifischen Größe $\gamma_{p,r}$ beschreiben. Dieser Parameter gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Teilchen während eines Wandstoßes rekombiniert (γ_r) oder relaxiert (γ_p). Der funktionale Zusammenhang der Wahrscheinlichkeit $W_{p,r}(c)$, daß ein injiziertes Teilchen mit einem bestimmten Stoßalter c immer noch dieselben Eigenschaften besitzt wie bei der Injektion, ist von der Form

$$W_{p,r}(c) = (1 - \gamma_{p,r})^c \,. \tag{5.4}$$

Für die Ermittlung der Polarisation eines Ensembles von Atomen, die ins Breit-Rabi-Polarimeter gelangen ($P_{\text{atom}}^{\text{BRP}}$), gilt also bei einem entsprechenden Parameter γ_p unter Berücksichtigung aller vorkommenden Stoßalter

$$P_{\text{atom}}^{\text{BRP}} = P_0 \cdot \frac{\int H(c) \cdot W_p(c) \mathrm{d}c}{\int H(c) \mathrm{d}c} \,, \tag{5.5}$$

wobei P_0 die injizierte Polarisation durch die Atomstrahlquelle bezeichnet. Die Gleichung für den atomaren Anteil α_{TGA} ist analog zu den Gleichungen (5.4) und (5.5), wobei γ_p dann durch ein γ_r für die Rekombinationswahrscheinlichkeit pro Wandstoß zu ersetzen ist.

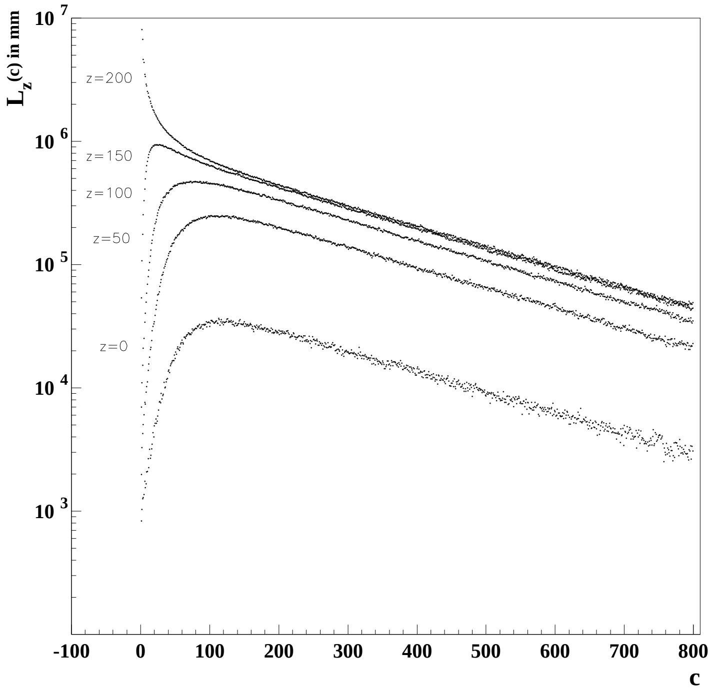

Abb. 5.1: Simulierte Weglängenverteilungen von unterschiedlichen Bereichen der Speicherzelle. Der Abstand in mm von dem strahlaufwärtigen Ende der Zelle ist durch den Parameter z gegeben. Bei $z = 200$ ist die Zellmitte, wo Injektionsrohr und Probenrohr angebracht sind. Wie zu erwarten, sind die Teilchen in einem Ensemble aus der Zellmitte deutlich jünger, als in einem Ensemble an den Enden der Zelle, was an der jeweiligen Position des Maximums zu sehen ist.

Um die gültigen Samplingkorrekturen c_P und c_α zu erhalten, müssen die so ermittelten Werte für die berechnete Polarisation im Breit-Rabi-Polarimeter und den berechneten Dissoziationsgrad im Targetgas-Analysator mit den für die Zelle berechneten Werten verglichen werden. Zu diesem Zweck wird das Strahlrohr der Zelle in 1 mm breite Scheiben unterteilt, zu denen neben der Stoßalterverteilung $H_z(c)$ einer Scheibe z jeweils eine Weglängenverteilung $L_z(c)$ gespeichert wird (Abb. 5.1). Diese Weglängenhistogramme sind analog zu den Stoßalterverteilungen aufgebaut, speichern aber nicht die Anzahl von Teilchen mit einer gewissen Anzahl von vorherigen Wandstößen, sondern den in der jeweiligen Scheibe z zurückgelegten Weg aller Teilchen eines bestimmten Stoßalters c. Dabei enthalten die $L_z(c)$ die Dichtewichtung, abhängig von der Position im Strahlrohr:

$$\int L_z(c)\mathrm{d}c \propto \rho(z)\,. \tag{5.6}$$

In Abb. 5.1 sieht man die höchste Dichte im Zellzentrum ($z = 200$) und die geringste Dichte an den Zellenden ($z = 0$). Mit Hilfe dieser Verteilungen können nun analog zu (5.5) auch die in der Zelle gültigen Werte für Polarisation und Dissoziationsgrad bestimmt werden, z.B.:

$$P_{\mathrm{atom}}(z) = P_0 \cdot \frac{\int L_z(c) \cdot W_p(c)\mathrm{d}c}{\int L_z(c)\mathrm{d}c}\,. \tag{5.7}$$

Anhand der Stoßalterverteilungen $H(c)$ und der Weglängenverteilung $L_z(c)$ kann eine Zelle mit homogener Oberfläche beschrieben werden. Es wurde aber beobachtet, daß während des Experiments die Eigenschaften der Zelloberfläche signifikant verändert wurden, was auf eine Wechselwirkung mit dem durch die Zellsektion laufenden Positronenstrahl von HERA deutete. Diese Wechselwirkung betrifft vorwiegend die Oberfläche des Strahlrohrs. Injektions- und Probenrohr werden durch den Strahl nicht beeinflußt, wodurch in der Zelle eine Inhomogenität entsteht. Daher ergab sich die Notwendigkeit, die Zelloberfläche in der Simulation in möglichst viele, bzgl. ihrer Eigenschaften voneinander entkoppelte Sektionen zu teilen. Um mehrere (zunächst zwei) verschiedene Oberflächeneigenschaften zu berücksichtigen, wurden die Stoßalterverteilungen von den bisherigen eindimensionalen Histogrammen $H(c)$ auf zweidimensionale Verteilungen $H(c_1, c_2)$ erweitert. Die Gleichungen (5.4) und (5.5) werden bei der Unterscheidung zwischen n verschiedenen Oberflächenarten dann zu

$$W_{p,r}(c_1, c_2, \ldots, c_n) = \prod_{i=1}^{n} (1 - \gamma_{p,r}^{(i)})^{c_i} \tag{5.8}$$

und

$$P_{\text{atom}}^{\text{BRP}} = P_0 \cdot \frac{\int H(c_1, c_2, \ldots, c_n) \cdot W_p(c_1, c_2, \ldots, c_n) \mathrm{d}c_1 \mathrm{d}c_2 \ldots \mathrm{d}c_n}{\int H(c_1, c_2, \ldots, c_n) \mathrm{d}c_1 \mathrm{d}c_2 \ldots \mathrm{d}c_n} . \tag{5.9}$$

Die Zunahme des Speicherbedarfs der Monte-Carlo-Simulation steigt allerdings exponentiell mit der Anzahl n der unterschiedlichen Oberflächen an. Dadurch stößt dieses Simulationsverfahren schnell an die Grenzen des Verwirklichbaren. Aus Speicherplatzgründen waren auf diese Weise nur Simulationen für 2 unterschiedliche Oberflächen durchführbar.

5.2.2 Lokale Teilchenhistorie

Gemäß der Anforderung, mehrere Oberflächensektionen der Speicherzelle bzgl. ihrer Eigenschaften voneinander unterscheidbar zu machen, wurde eine Veränderung der bestehenden Datenstruktur zur Verringerung des Speicherbedarfs angestrebt.

Die Anzahl der möglichen unterschiedlichen Oberflächenarten innerhalb der Speicherzelle ist während der im Rahmen dieser Arbeit erstellten Untersuchungen auf 32 erhöht worden. Bei entsprechender Notwendigkeit kann diese Unterteilung aber noch wesentlich feiner gewählt werden.

Die 32 Oberflächen sind wie folgt eingeteilt:

- 28 unterscheidbare Oberflächenparameter des Strahlrohres in Form von je 2 cm breiten Scheiben,

- 1 Parameter für das Injektionsrohr,

- 1 Parameter für das Probenrohr,

- 1 Parameter für die Probenrohrverlängerung und

- 1 Parameter für die Zwischenfläche.[11]

Anstelle der bisherigen Stoßalterverteilungen werden nun Dateien der sogenannten *lokalen Teilchenhistorie* gespeichert. Dazu werden während der Bewegung der Teilchen durch die Zelle für jede der genannten Oberflächen die entsprechenden Stoßalter gezählt. Diese Oberflächen werden mit einem Index k bezeichnet. Das Histogramm, in dem die Stoßalter der k unterschiedlichen Oberflächen gezählt werden, nennt man das *Teilchenhistogramm*. C_k bezeichnet das Stoßalter eines Teilchens für die k-te Oberfläche. Bei einem zufällig ermittelten Wandstoß des Teilchens wird nun die gesamte bis dahin erlebte Historie aus dem Histogramm C_k als ein Eintrag in eine Datei geschrieben. Für jeden Teilbereich der Zelle wird jeweils eine eigene Datei angelegt. Diese zweite Unterscheidung in verschiedene Teilbereiche der Zelle wird mit z indiziert. Es entstehen dadurch z verschiedene Dateien mit jeweils k Spalten. Die Numerierung der Einträge, d.h. die Bezeichnung der Zeilen jeder Datei, erfolgt durch einen dritten Index i. Den Informationsgehalt einer solchen Datei nennt man die *lokale Teilchenhistorie* $C_k^i(z)$. Lokal deshalb, weil das Teilchenhistogramm eines jeden Teilchens ortsabhängig abgespeichert wird. Um eine statistische Unabhängigkeit der einzelnen Einträge zu gewährleisten, wird mittels einer zufälligen Auswahl nur etwa jedes tausendste Stoßereignis in eine Datei eingetragen.

Durch die Analyse dieser Dateien lassen sich nun auch Samplingkorrekturen für den denkbaren Fall vieler voneinander entkoppelter Oberflächeneigenschaften angeben. Gleichung (5.7) für die Polarisation an einem jeweiligen Ort z der Zelle verändert sich durch die neue Struktur zu

$$P_{\mathrm{atom}}(z) = P_0 \cdot \frac{\int \prod_k (1-\gamma_p^{(k)})^{C_k^i(z)} \mathrm{d}i}{\int \mathrm{d}i} . \tag{5.10}$$

Die im Breit-Rabi-Polarimeter gemessene Polarisation wird mit einer äquivalenten Formel berechnet. Dabei wird formal lediglich das 'z' durch 'BRP' ersetzt.

5.3 Die Datenanalyse

Dieses Kapitel widmet sich der Datenanalyse der gespeicherten Daten der Monte-Carlo-Simulation, aus denen sich zum Test der Funktionsfähigkeit der Monte-Carlo-Simulation auch die Häufigkeitsverteilung, wo die Teilchen die Zelle verlassen, das Dichteprofil des Targetgases innerhalb des Strahlrohres oder die Sensitivität der Analysatoren ermitteln läßt. Schließlich werden auch die Samplingkorrekturen c_p und c_α bestimmt, deren Kenntnis zur Angabe der mittleren Targetpolarisation mit möglichst kleinen Fehlern nötig ist.

[11] Aufgrund des doppelten Durchmessers der Probenrohrverlängerung gegenüber des Probenrohres gibt es eine Übergangsfläche zwischen den beiden Rohren, die senkrecht zur Strahlachse der Probenrohrverlängerung orientiert ist. Diese Fläche wird als *Zwischenfläche* bezeichnet.

Die auf 1 normierte Dichteverteilung $\rho(z)$ abhängig von den in Kap. 5.2.2 besprochenen Bereichen z des Strahlrohres der Speicherzelle läßt sich auf Basis der Dateien der lokalen Teilchenhistorie ermitteln durch

$$\rho(z) \equiv \rho_k = \frac{\sum_{i,z} C_k^i(z)}{\sum_{i,k,z} C_k^i(z)} . \tag{5.11}$$

Dabei kann der Index k in einen Index z umgeschrieben werden, da beide als Ortskoordinate interpretierbar sind. Diese normierte Dichte kann im folgenden als Wichtungsfunktion verwendet werden. Die Anwendung von Gleichung (5.11) erfordert auch eine ausreichend feine Ortsauflösung der Oberflächenstruktur.

Um auf die Sensitivität S_k des Breit-Rabi-Polarimeters und des Targetgas-Analysators schließen zu können, wird eine Verteilung der Stoßbereiche der in den jeweiligen Analysator einströmenden Teilchen berechnet:

$$S_k(\mathrm{BRP}, \mathrm{TGA}) = \frac{\sum_i C_k^i(\mathrm{BRP}, \mathrm{TGA})}{\sum_{i,k} C_k^i(\mathrm{BRP}, \mathrm{TGA})} . \tag{5.12}$$

Damit erhält man u.a. ein Maß dafür, wie sensitiv die beiden Analysatoren auf Veränderungen der Zelloberfläche an den Flügelenden reagieren. Die Ergebnisse für das Dichteprofil $\rho(z)$ sowie die Sensitivität von Targetgas-Analysator $S_k(\mathrm{TGA})$ und Breit-Rabi-Polarimeter $S_k(\mathrm{BRP})$ sind in Kap. 5.4 zu finden.

Um die Samplingkorrekturen c_p und c_α zu erhalten, müssen die Werte des Samples von Atomen, die in den jeweiligen Analysator gelangen, mit den im Mittel in der Zelle herrschenden Bedingungen verglichen werden. Da diese Informationen mit Hilfe der Simulation zugänglich sind, läßt nach deren Berechnung die Kenntnis der in der Realität gemessenen Werte einen Rückschluß auf die mittleren Werte innerhalb des Wechselwirkungsbereichs mit dem Positronenstrahl von HERA zu. Das Ziel ist es, diese Angabe der Targetwerte, wie sie der Positronenstrahl sieht, mit einem möglichst kleinen Fehler zu gewährleisten.

Für die Bestimmung von c_α ist die Kenntnis der Dissoziationsgrade α^{TGA} und α^T nötig. Während der Dissoziationsgrad im Targetgas-Analysator einfach gleich dem atomaren Anteil n_a^{TGA}

$$\alpha^{\mathrm{TGA}} = n_a^{\mathrm{TGA}} \tag{5.13}$$

ist, muß zur Berechnung des Mittelwerts innerhalb des Strahlrohrs α^T auch der molekulare Anteil n_m

$$n_m = 1 - n_a \tag{5.14}$$

berücksichtigt werden, da die Moleküle sich aufgrund ihrer geringeren thermischen Geschwindigkeit länger im Wechselwirkungsbereich aufhalten als die Atome:

$$\alpha^T = \frac{n_a^T}{n_a^T + \sqrt{2} \cdot n_m^T} = \frac{n_a^T}{\sqrt{2} + (1 - \sqrt{2}) \cdot n_a^T} . \tag{5.15}$$

An dieser Stelle soll angemerkt werden, daß in der obigen Form der Gleichungen (5.13) und (5.15) von einem injizierten reinen Atomstrahl ohne molekularen Anteil ausgegangen wird. Andernfalls müssen beide Gleichungen mit einem Faktor α_0 multipliziert werden, um dem ballistisch injizierten molekularen Anteil Rechnung zu tragen. Da aber für die Ermittlung von c_α das Verhältnis von α^T zu α^{TGA} gebildet wird, spielt der injizierte molekulare Anteil keine Rolle bei der Berechnung der Samplingkorrektur. Die Relevanz von α_0 kommt bei der Berechnung der Targetpolarisation in Gleichung (1.5) wieder zum Tragen.

In der für den atomaren Anteil zur Gleichung (5.10) analogen Gleichung, wird aufgrund der diskreten und endlichen Anzahl der gespeicherten Teilcheninformationen die Integration durch eine Summation ersetzt. Die allgemeine Form für den atomaren Anteil $n_a(z)$ an einer bestimmten Stelle k der Geometrie lautet dann bei einer Gesamtzahl von n gesammelten lokalen Teilchenhistorien i und 32 unterscheidbaren Oberflächen k

$$n_a(z) = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^{n} \prod_{k=1}^{32} (1 - \gamma_r^{(k)})^{C_k^i(z)} \,. \tag{5.16}$$

Für die Ermittlung von α^{TGA} muß mit Gleichung (5.13) in Gleichung (5.16) nur noch das z durch den Index TGA ersetzt werden. Der Mittelwert des atomaren Anteils innerhalb des Strahlrohrs n_a^T ergibt sich nach Summation des atomaren Anteils $n_a(z)$ aller 28 Scheiben des Strahlrohrs gewichtet mit der atomaren Dichte $\rho(z)$ aus Gleichung (5.11) in der jeweiligen Scheibe z:

$$n_a^T = \sum_{z=1}^{28} \rho(z) \cdot n_a(z) \,. \tag{5.17}$$

Mit Kenntnis dieses Wertes ist auch der Dissoziationsgrad innerhalb der Zelle α^T in Gleichung (5.15) bestimmt, und die gesuchte Samplingkorrektur c_α kann durch die Abhängigkeit der gemessenen von den real in der Zelle herrschenden Werten angegeben und graphisch dargestellt werden (Kap. 6).

Für die Ermittlung der Samplingkorrektur des Breit-Rabi-Polarimeters c_p ist man nicht auf die Bestimmung des molekularen Anteils angewiesen, da bei der Messung der Polarisation des Breit-Rabi-Polarimeters nur die atomare Polarisation bestimmt wird. Damit ergeben sich analog zum Dissoziationsgrad in den Gleichungen (5.16) und (5.17) die Formeln für die Polarisation zu:

$$P_{\mathrm{atom}}(z) = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^{n} \prod_{k=1}^{32} (1 - \gamma_p^{(k)})^{C_k^i(z)}\Big) \tag{5.18}$$

und

$$P_{\mathrm{atom}}^T = \sum_{z=1}^{28} \rho(z) P_{\mathrm{atom}}(z) \,. \tag{5.19}$$

Hierbei wird von einer injizierten Polarisation durch die Atomstrahlquelle von 1 ausgegangen. Der Faktor P_0 aus Gleichung (5.10) fällt für die Ermittlung der Samplingkorrektur

c_p nicht ins Gewicht, da er sich im Verhältnis P^T/P_{BRP} herauskürzt. Bei der Berechnung der Targetpolarisation (1.5) muß dieser Faktor allerdings berücksichtigt werden.

5.4 Testergebnisse

Mehrere Größen, die sich mit Hilfe der Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation ermitteln lassen, können mit Werten anderer Bestimmungsmethoden verglichen werden. Dazu gehört u.a. der Vergleich der simulierten Daten, wieviele Teilchen im Schnitt durch welchen möglichen Ausgang die Zelle verlassen, mit den ensprechenden Werten, die durch die Leitwerte der einzelnen Zellteile berechnet werden können. Weiterhin wird in diesem Kapitel das Dichteprofil innerhalb der Strahlrohrs mit den theoretischen Vorhersagen verglichen und die Sensitivität der Analysatoren gezeigt.

5.4.1 Verteilung der Austrittshäufigkeit aus den Öffnungen der Speicherzelle

Durch einen Vergleich der Anzahl der Teilchen, welche die Zelle durch einen jeweiligen Ausgang verlassen, mit der Gesamtanzahl aller injizierten Teilchen, läßt sich die relative Häufigkeit der entsprechenden Ausgänge angeben und mit über die Leitwerte errechneten Häufigkeiten vergleichen.

Es gibt an der Speicherzelle vier mögliche Ausgänge für die injizierten Teilchen: Wieder zurück durch das Injektionsrohr, an den Enden der beiden Flügel des Strahlrohrs und durch Probenrohr und Verlängerungsrohr in Richtung der Analysatoren. Da zwischen der Austrittsfläche des Verlängerungsrohres und den Akzeptanzflächen von Breit-Rabi-Pola-

	L/mm	U/mm	$C_{\mathrm{geom}}/\mathrm{ls}^{-1}$	$\frac{\mathbf{C}_{\mathrm{geom}}}{\mathbf{C}_{\mathrm{cell}}}$	**MC–Ergebnisse**
je Flügel d. Strahlrohrs	200	64,9	0,674	**39,1 %**	**39,0 %**
Injektionsrohr	100	31,4	0,3353	**19,5 %**	**19,3 %**
Probenrohr	100	15,7	0,04453		
Verlängerungsrohr	120	31,4	0,285		
Probenrohr + Verl.			0,03851	**2,2 %**	**2,4 %**
Targetgas-Analysator					**0,12 %**
Breit-Rabi-Polarimeter					**0,01 %**

Tab. 5.1: Häufigkeiten des Austrittsortes aus der Speicherzelle. Fettgedruckt sind die Ergebnisse der Berechnung aus den Leitwerten (links) und die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation (rechts). Die Länge des entsprechenden Rohrs ist mit L, dessen Umfang mit U und deren geometrieabhängiger Leitwert mit C_{geom} bezeichnet. Der Gesamtleitwert C_{cell} ist die Summe aller Leitwerte der Teilkomponenten der Targetzelle.

rimeter und Targetgas-Analysator noch 80 bzw. 11 cm freier Flugweg liegen, gelangt von den aus dem Probenrohr austretenden Teilchen nur ein Bruchteil in die Analysatoren.

In Gleichung (2.6) wurde bereits der Leitwert, der ausschließlich von der Geometrie der Zelle abhängt, von dem von Zelltemperatur T und Teilchenmasse M abhängigen Term $\sqrt{(T/M)}$ getrennt. Die Berechnung dieser geometrieabhängigen Leitwerte C_{geom} der einzelnen Zellteile stützt sich auf die Formel für Leitwerte von Rohren mit beliebigem Querschnitt [Ro90]

$$C_{\mathrm{geom}} = 3,64 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{S^2}{0,19 \cdot L \cdot U + S} . \tag{5.20}$$

Dabei bezeichnet S die Querschnittsfläche in mm^2, L die Rohrlänge und U den Umfang jeweils in mm. Die Leitwerte haben die Einheit ls^{-1}.

In Tab. 5.1 sind sowohl die Simulationsergebnisse, als auch die mit Gleichung (5.20) berechneten Werte aufgeführt. Der Leitwert der gesamten Speicherzelle C_{cell} berechnet sich als Summe der Leitwerte der beiden Flügel, des Injektionsrohrs und des Probenrohrs inklusive der Verlängerung.

5.4.2 Dichteverteilung

Innerhalb des Strahlrohrs erwartet man in der Zellmitte die höchste Teilchendichte, die zu den Flügelenden hin linear abnimmt. Durch die Simulation wurden vergleichbare Ergebnisse produziert, die mit Gleichung (5.11) ermittelt wurden. Die simulierte Dichteverteilung $\rho(z)$ ist in Abb. 5.2 zu sehen. Sie zeigt das erwartete Dreiecksprofil.

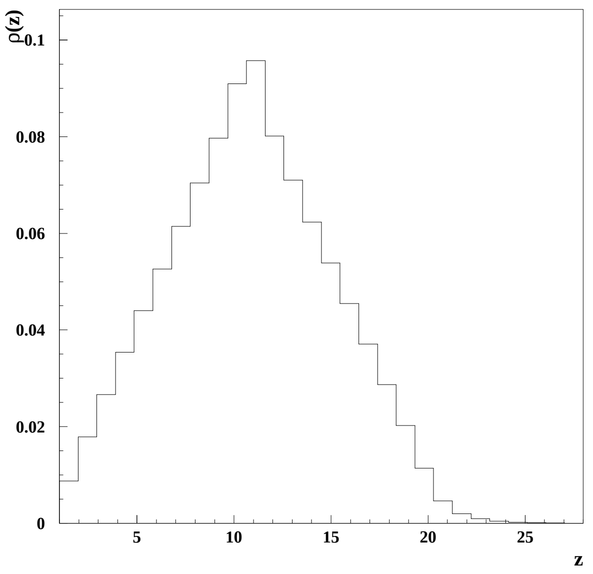

Abb. 5.2:
Dichteverteilung $\rho(z)$ innerhalb des Strahlrohrs. Die gezeigten Daten wurden mit der Monte-Carlo-Simulation mit je einem Wert pro z-Scheibe der Breite 2 cm erzeugt. Ab der 21. Scheibe beginnt die Zellverlängerung mit Löchern zum Abpumpen des Targetgases, wo die Dichte schnell abfällt. Man erkennt die Symmetrie der beiden Flügel, sowie den linearen Dichteabfall zu deren Enden.

5.4.3 Sensitivität der Analysatoren

Die Kenntnis darüber, wo die Teilchen innerhalb des Strahlrohrs gewesen sind, wenn sie in einen der beiden Analysatoren gelangen, läßt auch eine Angabe ihrer Sensitivität auf die unterschiedlichen Bereiche der Zelle zu, und damit eine Abschätzung der Auswirkung von lokal begrenzter extremer Oberflächenbeschädigung auf die gemessenen Werte.

Mit Hilfe von Gleichung (5.12) lassen sich die Sensitivitäten des Targetgas-Analysators und des Breit-Rabi-Polarimeters auf die einzelnen Bereiche des Strahlrohrs angeben. Abb. 5.3 zeigt einen direkten Vergleich der beiden Analysatoren.

Obwohl die geometrische Anordnung im Bezug auf die Achse des Probenrohrs bei Breit-Rabi-Polarimeter und Targetgas-Analysator unterschiedlich sind (der Targetgas-Analysator ist um 7° gegen die Achse geneigt, das Breit-Rabi-Polarimeter liegt genau auf der Achse), ist die Sensitivität auf die unterschiedlichen Bereiche des Strahlrohrs gleich. Die geringen Unterschiede in der graphischen Darstellung ergeben sich aufgrund der statistisch genaueren Aussage für den Targetgas-Analysator (Tab. 5.1).

Auch wenn die Sensitivitäten der Analysatoren sehr ähnlich ist, sind die jeweiligen Teilchenhistorien deutlich unterschiedlich. Generell erfahren Teilchen, die in den Targetgas-Analysator gelangen, im Schnitt insgesamt etwa 667 Wandstöße, während Teilchen,

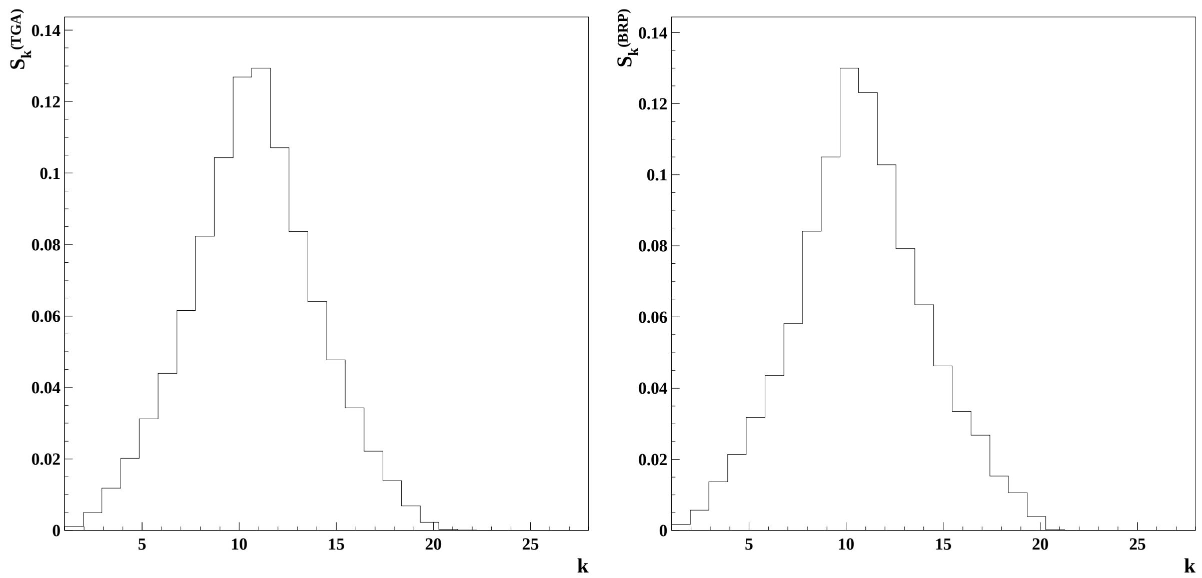

Abb. 5.3:
Sensitivität des Targetgas-Analysators (links) und des Breit-Rabi-Polarimeters (rechts) auf Stöße in den einzelnen Bereichen des Strahlrohrs der Speicherzelle. Dabei bezeichnet k die Position innerhalb des Strahlrohrs und das jeweilige S_k die relative Häufigkeit von Wandstößen eines detektierten Teilchens auf dem entsprechenden Teil der Zelle.

die ins Breit-Rabi-Polarimeter gelangen, im Schnitt nur etwa 423 Wandstöße zu verzeichnen haben.

Die Teilchen, die später den Targetgas-Analysator erreichen, müssen ihren letzten Wandstoß in den letzten 80 mm der Probenrohrverlängerung machen. Dadurch stoßen diese Teilchen sehr viel öfter im Probenrohr und dessen Verlängerung, als diejenigen, die ins Breit-Rabi-Polarimeter gelangen. Das Breit-Rabi-Polarimeter können Teilchen auch direkt aus dem Zellrohr erreichen. Daher haben die Teilchen im Breit-Rabi-Polarimeter nur etwa 43% der Anzahl an Stößen im Probenrohr und im Verlängerungsrohr, wie diejenigen im Targetgas-Analysator.

Veränderungen der Oberfläche des Probenrohrs oder des Verlängerungsrohrs haben also eine stärkere Auswirkung auf die Messungen des Targetgas-Analysators, als auf die des Breit-Rabi-Polarimeters.

Die Anzahl an Stößen innerhalb des Injektionsrohrs ist bei den detektierten Teilchen der beiden Analysatoren nachgewiesenermaßen gleich.

6 Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation

Das Ziel der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Monte-Carlo-Simulation ist es, Studien mit den verschiedensten denkbaren Modellen zur Oberflächenbeschaffenheit der Targetzelle zu ermöglichen. Berücksichtigt werden sollten hierbei die Effekte der Rekombination und der Spinrelaxation. Mittels dieser Studien ist es möglich, einen Vergleich der in den Analysatoren gemessenen Werte für die Polarisation und den Dissoziationsgrad des Probegases mit den im Mittel im Strahlrohr vorherrschenden Bedingungen anzustellen. Die Abweichung der gemessenen Werte von denen innerhalb des Strahlrohrs muß bei der Angabe der Targetpolarisation in Gleichung (1.5) durch eine jeweilige Samplingkorrektur berücksichtigt werden.

Im folgenden werden die Ergebnisse für diese Samplingkorrekturen für unterschiedliche Oberflächenbeschaffenheiten diskutiert.

6.1 Homogene Zelloberfläche

Unter einer homogenen Zelloberfläche versteht man in diesem Zusammenhang die Möglichkeit der Beschreibung der Oberfläche durch nur jeweils einen Parameter, der Rekombinationswahrscheinlichkeit γ_r und der Depolarisationswahrscheinlichkeit γ_p eines Targetatoms während eines Stoßes mit der Zellwand. Die entsprechenden Werte wurden mittels der Gleichungen (5.13)-(5.19) für Wahrscheinlichkeiten γ, die für jede Scheibe z der Zelle denselben Wert im Bereich $[0, 10^{-2}]$ haben, ermittelt.

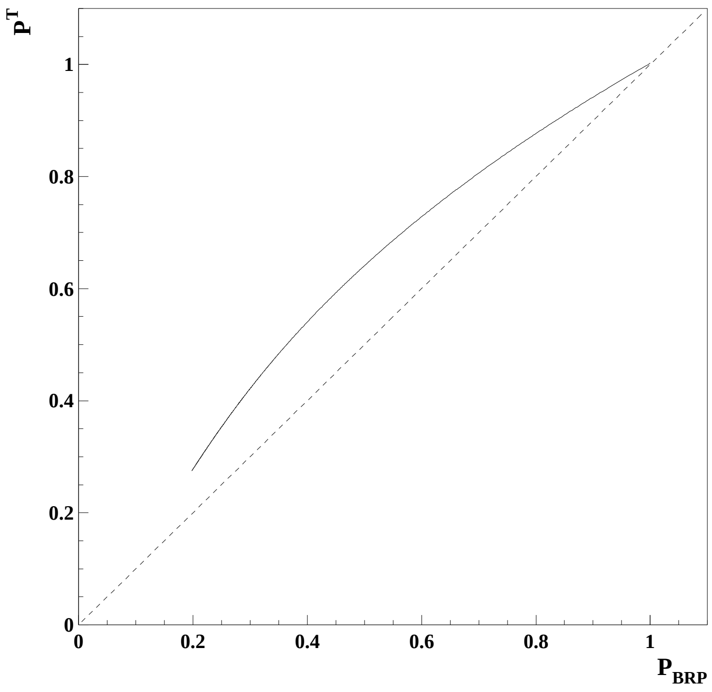

Abb. 6.1:
Die Abhängigkeit der Werte in der Zelle von den gemessenen zur Ermittlung der Samplingkorrekturfunktion für die Polarisation c_p im Falle einer homogenen Zelloberfläche. Die angegebenen Polarisationen sind jeweils atomare Polarisationen. Die gestrichelte Linie stellt den Fall $P^T = P_{\mathrm{BRP}}$ dar, d.h. $c_p = 1$.

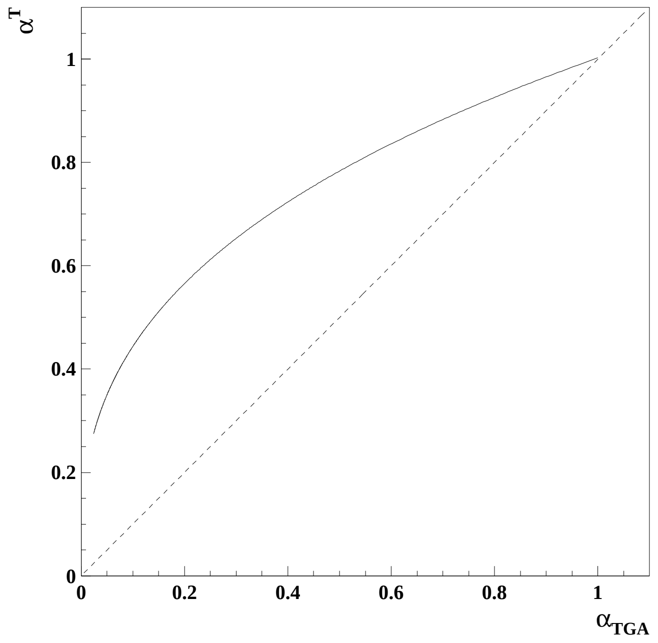

Abb. 6.2:
Die Abhängigkeit der Werte in der Zelle von den gemessenen zur Ermittlung der Samplingkorrekturfunktion für den Dissoziationsgrad c_α im Falle einer homogenen Zelloberfläche. Die gestrichelte Linie stellt den Fall $\alpha^T = \alpha_{\text{TGA}}$ dar, d.h. $c_\alpha = 1$.

Da die Teilchen, die ins Breit-Rabi-Polarimeter oder den Targetgas-Analysator gelangen, deutlich mehr Wandstöße erfahren haben, als dies für das durchschnittliche Teilchen innerhalb der Speicherzelle der Fall ist, müssen die gemessenen Werte im Falle einer homogenen Oberfläche niedriger sein, als die Werte im Strahlrohr. Die Simulationsergebnisse bestätigen diese Überlegung. In Abb. 6.1 sind die Werte im Strahlrohr gegen die Werte im Breit-Rabi-Polarimeter aufgetragen. Die durch die Variation von γ_p errechnete Kurve liegt oberhalb der Winkelhalbierenden, das heißt, daß die gemessenen Werte nach oben korrigiert werden müßten.

Ebenso wie für die Polarisation treffen die Voraussagen für eine oberhalb der Winkelhalbierenden liegende Samplingkorrektur auch für den Dissoziationsgrad des Gases, gemessen durch den Targetgas-Analysator, zu. Bei dem Dissoziationsgrad ist die Korrektur nach oben sogar noch deutlicher, was auf das höhere mittlere Stoßalter der Teilchen im Targetgas-Analysator zurückzuführen ist. Die Werte des Dissoziationsgrads in der Zelle sind in Abb. 6.2 gegen die gemessenen Werte des Targetgas-Analysators aufgetragen. Dieser Plot bestätigt bereits bestehende Ergebnisse auf der Basis einer anderen Monte-Carlo-Simulation in [Ba96]. Beide Ergebnisse basieren auf der Annahme einer dichteunabhängigen Rekombinationswahrscheinlichkeit γ_r.

Aus den in den Abb. 6.1 und 6.2 gezeigten Kurven läßt sich die jeweilige Samplingkorrektur ermitteln durch:

$$c_p(P_{\text{BRP}}) = \frac{P^T(P_{\text{BRP}})}{P_{\text{BRP}}} \qquad \text{und} \qquad c_\alpha(\alpha_{\text{TGA}}) = \frac{\alpha^T(\alpha_{\text{TGA}})}{\alpha_{\text{TGA}}}\,. \tag{6.1}$$

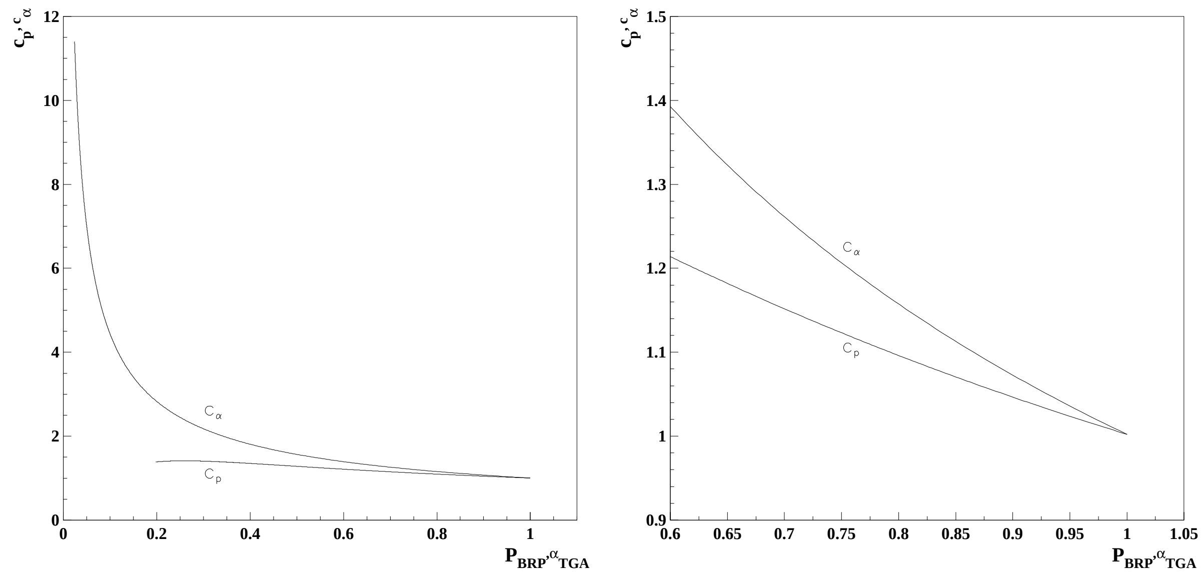

Abb. 6.3:
Die Samplingkorrekturen c_p und c_α als Funktion der jeweiligen Meßwerte nach Gleichung (6.1). Links ist der gesamte Meßbereich dargestellt, rechts nur der Ausschnitt, in dem die gemessenen Werte bei normalem Meßbetrieb liegen.

Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abb. 6.3 zu sehen. Auf dem linken Bild ist die gesamte Breite der möglichen Meßergebnisse durch den jeweiligen Analysator dargestellt, und der Unterschied zwischen c_α und c_p ist für Meßwerte unterhalb von 0,9 nicht vernachlässigbar. Allerdings bewegen sich die Messungen alle deutlich im oberen Bereich der Skala. Ein entsprechender Ausschnitt ist auf der rechten Seite zu sehen. Die Korrektur für den Dissoziationsgrad liegt jedoch immer über der für die Polarisation.

6.2 Inhomogene Zelloberfläche

Die Voraussetzung einer als homogen zu beschreibenden Oberfläche ist nicht akzeptabel für eine Analyse mit geringen systematischen Fehlern. Viele Vorfälle deuten darauf hin, daß die Oberflächeneigenschaften der Zellwände sich verändern. Geht beispielsweise der Positronenstrahl von HERA in der Nähe der HERMES-Targetzelle verloren, so wird eine große Energiemenge auf die Zellwand übertragen. Bei einem Zelltausch konnte man bereits deutlich sehen, daß die Wände infolge der unterschiedlichen thermischen Ausdehnung Dellen entwickelt hatten und die Beschichtung mit Drifilm beschädigt war. Daraus kann man auf eine erhebliche Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit der Targetzelle während des Maschinenbetriebs schließen. Eine Simulation der Targetzelle mit möglichst vielen voneinander unabhängigen Teilbereichen der Oberfläche ist also erforderlich.

6.2.1 Motivation am Beispiel zweier entkoppelter Oberflächen

An dieser Stelle sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß das Ziel der Monte-Carlo-Simulation **nicht** ist, die Rekombinations- und Depolarisationsparameter der realen HERMES-Speicherzelle zu quantifizieren. Vielmehr soll sie durch das *Durchspielen* von Fallbeispielen einen maximalen Bereich für die Samplingkorrekturen c_p und c_α liefern. Dieser Bereich wird im folgenden an einem einfachen Beispiel kurz erläutert und diskutiert. Dabei wird die gesamte Zelle in nur zwei entkoppelte Oberflächen aufgeteilt: Das Zellrohr und das Probenrohr inkl. Verlängerung. Stöße im Injektionsrohr werden dabei vernachlässigt, d.h. $\gamma^{\text{Injektionsrohr}} = 0$.

Betrachtet man den Vergleich von α^T und α_{TGA}, so ergab sich bei der Beschreibung der Zelle durch nur einen Oberflächenparameter eine Kurve durch Variation dieses Parameters (Abb. 6.2). Dadurch, daß nun für jeden der zwei Bereiche die Oberflächeneigenschaften getrennt verändert werden können, ergibt sich nicht nur eine einzelne Kurve, sondern eine ganze Kurvenschar.

Diese Kurvenschar bildet einen Bereich möglicher Samplingkorrekturen (Abb. 6.4). Dabei nennt man die untere Begrenzung des Bereichs das *Strahlrohrlimit*, welches sich bei Vernachlässigen der Stöße im Probenrohr (d.h. $\gamma_r^{\text{Probenrohr}} = 0$) durch Variation von $\gamma_r^{\text{Strahlrohr}}$ im Bereich von $[0, 10^{-2}]$ ergibt. Analog dazu heißt die obere Begrenzung *Probenrohrlimit*, bei dem bei $\gamma_r^{\text{Strahlrohr}} = 0$ der Parameter des Probenrohrs $\gamma_r^{\text{Probenrohr}}$ variiert wird.

Man sieht, daß bei der Folgerung von α_{TGA} auf α^T ein großer Fehler entsteht. Für

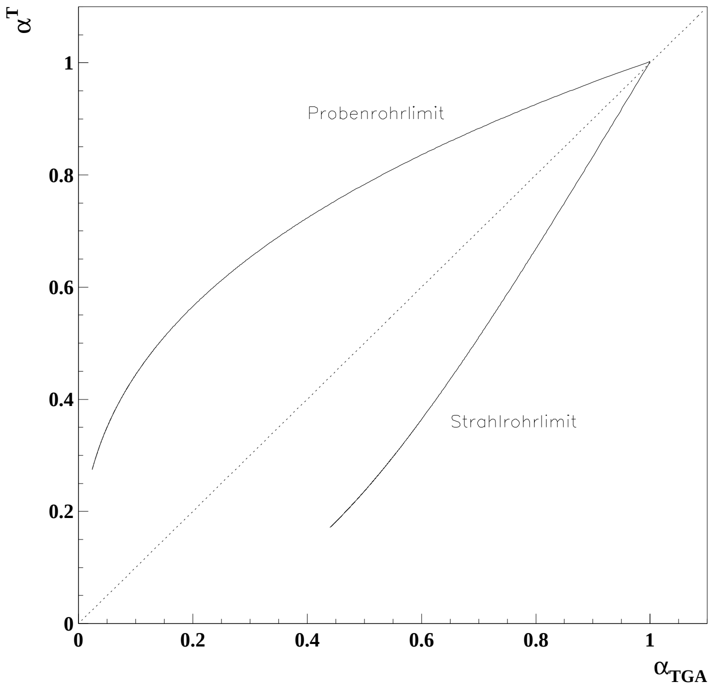

Abb. 6.4:
Bereich möglicher Samplingkorrekturen c_α am Beispiel zweier entkoppelter Oberflächen.
Fixiert man $\gamma_r^{\text{Strahlrohr}} = 0$ und variiert $\gamma_r^{\text{Probenrohr}}$ ergibt sich das *Probenrohrlimit*. Analog ergibt sich das *Strahlrohrlimit* für $\gamma_r^{\text{Probenrohr}} = 0$ und variiendes $\gamma_r^{\text{Strahlrohr}}$.

die durchschnittlichen Meßwerte ergab sich dadurch ein Fehler an der Targetpolarisation (1.5) von knapp 20% [Wi97].

Durch eine Beschreibung beliebiger Inhomogenitäten wird das Strahlrohrlimit noch weiter herabgesetzt, was den Fehler zusätzlich vergrößert. Eine Verringerung des systematischen Fehlers kann nur durch die Zuhilfenahme einer Einschränkung der möglichen Oberflächenparameter durch physikalische Zusammenhänge gemessener Werte erreicht werden. Diese Vorgehensweise wird im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

6.2.2 Beliebige Inhomogenitäten

Bei der Beschreibung der Zelloberfläche durch viele voneinander entkoppelte Bereiche wird hier immer davon ausgegangen, daß die Oberflächen im Injektions- und Probenrohr sowie dessen Verlängerung geringere Rekombinations- und Depolarisationswahrscheinlichkeiten haben, als die Oberfläche innerhalb des Strahlrohrs. Diese Voraussetzung stützt sich auf die Annahme, daß die Oberflächeneigenschaften durch den HERA-Positronenstrahl und dessen begleitende Synchrotronstrahlung verändert werden, was auf die seitlich angebrachten Rohre keinen Einfluß hat. Untermauern läßt sich diese Vermutung durch den folgenden Vergleich der Zählraten atomaren Wasserstoffs in den beiden Analysatoren direkt nach einem Beamdump des Positronenstrahls im HERMES-Bereich.

Man nimmt an, daß durch einen solchen Vorfall die Wasser- und die Drifilmbeschichtung beschädigt wird. Der durch den Targetgas-Analysator gemessene Dissoziationsgrad nahm dabei rapide von Werten um etwa 97% auf Werte zwischen 20% und 40% ab. Nach und nach verbesserten sich diese Werte wieder, was vermutlich auf das erneute Auffrieren von Wasser zurückzuführen ist. Während dieses Zeitraums des Auffrierens werden die Zählraten atomaren Wasserstoffs im Targetgas-Analysator und im Breit-Rabi-Polarimeter verglichen. Mit zunehmender Bedeckung der Oberfläche durch Wasser werden deren Eigenschaften bzgl. der Rekombination verbessert. Die Zählraten atomaren Wasserstoffs in den Analysatoren sollten sich also erhöhen.

Der Targetgas-Analysator ist sensitiver auf das Probenrohr und dessen Verlängerung als das Breit-Rabi-Polarimeter. Das liegt an der schon erwähnten Neigung des Targetgas-Analysators gegen die Achse des Probenrohrs um 7°, weshalb die in den Targetgas-Analysator gelangenden Teilchen im Probenrohr und dessen Verlängerung etwa doppelt so viele Stöße erfahren, wie Teilchen, die das Breit-Rabi-Polarimeter erreichen.

Würde das Probenrohr oder dessen Verlängerung durch einen Beamdump (beispielsweise über den Wärmetransfer über die Zellwand) beeinflußt, müßte sich während der Periode des erneuten Auffrierens von Wasser auch dort die Oberflächeneigenschaft nach und nach verbessern. Diese Verbesserung würde sich aber vorrangig auf die Meßwerte des Targetgas-Analysators auswirken. Vergleicht man die Zählraten während dieses Zeitraums miteinander (Abb. 6.5), sieht man einen linearen Zusammenhang, weshalb die Annahme

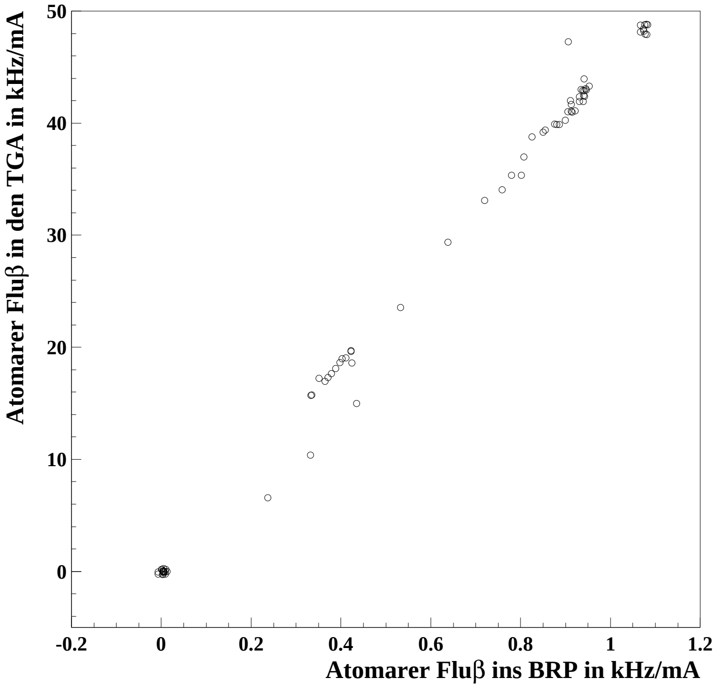

Abb. 6.5:
Zeitliche Veränderung des atomaren Flusses in die Analysatoren. Alle Werte sind auf den Emissionsstrom des jeweiligen Quadrupol-Massenspektrometers normiert.

eines bzgl. seiner Eigenschaften konstanten Probenrohrs und dessen Verlängerung gerechtfertigt ist.

Da es nicht möglich ist, die Veränderung der Oberflächeneigenschaften quantitativ aus Meßdaten zu erfassen, müssen für eine allgemeingültige Samplingkorrektur eine große Klasse aller denkbaren Szenarien simuliert werden. Dabei gilt es, diejenigen Oberflächenstrukturen zu finden, durch die sich das obere und untere Limit der Samplingkorrekturen ergeben. Da die Sensitivität sowohl des Breit-Rabi-Polarimeters als auch des Targetgas-Analysators auf die Enden der Flügel der Speicherzelle am geringsten ist (Abb. 5.3), würden sich extreme Verschlechterungen der Oberfläche in diesem Bereich zwar auf die Mittelwerte in der Zelle auswirken, jedoch nur in geringem Maße auf die gemessenen Werte durch die Analysatoren.

Dieser Fall wurde als extremste Annahme in der Analyse behandelt und für eine variierende Qualität der Probenrohroberfläche betrachtet. Dadurch ergeben sich bei einem Probenrohr mit sehr geringen Rekombinations- und Depolarisationswahrscheinlichkeiten pro Wandstoß ($\gamma_{p,r}^{\text{Probenrohr}} = 10^{-6}$) die Kurven der Werte in der Zelle in Abhängigkeit der gemessenen Werte durch den Targetgas-Analysator und das Breit-Rabi-Polarimeter in Abb. 6.6.

Im Gegensatz zu der Annahme einer als homogen beschreibbaren Zelloberfläche, müßten die gemessenen Werte nun in beiden Fällen nach unten korrigiert werden. Ebenso ist dies der Fall für eine in den äußeren Bereichen gute Oberfläche, die zum Zellzentrum hin immer schlechter wird. Die Kurven aus Abb. 6.6 verschieben sich dann zwar in Richtung der Winkelhalbierenden, liegen aber immer noch deutlich darunter, obwohl die Analysatoren

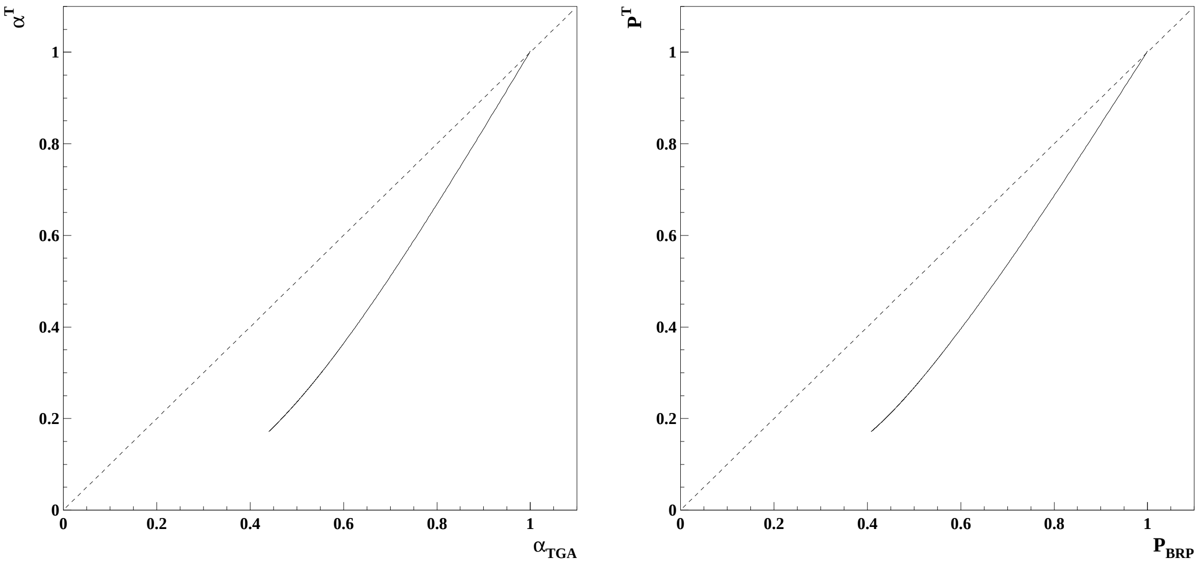

Abb. 6.6:
Abhängigkeit der Werte in der Zelle von den gemessenen für eine im Strahlrohr zu den Flügelenden hin *steigende* Rekombinations- bzw. Depolarisationswahrscheinlichkeit bei guten Oberflächeneigenschaften des Probenrohrs, d.h. $\gamma_{p,r}^{\mathrm{Probenrohr}} = 10^{-6}$. Die Variation der Wahrscheinlichkeiten läßt sich durch eine Stufenfunktion beschreiben.

nun wesentlich sensitiver auf die stark geschädigten Bereiche sind. Die entsprechenden Graphen sind in Abb. 6.7 zu sehen.

Für fixierte Rekombinations- und Depolarisationswahrscheinlichkeiten des Probenrohrs und dessen Verlängerung dient der Fall einer in den äußeren Zellbereichen wesentlich schlechteren Oberfläche als Untergrenze, das andere Szenario mit der schlechteren Oberfläche im Zentrum der Zelle als Obergrenze.

Durch Variation der Rekombinations- und Depolarisationswahrscheinlichkeiten des Probenrohrs und der Probenrohrverlängerung verschieben sich die Kurven aus Abb. 6.6 und 6.7 nach links. Für unterschiedliche Werte dieser Wahrscheinlichkeiten ergeben sich die Kurven, die in den Abb. 6.8 und 6.9 zu sehen sind.

Die für die HERMES-Speicherzelle gültige Kurve liegt also irgendwo in der zwischen den extremsten Annahmen eingeschlossenen Fläche. Die Untergrenze bildet der Fall einer praktisch nicht rekombinierenden und depolarisierenden Oberfläche des Probenrohrs bei einer zu den Flügelenden hin schlechter werdenden Oberfläche des Strahlrohrs (Kurve (3) in Abb. 6.8). Die Obergrenze ist der Fall einer denkbar schlechtestmöglichen Oberfläche des Probenrohrs bei einer von den Flügelenden zum Zellzentrum hin schlechter werdenden Oberfläche des Strahlrohrs (Kurve (1) in Abb. 6.9).

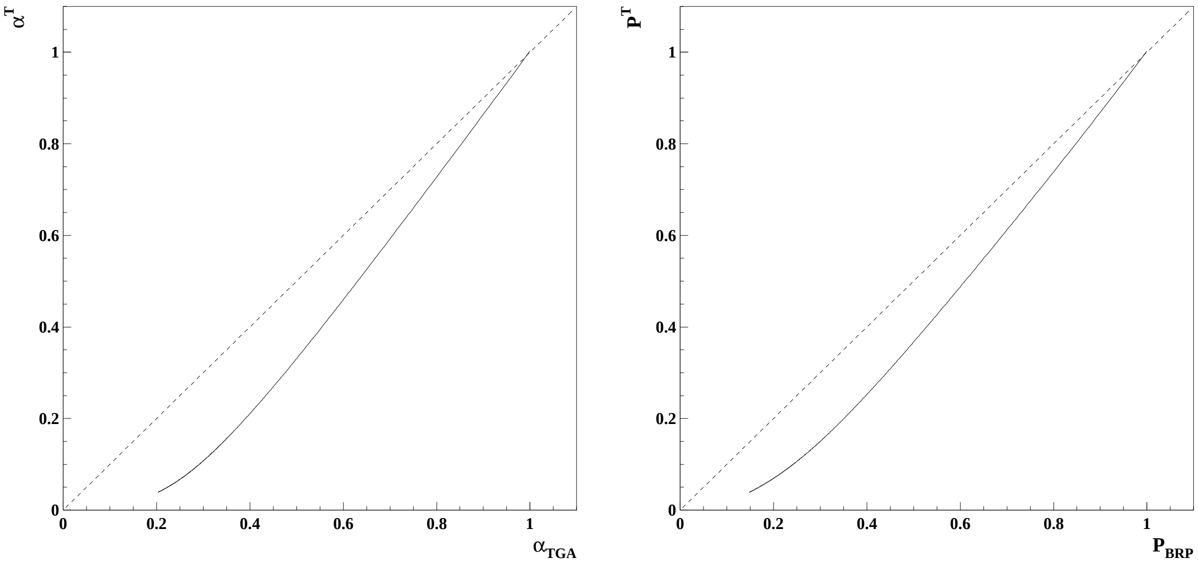

Abb. 6.7:
Abhängigkeit der Werte in der Zelle von den gemessenen für eine im Strahlrohr zu den Flügelenden hin *sinkende* Rekombinations- bzw. Depolarisationswahrscheinlichkeit bei guten Oberflächeneigenschaften des Probenrohrs, d.h. $\gamma_{p,r}^{\mathrm{Probenrohr}} = 10^{-6}$. Die Variation der Wahrscheinlichkeiten läßt sich durch eine Stufenfunktion beschreiben.

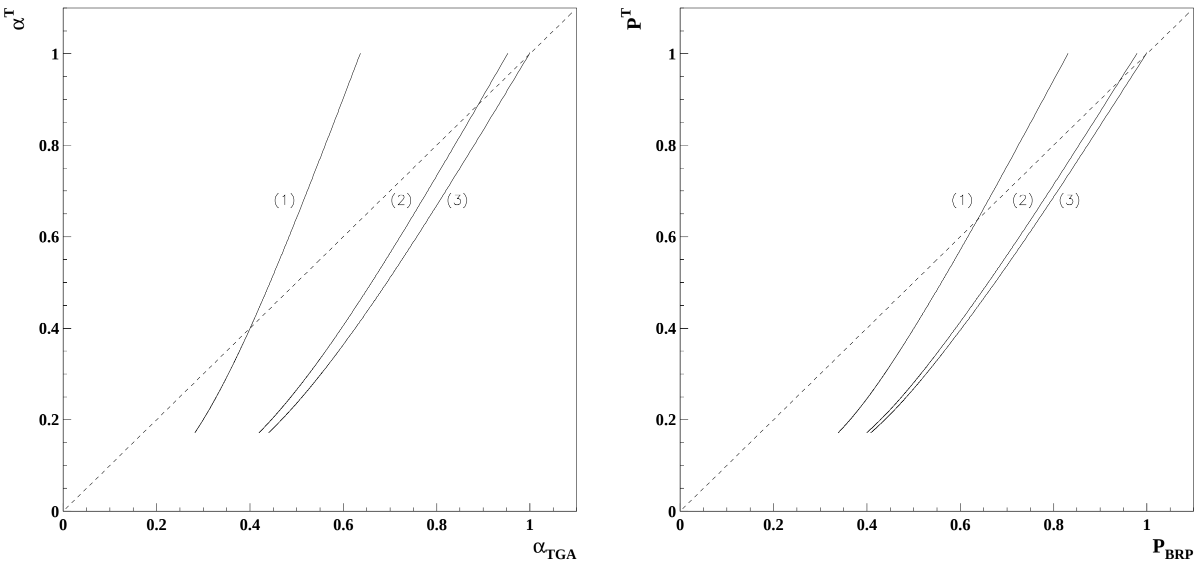

Abb. 6.8:
Variierende Oberflächeneigenschaften des Probenrohrs für zur Abb. 6.6 analoge Kurven. Dabei gilt für die mit (1) gekennzeichnete Kurve $\gamma_{p,r}^{\mathrm{Probenrohr}} = 10^{-3}$, bei Kurve (2) $\gamma_{p,r}^{\mathrm{Probenrohr}} = 10^{-4}$ und die Kurve (3) ist die schon aus Abb. 6.6 bekannte mit $\gamma_{p,r}^{\mathrm{Probenrohr}} = 10^{-6}$.

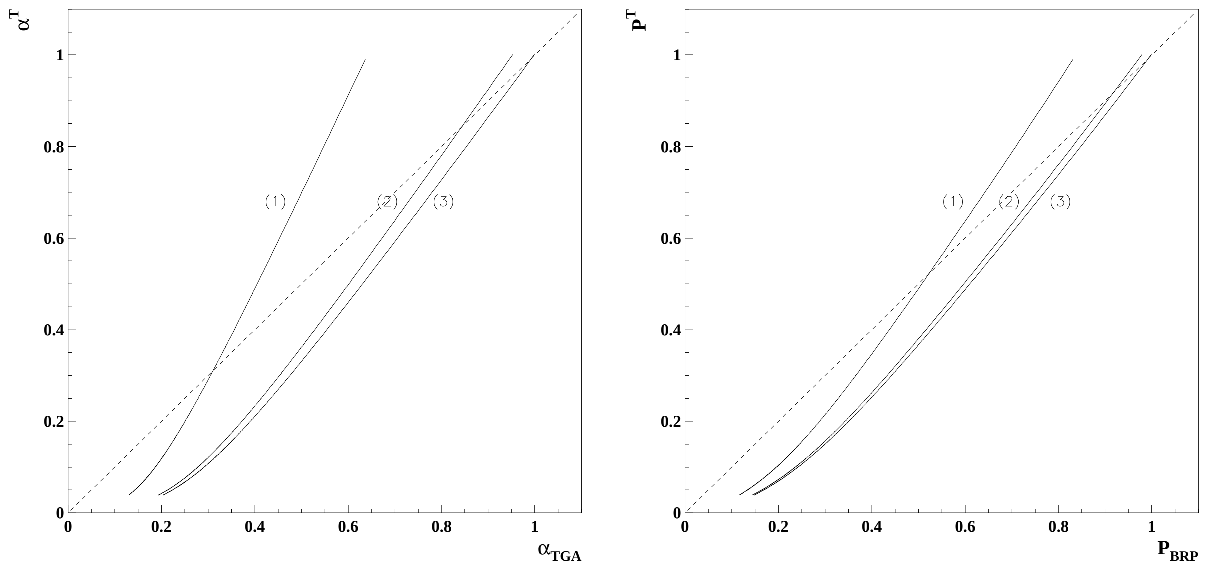

Abb. 6.9:
Variierende Oberflächeneigenschaften des Probenrohrs für zur Abb. 6.7 analoge Kurven. Dabei gilt für die mit (1) gekennzeichnete Kurve $\gamma_{p,r}^{\text{Probenrohr}} = 10^{-3}$, bei Kurve (2) $\gamma_{p,r}^{\text{Probenrohr}} = 10^{-4}$ und die Kurve (3) ist die schon aus Abb. 6.7 bekannte mit $\gamma_{p,r}^{\text{Probenrohr}} = 10^{-6}$.

Aufgrund der Meßdaten des Targetgas-Analysators läßt sich die Rekombinationswahrscheinlichkeit bei einem Wandstoß im Probenrohr auf einen Wert von

$$\gamma_r^{\text{Probenrohr}} < 4 \cdot 10^{-5} \tag{6.2}$$

beschränken. Diese Daten sind in Abb. 6.10 zu sehen.

Das Ergebnis für α_{TGA}, gemittelt über den gesamten Meßzeitraum, liegt bei dieser Messung bei $0,982 \pm 0,006$. Selbst bei einer nichtrekombinierenden Oberfläche innerhalb des Strahlrohrs, kann die Rekombinationswahrscheinlichkeit pro Stoß mit der Wand des Probenrohrs nicht größer als die erwähnten $4 \cdot 10^{-5}$ sein, was sich aus einem Vergleich mit dem linken Plot in Abb. 6.9 ergibt. Aus Gründen der besseren Darstellbarkeit ist die Kurve für $\gamma_r^{\text{Probenrohr}} < 4 \cdot 10^{-5}$ nicht darin enthalten. Bei diesen Parametern ist der maximal meßbare Wert im Targetgas-Analysator 0,97, was der unteren Fehlergrenze der Messung in Abb. 6.10 entspricht. Bei einer noch höheren Rekombinationswahrscheinlichkeit wären keine so hohen Meßwerte möglich, wie sie in Abb. 6.10 gezeigt werden. Daß die Oberflächeneigenschaften des Probenrohrs und dessen Verlängerung im Rahmen der Fehler der in Abb. 6.5 dargestellten Messung nicht verändert werden durch Einflüsse, die im Strahlrohr durchaus für Veränderung sorgen, wurde bereits zu Anfang dieses Kapitels gezeigt. Daher gilt diese Einschränkung für alle gemessenen Werte, die bei derselben Zelltemperatur mit derselben Speicherzelle genommen wurden. Das entspricht etwa 70% aller Meßdaten aus 1997, die alle im Meßbereich [0,7; 1,0] liegen. Aufgrund dieser mögli-

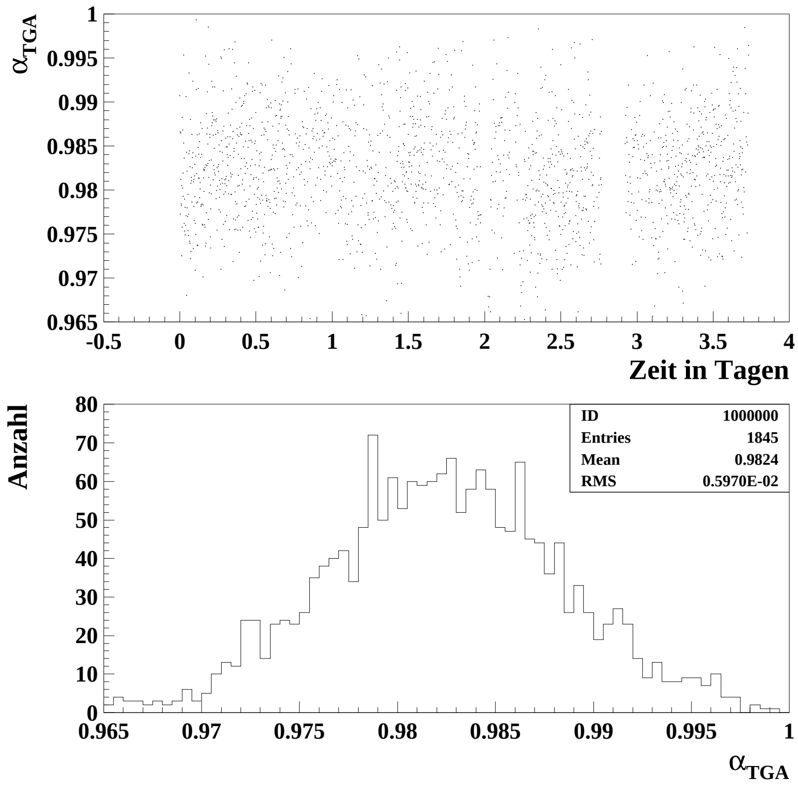

Abb. 6.10:
Messung von α_{TGA} in einem Zeitraum von 4 Tagen im Jahre 1997.
Der obere Plot zeigt die gemessenen Werte in Abhängigkeit des zeitlichen Abstands vom Meßbeginn, der untere ein Histogramm der gemessenen Werte.

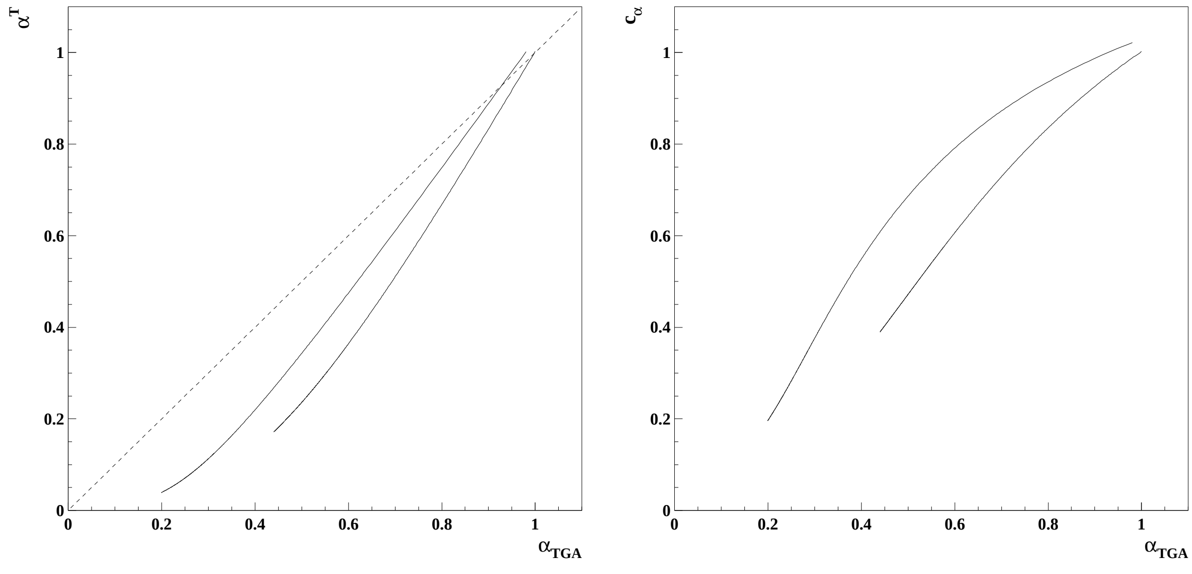

Abb. 6.11:
Zur Samplingkorrektur c_α bei beliebigen Oberflächeninhomogenitäten. Mittels der Einschränkung (6.2) läßt sich die Obergrenze wie angegeben fixieren (links). Die Samplingkorrekturen für die beiden Extremfälle sind im rechten Bild zu sehen.

chen Einschränkung ergeben sich die Ober- und Untergrenzen, sowie die dazugehörigen Samplingkorrekturen für α_{TGA} wie in Abb. 6.11 gezeigt.

Dabei lassen sich die Grenzen für den gültigen Bereich von $\alpha_{\mathrm{TGA}} \in [0,7;1,0]$ linear nähern als:

$$c_\alpha^{\max} = 1,4 - \frac{0,37}{\alpha_{\mathrm{TGA}}} \tag{6.3}$$

und

$$c_\alpha^{\min} = 1,65 - \frac{0,65}{\alpha_{\mathrm{TGA}}}\,. \tag{6.4}$$

Durch die Einschränkung mittels gemessener Werte wird die Menge möglicher Klassen von Inhomogenitäten reduziert. Die Beschreibung des Strahlrohrs als homogen liegt im Rahmen der angegebenen Limits.

Eine ähnliche Einschränkung läßt sich auch für die Samplingkorrektur c_p der Polarisation finden, die jedoch deutlich niedrigere gemessene Mittelwerte ergibt und damit eine höhere mögliche Depolarisationswahrscheinlichkeit der Probenrohrwand. Aus den Daten, die in Abb. 6.12 für den Fall positiver Kernpolarisation dargestellt sind, läßt sich der Mittelwert der Messung angeben als $0,927 \pm 0,010$. Mittels dieses Wertes kann in Verbindung mit Abb. 6.9 die Depolarisationswahrscheinlichkeit des Probenrohrs angeben werden als:

$$\gamma_p^{\mathrm{Probenrohr}} < 4 \cdot 10^{-4}\,. \tag{6.5}$$

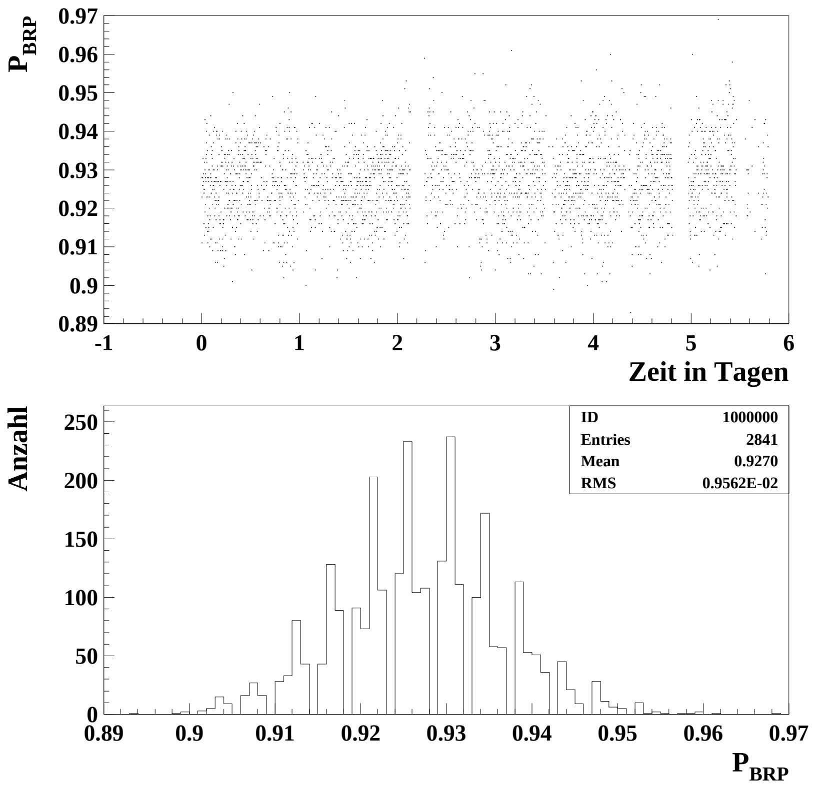

Abb. 6.12:
Messung von P_{BRP} der positiven Kernpolarisation in einem Zeitraum von 5 Tagen im Jahre 1997.
Der obere Plot zeigt die gemessenen Werte in Abhängigkeit des zeitlichen Abstands vom Meßbeginn, der untere ein Histogramm der gemessenen Werte.

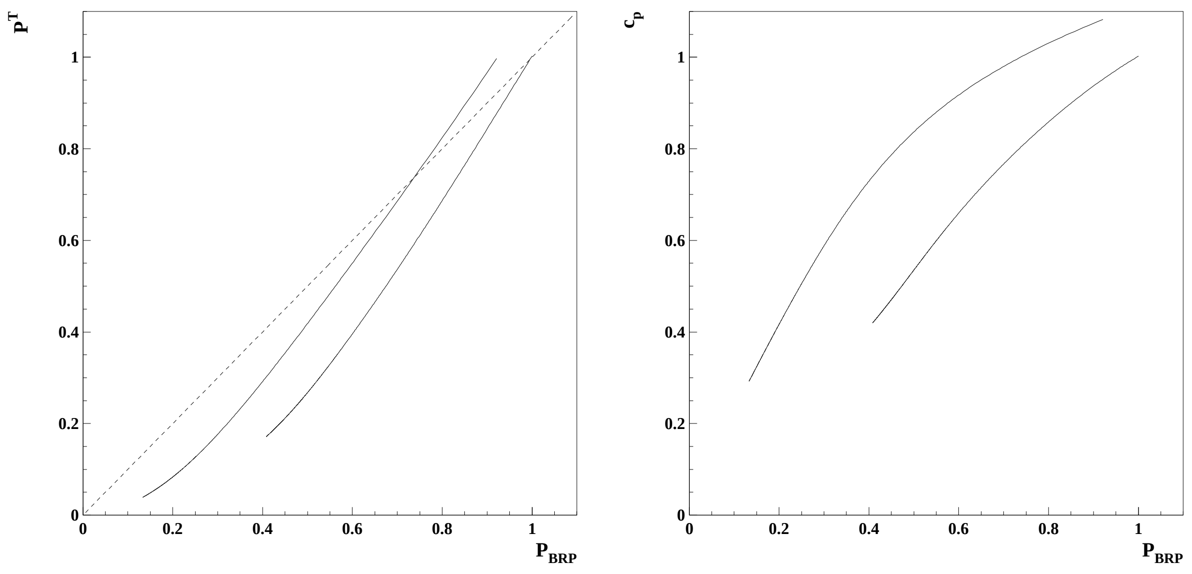

Abb. 6.13:
Zur Samplingkorrektur c_p bei beliebigen Oberflächeninhomogenitäten. Mittels der Einschränkung (6.5) läßt sich die Obergrenze wie angegeben fixieren (links). Die Samplingkorrekturen für die beiden Extremfälle sind im rechten Bild zu sehen.

An dieser Stelle muß bemerkt werden, daß die Konstanz des Probenrohrs, die durch den H_1-Strahlzählratenvergleich in Abb. 6.5 gezeigt wurde, nur für die Betrachtung der Rekombinationswahrscheinlichkeit gültig ist, da die H_1-Zählrate beider Analysatoren ein Maß für den jeweils detektierten atomaren Anteil im Gas ist. Sie läßt keine Aussage über die Konstanz des Probenrohrs bzgl. der Depolarisationswahrscheinlichkeit zu, denn beide Analysatoren ermöglichen zwar eine Aussage über den Dissoziationsgrad, die Meßdaten des Targetgas-Analysators enthalten jedoch keinerlei Information über die Polarisation des Gases. In die Einschränkung von $\gamma_p^{\mathrm{Probenrohr}}$ fließt also die *Annahme* einer diesbezüglich konstanten Probenrohroberfläche ein.

Die Einschränkung (6.5) liefert eine Obergrenze für die Samplingkorrektur c_p, während der Wert von $\gamma_p^{\mathrm{Probenrohr}} = 10^{-6}$ als untere Grenze verwendet wird, analog zur Vorgehensweise bei c_α. Der entsprechende Vergleich der Werte innerhalb des Strahlrohrs der Speicherzelle mit den gemessenen Werten des Breit-Rabi-Polarimeters, sowie die graphische Darstellung der Samplingkorrektur für die Polarisation c_p sind in Abb. 6.13 zu sehen. Aufgrund der gewählten Referenzdaten müssen auch hier die Daten, auf welche diese Samplingkorrektur angewendet wird, in einem bestimmten Gültigkeitsbereich liegen, die durch die Bedingungen zum Zeitpunkt der Referenzmessung festgelegt werden. Für die Polarisation ergibt sich ein gültiger Meßwertebereich von [0,7; 1,0], wie auch schon für c_α.

Die Grenzen des rechten Bildes aus Abb. 6.13 lassen sich für diesen gültigen Bereich angeben als

$$c_p^{\max} = 1,37 - \frac{0,27}{P_{\mathrm{BRP}}} \tag{6.6}$$

und

$$c_p^{\min} = 1,55 - \frac{0,55}{P_{\mathrm{BRP}}}\,. \tag{6.7}$$

7 Diskussion und Ausblick

Die ermittelte Samplingkorrektur für den Targetgas-Analysator c_α erlaubt es, den gemessenen Dissoziationsgrad in einen im Mittel in der Zelle gültigen Wert umzusetzen. Dieser Wert ist danach mit einem Fehler von etwa 3% behaftet. Die Auswirkungen auf die Targetpolarisation nach Formel (1.5) hängen allerdings noch stark von dem Wert für β ab, welcher ein Maß für die Polarisation der rekombinierten Moleküle ist. Je näher der Wert für β an 1 liegt, desto geringer ist die Auswirkung des Fehlers an $\alpha^T = c_\alpha \cdot \alpha_{\mathrm{TGA}}$ auf die Targetpolarisation P^T.

Der Fehler der atomaren Polarisation des Targets ist über die Samplingkorrektur für das Breit-Rabi-Polarimeter c_p nach dem Ergebnis dieser Arbeit auf einem Niveau von etwa 7%. Der wesentliche schlechtere Wert im Vergleich mit dem Ergebnis von c_α kommt durch die geringe Einschränkungsmöglichkeit der Depolarisationswahrscheinlichkeit pro Wandstoß im Probenrohr. Die gemessenen Werte im Targetgas-Analysator liegen wesentlich näher an 1, was eine deutlich schärfere Einschränkung ermöglicht. Im Rahmen der Monte-Carlo-Simulation werden bisher auch nur die Effekte der Wandstoßdepolarisation untersucht. Die Auswirkung der Spinaustauschstöße auf die Targetpolarisation liegen in derselben Größenordnung wie die der Wandstöße. Außerdem wird bei der Ableitung von c_p in Kap. 6.2.2 von einer optimalen, durch die Atomstrahlquelle injizierten Polarisation von 1 ausgegangen. Bei Kenntnis der injizierten Polarisation, sowie der Auswirkung von Spinaustauschstößen könnte also der gemessene Wert der Polarisation im Breit-Rabi-Polarimeter nach Abb. 6.12 auf die genannten Effekte korrigiert werden, was eine bessere Einschränkung bedeuten würde, die wiederum einen geringeren Spielraum für die mögliche Samplingkorrektur ließe.

Hier ist eine weitere Entwicklung der Monte-Carlo-Simulation denkbar, um nicht nur die Effekte der Wandstoßdepolarisation untersuchen zu können, sondern auch die der Spinaustauschstöße der Atome untereinander. Dazu könnte während der Reise des Teilchens durch die simulierte Zellgeometrie zwischen den Wandstößen unter Zuhilfenahme des Dichteprofils ein entsprechender Depolarisationseffekt berechnet werden. Dazu muß allerdings der Wirkungsquerschnitt für Spinaustauschstöße bekannt sein.

Allerdings würde bei einem solchen Verfahren die benötigte Rechenzeit erheblich steigen. Es wäre auch möglich, den Effekt der Spinaustauschstöße nachträglich aus den schon vorhandenen Daten zu ermitteln. Der Wirkungsquerschnitt der Spinaustauschstöße wäre dabei ebenso notwendig. Die Effekte von Wandstoß- und Spinaustauschrelaxation können sich allerdings gegenseitig beeinflussen und müssen für eine korrekte Beschreibung gleichzeitig im Relaxationsmodell berechnet werden. Eine separate Behandlung der Effekte führt zu systematischen Fehlern.

Diese Korrelation ist im Rahmen von Studien der Ratengleichungen, welche die zeitliche Entwicklung der Besetzung der Hyperfeinstrukturzustände beschreiben, besser zu untersuchen. Das System von Ratengleichungen geht aus der theoretischen Betrachtung des Relaxationsmodell hervor [Br95]. Die Molekularströmung kann allerdings aufgrund ihres ballistischen Charakters, d.h. eines wechselwirkungsfreien Flugs zwischen zwei Wandstößen, durch eine Diffusionsgleichung, wie sie im Ratengleichungssystem Verwendung findet, nicht vollständig beschrieben werden. Diese ballistische Komponente ist in den Stoßalterverteilungen und den lokalen Teilchenhistorien der Monte-Carlo-Simulation hingegen enthalten.

Derzeit ist das Ratengleichungssystem unter Zuhilfenahme von zusätzlichen Magnetfeldscans des Targethaltefelds und damit verbundenen Depolarisationsstudien in der Lage, eine schärfere Einschränkung für c_p zu liefern, die bei der Datenanalyse von HERMES verwendet wird [Ba98]. Für c_α stellen die Angaben in dieser Arbeit die derzeit schärfstmögliche Einschränkung dar.

A Der Fit-Algorithmus für die Kalibration des Breit-Rabi-Polarimeters

Die Matrixgleichung, auf der der Fit-Algorithmus basiert, ist

$$I = M \cdot N\,, \tag{A.1}$$

wobei I der 77-elementige Vektor gemessener Strahlsignale im Breit-Rabi-Polarimeter ist (elf Messungen pro Zustand der Atomstrahlquelle und sieben verschiedene Konfigurationen der Atomstrahlquelle) und N der Vektor der unbekannten, unnormierten Besetzungszahlen (mit vier Elementen pro Zustand der Atomstrahlquelle), der durch das System von Hochfrequenzübergängen und Sechspolmagneten im Breit-Rabi-Polarimeter, dessen Wirkung die sogenannte *Meßmatrix* $M = M(\epsilon, \sigma)$ beschreibt, verändert wird. Dabei bezeichnen die ϵ_{ij} die Effizienzen der Hochfrequenzübergänge und die σ_i die Transmissionswahrscheinlichkeiten des Sechspolsystems.

Um die Struktur der Meßmatrix zu verdeutlichen, zeigt Gleichung (A.2) die Wirkungsweise des Breit-Rabi-Polarimeter-Systems mit angeschaltetem SFT 1-4 auf den Probenstrahl aus der Speicherzelle.

$$\begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{SFT1-4}} \begin{pmatrix} \epsilon_{14}N_4 + (1-\epsilon_{14})N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ \epsilon_{14}N_1 + (1-\epsilon_{14})N_4 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{Sechspol}} \begin{pmatrix} \sigma_1 \cdot (\epsilon_{14}N_4 + (1-\epsilon_{14})N_1) \\ \sigma_2 \cdot N_2 \\ \sigma_3 \cdot N_3 \\ \sigma_4 \cdot (\epsilon_{14}N_1 + (1-\epsilon_{14})N_4) \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

Daraus ergibt sich für die gemessene Strahlintensität I:

$$I_{\mathrm{BRPs14}} = \Big((1-\epsilon_{14})\sigma_1 + \epsilon_{14}\sigma_4\Big)N_1 + \sigma_2 N_2 + \sigma_3 N_3 + \Big(\epsilon_{14}\sigma_1 + (1-\epsilon_{14})\sigma_4\Big)N_4 \tag{A.3}$$

Die Koeffizienten der N_i's in Gleichung (A.3) sind die Komponenten einer Zeile der Meßmatrix $M(\epsilon, \sigma)$ für nur einen Zustand der Atomstrahlquelle. Bei Berücksichtigung aller möglichen sieben Injektionsmodi durch die Atomstrahlquelle wird auch die Zahl der Komponenten einer Zeile der Meßmatrix um den Faktor sieben größer. Der kleine Teil der Matrixgleichung (A.1) sieht nun folgendermaßen aus:

$$\begin{pmatrix} I_{BRPaus} \\ \mathbf{I_{BRPs14}} \\ I_{BRPs24} \\ I_{BRPm13cs14} \\ I_{BRPm13cs24} \\ I_{BRPm23cs14} \\ I_{BRPm23cs24} \\ I_{BRPm13s14} \\ I_{BRPm13s24} \\ I_{BRPm23s14} \\ I_{BRPm23s24} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ (1-\epsilon_{14})\sigma_1 + \epsilon_{14}\sigma_4 & \sigma_2 & \sigma_3 & \epsilon_{14}\sigma_1 + (1-\epsilon_{14})\sigma_4 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix} \tag{A.4}$$

Nach der Einführung eines Vektors zu fittender Parameter $x = (\epsilon_i, \sigma_j, N_k)$, läßt (A.1) sich auch schreiben als:

$$f(x) = M \cdot N - I = 0\,. \tag{A.5}$$

Dabei ist $f(x)$ ein Vektor mit 77 unterschiedlichen Funktionen. Die Struktur und Programmierung der Lösung dieser Gleichung geht auf [Bn92, Ba97] zurück. Entwickelt man für $f(x)$ die Taylorreihe, so ergibt sich für jedes Element $f_n(x)$:

$$f_n(x) = f_n(x_0) + \sum_l \frac{\partial f_n}{\partial x_l}(x_l - x_l^{(0)}) + O^2(x_l) = 0\,. \tag{A.6}$$

Definiert man nun eine Matrix

$$A = \Big(\frac{\partial f_n}{\partial x_l}\Big)\,, \tag{A.7}$$

so läßt sich unter der Annahme, daß Terme höherer Ordnung verschwinden ($O^2(x_l) \approx 0$) die Gleichung (A.6) lösen:

$$x_l = x^{(0)} - (A^T A)^{-1} A^T \cdot f(x^{(0)})\,. \tag{A.8}$$

Dabei ist $(A^T A)^{-1} A^T$ die Pseudoinverse der Matrix A. Gleichung (A.8) kann nun durch iterativ angewendete Fits der kleinsten Quadrate gelöst werden. Die Strahlsignale im Breit-Rabi-Polarimeter sind allerdings mit statistischen Fehlern behaftet, was durch die Kovarianzmatrix

$$C_I = \begin{pmatrix} \ddots & & 0 \\ & (\sigma_I)_n^2 & \\ 0 & & \ddots \end{pmatrix} \tag{A.9}$$

ausgedrückt wird. $(\sigma_I)_n$ ist die statistische Unsicherheit des n-ten gemessenen Strahlsignals. Da die Strahlsignale untereinander statistisch unabhängig sind, ist C_I eine Diagonalmatrix. Die Fehlergewichtung durch $G_I = C_I^{-1}$ ergibt

$$x^{(n+1)} = x^{(n)} - (A^T G_I A)^{-1} A^T G_I f(x^{(n)})\,, \tag{A.10}$$

wobei $(A^T G_I A)^{-1} = C_x$ die Kovarianzmatrix der Fitparameter ist, welche die statistisch bedingten Fehler und Kovarianzen der Effizienzen, Transmissionen und Besetzungszahlen untereinander enthält. Der χ^2-Wert ist definiert durch

$$\chi^2 = (I - MN) \cdot G_I \cdot (I - MN)\,, \tag{A.11}$$

der während des Iterationsprozesses minimiert wird. Da die Einzelmessungen und deren Korrekturen statistisch voneinander unabhängig sind, ist C_I und damit auch G_I eine Diagonalmatrix. Aus Gleichung (A.11) wird deshalb die vereinfachte Form

$$\chi^2 = \sum_n \left(\frac{(I - MN)_n}{(\sigma_I)_n} \right)^2 . \tag{A.12}$$

Um nun etwas genauer auf die tatsächliche Berechnung der Effizienzen und Besetzungszahlen einzugehen, schreibt man zunächst Gleichung (A.1) als

$$N = R \cdot I \tag{A.13}$$

mit

$$R = (M^T G_I M)^{-1} M^T G_I\,. \tag{A.14}$$

Die Abhängigkeit der zu ermittelnden, nicht normierten Besetzungszahlen von den Effizienzen der Hochfrequenzübergänge läßt sich nach der Einführung einer Matrix

$$A_\epsilon = \left(\frac{\partial I_l}{\partial \epsilon_j} \right) \tag{A.15}$$

auch schreiben als:

$$\left(\frac{\mathrm{d}N_k}{\mathrm{d}\epsilon_j} \right) = \left(\sum_l \frac{\partial N_k}{\partial I_l} \cdot \frac{\partial I_l}{\partial \epsilon_j} \right) = R \cdot A_\epsilon\,. \tag{A.16}$$

Die Kovarianzmatrix

$$C_N^{\mathrm{sys}} = R A_\epsilon C_\epsilon A_\epsilon^T R^T \tag{A.17}$$

enthält nun alle systematischen[12] Fehler von N. Die Kovarianzmatrix C_ϵ ist eine Teilmatrix der bereits ermittelten Kovarianzmatrix C_x aller Fitparameter.

Dieser Formalismus läßt sich nun genauso für die normierten Besetzungszahlen n_i und auch die Polarisation P durchführen. Die Kovarianzmatrix der normierten Besetzungszahlen kann über den Zusammenhang

$$\left(\frac{dn_i}{dN_k} \right) = X = \left(\frac{\delta_{i,k}(\sum_l N_l) - N_i}{(\sum_l N_l)^2} \right) \tag{A.18}$$

[12] Der statistische Fehler ergibt sich durch $C_N^{\mathrm{sta}} = R C_I R^T$.

ermittelt werden:

$$C_n = XC_NX^T\,. \tag{A.19}$$

Den aus Elektronenpolarisation P_e und Kernpolarisation P_z bestehenden Polarisationsvektor P erhält man mit

$$P = \begin{pmatrix} P_e \\ P_z \end{pmatrix} = S \cdot n\,, \tag{A.20}$$

wobei für die Matrix S nach (2.3) gilt:

$$S = \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\theta & -1 & -\cos 2\theta \\ 1 & -\cos 2\theta & -1 & \cos 2\theta \end{pmatrix}. \tag{A.21}$$

θ ist der Mischungswinkel der Hyperfeinstrukturzustände $|\,2\,\rangle$ und $|\,4\,\rangle$, der vom äußeren Magnetfeld abhängig ist. Die Kovarianzmatrix der Polarisationen C_P ergibt sich nun einfach durch Bildung von

$$C_P = SC_nS^T\,. \tag{A.22}$$

B Geometriedefinition der simulierten Speicherzelle

Um ein möglichst aussagekräftiges Potential der Monte-Carlo-Simulation zu erreichen, muß die für die Simulation genutzte Geometriedefinition die maximal mögliche Übereinstimmung mit der realen Zellgeometrie haben. Es wurden alle Originalmaße verwendet, wie sie auch schon in der Abb. 2.4 zu sehen waren. Hier nun eine Zusammenfassung der verwendeten Daten.

- **Strahlrohr:** Rohr mit 400 mm Länge, die große Halbachse der elliptischen Grundfläche ist 14,5 mm und die kleine 4,9 mm lang.
- **Strahlrohrverlängerung:** Verlängerung des Strahlrohrs um 147 mm des, vom Injektionsrohr aus gesehen, rechten Flügels des Strahlrohrs. In ihr befinden sich elf äquidistante Schlitze von 10 mm Breite in einem Abstand von je 2 mm zueinander.
- **Injektionsrohr:** Rohr mit 100 mm Länge, der Durchmesser beträgt 10 mm. Es ist unter einem Winkel von 30° gegen die große Halbachse des Strahlrohrs genau in auf der Hälfte der Strahlrohrlänge an ihm befestigt.
- **Probenrohr:** Rohr mit 100 mm Länge, der Durchmesser beträgt 5 mm. Es ist genau gegenüber des Injektionsrohres ebenfalls unter einem Winkel von 30° gegen die große Halbachse des Strahlrohres an ihm befestigt.
- **Probenrohrverlängerung:** Rohr mit 120 mm Länge, der Durchmesser beträgt 10 mm. Es ist am offenen Ende des Probenrohres konzentrisch befestigt. Die Stirnfläche, welche die Probenrohrverlängerung mit dem Probenrohr selbst verbindet, heißt **Zwischenfläche**.
- **TGA-Akzeptanzfläche:** Diese Fläche ist als Kugeloberfläche definiert. Der Radius dieser Kugel, mit dem Zentrum der Austrittsfläche der Probenrohrverlängerung als Kugelmittelpunkt, beträgt 108 mm. Das ist der Punkt, an dem die Teilchen die erste Blende des Targetgas-Analysators passieren müssen. Die Verbindungsgrade des Auftreffpunkts auf diese Fläche mit dem Kugelmittelpunkt muß gegen die Strahlachse des Probenrohres einen Winkel im Bereich von $[5,6°; 8,6°]$ beschreiben, damit das Teilchen vom Targetgas-Analysator akzeptiert wird.
- **BRP-Akzeptanzfläche:** Diese Fläche liegt parallel zur Austrittsfläche der Probenrohrverlängerung. Der Abstand zum Zentrum der Austrittsfläche beträgt 851 mm. Die kürzeste Verbindung zwischen Auftreffpunkt und der Strahlachse des Probenrohres muß zwischen 4,5 und 10 mm betragen, um die Öffnung des Sechspolsystems im Breit-Rabi-Polarimeter zu treffen. Der Mindestabstand zur Achse wird durch den im Zentrum des Magnetsystem befindlichen Strahlblocker begründet.

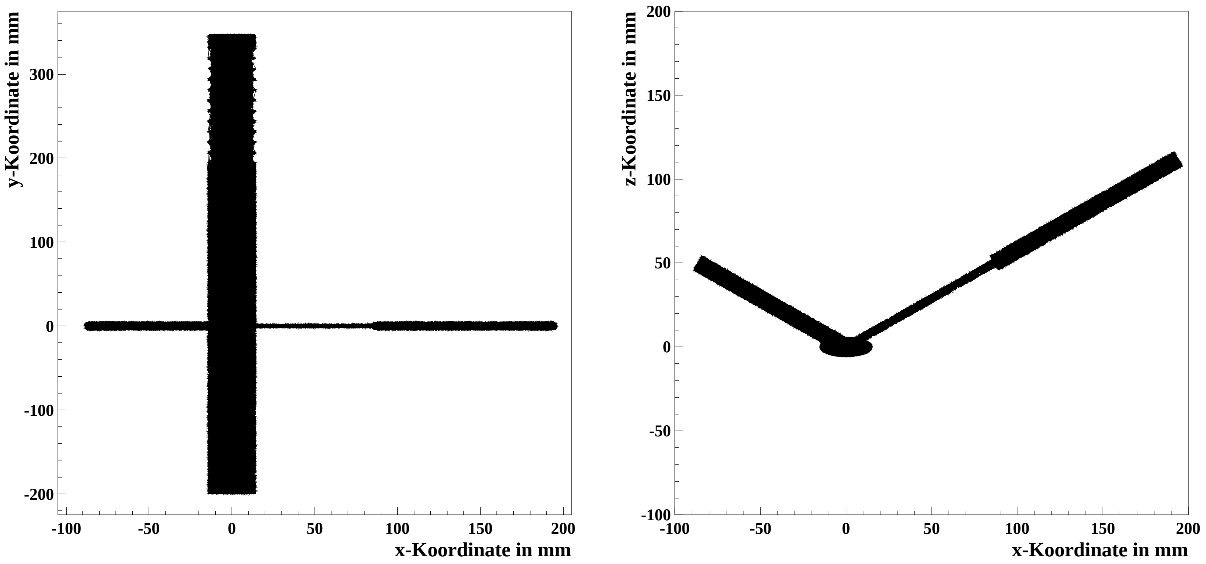

Abb. B.1:
Test der programminternen Geometriedefinitionen. Links die Draufsicht auf die Speicherzelle, rechts den Blick dem Positronenstrahl entgegen. Das rechte Bild entspricht exakt Abb. 2.4.

In Abb. B.1 ist eine graphische Darstellung einiger beliebiger Wandstoßpunkte zu sehen, die bei ausreichender Menge genau die Geometriegrenzen beschreiben. So ist die Form der Targetzelle gut nachzuempfinden. Die Übereinstimmung mit der tatsächlichen Form in Abb. 2.4 ist deutlich, das geometrische Modell des Simulationsprogramms stimmt mit der Realität überein. Dadurch ist eine Relevanz der Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation für die reale Speicherzelle gegeben.

Abbildungen

Tabellen

Literaturverzeichnis

[Ab58] A. Abragam and J.M. Winter; *Phys. Rev. Lett.* **1** (1958) 374.

[Al69] A. C. Allison und A. Dalgarno; *Astrophys. J.* **158** (1969) 423.

[Al72] A. C. Allison; *Phys. Rev.* **A5** (1972) 2695.

[Ba96] C. Baumgarten; *Diplomarbeit*, Universität Hamburg (1996).

[Ba97] C. Baumgarten; *private Mitteilung* (1997).

[Ba98] C. Baumgarten; *Dissertation, in Vorbereitung*, Universität München (1998).

[Bi76] G. A. Bird; *Molecular Gas Dynamics*, Clarendon Press, Oxford (1976).

[Bn92] S. Brandt; *Datenanalyse*, BI-Wissenschaftsverlag (1992).

[Bo63a] M. A. Bouchiat; *J. Phys. Radium* **24** (1963) 379.

[Bo63b] M. A. Bouchiat; *J. Phys. Radium* **24** (1963) 611.

[Br95] B. Braun; *Dissertation*, Universität München, (1995).

[Cm85] G. Comsa und R. David; *Surface Science Report* **5** (1985) 145.

[Co92] K. Coulter, R. Holt, E. Kinney, R. Kowalczyk, D. Potterveld, L. Young, B. Zeidman, A. Zghiche und D. Toporkov; *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 174.

[Da65] A. Dalgarno und M. R. H. Rudge; *Proc. Roy. Soc.* **A286** (1965) 519-524.

[De76] M. Desaintfuscien und C. Audoin; *Phys. Rev.* **A13** (1976) 2070.

[Dü98] M. Düren, M. Ruh und B. Tipton; *Quark Spin Flavor Decomposition - Cross Checks and First Moments*, HERMES-interner Report **98-018** (1998).

[EM88] European Muon Collaboration; *Phys. Lett.* **B206** (1988) 364.

[EM89] European Muon Collaboration; *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1.

[Fo66] R. H. Fowler; *Statistical Mechanics*, 2. Edition, Cambrigde (1966).

[Ga91] H. G. Gaul; *Dissertation*, Universität Heidelberg, (1991).

[Ga92] H. G. Gaul und E. Steffens; *Nucl. Instr. Meth.*, **A 316** (1992) 297.

[Gl70] H. F. Glavish; *Proc. Symp. on Pol. Phen. in Nucl. PHys.*, Madison (1970).

[Go96] A. Golendoukhin; *The HERMES Polarised Proton Target at HERA*, Proc. Spin 96 Amsterdam (1996) 331.

[Ha67] W. Haeberli; *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **17** (1967) 373.

[He90] HERMES Kollaboration; *A Proposal to measure the Spin-dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HERA*; Proposal DESY **PRC-90/91** (1990).

[He93] HERMES Kollaboration; *HERMES Technical Design Report* **PRC 93/06** (1993).

[He98a] HERMES Kollaboration; *The HERMES Spectrometer* **98-057** (1998).

[He98b] HERMES Kollaboration; *Beam-Induced Nuclear Depolarisation in a Gaseous Polarised Hydrogen Target*, submitted to Phys. Rev. Letters (1998).

[Ki91a] E. R. Kinney; *Simulations of the Atomic Polarization and Density in the HERMES Polarized Internal Target*, HERMES-interner Report **3/90** (1991).

[Ki91b] E. R. Kinney; *Proc. Pol. Gas Targets and Storage Rings*, Heidelberg (1991).

[Ki93] E. R. Kinney; *Proc. Pol. Ion Sources and Pol. Gas Targets*, Madison (1993).

[Kn15] M. Knudsen; *Annalen der Physik* **48** (1915) 1113.

[Ko98] H. Kolster; *Dissertation*, Universität München, (1998).

[Kr90] W. Korsch; *Dissertation*, Universität Heidelberg, (1990).

[Ma34] H. S. W. Massey und C. B. O. Mohr; *Proc. Roy. Soc.* **A144** (1934) 188.

[Ph87] R. J. Philpott; *Nucl. Instr. Meth.* **A259** (1987) 317-323.

[PH93] J. S. Price und W. Haeberli; *Nucl. Instr. Meth.* **A326** (1993) 416.

[Pr93] J. S. Price; *Ph.D. Thesis*, University of Wisconsin-Madison (1993).

[Pu56] E. M. Purcell und G. B. Field; *Astrophys. J.* **124** (1956) 542.

[Ra39] I. Rabi, S. Millman, P. Kusch, J. Zacharias; *Phys. Rev.* **55** (1939) 526.

[Re94] K. Reinmüller; *Diplomarbeit*, Universität München (1994).

[Ro90] A. Roth; *Vacuum Technology*, 3rd Ed., Elsevier, Amsterdam (1990).

[Sc91] P. Schiemenz, A. Ross and G. Graw; *Nucl. Instr. Meth.* **A 305** (1991).

[Si88] S. Sircar und A. L. Myers; *Surface Science* **205**, (1988) 353.

[So64] A. A. Sokolov und I. M. Ternov; *Sov. Phys. Dokl.* **8** (1964).

[St21] W. Gerlach und O. Stern; *Z. Physik* **8** (1921) 110.

[St94a] F. Stock, D. Fick, G. Graw, B. Lorentz, B. Povh, F. Rathmann, K. Reinmüller, P. Schiemenz, E. Steffens; *Contr. to SPIN 94*, Bloomingten (1994).

[St94b] F. Stock; *Dissertation*, Universität Heidelberg, (1994).

[St95] J. Stewart, G. Court, W. Haeberli, J. Morton, H. Tallini, T. Wise, K. Zapfe-Düren; *HERMES interner Report*, **22** (1995).

[St97] J. Stewart; *The HERMES Polarized Hydrogen Internal Gas Target*, Proc. Pol. Gas Targ. and Pol. Beams Workshop, Urbana (1997).

[Sw85] D. R. Swenson, D. Tupa und L. W. Anderson; *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18** (1985) 4433-4444.

[Sw88] D. R. Swenson und L. W. Anderson; *Nucl. Instr. Meth.* **B 29** (1988) 627.

[Th87] G. E. Thomas, R. J. Holt, D. Boyer, M. C. Green, R. S. Kowalczyk und L. Young; *Nucl. Instr. Meth.* **A 257** (1987) 32.

[Vi98] M. G. Vincter, *Flavor Asymmetry on the Light Quark Sea from Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering*, HERMES-interner Report **98-026** (1998).

[Wa93] T. Walker und L. W. Anderson; *Nucl. Instr. Meth.* **A334** (1993) 313.

[Wi67] H. Wise und B.J. Wood; *Advan. Mol. At. Phys.*, **3** (1967) 291.

[Wi97] T. Wise; *inoffizieller Report der HERMES-Targetgruppe* (1997).

[Wt56] J. P. Wittke und R. H. Dicke; *Phys. Rev.* **103** (1956) 620.

Danksagung

Die Danksagung zu verfassen ist ein sicherlich von Schwierigkeiten begleiteter letzter Teil Arbeit, wenn auch die Schwierigkeiten diesmal nicht physikalischer Natur sind. Eine Ordnung unter allen, denen mein Dank gilt, herzustellen, erscheint knifflig. Wenn eine Reihenfolge in der Auflistung aber unumgänglich ist (schließlich wäre niemandem, nicht mal mir selbst, wirklich damit gedient, alle Namen auf einen Platz gedruckt zu sehen), so wähle ich, um Spekulationen über mögliche Hierarchien und damit Symphatien vorzubeugen, eine jeweils alphabetische Aufzählung.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. R. Santo, der mir die Durchführung dieser Arbeit am HERMES-Wasserstofftarget ermöglicht hat, sowie Herrn Prof. Dr. E. Steffens, der mit viel Übersicht und Diskussionsvermögen bei seiner Betreuung am DESY in Hamburg zum Verständnis und zur Durchführung dieser Arbeit beigetragen hat.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich auch bei C. Baumgarten, B. Braun und H. Kolster für die Betreuung und Unterstützung, sowie für die außergewöhnlich angenehme Zusammenarbeit. Zusätzlich seien noch A. Most und J. Stewart in diese Runde aufgenommen, um allen für die erlebten Doppelkopfabende zu danken.
Weiterhin danke ich C. Baumgarten, H. Kolster und C. Simani, die wesentlich für die Kalibration der Analysatoren mitverantwortlich sind und B. Braun für den Grundstock der Monte-Carlo-Simulation.

An dieser Stelle möchte ich allen Mitgliedern der Targetgruppe des HERMES-Experiments für die vielen Anregungen, sowie der gesamten HERMES-Kollaboration für ein ausgezeichnetes Arbeitsklima danken. Hervorheben möchte ich außer den bereits genannten nur

S. Frabetti, E. Garutti, A. Golendoukhin, Y. Holler, N. Koch, R. Mussa, V. Prahl, H. J. Plett, T. Wise, K. Woller.

P. Kappen, S. Matern, V. Mexner und K. van Benthem danke ich stellvertretend für viele weitere für die Unterstützung und Freundschaft während des Studiums.

Besonders möchte ich mich bei meinen lieben Eltern Annetta und Frank und meiner Schwester Heike bedanken, sowie bei Nina, deren Unterstützung mir diese Arbeit erst möglich gemacht hat.