Studien zur Optimierung einer lasergepumpten Spinaustauschquelle für polarisierte Wasserstoff- und Deuteriumatomstrahlen

von
Jürgen Wilbert

Studien zur Optimierung einer lasergepumpten Spinaustauschquelle für polarisierte Wasserstoff- und Deuteriumatomstrahlen

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Jürgen Wilbert
aus
Düsseldorf

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	23.12.2002
Vorsitzender der Promotionskommission:	Prof. Dr. H. Kisch
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. K. Rith
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. H. Hoinkes

„Die Straße gleitet fort und fort,
Weg von der Tür, wo sie begann,
Weit überland, von Ort zu Ort,
Ich folge ihr, so gut ich kann.
Ihr lauf ich raschen Fußes nach,
Bis sie sich groß und breit verflicht
Mit Weg und Wagnis tausendfach.
Und wohin dann? Ich weiß es nicht.“

J. R. R. Tolkien; *Der Hobbit*

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Nachdem es seit einigen Jahren möglich ist, in Speicherringen hohe Ströme polarisierter Teilchen über längere Zeit umlaufen zu lassen [Bar 94, Bar 95], konnte eine Reihe von Experimenten mit polarisierten Strahlen und polarisierten Targets realisiert und weitere geplant werden. Als Beispiele seien hier das HERMES-Experiment am HERA-Speicherring am DESY in Hamburg zur Untersuchung der inneren Spinstruktur des Nukleons [Due 95, Ack 98] sowie das im Aufbau befindliche Experiment zur Untersuchung der polarisierten Proton-Deuteron-Streuung mit dem ANKE-Spektrometer am COSY in Jülich [Kom 92, Bar 01] genannt. Die dabei Verwendung findenden internen Gastargets haben gegenüber den herkömmlichen Festkörpertargets die Vorteile des Vorliegens der Targetteilchen in vorwiegend atomarer Form, der Polarisierbarkeit aller Targetnukleonen und der schnellen Umschaltbarkeit der Polarisationsrichtung. Insbesondere durch Verwendung der Speicherzellentechnik [Bar 81, Hae 85] konnten Targets hoher Dichte und Polarisation bereitgestellt werden. Entscheidend für eine hohe statistische Genauigkeit der Experimente ist, neben der Wahl der richtigen Parameter des Strahls, die sog. Güte des Targets. Diese ist definiert durch:

$$\text{Güte} = (\text{Targetpolarisation})^2 \times (\text{Targetflächendichte}), \tag{1.1}$$

wobei die Targetflächendichte bei Verwendung einer Speicherzelle proportional zum Fluß der injizierten polarisierten Atome ist. Es besteht also ein Bedarf an Quellen, die einen hohen Fluß an Teilchen mit hoher Polarisation liefern.

Die derzeit am meisten zur Erzeugung polarisierter Wasserstoff- und Deuteriumatomstrahlen verwendeten Atomstrahlquellen (ABS = *atomic beam source*) arbeiten nach dem Prinzip der Elektronenspinseparation durch Stern-Gerlach-Magnete und anschließende Kernspinpolarisierung durch Umbesetzungen in den Hyperfeinstrukturunterzuständen mit Hochfrequenzübergängen. Die nach diesem Prinzip arbeitende Quelle im HERMES-Experiment liefert maximale Polarisationswerte von 0,97 bei einem Fluß von $6{,}4 \cdot 10^{16}$ Atomen/s bei Wasserstoff und eine Polarisation von 0,92 bei $5{,}0 \cdot 10^{16}$ Atomen/s für Deuterium [Nas 02b]. Auch wenn durch die Entwicklung eines neuartigen Mikrowellendissoziators [Koc 99a, Koc 99b] die Güte dieser Quellen zumindest für Deuterium nochmals gesteigert werden konnte, scheinen sie doch an ihre Grenzen zu stoßen, zumal Konzepte wie z. B. die sog. Trägergas- bzw. Zweistrahlmethode [Var 97] zumindest für Wasserstoff- und Deuteriumstrahlen nicht den erhofften Erfolg brachten [Nas 02a]. Theoretisch wären an Speicherringen Targetflächendichten von bis zu $3 \cdot 10^{15}\,\text{cm}^{-2}$ einsetzbar [Rit 91], die aber mit diesem Quellentyp nicht erreichbar scheinen.

Seit Mitte der 80er Jahre arbeitete eine Gruppe am Argonne National Laboratory und später eine daraus hervorgegangene Gruppe an der University of Illinois an einem alternativen Konzept zur Erzeugung kernspinpolarisierter Wasserstoff- und Deuteriumatomstrahlen [Poe 94, Poe 95, Fed 98]. Bei diesen sog. lasergepumpten Spinaustauschquellen (LDS = *laser driven source*) wird ein Alkaligas durch optisches Pumpen mittels Laserlicht polarisiert und überträgt diese Polarisation durch Spinaustauschstöße auf den Elektronenspin der H/D-Atome. Über weitere Spinaustauschstöße zwischen den H/D-Atomen erfolgt die Kernspinpolarisation. Seit etwa 1994 wird am Physikalischen Institut 2 der Universität Erlangen-Nürnberg eine solche Quelle aufgebaut [Ste 95a] und seitdem fortlaufend weiterentwickelt. Durch Entwicklung und Aufbau verschiedener Diagnosewerkzeuge sind exakte Studien einzelner Prozesse sowie zur Langzeitstabilität möglich.

In einer Kollaboration bestehend aus den genannten Instituten wurde bereits ein Experiment am Proton-Cooler-Ring am IUCF in Bloomington/Indiana mit einer Spinaustauschquelle durchgeführt [Mil 97, Cad 01]. Dabei wurde die prinzipielle Eignung einer LDS als Quelle für ein internes Speicherringtarget gezeigt. Seit kurzem arbeitet eine Gruppe am Massachusetts Institute of Technology an der Entwicklung einer Spinaustauschquelle zum Einsatz in einem Experiment am BLAST Detektor des Bates Linear Accelerators [Gao 00, Cra 02].

Aufbau der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Möglichkeiten zur Optimierung des Aufbaus untersucht. Zudem wurde eine Testspeicherzelle aufgebaut, mit der die Eignung der LDS als Quelle für ein Speicherringtarget genauer untersucht werden kann. Durch genaue Beobachtung der Vorgänge beim Betrieb mit Alkali konnten deutliche Verbesserungen beim Rekombinationsverhalten der dissoziierten Wasserstoff- und Deuteriumatome erreicht werden.

Nachdem in Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen der Spinaustauschquelle behandelt werden, erfolgt in Kap. 3 eine Beschreibung des Aufbaus der Erlanger LDS und ihrer Diagnosegeräte. In Kap. 4 werden die Monte-Carlo-Simulationen zu den Teilchentrajektorien im Polarimeter beschrieben und die Ergebnisse im Hinblick auf Optimierungsmöglichkeiten des Aufbaus diskutiert. Der Aufbau einer Testspeicherzelle und die dabei zu beachtenden Kriterien werden in Kap. 5 beschrieben. Ebenso werden die ersten Messungen dargestellt sowie Möglichkeiten zur Verbesserung des Aufbaus aufgezeigt. Kap. 6 beinhaltet Studien zur Rekombination der Atome in der LDS bei verschiedenen Betriebsbedingungen. Nach einer Zusammenfassung werden in Kap. 7 verschiedene Ansatzpunkte zur weiteren Optimierung der Quelle aufgeführt. Die Anhänge enthalten physikalische und technische Daten sowie Ergänzungen zu den einzelnen Kapiteln.

2 Physikalische Grundlagen der Spinaustauschquelle

Im folgenden Kapitel soll auf die physikalischen Grundlagen eingegangen werden, die beim Betrieb der Spinaustauschquelle und der darin ablaufenden Prozesse eine Rolle spielen. Das Grundprinzip aller Quellen zur Erzeugung von polarisierten Atomstrahlen stellt die Hyperfeinstrukturaufspaltung von Atomen in Magnetfeldern dar, die hier als erstes besprochen wird. Darauf folgt die Berechnung von Elektronen- und Kernspinpolarisation aus den Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturunterzustände. Desweiteren wird das Prinzip der Polarisationserzeugung bei einer LDS dargestellt und die dabei vorkommenden Prozesse Dissoziation, optisches Pumpen und Spinaustausch werden erläutert. Zudem werden die limitierenden Prozesse Rekombination und Depolarisierung behandelt.

2.1 Hyperfeinstrukturaufspaltung

Als Hyperfeinstruktur bezeichnet man die Aufspaltung der Energiezustände eines Atoms aufgrund der Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten des Kerns und der Elektronenhülle. Die Beschreibung dieser Wechselwirkung erfolgt hier nur soweit, wie es für das Verständnis der LDS nötig ist. Detaillierte Beschreibungen finden sich in [Coh 99, Sch 98, Str 02].

Da das Elektron von Wasserstoff und Deuterium im Grundzustand keinen Bahndrehimpuls $\vec{L}$ besitzt, besteht sein Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$ allein aus dem Spin $\vec{S}$. Somit kommt es zu keiner Spin-Bahn-Kopplung und die magnetischen Momente von Kernspin $\vec{I}$ und Elektronenspin $\vec{S}$ koppeln direkt zum Gesamtdrehimpuls $\vec{F} = \vec{I} + \vec{S}$. Für Zustände mit unterschiedlichem $\vec{F}$ kommt es zu einer Energieaufspaltung (Hyperfeinaufspaltung) mit einer Energieverschiebung

$$\Delta E = \frac{A}{2}\left(F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)\right) \tag{2.1}$$

mit dem Intervallfaktor A [Hak 96]. Ohne ein äußeres Magnetfeld sind diese Zustände $(2F+1)$-fach entartet. Der energetische Abstand der Zustandsniveaus beträgt

$$E_{\mathrm{HFS}} = \Delta E_{F+1} - \Delta E_F = A(F+1) \tag{2.2}$$

und wird als Hyperfeinaufspaltungsenergie bezeichnet. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes B kommt es zu einer Wechselwirkung der einzelnen magnetischen Momente mit dem äußeren Feld, und die Entartung wird aufgehoben. In Bezug auf das sog. kritische Magnetfeld

$$B_{\mathrm{c}} = \frac{h\nu_{\mathrm{HFS}}}{(g_S - g_I)\mu_{\mathrm{B}}}, \tag{2.3}$$

mit der Hyperfeinübergangsfrequenz ν_{HFS}, dem Elektron-g-Faktor g_S, dem Kern-g-Faktor g_I und dem Bohrschen Magneton μ_{B}, unterscheidet man die Aufspaltung im schwachen Feld $B \ll B_{\mathrm{c}}$ (Zeeman-Bereich) von der im starken Feld $B \gg B_{\mathrm{c}}$ (Paschen-Back-Bereich). B_{c} stellt das vom Kern am Ort des Elektrons erzeugte Magnetfeld dar. Im Zeeman-Bereich stellt das äußere Feld nur eine kleine Störung der Kopplung von Elektron- und Kernspin dar, und man erhält den linearen Effekt der Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur. Im Paschen-Back-Bereich dominieren die Wechselwirkungen von Elektron und Kern mit dem äußeren Feld, Kern- und Elektronenspin entkoppeln, und die Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung kann als Störung betrachtet werden. Im Spezialfall $F = I \pm \frac{1}{2}$ läßt sich die Aufspaltungsenergie über den gesamten Feldbereich mit Hilfe der Breit-Rabi-Formel [Bre 31, Cag 75]

$$E(F = I \pm \frac{1}{2}, m_F) = -\frac{A}{4} + m_F g_I \mu_{\mathrm{K}} B \pm \frac{A(I+\frac{1}{2})}{2}\sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1}\frac{B}{B_{\mathrm{c}}} + \frac{B^2}{B_{\mathrm{c}}^2}} \tag{2.4}$$

beschreiben, in der μ_{K} das Kernmagneton ist. Die Werte der in den Gleichungen 2.3 und 2.4 vorkommenden Größen sind für Wasserstoff und Deuterium in Tab. C.1 aufgelistet. Der mittlere Term, der die Wechselwirkung des Kernspins mit dem äußeren Magnetfeld beschreibt, kann bei Magnetfeldern bis zu ca. 30 T vernachlässigt werden. Somit erhält man für die Aufspaltungsenergien E^{H} von Wasserstoff und E^{D} von Deuterium die Beziehungen

$$E^{\mathrm{H}}(F = I \pm \frac{1}{2}, m_F) = E^{\mathrm{H}}_{\mathrm{HFS}} \cdot \left(-\frac{1}{4} \pm \frac{1}{2}\sqrt{1 + 2m_F\frac{B}{B_{\mathrm{c}}} + \frac{B^2}{B_{\mathrm{c}}^2}}\right) \tag{2.5}$$

und

$$E^{\mathrm{D}}(F = I \pm \frac{1}{2}, m_F) = E^{\mathrm{D}}_{\mathrm{HFS}} \cdot \left(-\frac{1}{6} \pm \frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{4m_F}{3}\frac{B}{B_{\mathrm{c}}} + \frac{B^2}{B_{\mathrm{c}}^2}}\right). \tag{2.6}$$

Beim Wasserstoff betragen Kern- und Elektronenspin jeweils $\frac{1}{2}$ und koppeln somit zum Gesamtdrehimpuls $F = 1$ oder $F = 0$. Zusammen mit der Bedingung $m_F = -F, -F+1, \ldots, F-1, F$ ergeben sich vier Unterzustände des Grundzustandes. Für die Energieeigenwerte dieser Zustände erhält man aus Gl. 2.5 mit der Definition $x = \frac{B}{B_{\mathrm{c}}}$:

$$\begin{aligned}
E_1 &= E^{\mathrm{H}}_{\mathrm{HFS}} \cdot \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{2}x\right), \\
E_2 &= E^{\mathrm{H}}_{\mathrm{HFS}} \cdot \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{2}\sqrt{1+x^2}\right), \\
E_3 &= E^{\mathrm{H}}_{\mathrm{HFS}} \cdot \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2}x\right), \\
E_4 &= E^{\mathrm{H}}_{\mathrm{HFS}} \cdot \left(-\frac{1}{4} - \frac{1}{2}\sqrt{1+x^2}\right).
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Stellt man den Verlauf der Energieeigenwerte in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes dar, ergibt sich das in Abb. 2.1a) gezeigte Breit-Rabi-Diagramm. Aufgetragen ist hier die Energie E der Zustände in Einheiten der Hyperfeinaufspaltungsenergie E_{HFS} gegen das äußere Magnetfeld B in Einheiten des kritischen Magnetfeldes B_{c}.

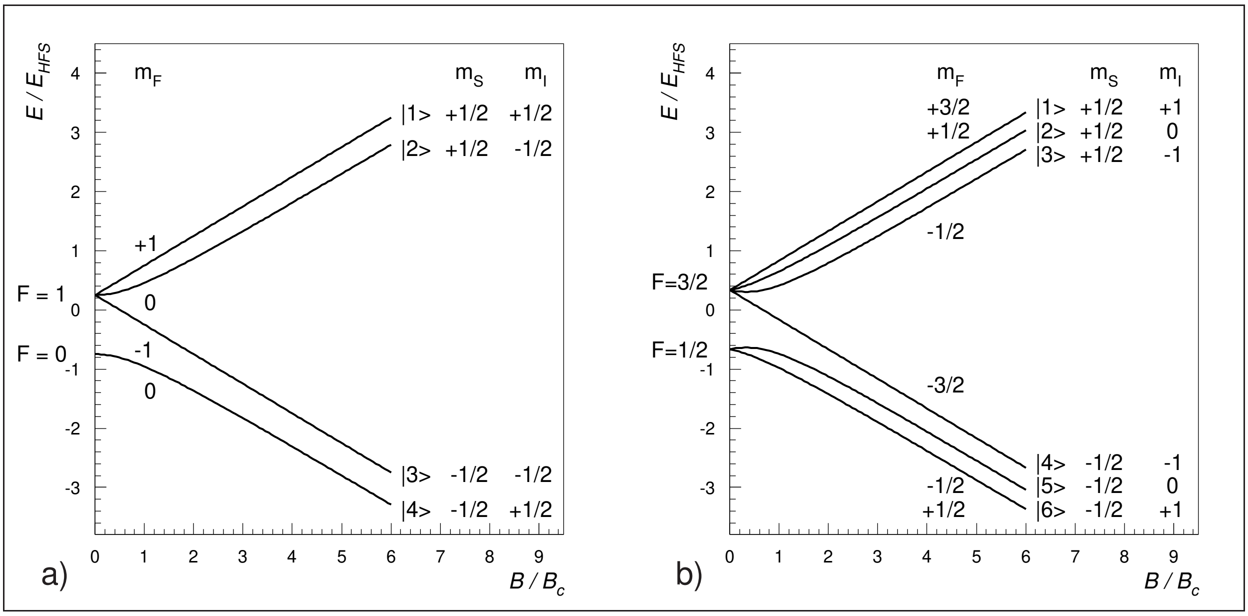

Abb. 2.1: Breit-Rabi-Diagramme für a) Wasserstoff und b) Deuterium. Aufgetragen ist die Energie E der Zustände in Einheiten der Hyperfeinaufspaltungsenergie E_{HFS} gegen das äußere Magnetfeld B in Einheiten des kritischen Magnetfeldes B_{c}.

Bei Deuterium beträgt der Kernspin $I = 1$, er kann mit dem Elektronenspin $S = \frac{1}{2}$ zum Gesamtdrehimpuls $F = \frac{3}{2}$ oder $F = \frac{1}{2}$ koppeln. Damit gibt es hier sechs Hyperfeinunterzustände, deren Energieeigenwerte sich aus Gl. 2.6 zu

$$
\begin{aligned}
E_1 &= E_{\mathrm{HFS}}^{\mathrm{D}} \cdot \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{2}x\right), \\
E_2 &= E_{\mathrm{HFS}}^{\mathrm{D}} \cdot \left(-\frac{1}{6} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2}\right), \\
E_3 &= E_{\mathrm{HFS}}^{\mathrm{D}} \cdot \left(-\frac{1}{6} + \frac{1}{2}\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2}\right), \\
E_4 &= E_{\mathrm{HFS}}^{\mathrm{D}} \cdot \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{2}x\right), \\
E_5 &= E_{\mathrm{HFS}}^{\mathrm{D}} \cdot \left(-\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2}\right), \\
E_6 &= E_{\mathrm{HFS}}^{\mathrm{D}} \cdot \left(-\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2}\right)
\end{aligned}
\tag{2.8}
$$

ergeben. Das Breit-Rabi-Diagramm mit dem Magnetfeldverlauf der Energieeigenwerte für Deuterium ist in Abb. 2.1b) wiedergegeben.

Zur Berechnung der Kern- und Elektronenspinpolarisation des Wasserstoff- oder Deuteriumensembles ist die Kenntnis der Polarisationserwartungswerte der einzelnen Hyperfeinunterzustände nötig. Dazu wählt man für die einzelnen Zustände eine Darstellung in einer vom äußeren Magnetfeld unabhängigen Basis $|m_S, m_I\rangle$, mit den Spinwellenfunktionen vom Proton $|m_I\rangle = \left|\pm\frac{1}{2}\right\rangle$ und Elektron $|m_S\rangle = \left|\pm\frac{1}{2}\right\rangle$. Die Eigenzustände $|i\rangle$ lassen sich dann als koheränte Überlagerung dieser Funktionen darstellen. Für Wasserstoff erhält man:

$$
\begin{aligned}
|1\rangle &= \left|+\tfrac{1}{2},+\tfrac{1}{2}\right\rangle, \\
|2\rangle &= \cos\theta\cdot\left|+\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}\right\rangle+\sin\theta\cdot\left|-\tfrac{1}{2},+\tfrac{1}{2}\right\rangle \\
|3\rangle &= \left|-\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}\right\rangle, \\
|4\rangle &= \cos\theta\cdot\left|-\tfrac{1}{2},+\tfrac{1}{2}\right\rangle+\sin\theta\cdot\left|+\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}\right\rangle,
\end{aligned}
\tag{2.9}
$$

mit dem magnetfeldabhängigen Mischungswinkel

$$
\theta = \frac{1}{2}\arctan\frac{B_c}{B} \qquad \overset{B\to\infty}{\longrightarrow} 0 \quad , \qquad \overset{B\to 0}{\longrightarrow} \frac{\pi}{4}, \tag{2.10}
$$

wobei der Hauptwert des arctan zu verwenden ist. Daraus ergeben sich die Polarisationserwartungswerte von Elektronenspin P_e und Kernspin P_z der Hyperfeinunterzustände zu:

$$
\begin{aligned}
\langle 1|P_\mathrm{e}|1\rangle &= +1, & \langle 1|P_\mathrm{z}|1\rangle &= +1, \\
\langle 2|P_\mathrm{e}|2\rangle &= +\cos 2\theta, & \langle 2|P_\mathrm{z}|2\rangle &= -\cos 2\theta, \\
\langle 3|P_\mathrm{e}|3\rangle &= -1, & \langle 3|P_\mathrm{z}|3\rangle &= -1, \\
\langle 4|P_\mathrm{e}|4\rangle &= -\cos 2\theta, & \langle 4|P_\mathrm{z}|4\rangle &= +\cos 2\theta.
\end{aligned}
\tag{2.11}
$$

Für die Elektronen- und die Kernspinpolarisation eines Wasserstoffensembles erhält man mit

$$
P_\mathrm{e,z} = \sum_{i=1}^{4} n_i \cdot \langle i|P_{e,z}|i\rangle \tag{2.12}
$$

und den Gleichungen 2.11 folgende magnetfeldabhängige Funktionen:

$$
\begin{aligned}
P_\mathrm{e} \quad &= \quad n_1 - n_3 + (n_2 - n_4)\cdot\cos 2\theta, \\
&\overset{B\to\infty}{\longrightarrow} \quad n_1 + n_2 - n_3 - n_4, \\
&\overset{B\to 0}{\longrightarrow} \quad n_1 - n_3, \\
\\
P_\mathrm{z} \quad &= \quad n_1 - n_3 + (n_4 - n_2)\cdot\cos 2\theta, \\
&\overset{B\to\infty}{\longrightarrow} \quad n_1 + n_4 - n_3 - n_2, \\
&\overset{B\to 0}{\longrightarrow} \quad n_1 - n_3,
\end{aligned}
\tag{2.13}
$$

wobei $n_i = \langle i|i\rangle$ die Wahrscheinlichkeit wiedergibt, ein Teilchen im Zustand $|i\rangle$ zu finden und als relative Besetzungszahl bezeichnet wird. Es gilt die Normierungsbedingung

$$
\sum_{i=1}^{4} n_i = 1. \tag{2.14}
$$

Die Herleitung der Polarisationserwartungswerte für ein Deuteriumensemble erfolgt analog. Für die sechs Eigenzustände $|i\rangle$ erhält man:

$$\begin{aligned}
|1\rangle &= \left|+\tfrac{1}{2},+\tfrac{1}{2}\right\rangle,\\
|2\rangle &= \cos\theta_+\cdot\left|+\tfrac{1}{2},\quad 0\right\rangle+\sin\theta_+\cdot\left|-\tfrac{1}{2},+1\right\rangle,\\
|3\rangle &= \cos\theta_-\cdot\left|+\tfrac{1}{2},-1\right\rangle+\sin\theta_-\cdot\left|-\tfrac{1}{2},\quad 0\right\rangle,\\
|4\rangle &= \left|-\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}\right\rangle,\\
|5\rangle &= \cos\theta_-\cdot\left|-\tfrac{1}{2},\quad 0\right\rangle-\sin\theta_-\cdot\left|+\tfrac{1}{2},-1\right\rangle,\\
|6\rangle &= \cos\theta_+\cdot\left|-\tfrac{1}{2},+1\right\rangle-\sin\theta_+\cdot\left|+\tfrac{1}{2},\quad 0\right\rangle,
\end{aligned}\tag{2.15}$$

wobei die magnetfeldabhängigen Mischungswinkel $\theta_\pm$ wie folgt definiert sind:

$$\begin{aligned}
\theta_+ &= \frac{1}{2}\arctan\frac{\sqrt{8}}{3\frac{B_c}{B}+1} \quad \stackrel{B\to\infty}{\longrightarrow} 0,\\
\theta_{-,B<\frac{B_c}{3}} &= \frac{1}{2}\arctan\frac{\sqrt{8}}{3\frac{B_c}{B}-1}+\frac{\pi}{2},\\
\theta_{-,B=\frac{B_c}{3}} &= \frac{\pi}{4},\\
\theta_{-,B>\frac{B_c}{3}} &= \frac{1}{2}\arctan\frac{\sqrt{8}}{3\frac{B_c}{B}-1} \quad \stackrel{B\to\infty}{\longrightarrow} 0.
\end{aligned}\tag{2.16}$$

Damit lassen sich wie bei Wasserstoff die Polarisationserwartungswerte von Elektronen- und Kernspin berechnen:

$$\begin{aligned}
\langle 1|P_e|1\rangle &= +1, & \langle 1|P_z|1\rangle &= +1,\\
\langle 2|P_e|2\rangle &= +\cos 2\theta_+, & \langle 2|P_z|2\rangle &= +\tfrac{1}{2}(1-\cos 2\theta_+),\\
\langle 3|P_e|3\rangle &= +\cos 2\theta_+, & \langle 3|P_z|3\rangle &= -\tfrac{1}{2}(1+\cos 2\theta_-),\\
\langle 4|P_e|4\rangle &= -1, & \langle 4|P_z|4\rangle &= -1,\\
\langle 5|P_e|5\rangle &= -\cos 2\theta_-, & \langle 5|P_z|5\rangle &= -\tfrac{1}{2}(1-\cos 2\theta_-),\\
\langle 6|P_e|6\rangle &= -\cos 2\theta_+, & \langle 6|P_z|6\rangle &= +\tfrac{1}{2}(1+\cos 2\theta_+).
\end{aligned}\tag{2.17}$$

Aufgrund des Kernspins $I=1$ gibt es bei Deuterium drei Einstellmöglichkeiten des Spins bezüglich der Quantisierungsachse. Deshalb wird zur vollständigen Beschreibung noch die Tensorpolarisation P_{zz} benötigt. Die Erwartungswerte für die einzelnen Hyperfeinzustände lauten:

$$\begin{aligned}
\langle 1|P_{zz}|1\rangle &= +1, & \langle 4|P_{zz}|4\rangle &= +1,\\
\langle 2|P_{zz}|2\rangle &= -\tfrac{1}{2}(1+3\cos 2\theta_+), & \langle 5|P_{zz}|5\rangle &= -\tfrac{1}{2}(1+3\cos 2\theta_-),\\
\langle 3|P_{zz}|3\rangle &= -\tfrac{1}{2}(1-3\cos 2\theta_-), & \langle 6|P_{zz}|6\rangle &= -\tfrac{1}{2}(1-3\cos 2\theta_+).
\end{aligned}\tag{2.18}$$

Abschließend lassen sich mit den Gl. 2.17 und 2.18 die Polarisationswerte eines Deuteriumensembles in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes berechnen:

$$\begin{aligned}
P_\mathrm{e} &= n_1 + (n_2 - n_6)\cos 2\theta_+ - n_4 + (n_3 - n_5)\cos 2\theta_-, \\
&\xrightarrow{B\to\infty} n_1 + n_2 + n_3 - n_4 - n_5 - n_6, \\
&\xrightarrow{B\to 0} n_1 - n_4 + \tfrac{1}{3}(n_2 - n_6) - \tfrac{1}{3}(n_3 - n_5), \\[1em]
P_\mathrm{z} &= n_1 + n_2 \sin^2\theta_+ - n_3 \cos^2\theta_- - n_4 - n_5 \sin^2\theta_- + n_6 \cos^2\theta_+, \\
&\xrightarrow{B\to\infty} n_1 + n_6 - n_3 - n_4, \\
&\xrightarrow{B\to 0} n_1 - n_4 + \tfrac{1}{3}(n_2 - n_3) - \tfrac{2}{3}(n_- n_6), \\[1em]
P_\mathrm{zz} &= n_1 + n_2(\sin^2\theta_+ - 2\cos^2\theta_+) + n_3(\cos^2\theta_- - 2\sin^2\theta_-) + \\
&\qquad n_4 + n_5(\sin^2\theta_- - 2\cos^2\theta_-) + n_6(\cos^2\theta_+ - 2\sin^2\theta_+), \\
&\xrightarrow{B\to\infty} n_1 + n_3 + n_4 + n_6 - 2n_2 - 2n_5, \\
&\xrightarrow{B\to 0} n_1 + n_4 - n_2 - n_3.
\end{aligned} \tag{2.19}$$

2.2 Polarisationserzeugung bei der LDS

Das Prinzip einer lasergepumpten Spinaustauschquelle beruht auf dem Spinaustausch zwischen optisch gepumpten Alkaliatomen und dem Wasserstoff bzw. Deuterium und der Wasserstoff- bzw. Deuteriumatome untereinander. In Abb. 2.2 sind die einzelnen Schritte schematisch dargestellt, dabei sind mit A die Alkaliatome bezeichnet, H steht sowohl für Wasserstoff als auch für Deuterium. Die Pfeile bedeuten Elektronen- (↑) bzw. Kernspinpolarisation (→). Die Schritte ① – ⑤ werden hier kurz für den Fall von Wasserstoff erläutert, gelten aber genauso für Deuterium. Eine genauere Diskussion findet sich in den nachfolgenden Kapiteln.

① Wasserstoffmoleküle gelangen zunächst in den Dissoziator, wo sie durch eine Hochfrequenzentladung in atomaren Wasserstoff dissoziiert werden.

② Durch optisches Pumpen mit resonantem Laserlicht werden Alkaliatome elektronenspinpolarisiert. Depolarisierte Alkaliatome werden durch kontinuierliche Einstrahlung des Laserlichts ständig wieder optisch gepumpt.

③ Durch Stöße zwischen den polarisierten Alkaliatomen und den Wasserstoffatomen erfolgt ein Polarisationsübertrag und somit die Elektronenspinpolarisation des Wasserstoffs.

④ Durch Hyperfeinwechselwirkung bei Stößen zwischen elektronenspinpolarisierten Wasserstoffatomen untereinander kommt es zu einem Polarisationsübertrag vom Elektron auf den Kern.

⑤ Durch verschiedene Prozesse können die Wasserstoffatome wieder depolarisiert werden. Die Depolarisierung durch Stoß mit einer Wand steht hier nur als ein Beispiel für mögliche Depolarisationsprozesse. Zudem findet auch Rekombination der Atome zu Molekülen statt.

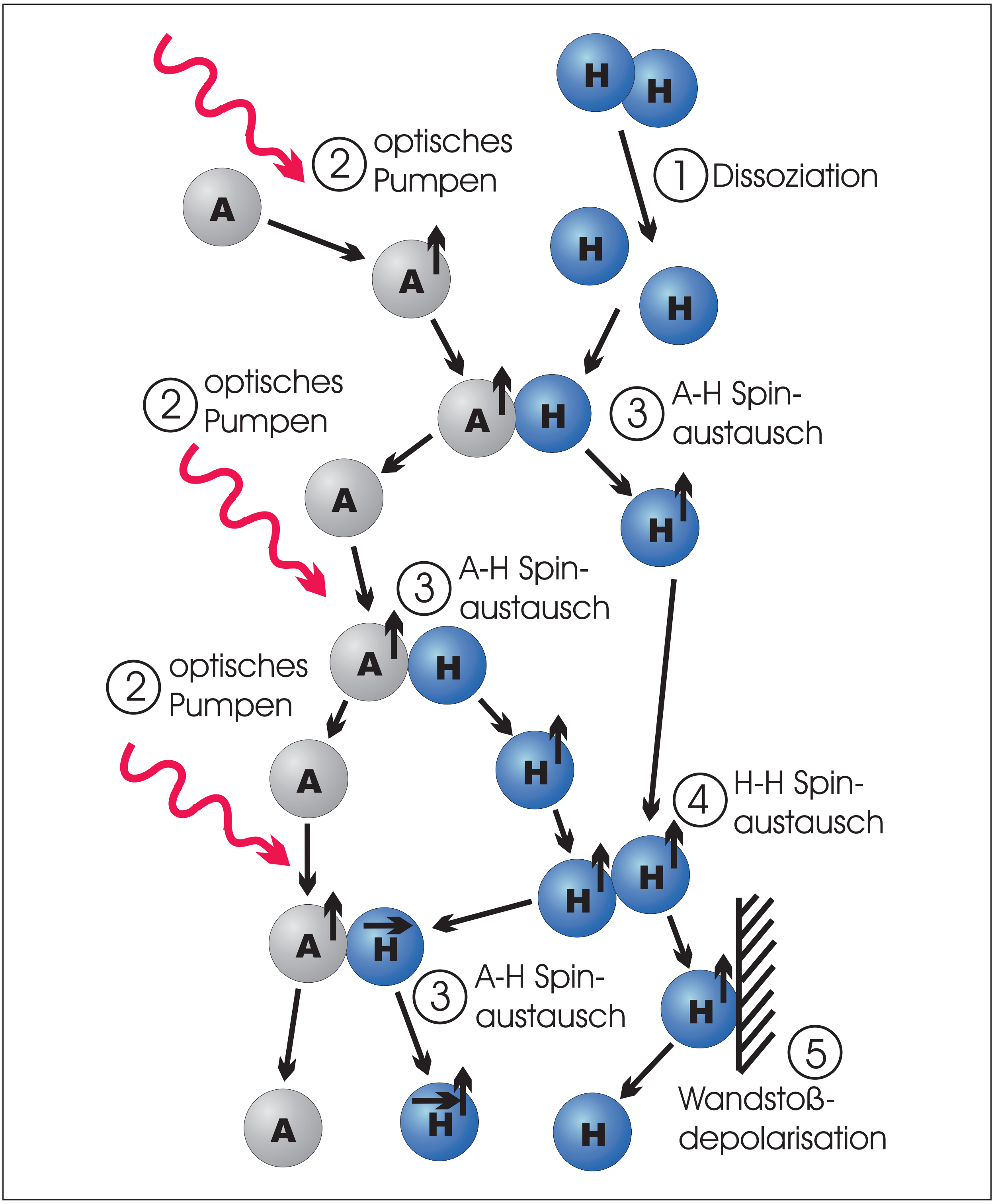

Abb. 2.2: Funktionsprinzip einer lasergepumpten Spinaustauschquelle. Die Schritte ① – ⑤ werden im Text beschrieben.

Die exakte Beschreibung dieser Vorgänge ist mit sogenannten Bilanzgleichungen möglich, deren vollständige Beschreibung sich in [Ste 95b, Ste 96] findet. Diese gekoppelten Differentialgleichungen erster Ordnung geben die zeitliche Veränderung der Besetzungszahlen der Hyperfeinunterzustände der Wasserstoff- und der Alkaliatome wieder. Damit ist auch eine Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Polarisation möglich, was die Möglichkeit zur Simulierung und Optimierung der Prozesse eröffnet. Die Gleichungen lauten:

$$\begin{aligned}
\frac{dn_c}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{H-A}}}\sum_{a,b} A^c_{ab} n_a m_b && \text{Spinaustauschstöße H–A} && (2.20)\\
&+\frac{1}{T_{\mathrm{H-H}}}\sum_{a,b} B^c_{ab} n_a n_b && \text{Spinaustauschstöße H–H} && (2.21)\\
&+\frac{1}{T_{\mathrm{H-Wand}}}\sum_{a} D^c_{a} n_a && \text{H–Wandstöße} && (2.22)\\
&+\frac{1}{T_{\mathrm{H-Fluß}}}(n_{c0}-n_c) && \text{H–Fluß,} && (2.23)\\
\frac{dm_c}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{A-H}}}\sum_{a,b} E^c_{ab} n_a m_b && \text{Spinaustauschstöße A–H} && (2.24)\\
&+\frac{1}{T_{\mathrm{A-Wand}}}\sum_{b} F^c_{b} m_b && \text{A–Wandstöße} && (2.25)\\
&+\frac{1}{T_{\mathrm{A-Fluß}}}(m_{c0}-m_c) && \text{A–Fluß} && (2.26)\\
&+\Gamma_{\mathrm{Pump}} && \text{optische Pumprate ,} && (2.27)
\end{aligned}$$

wobei A allgemein für die Alkaliatome steht, H für Wasserstoff oder Deuterium, n_i bzw. m_i die Besetzungszahlen der Hyperfeinzustände vom Wasserstoff bzw. Alkali bezeichnen. $T_{\mathrm{X-Y}}$ sind die Zeitkonstanten der jeweiligen Vorgänge und A, B, C, D, E, F noch näher zu bestimmende Konstanten. In diesen Gleichungen noch nicht berücksichtigt sind Einflüsse der Rekombination, Stöße mit Fremdgasatomen und Molekülen sowie der Einfluß des Alkalimetallkernspins.

2.3 Dissoziation

Am Beginn der Spinaustauschquelle steht die Dissoziation von molekularem Wasserstoff in atomaren. Dies geschieht in einem Hochfrequenzdissoziator. Durch das elektromagnetische Hochfrequenzfeld werden freie Elektronen beschleunigt und stoßen mit den Hüllenelektronen der Wasserstoffmoleküle zusammen. Bei der Dissoziation unterscheidet man im wesentlichen zwei Prozesse [Fun 95]:

- Direkte Dissoziation: Hierbei kommt es durch den Elektronenstoß zu einer Anregung molekularer oder ionischer Zustände, die dann dissoziieren:

$$\mathrm{e^- + H_2} \quad \rightarrow \quad \mathrm{H_2^* + e^-} \quad \rightarrow \quad \mathrm{H + H + e^-} \qquad (2.28)$$

$$\text{oder} \quad e^- + H_2 \rightarrow H_2^{+*} + 2e^- \rightarrow H + H^+ + 2e^-,$$
$$\rightarrow H^+ + H^- + e^-. \tag{2.29}$$

Bei einer Reaktion nach Gl. 2.28 kommt es entweder zu einem Zerfall in zwei Wasserstoffatome im Grundzustand oder zu einem Zerfall in ein Grundzustandsatom und eines im 2s-Zustand, wobei der erste Fall überwiegt. Bis zu einer Elektronenenergie von 15,4 eV ist dies der für die Dissoziation dominierende Prozeß. Die Wirkungsquerschnitte der Prozesse nach Gl. 2.29 liegen über den gesamten Bereich der Elektronenenergie deutlich unter dem nach Gl. 2.28 und tragen deshalb nur sehr wenig zur Dissoziation bei [Tak 78].

- Dissoziation mit vorausgehender Ionisation: Hierbei handelt es sich um einen zweistufigen Prozeß. Zunächst wird ein Wasserstoffmolekül durch Elektronenstoß ionisiert:

$$H_2 + e^- + \Delta_{ion} \rightarrow H_2^+ + 2e^-, \tag{2.30}$$

wobei $\Delta_{ion} = 15{,}4\,\text{eV}$ die Ionisierungsenergie des Wasserstoffmoleküls ist. Danach kommt es durch einen weiteren Elektronenstoß zur Anregung in einen antibindenden Zustand, der dann dissoziiert:

$$H_2^+ + e^- \rightarrow H + H, \tag{2.31}$$

$$\rightarrow H + H^+ + e^-, \tag{2.32}$$

$$\rightarrow H^+ + H^+ + 2e^-. \tag{2.33}$$

Der in Gl. 2.31 dargestellte Prozeß wird als dissoziative Neutralisation bezeichnet und liefert einen Beitrag zur Dissoziation bei niedrigen Elektronenenergien. Bei hohen Elektronenenergien ist für die Dissoziation der Prozeß in Gl. 2.32 dominierend, der Zerfall in ein Wasserstoffatom und ein Proton. Der Zerfall in zwei Protonen (Gl. 2.33) ist aufgrund seines geringen Wirkungsquerschnitts [Pea 73] vernachlässigbar.

2.4 Rekombination

Dem Prozeß der Dissoziation entgegen wirkt die Rekombination von zwei Wasserstoffatomen zu einem Molekül unter Freisetzung der Bindungsenergie ΔE_B. Aus Energie- und Impulserhaltungsgründen ist dazu ein dritter Stoßpartner P notwendig:

$$H + H + P \rightarrow H_2 + P + \Delta E_B. \tag{2.34}$$

Dabei unterscheidet man zwischen zwei Arten der Rekombination:

- Volumenrekombination: Beim Stoß von drei Wasserstoffatomen rekombinieren zwei zu einem Molekül, wobei das dritte Atom den zusätzlich erforderlichen Stoßpartner darstellt. Dieser Prozeß gewinnt mit höherer Dichte und damit abnehmender mittlerer freier Weglänge der Atome an Bedeutung. Für Dichten $\rho \geq 1 \cdot 10^{17}\,\text{cm}^{-3}$ überwiegt dieser Prozeß.

- Wandstoßrekombination: Liegt die mittlere freie Weglänge der Atome im Bereich der Entfernung zwischen den Wänden, so finden die Stöße vorwiegend dort statt. Es findet eine Adsorption der Atome durch die Wand statt. Der erforderliche dritte Stoßpartner ist dabei ein Wandatom. Für die Rekombinationswahrscheinlichkeit kann ein Rekombinationskoeffizient γ angegeben werden [Gel 71, Sin 89]:

$$\gamma = C \cdot e^{-\frac{E_{\mathrm{A}}}{k_{\mathrm{B}}T}}, \tag{2.35}$$

  wobei C eine Konstante und E_{A} die Aktivierungsenergie ist. Spielen mehrere Adsorptionsprozesse eine Rolle, so ergibt sich der Gesamtrekombinationskoeffizient aus der Summe der Einzelkoeffizienten.

Bei der LDS findet Rekombination im Dissoziator und vor allem in der Pumpzelle statt. In beiden Fällen ist die Dichte so gering, daß der Effekt der Volumenrekombination keine Rolle spielt. Bei einem Einsatz zusammen mit einer Speicherzelle findet auch dort Rekombination statt. Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Wandstoßrelaxation bei der HERMES-Speicherzelle finden sich in [Bau 00, Bau 02b], allerdings ohne die bei der LDS vorhandene Alkalibeimischung.

2.5 Optisches Pumpen

Daß es möglich ist, mit anisotropem, resonantem Licht angeregte Zustände zu erzeugen, wurde bereits 1924 gezeigt [Han 24]. Daß damit auch eine Ungleichbesetzung der Grundzustände erreicht werden kann, wurde 1950 vorhergesagt [Kas 50] und kurz darauf auch experimentell bestätigt [Bro 52, Haw 53].

Als optisches Pumpen bezeichnet man die Veränderung der relativen Besetzungszahlen der Grundzustandsunterniveaus in atomaren Gasen durch Einstrahlen von Licht. Die verschiedenen Möglichkeiten des optischen Pumpens sollen vereinfacht an einem atomaren Vierniveausystem gezeigt werden. Zur Aufhebung der Entartung der magnetischen Unterzustände ist ein Magnetfeld angelegt.

2.5.1 Ent- und Bevölkerungspumpen

Optisches Pumpen zur Polarisierung eines Grundzustandes läßt sich in zwei Schritte unterteilen, das Ent- und das Bevölkerungspumpen. Beim Entvölkerungspumpen wird gezielt ein Grundzustand zugunsten eines angeregten Zustandes entleert. Dies geschieht durch die Absorption von Licht mit bestimmten Eigenschaften. Wie in Abb. 2.3 schematisch dargestellt, erfolgt die Auswahl des gewünschten Übergangs über die Frequenz oder die Polarisation des eingestrahlten Lichts. Dabei ist jedoch zu beachten, daß linear (π) polarisiertes Licht als Überlagerung von links- (σ^-) und rechts- (σ^+) zirkular polarisiertem Licht gleicher Intensität angesehen werden kann. Im Fall ohne Magnetfeld können damit also sowohl die π- als auch die $\sigma^{\pm}$-Übergänge gepumpt werden. Liegt ein hinreichend großes Magnetfeld an, so unterscheiden sich die Übergänge aufgrund der Zeeman-Aufspaltung auch in ihrer Energie. Damit hängt der beim optischen Pumpen mögliche

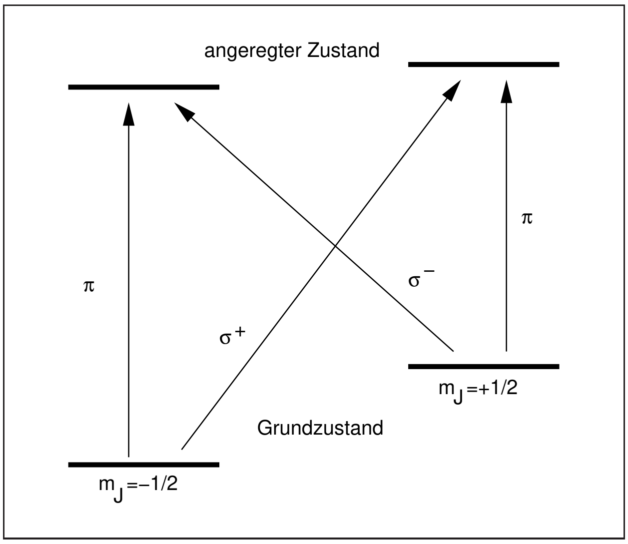

Abb. 2.3:
Schema des Entvölkerungspumpens im Magnetfeld. Durch Einstrahlen von Licht mit passender Frequenz und Polarisation lassen sich Atome von den Grundzuständen in die angeregten Zustände überführen.

Übergang auch von der Frequenz des eingestrahlten Lichts ab. Der zweite Schritt, das Bevölkerungspumpen, wird durch die Relaxation des angeregten Zustandes bestimmt. Wie in Abb. 2.4

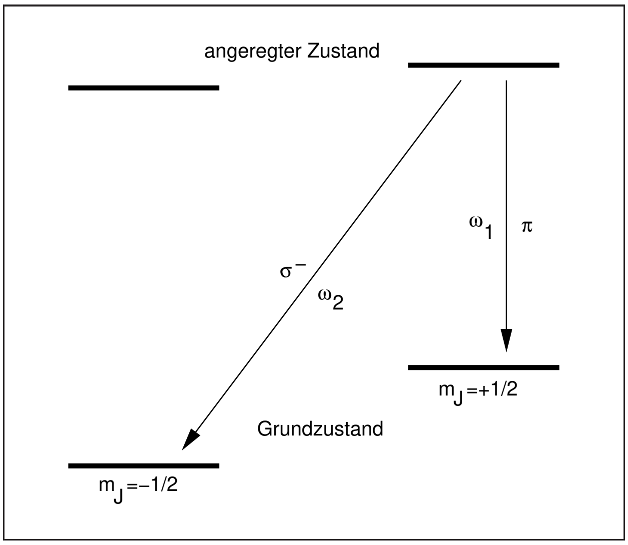

Abb. 2.4:
Schema des Bevölkerungspumpens im Magnetfeld. Die Atome relaxieren aus dem angeregten Zustand unter Emission von polarisiertem Licht (hier σ^- oder π) mit der Wahrscheinlichkeit ω_i in den Grundzustand.

dargestellt, relaxieren die Atome aus dem angeregten Zustand mit i. allg. unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten ω_i in die verschiedenen Grundzustandsunterniveaus. Dabei wird polarisiertes Licht, im Beispiel mit der Polarisation σ^- oder π, emittiert.

Durch die Kombination von Ent- und Bevölkerungspumpen kann somit ein Grundzustandsunterniveau zugunsten eines anderen entvölkert werden. In Abb. 2.5 ist der Gesamtprozeß des optischen Pumpens für ein Vierniveausystem dargestellt. Durch Pumpen mit rechtszirkular polarisiertem Licht werden die Atome aus dem Grundzustand $|m_2\rangle$ in den Zustand $|m_3\rangle$ angeregt. Dieser relaxiert mit einer Wahrscheinlichkeit von $\frac{2}{3}$ wieder zurück in den Ausgangszustand und mit einer Wahrscheinlichkeit von $\frac{1}{3}$ in den Grundzustand $|m_1\rangle$. Der Zustand $|m_2\rangle$ wird in diesem Fall also zugunsten des Zustandes $|m_1\rangle$ entleert. Dieses Schema ist bereits eine gute Näherung für das optische Pumpen z. B. der D1-Linie von Kalium, wie es an der LDS praktiziert wird.

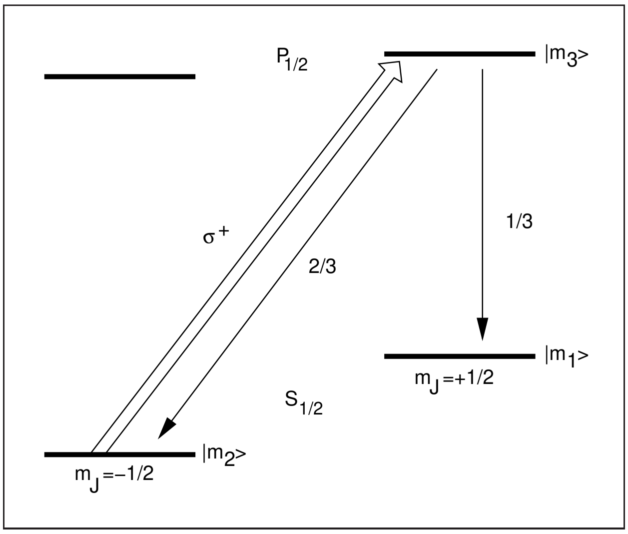

Abb. 2.5:
Schema des optischen Pumpens an der LDS. Durch Einstrahlen von rechtszirkular polarisiertem Licht werden die Atome aus dem Grundzustand $|m_2\rangle$ in den Zustand $|m_3\rangle$ angeregt. Die Relaxation erfolgt mit einer Wahrscheinlichkeit von $\frac{1}{3}$ in den Grundzustand $|m_1\rangle$, der damit überbevölkert wird.

Die Veränderungen in den Besetzungszahlen der beim optischen Pumpen nach Abb. 2.5 beteiligten Zustände läßt sich durch folgende Bilanzgleichungen beschreiben:

$$\begin{aligned}
\frac{dm_1}{dt} &= \frac{1}{\tau}\left(\frac{1}{2}-m_1\right)+\frac{1}{3}\Gamma_{\text{Pump}}m_2,\\
\frac{dm_2}{dt} &= \frac{1}{\tau}\left(\frac{1}{2}-m_2\right)-\frac{1}{3}\Gamma_{\text{Pump}}m_1,\\
\frac{dm_3}{dt} &= 0,
\end{aligned} \tag{2.36}$$

wobei $\frac{1}{\tau}$ die Gesamtrelaxationsrate des Alkaliensembles bezeichnet und Γ_{Pump} die Pumprate. Aufgrund der im Vergleich zur Relaxationszeit von einigen Millisekunden kurzen Lebensdauer des angeregten Zustandes $|m_3\rangle$ im Bereich von einigen zehn Nanosekunden wird dessen Besetzung im zeitlichen Mittel vernachlässigt.

2.5.2 Resonanter Strahlungseinfang

Eine Grenze für die mittels optischen Pumpens erreichbare Polarisation wird durch den Effekt des resonanten Strahlungseinfangs [Tup 86, Tup 87, And 92, Sak 98] gegeben. Hierbei wird das von den Atomen bei der Relaxation emittierte Licht durch andere Atome wieder absorbiert, was zu erneuter Anregung führt. Geschieht dies bei Atomen, die sich bereits im gewünschten Endzustand befinden, kann die Polarisation reduziert werden. Dieser Effekt nimmt mit steigender Alkalidichte und kürzer werdenden Relaxationszeiten des Endzustandes zu, da durch eine größer werdende Anzahl von Pumpzyklen auch mehr Fluoreszenzphotonen emittiert werden. Er läßt sich aber minimieren, indem man ein Magnetfeld anlegt. Durch die Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus können die emittierten Photonen eines Übergangs dann auch nur den gleichen Übergang in einem anderen Atom anregen. Allerdings gelten beim Betrieb einer Spinaustauschquelle für Dichte und Magnetfeld zusätzliche Einschränkungen. Zum effektiven Spinübertrag (siehe Kap. 2.6) vom Alkali auf den Wasserstoff ist eine ausreichend hohe Alkalidichte nötig. Zudem ist die Höhe des Magnetfeldes begrenzt. Mit zunehmendem Feld nimmt die Anzahl der notwendigen Spinaustauschstöße zum Erreichen des Spintemperaturgleichgewichts zu. Bei der Erlanger LDS wird über der Pumpzelle ein Magnetfeld von ca. 150 mT angelegt. Die typischen Teilchenzahldichten des Alkalis liegen im Bereich $5 \cdot 10^{11} \ldots 1 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

2.5.3 Wahl des Alkalimetalls

Das direkte optische Pumpen des Wasserstoffs ist aufgrund der großen Übergangsenergie vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand (λ =121,6 nm) nicht praktikabel. Für diesen Bereich stehen nur relativ leistungsschwache gepulste Laser zur Verfügung. Aus diesem Grund erfolgt bei der LDS die Polarisationserzeugung durch den Spinaustausch mit einem optisch gepumpten Alkaliatom. Bei der Wahl eines passenden Alkalimetalls müssen im wesentlichen folgende Bedingungen beachtet werden:

- Verfügbarkeit von Lasern
  Zum optischen Pumpen des Alkalis sollten einfache und günstige Lasersysteme kommerziell erhältlich sein. Im allgemeinen verwendet man von Argon-Ionen-Lasern gepumpte Festkörperlaser. Günstiger wären reine Festkörper- oder Halbleiterlasersysteme.

- Effizienter Polarisationsübertrag
  Zum effizienten Betrieb einer Spinaustauschquelle muß der Spinaustauschwirkungsquerschnitt möglichst groß sein. Zudem sollte das Alkalimetall ein für das optische Pumpen günstiges Absorptionsprofil aufweisen. Zum effektiven Pumpen muß das Laserlicht möglichst gut auf das gesamte Absorptionsspektrum angepaßt werden können.

- Hohe Dichtegrenze für resonanten Strahlungseinfang
  Wie bereits erwähnt, ist für den Spinaustausch eine genügend große Alkalidichte nötig. Allerdings steigt mit der Dichte auch der resonante Strahlungseinfang an, wobei die Grenzdichte, ab der dieser Effekt an Einfluß gewinnt, vom Alkalimetall abhängt (siehe Kap. 2.5.2).

- Niedrige Temperatur für die nötige Dichte
  Die Dichte des Alkalimetalls in der Pumpzelle wird durch Heizen des Alkalireservoirs geregelt. Die nötige Temperatur für eine ausreichende Dichte wird neben den Leitwerten vom Reservoir zur Pumpzelle durch den Dampfdruck bestimmt. Zudem müssen die Oberflächen, mit denen die Alkaliatome in Berührung kommen können, zur Vermeidung von Alkalikondensation ebenfalls geheizt werden. Mit der Temperatur steigt aber auch die Rekombinationsrate für die Wasserstoffatome. Außerdem halten die polarisationserhaltenden Beschichtungen nur Temperaturen bis maximal 300 °C stand [Swe 88].

- Niedrige Nukleonen- bzw. Kernladungszahl
  Die Spinaustauschquelle soll als Quelle für ein Speicherringtarget dienen. Unpolarisierte Alkalimetallnukleonen stellen eine erhebliche Verdünnung dieses Targets dar. Zudem wird die Lebensdauer des Speicherringstrahls verringert. Durch Bremsstrahlung an den Kernen verlieren die Elektronen Energie. Diese Verluste nehmen mit steigender Kernladungszahl zu. Bereits bei geringen Energieverlusten können die Elektronen nicht mehr auf stabilen Bahnen gehalten werden und gehen verloren [Due 95, Pol 93, Ros 93].

Aus diesen Überlegungen heraus bleiben für den Betrieb der LDS nur Kalium und Rubidium übrig. Gegen Lithium spricht die hohe nötige Temperatur und ein geringer Spinaustauschwirkungsquerschnitt. Bei Natrium ist neben der hohen Temperatur auch die Verfügbarkeit geeigneter Laser ein Problem. Bei Cäsium ist die Nukleonenzahl deutlich zu hoch. Außerdem ist die Hyperfeinstrukturaufspaltung sehr hoch und damit das Absorptionsprofil zu breit. Eine ausführliche Diskussion der Metalle Kalium und Rubidium findet sich in [Nag 99a].

2.6 Polarisationserzeugung durch Spinaustauschstöße

Zur Erzeugung der Kernspinpolarisation des Wasserstoffs ist ein Polarisationsübertrag vom Elektronenspin des Alkalis auf den Kernspin des Wasserstoffs nötig. Dies geschieht über die Spinaustauschstöße in zwei Schritten: zunächst vom Alkali auf den Elektronenspin des Wasserstoffs über Stöße zwischen den Alkali- und den Wasserstoffatomen, dann durch Stöße zwischen elektronenspinpolarisierten Wasserstoffatomen zur Übertragung der Polarisation auf den Kernspin. Die einfache Vorstellung, daß dies durch ein Überwechseln des Valenzelektrons geschieht, läßt sich bei den Spinaustauschstößen zur Kernspinpolarisation nicht mehr anwenden. Die quantenmechanische Beschreibung soll im folgenden in Grundzügen dargestellt sowie die Anwendung auf die verschiedenen Stoßarten erörtert werden. Zuletzt soll noch auf den Zustand des Spintemperaturgleichgewichts eingegangen werden, der einen Zusammenhang zwischen Elektronen- und Kernspinpolarisation, bei Deuterium auch zur Tensorpolarisation, herstellt.

2.6.1 Theorie der Spinaustauschstöße

Zur Beschreibung wird ein Modell von Purcell und Field [Pur 56] verwendet. Ein Atom im Zustand $|a\rangle$ stößt mit einem Atom im Zustand $|b\rangle$. Dabei wechselt $|a\rangle$ in den Zustand $|c\rangle$ und $|b\rangle$ in den Zustand $|d\rangle$, wobei der Gesamtdrehimpuls erhalten bleibt. Während des Stoßes existiert kurzzeitig ein Molekülsystem, dessen Wellenfunktion eine kohärente Überlagerung aus den Wellenfunktionen des Singlett- und des Triplettzustandes darstellt. Aus der Stoßdauer Δt resultiert eine Phasendifferenz Φ zwischen dem Singlett- und dem Triplettzustand:

$$\Phi = \int_{\Delta t} \frac{V_{\mathrm{T}} - V_{\mathrm{S}}}{\hbar} dt, \tag{2.37}$$

wobei V_{T} und V_{S} die Potentiale des Triplett- bzw. des Singlettzustandes sind. Aus einer Potentialdifferenz in der Größenordnung weniger eV und einer Stoßzeit von einigen 10^{-13} s ergibt sich eine Phasendifferenz $\Phi \gg 2\pi$, was ausreicht, um die Elektronenzugehörigkeit zum jeweiligen Atom vor dem Stoß aufzuheben. Die Wirkung eines Spinaustauschstoßes läßt sich mit dem Zeitentwicklungsoperator $\mathcal{U} = \mathcal{P}_{\mathrm{S}} + e^{-i\Phi} \cdot \mathcal{P}_{\mathrm{T}}$ beschreiben, indem $\mathcal{P}_{\mathrm{S}}$ und $\mathcal{P}_{\mathrm{T}}$ die Projektionsoperatoren auf den Singlett- und den Triplettzustand sind. Die Übergangswahrscheinlichkeit vom Zustand $|ab\rangle$ in den Zustand $|cd\rangle$ läßt sich damit aus $|\langle cd|\, \mathcal{U}\, |ab\rangle|^2$ berechnen. Nach Mittelung über die Phase Φ lassen sich die Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen und in allgemeiner Form als Matrix

M^c_{ab} darstellen [Wal 93]:

$$\begin{aligned} M^c_{ab} &= \sum_d \big(-\langle c|a\rangle \langle d|b\rangle (a_\uparrow b_\downarrow c_\uparrow d_\downarrow + a_\downarrow b_\uparrow c_\downarrow d_\uparrow) \\ &\quad + \langle m_c|m_a\rangle \langle m_d|m_b\rangle (a_\uparrow b_\downarrow c_\uparrow d_\downarrow + a_\downarrow b_\uparrow c_\downarrow d_\uparrow)^2/2 \\ &\quad + \langle m_c|m_a - 1\rangle \langle m_d|m_b + 1\rangle (a_\uparrow b_\downarrow c_\downarrow d_\uparrow)^2/2 \\ &\quad + \langle m_c|m_a + 1\rangle \langle m_d|m_b - 1\rangle (a_\downarrow b_\uparrow c_\uparrow d_\downarrow)^2/2 \big) . \end{aligned} \tag{2.38}$$

Mit den Pfeilen wird die z-Komponente des Elektronenspins bezüglich der Quantisierungsachse gekennzeichnet, d.h. die $x_{\uparrow\downarrow}$ entsprechen den Koeffizienten in den Gln. 2.9 und 2.15. m_i sind die Magnetquantenzahlen des Gesamtdrehimpulses des jeweiligen Zustandes. Damit läßt sich nun die zeitliche Entwicklung der relativen Besetzungszahl n_c des Zustandes $|c\rangle$ berechnen:

$$\frac{dn_c}{dt} = \frac{1}{T} \sum_{ab} 2 \cdot M^c_{ab} n_a n_b . \tag{2.39}$$

Dabei ist die Stoßrate pro Atom

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{\mathrm{A-B}}} = \rho_{\mathrm{B}} < \sigma_{\mathrm{SE}}\, v > \tag{2.40}$$

von der Dichte ρ_{B} des Stoßpartners B und dem zeitlichen Mittel des Produktes aus dem Wirkungquerschnitt σ_{SE} und der relativen thermischen Geschwindigkeit v abhängig. Die Werte für die Wirkungsquerschnitte können Tab. C.1 im Anhang entnommen werden.

2.6.2 Spinaustauschstöße Alkali–H, Alkali–D

Die Auswirkung der Spinaustauschstöße zwischen Alkaliatomen und dem Wasserstoff oder Deuterium auf die zeitliche Veränderung der relativen Besetzungszahlen der Wasserstoff- bzw. Deuterium- und der Alkalizustände kann aus den Gl. 2.38 und 2.39 berechnet werden. Da dabei jedoch der Kernspin des Alkalis vernachlässigt wird, muß über die entsprechenden Quantenzahlen gemittelt werden. Ebenso werden aufgrund der geringen Alkalidichte Stöße der Alkaliatome untereinander vernachlässigt. Es wird zunächst nur der Fall für Wasserstoff betrachtet. Für die Zeitentwicklung der Besetzungszahlen erhält man dann:

$$
\begin{aligned}
\frac{dn_1}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{H-A}}}\left[n_2 m_1 sin^2\theta + n_4 m_1 cos^2\theta - n_1 m_2\right],\\
\frac{dn_2}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{H-A}}}\Big[(n_1 m_2 - n_2 m_1) sin^2\theta + (n_3 m_1 - n_2 m_2) cos^2\theta + \\
&\qquad (n_4 m_1 + n_4 m_2 - n_2 m_1 - n_2 m_2)\tfrac{1}{4} sin^2 2\theta\Big],\\
\frac{dn_3}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{H-A}}}\left[n_4 m_2 sin^2\theta + n_2 m_2 cos^2\theta - n_3 m_1\right],\\
\frac{dn_4}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{H-A}}}\Big[(n_3 m_1 - n_4 m_2) sin^2\theta + (n_1 m_2 - n_4 m_1) cos^2\theta + \\
&\qquad (n_2 m_1 + n_2 m_2 - n_4 m_1 - n_4 m_2)\tfrac{1}{4} sin^2 2\theta\Big],\\
\frac{dm_1}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{A-H}}}\left[n_1 m_2 - n_3 m_1 - (n_2 m_1 - n_4 m_2) sin^2\theta + (n_2 m_2 - n_4 m_1) cos^2\theta\right],\\
\frac{dm_2}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{A-H}}}\left[-n_1 m_2 + n_3 m_1 + (n_2 m_1 - n_4 m_2) sin^2\theta - (n_2 m_2 - n_4 m_1) cos^2\theta\right],\\
\frac{dm_3}{dt} &= 0.
\end{aligned}
\tag{2.41}
$$

Aus diesen Beziehungen kann mit Hilfe der Gl. 2.13 der Polarisationsaufbau für die Elektronen- und die Kernspinpolarisation des Wasserstoffs angegeben werden:

$$
\begin{aligned}
P_{\mathrm{e}}(H) &= P_{\mathrm{e}}(A)\left(1 - e^{-t/2T_{\mathrm{H-A}}}\right) && (B=0)\\
&= P_{\mathrm{e}}(A)\left(1 - e^{-t/T_{\mathrm{H-A}}}\right), && (B=\infty)\\
P_{\mathrm{z}}(H) &= P_{\mathrm{e}}(A)\left(1 - e^{-t 2\sin^2\theta\cos^2\theta/T_{\mathrm{H-A}}}\right).
\end{aligned}
\tag{2.42}
$$

Zur Veranschaulichung wird ein unpolarisiertes Wasserstoffensemble ($n_1 = n_2 = n_3 = n_4 = \frac{1}{4}$) bei einer konstanten Alkalipolarisation von 1 ($m_1 = 1$ und $m_2 = m_3 = 0$) betrachtet. Die Abb. 2.6 zeigt, wie sich Besetzungszahlen und Polarisationen durch die H-A-Spinaustauschstöße bei zunehmender Stoßzahl $t/T_{\mathrm{H-A}}$ ändern, einmal im Fall ohne Magnetfeld und einmal bei einem Magnetfeld von 220 mT [Ste 95a]. Es zeigt sich, daß in beiden Fällen sowohl Elektronen- als auch Kernspinpolarisation einem Grenzwert von 1 zustreben, die Kernspinpolarisation bei einem Magnetfeld jedoch deutlich langsamer.

Für Deuterium ergeben sich völlig analoge Betrachtungen für die Zeitentwicklung der Besetzungszahlen und den Polarisationsaufbau. Zusätzlich ist Tensorpolarisation vorhanden, deren Zeitkonstante beim Polarisationsaufbau jedoch größer als die der Kernspinpolarisation ist. Die den Gl. 2.41 entsprechenden Gleichungen für Deuterium finden sich in Anhang A.1, ebenso die Entwicklung eines unpolarisierten Ensembles ohne bzw. mit Magnetfeld.

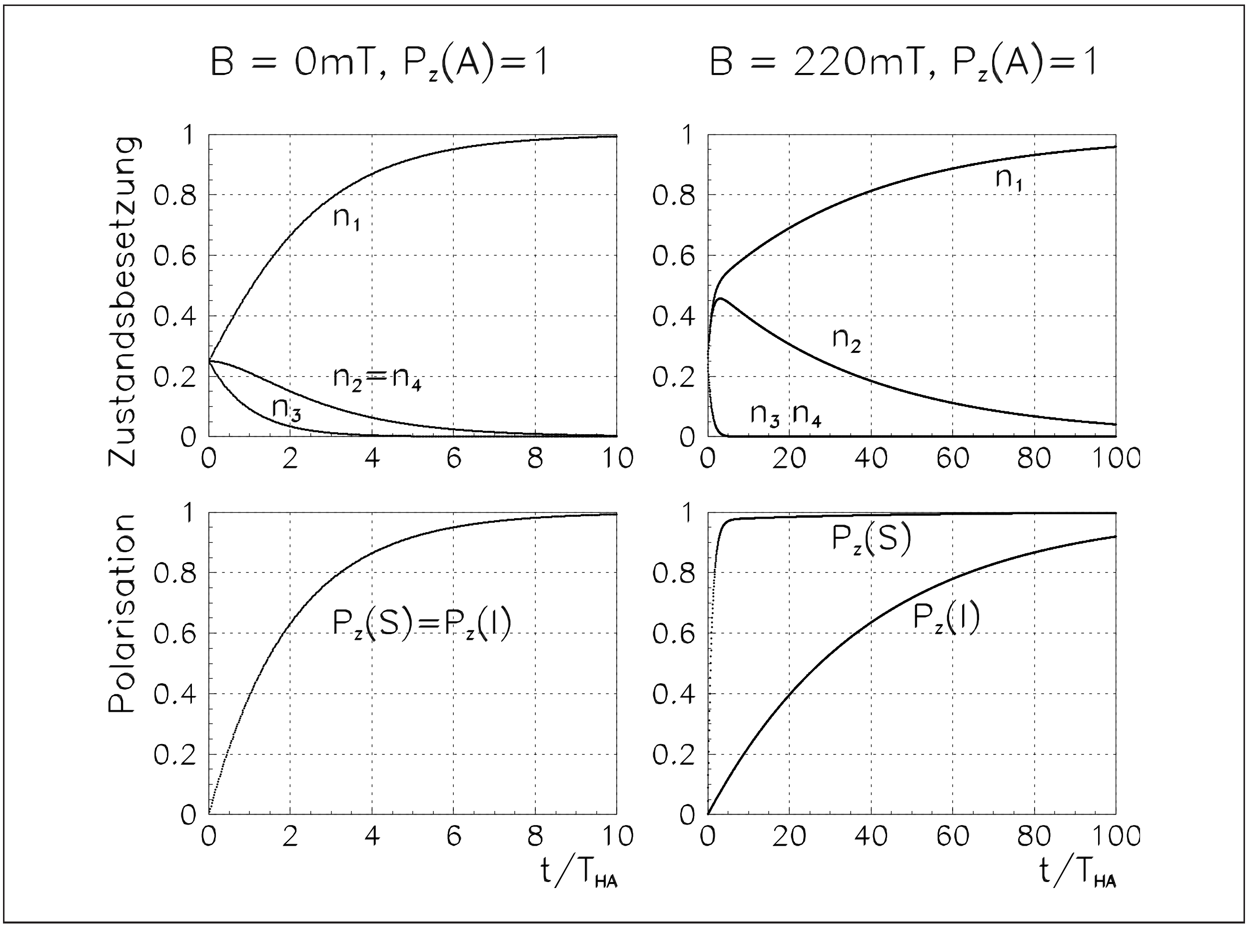

Abb. 2.6: Entwicklung der Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturunterzustände und der Polarisationen für Wasserstoff durch Spinaustauschstöße in Abhängigkeit der Zahl der Stöße für den Fall ohne ein äußeres Magnetfeld und bei einem Magnetfeld von 220 mT. Die Alkalipolarisation ist konstant 1, der Wasserstoff ist zu Beginn unpolarisiert [Ste 95a].

$m_F^{\vert a\rangle} + m_F^{\vert b\rangle}$	$\vert ab\rangle$
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. 2.1: Zustandspaare bei Wasserstoff geordnet nach dem Gesamtdrehimpuls. Umbesetzungen durch Spinaustauschstöße sind nur innerhalb einer Zeile möglich.

2.6.3 Spinaustauschstöße H–H, D–D

Durch die Spinaustauschstöße zwischen zwei Wasserstoff- bzw. Deuteriumatomen kommt es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zu Umbesetzungen zwischen den Hyperfeinstrukturunterzuständen. Da dabei der Gesamtdrehimpuls erhalten bleiben muß, sind nur bestimmte Übergänge möglich. Es wird zunächst wieder nur Wasserstoff betrachtet. In Tab. 2.1 sind die Zustandskombinationen nach der Summe ihrer magnetischen Quantenzahlen sortiert. Umbesetzungen durch Spinaustauschstöße sind nur innerhalb einer Zeile möglich.

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

Tab. 2.2: Zustandspaare bei Deuterium geordnet nach dem Gesamtdrehimpuls. Umbesetzungen durch Spinaustauschstöße sind nur innerhalb einer Zeile möglich.

Die Zeitentwicklung der relativen Besetzungszahlen ergibt sich wie im Fall der H-A-Spinaustauschstöße aus den Gln. 2.38 und 2.39:

$$\begin{aligned}
\frac{dn_1}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{H-H}}}\left[n_2n_4 - n_1n_3 + (n_2-n_4)^2\,\tfrac{1}{4}sin^2 2\theta\right], \\
\frac{dn_2}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{H-H}}}\left[n_1n_3 - n_2n_4 + \right. \\
&\qquad \left.\left(n_1n_4 - n_1n_2 - n_2n_3 + n_3n_4 + n_2n_4 + \tfrac{1}{2}n_4^2 - \tfrac{3}{2}n_2^2\right)\tfrac{1}{2}sin^2 2\theta\right], \\
\frac{dn_3}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{H-H}}}\left[n_2n_4 - n_1n_3 + (n_2-n_4)^2\,\tfrac{1}{4}sin^2 2\theta\right], \\
\frac{dn_4}{dt} &= \frac{1}{T_{\mathrm{H-H}}}\left[n_1n_3 - n_2n_4 + \right. \\
&\qquad \left.\left(-n_1n_4 + n_1n_2 + n_2n_3 - n_3n_4 + n_2n_4 - \tfrac{3}{2}n_4^2 + \tfrac{1}{2}n_2^2\right)\tfrac{1}{2}sin^2 2\theta\right].
\end{aligned} \tag{2.43}$$

In Abb. 2.7 ist die Entwicklung der Besetzungszahlen und der daraus resultierenden Polarisationen für ein Wasserstoffensemble mit den Anfangsbedingungen $n_1 = n_2 = \frac{1}{2}$ und $n_3 = n_4 = 0$ bei steigender Stoßzahl $t/T_{\mathrm{H-H}}$ gezeigt, wiederum für den Fall ohne Magnetfeld und bei einem Magnetfeld von 220 mT [Ste 95a]. Im Fall ohne Magnetfeld bedeuten die Anfangsbedingungen eine Elektronen- und Kernspinpolarisation von jeweils 0,5. Diese bleibt unabhängig von der Stoßzahl konstant. Im Falle eines starken Magnetfeldes liegt anfangs eine Elektronenspinpolarisation von 1 vor, aber keine Kernspinpolarisation. Bereits nach wenigen Stößen nähern sich jedoch beide Polarisationen dem Endwert von 0,5 an.

Die Beschreibung der Spinaustauschstöße bei Deuterium erfolgt völlig analog. Die möglichen Umbesetzungen zwischen Hyperfeinstrukturunterzuständen unter Beachtung der Gesamtdrehimpulserhaltung sind in Tab. 2.2 zusammengefaßt. Auch hier erhält man aus den Gln. 2.38 und 2.39 die zeitliche Entwicklung der relativen Besetzungszahlen. Diese befinden sich in Anhang A.2, ebenso eine beispielhafte Darstellung der Entwicklung von Besetzungszahlen und Polarisationen für eine Anfangsbedingung $n_1 = n_2 = n_3 = \frac{1}{3}$ und $n_4 = n_5 = n_6 = 0$. Wesentlicher Unterschied im Vergleich zu Wasserstoff ist das Vorhandensein der Tensorpolarisation. Ohne Magnetfeld relaxieren die Anfangspolarisationen $P_e = P_z = \frac{1}{3}$ und $P_{zz} = -\frac{1}{3}$ in ein Gleichgewicht mit $P_z > P_e$ und $P_{zz} > 0$. Bei einem Magnetfeld liegen die Anfangspolarisationen $P_e = 1$ und $P_z = P_{zz} = 0$ vor, die in den gleichen Gleichgewichtszustand relaxieren. Der Unterschied zwischen P_e und P_z wird der Tensorpolarisation P_{zz} zugeführt.

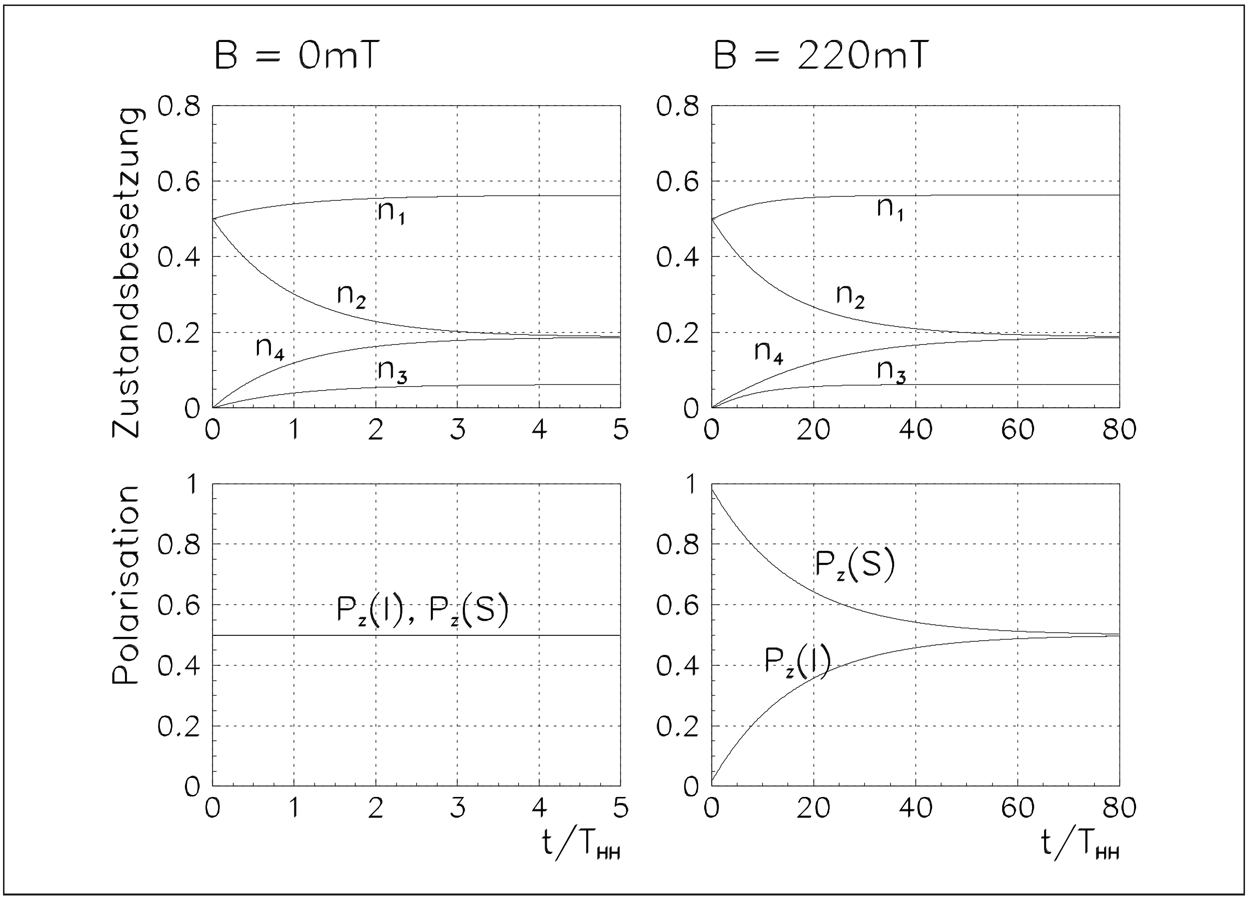

Abb. 2.7: Einfluß der Spinaustauschstöße H–H auf die Besetzungszahlen und Polarisationen bei einer Anfangsbesetzung von $n_1 = n_2 = \frac{1}{2}$ und $n_3 = n_4 = 0$ [Ste 95a].

2.6.4 Spintemperaturgleichgewicht

Wie im vorhergehenden Kapitel gesehen, strebt das Wasserstoff- oder Deuteriumensemble einem Gleichgewichtszustand zu, in dem die Polarisationen konstant sind. Dieser Zustand wird als Spintemperaturgleichgewicht bezeichnet [And 60, Wal 93] und läßt sich mit einem Parameter, der sog. Spintemperatur β, beschreiben. Dieser Zustand entspricht der wahrscheinlichsten Verteilung der Besetzungen der Hyperfeinstrukturunterzustände bei einem gegebenem Erwartungswert des Gesamtspins. Der Wert des Spintemperaturgleichgewichts ist unabhängig vom äußeren Magnetfeld, lediglich die Zeit T_{ST} bis zum Erreichen ist gemäß

$$T_{\mathrm{ST}} = \left(1 + \left(\frac{B}{B_{\mathrm{c}}^{\mathrm{H,D}}}\right)^2\right) T_{\mathrm{H-H,D-D}} \tag{2.44}$$

vom Magnetfeld abhängig. $T_{\mathrm{H-H,D-D}}$ bezeichnet dabei die Zeit zwischen zwei Spinaustauschstößen pro Wasserstoff- bzw. Deuteriumatom. Aus Gl. 2.44 wird auch deutlich, daß bei Deuterium aufgrund des kleineren kritischen Magnetfeldes $B_{\mathrm{c}}^{\mathrm{D}}$ gegenüber Wasserstoff mehr Zeit zum Erreichen des Spintemperaturgleichgewichts nötig ist und damit auch mehr Stöße gebraucht werden.

Im Falle von Spintemperaturgleichgewicht können die relativen Besetzungszahlen in Abhängigkeit der Spintemperatur β berechnet werden:

$$n_i = N \cdot e^{\beta m_F} \quad , \quad \text{mit} \quad \begin{cases} N = \left(4\cosh^2 \beta/2\right)^{-1} & \text{für Wasserstoff} \\ \frac{1}{N} = \sum_{i=1}^{6} n_i & \text{für Deuterium .} \end{cases} \tag{2.45}$$

Für Wasserstoff folgt dann $n_2 = n_4$ und für Deuterium $n_2 = n_6$ und $n_3 = n_5$. Unter Verwendung der Gl. 2.13 ergibt sich damit für die Polarisationen bei Wasserstoff

$$P_\mathrm{e} = P_\mathrm{z} = n_1 - n_3 = \tanh(\beta/2). \tag{2.46}$$

Die relativen Besetzungszahlen und die Polarisationen in Abhängigkeit der Spintemperatur sind in Abb. 2.8 dargestellt. Analog ergibt sich aus den Gln. 2.19 bei Deuterium für die Polarisationen

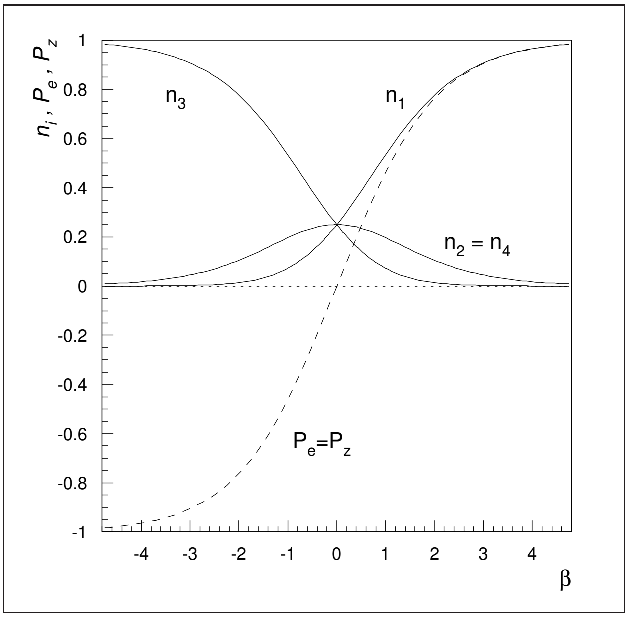

Abb. 2.8:
Verlauf der relativen Besetzungszahlen n_i und der Polarisationswerte $P_\mathrm{e}, P_\mathrm{z}$ in Abhängigkeit der Spintemperatur β für Wasserstoff bei Vorhandensein von Spintemperaturgleichgewicht.

folgender Zusammenhang:

$$P_\mathrm{z} = \frac{4 \cdot P_\mathrm{e}}{3 + P_\mathrm{e}^2} \quad ,$$

$$P_\mathrm{zz} = \frac{4 \cdot P_\mathrm{e}^2}{3 + P_\mathrm{e}^2} \quad = \quad P_\mathrm{e} \cdot P_\mathrm{z}. \tag{2.47}$$

In Abb. 2.9a) sind die Polarisationswerte für Deuterium in Abhängigkeit von der Spintemperatur β dargestellt. Abb. 2.9b) zeigt die verschiedenen Polarisationen in Abhängigkeit von der Elektronenspinpolarisation P_e.

In beiden Fällen genügt also bei Vorliegen von Spintemperaturgleichgewicht die Messung der Elektronenspinpolarisation zur Bestimmung aller weiteren Polarisationen. Für die Erlanger Spinaustauschquelle wurde Spintemperaturgleichgewicht sowohl für Wasserstoff [Ste 97b] als auch für Deuterium [Gro 98, Ste 97c] nachgewiesen.

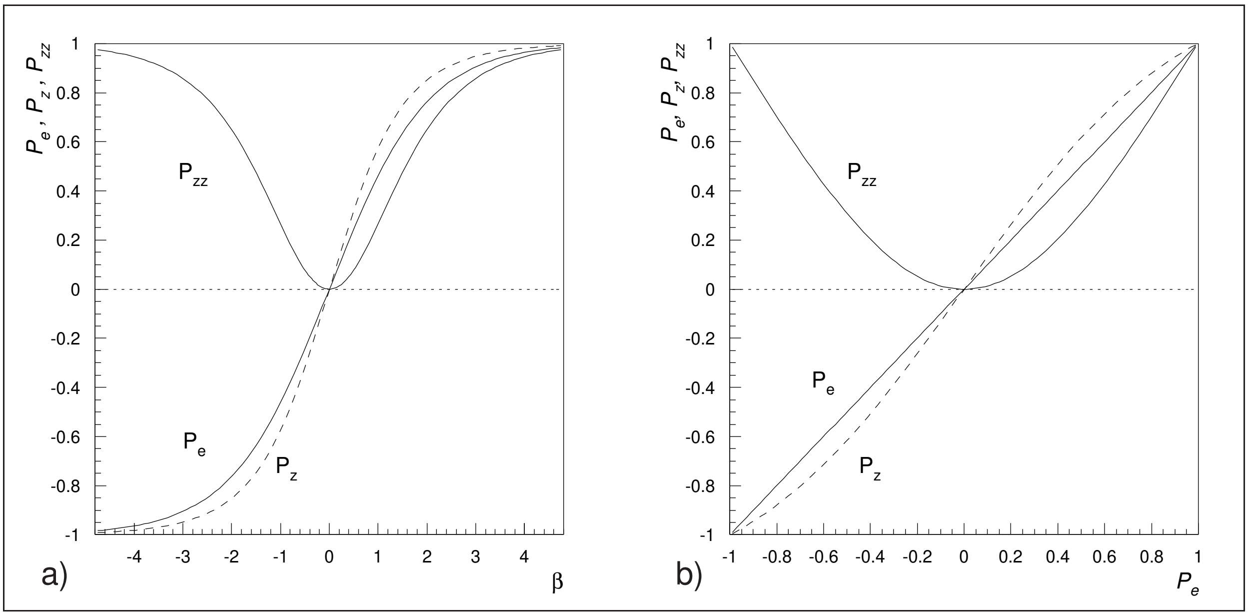

Abb. 2.9: a) Verlauf der Polarisationswerte P_e, P_z und P_{zz} in Abhängigkeit der Spintemperatur β für Deuterium bei vorliegen von Spintemperaturgleichgewicht. In b) sind die Polarisationen für diesen Fall in Abhängigkeit der Elektronenspinpolarisation P_e aufgetragen.

2.7 Depolarisierungsmechanismen

Der Erzielung einer hohen Polarisation wirkt in der Spinaustauschquelle eine Reihe von Depolarisierungsmechanismen entgegen. Geht man von den Bilanzgleichungen 2.20 – 2.27 aus, betrachtet nur die Spinaustauschstöße A-H, die in die Rate $\Gamma_{\mathrm{H-A}} = \frac{1}{T_{\mathrm{H-A}}}$ eingehen, und faßt alle Depolarisierungseffekte in der Relaxationsrate Γ_{Relax} zusammen, so läßt sich ein Zusammenhang zwischen Alkalipolarisation P_{A} und Wasserstoffelektronenspinpolarisation P_{H} herstellen:

$$\begin{aligned} P_{\mathrm{H}} &= \frac{\Gamma_{\mathrm{H-A}}}{\Gamma_{\mathrm{H-A}} + \Gamma_{\mathrm{Relax}}} \left(1 - e^{-(\Gamma_{\mathrm{H-A}} + \Gamma_{\mathrm{Relax}})t}\right) P_{\mathrm{A}} \\ &\overset{t\to\infty}{\longrightarrow} \frac{\Gamma_{\mathrm{H-A}}}{\Gamma_{\mathrm{H-A}} + \Gamma_{\mathrm{Relax}}} P_{\mathrm{A}}. \end{aligned} \tag{2.48}$$

Für eine hohe Wasserstoffelektronenspinpolarisation muß also die Spinaustauschrate $\Gamma_{\mathrm{H-A}}$ hoch, die Relaxationsrate Γ_{Relax} aber möglichst klein sein. Würde keine Depolarisierung stattfinden, wäre P_{H} nur durch P_{A} begrenzt. Will man zusätzlich den Polarisationsübertrag auf den Kernspin berücksichtigen, so ist $\Gamma_{\mathrm{H-A}}$ durch $2 \cdot \Gamma_{\mathrm{H-A}}$ zu ersetzen. Dies gilt jedoch nur für Wasserstoff, für Deuterium ist diese einfache Substitution wegen der Tensorpolarisation nicht möglich.

Bei der Betrachtung der Relaxationsrate kann zwischen der Relaxationsrate Γ_{A} des Alkaliensembles und der des Wasserstoffs bzw. Deuteriums $\Gamma_{\mathrm{H,D}}$ unterschieden werden. Diese setzen sich wie folgt zusammen:

$$\Gamma_{\mathrm{A}} = \frac{1}{T_{\mathrm{A}}} = \frac{1}{T_{\mathrm{A-Fluß}}} + \frac{1}{T_{\mathrm{Wand}}} + \frac{1}{T_{\mathrm{SE}}} + \frac{1}{T_{\mathrm{Strahlung}}} + \frac{1}{T_{\mathrm{Gas}}} + \frac{1}{T_{\mathrm{A-A}}}, \tag{2.49}$$

$$\Gamma_{\mathrm{H,D}} = \frac{1}{T_{\mathrm{H,D}}} = \frac{1}{T_{\mathrm{H,D-Fluß}}} + \frac{1}{T_{\mathrm{Wand}}} + \frac{1}{T_{\mathrm{Gas}}} + \frac{1}{T_{\mathrm{A-H,D}}}. \tag{2.50}$$

Die Spinaustauschrate $\frac{1}{T_{\mathrm{SE}}}$ für den Polarisationsübertrag vom Alkali auf den Wasserstoff muß beim Betrieb der Spinaustauschquelle möglichst groß sein. Sie wird in Kap. 2.6 diskutiert. Die Depolarisierung durch resonanten Strahlungseinfang mit der Rate $\frac{1}{T_{\mathrm{Strahlung}}}$ wurde ebenfalls schon behandelt (Kap. 2.5.2). Der Einfluß von Stößen mit in der Pumpzelle vorhandenen Fremdgasen ($\frac{1}{T_{\mathrm{Gas}}}$) bzw. der Alkaliatome untereinander ($\frac{1}{T_{\mathrm{A-A}}}$) kann aufgrund sehr kleiner Wirkungsquerschnitte für diese Stöße oder geringer Dichte vernachlässigt werden. Ausführlichere Darstellungen und Messungen finden sich in [Nas 98, Nag 98, Nag 99a]. Die Depolarisierungsrate $\frac{1}{T_{\mathrm{A-H,D}}}$ für einen Spinübertrag vom Wasserstoffatom auf ein Alkaliatom kann wegen der geringen Alkalidichte ebenfalls vernachlässigt werden. Somit bleiben als wesentliche Beiträge die Depolarisierung durch Fluß und durch Wandstöße, die im folgenden diskutiert werden sollen.

2.7.1 Depolarisierung durch Fluß

Sowohl die Alkali- als auch die H/D-Atome verlassen die Pumpzelle nach einer gewissen Aufenthaltszeit durch das Austrittsrohr und werden durch unpolarisierte ersetzt. Bei Wasserstoff und Deuterium ist dies erwünscht, um einen möglichst hohen Fluß an polarisierten Atomen zu liefern. Beim Alkali ist er jedoch aus zweierlei Hinsicht unerwünscht. Zum einen wird dadurch die Polarisation des Alkaliensembles herabgesetzt, zum anderen wird der Atomstrahl aus der Quelle mit den Alkaliatomen verunreinigt.

Für die mittlere Aufenthaltszeit $T_{\mathrm{Fluß}}$ von Teilchen in einem Volumen V bei der Teilchendichte ρ gilt

$$T_{\mathrm{Fluß}} = \frac{\rho V}{Q}, \tag{2.51}$$

wobei der Fluß Q durch den Leitwert L sowie die Druck- und Dichtedifferenz Δp und $\Delta\rho$ gegeben ist:

$$Q = \Delta p\, L = \Delta\rho\, k_{\mathrm{B}} T\, L. \tag{2.52}$$

Darin ist k_{B} die Boltzmannkonstante und T die Temperatur. Für die Relaxationsrate durch Fluß erhält man damit

$$\frac{1}{T_{\mathrm{Fluß}}} = \frac{\Delta\rho\, k_{\mathrm{B}} T\, L}{\rho V}. \tag{2.53}$$

Dieser Term kann in die Gln. 2.23 und 2.26 für $\frac{1}{T_{\mathrm{H-Fluß}}}$ bzw. $\frac{1}{T_{\mathrm{H-Fluß}}}$ eingesetzt werden. Für die Anfangsbesetzungen n_{c_0} ist bei Wasserstoff $\frac{1}{4}$ und bei Deuterium $\frac{1}{6}$ einzusetzen. Die Anfangsbesetzung m_{c_0} des Alkalis ist $\frac{1}{2}$.

2.7.2 Depolarisierung durch Wandstöße

Bei der Behandlung der Depolarisierung durch Wandstöße wird davon ausgegangen, daß die Atome aufgrund der van-der-Waals-Wechselwirkung an der Oberfläche für eine Dauer

$$\tau_{\mathrm{Haft}} = \tau_0 \cdot e^{E/k_{\mathrm{B}}T} \tag{2.54}$$

adsorbiert werden [Bou 63, Bou 66], wobei τ_0 den Hochtemperaturgrenzwert von τ_{Haft} und E die mittlere Bindungsenergie zwischen Atom und Wand bezeichnet. Aufgrund ihrer Bewegung und der nicht konstanten Bindungsenergie auf der Oberfläche, können die Atome in Bereiche mit stärkerer Bindung driften. Dabei kommt es zu einer Wechselwirkung des magnetischen Moments des Elektrons mit von den Oberflächenprotonen erzeugten lokalen Magnetfeldern, die durch die Bewegung als veränderlich erscheinen. Dies kann einen Spinumklapp beim adsorbierten Atom bewirken. Unter Annahme einer exponentiellen Korrelationsfunktion für die Wechselwirkung mit der Korrelationszeit τ_{K} erhält man für die Modulation der lokalen Magnetfelder ein Lorentz-verteiltes Frequenzspektrum

$$j(\omega) = \frac{1}{1+\omega^2\tau_{\mathrm{k}}^2}, \tag{2.55}$$

wobei ω die Übergangsfrequenz $\omega_i - \omega_j$ zwischen zwei Hyperfeinstrukturunterzuständen ist, die bei Vernachlässigung der Hyperfeinwechselwirkung durch die Lamorfrequenz ω_{L} des Elektrons ersetzt werden kann. Die Rate für die Wandstoßrelaxation ist proportional zur Frequenzverteilung:

$$\frac{1}{T_{\mathrm{Wand}}} = C \cdot j(\omega) \quad \text{mit} \quad C = \frac{2}{3} \cdot b^2 \cdot \left(\frac{g_S \mu_{\mathrm{b}}}{\hbar}\right)^2 \cdot \tau_{\mathrm{K}} \cdot \frac{\tau_{\mathrm{Haft}}}{\tau_{\mathrm{Haft}} + \tau_{\mathrm{Flug}}}. \tag{2.56}$$

Dabei ist b das lokale Magnetfeld, g_S der g-Faktor des Elektrons und μ_{b} das Bohrsche Magneton. Die Flugzeit τ_{Flug} zwischen zwei Wandstößen ergibt sich aus geometrischen Überlegungen aus dem Volumen V und der Oberfläche S zu

$$\tau_{\mathrm{Flug}} = \frac{4V}{\bar{v}S} \qquad \text{mit} \qquad \bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \tag{2.57}$$

Zudem gilt wegen der Kurzreichweitigkeit der van-der-Waals-Wechselwirkung näherungsweise $\tau_{\mathrm{K}} \approx \tau_{\mathrm{Haft}}$.

Unter Berücksichtigung der Drehimpulskopplung zwischen den Zuständen vor und nach einem Stoß läßt sich die zeitliche Änderung der Besetzungszahlen durch Wandstöße bei Wasserstoff und Deuterium berechnen [Bou 63]. Unter Verwendung von ω_{ij} für die Übergangsfrequenz $\omega_i - \omega_j$ zwischen den Zuständen $|i\rangle$ und $|j\rangle$ und der Konstante C_{H} aus Gl. 2.56 erhält man die Bilanzgleichungen für Wasserstoff:

$$\begin{aligned}
\frac{dn_1}{dt} &= \frac{C_{\mathrm{H}}}{T_{\mathrm{Wand}}}[(n_2-n_1)\,j(\omega_{12})\tfrac{1}{2}sin^2\theta + (n_4-n_1)\,j(\omega_{14})\tfrac{1}{2}cos^2\theta], \\
\frac{dn_2}{dt} &= \frac{C_{\mathrm{H}}}{T_{\mathrm{Wand}}}[(n_1-n_2)\,j(\omega_{12})\tfrac{1}{2}sin^2\theta \\
&\qquad +(n_3-n_2)\,j(\omega_{23})\tfrac{1}{2}cos^2\theta + (n_4-n_2)\,j(\omega_{24})\tfrac{1}{4}sin^2 2\theta], \\
\frac{dn_3}{dt} &= \frac{C_{\mathrm{H}}}{T_{\mathrm{Wand}}}[(n_2-n_3)\,j(\omega_{23})\tfrac{1}{2}cos^2\theta + (n_4-n_3)\,j(\omega_{34})\tfrac{1}{2}sin^2\theta], \\
\frac{dn_4}{dt} &= \frac{C_{\mathrm{H}}}{T_{\mathrm{Wand}}}[(n_1-n_4)\,j(\omega_{14})\tfrac{1}{2}cos^2\theta \\
&\qquad +(n_3-n_4)\,j(\omega_{34})\tfrac{1}{2}sin^2\theta + (n_2-n_4)\,j(\omega_{24})\tfrac{1}{4}sin^2 2\theta].
\end{aligned} \tag{2.58}$$

Die entsprechenden Gleichungen für Deuterium ergeben sich analog zu denen von Wasserstoff und sind in Anhang A.3 zu finden. Aus diesen Gleichungen kann die Relaxation des Elektronen- und Kernspins mit zunehmender Zahl der Wandstöße bei dem angelegten äußeren Magnetfeld bestimmt werden. Es zeigt sich, daß für starke Magnetfelder $B \gg B_\mathrm{c}$ aufgrund der weitgehenden Entkopplung von Elektronen- und Kernspin der Elektronenspin deutlich schneller relaxiert als der Kernspin. Im schwachen Magnetfeld kommt es wegen der Kopplung von Elektronen- und Kernspin zu einer gleich verlaufenden Relaxation.

Für die Alkaliatome kann der Einfluß des Kernspins wie bisher vernachlässigt werden. Die Übergangsfrequenz ist dann die Lamorfrequenz ω_L des Elektrons, was auch bei Wasserstoff und Deuterium im Fall $B \gg B_\mathrm{c}$ gilt. Ferner kann angenommen werden, daß keine angeregten Atome mit der Wand stoßen, da die mittlere Flugzeit τ_Flug zwischen zwei Stößen deutlich größer als die Zerfallszeit des angeregten Zustandes ist. Die Bilanzgleichungen für die Relaxation der Alkaliatome durch Wandstöße lauten damit:

$$\begin{aligned} \frac{dm_1}{dt} &= \frac{C_\mathrm{A}}{T_\mathrm{Wand}}(m_2 - m_1)\, j(\omega_\mathrm{L}), \\ \frac{dm_2}{dt} &= \frac{C_\mathrm{A}}{T_\mathrm{Wand}}(m_1 - m_2)\, j(\omega_\mathrm{L}), \\ \frac{dm_3}{dt} &= 0. \end{aligned} \tag{2.59}$$

2.7.3 Polarisationserhaltende Wandbeschichtung

Um die Wahrscheinlichkeit der Depolarisierung bei einem Wandstoß zu verringern, werden die Oberflächen mit einer Beschichtung versehen. Bei der Untersuchung zur Relaxation von Rubidium zeigten Paraffinoberflächen eine gute polarisationserhaltende Wirkung [Bou 66]. Später stellte sich heraus, daß Oberflächen, die durch Methylgruppen abgeschlossen sind, generell eine gute polarisationserhaltende Wirkung haben [Ste 94]. Um zur Beschichtung an einer Spinaustauschquelle eingesetzt werden zu können, muß die Beschichtung weitere Bedingungen erfüllen:

- Neben der Polarisationserhaltung muß auch eine geringe Rekombinationswahrscheinlichkeit für Wasserstoff- und Deuterium-Wandstöße vorliegen.
- Die Beschichtung muß eine gute chemische Beständigkeit gegenüber dem Alkalidampf und den Wasserstoff- bzw. Deuteriumradikalen aufweisen.
- Da zur Vermeidung von Alkalikondensation an den Wänden die Quelle geheizt werden muß, sollte die Beschichtung bis zu einer Temperatur von etwa 250 °C beständig sein.
- Die entstehende Oberfläche sollte eine kleine Dielektrizitätszahl aufweisen, da dies ein geringes van-der-Waals-Potential bedeutet und somit eine geringe Haftdauer der Atome an der Oberfläche.
- Um kleine Stoßzahlen zu erreichen, sollte die Oberfläche nach der Beschichtung keine große Rauhigkeit mehr besitzen. Bei rauhen Oberflächen kommt es zu Stößen innerhalb der Oberflächchenstruktur ehe das Teilchen sie wieder verläßt [Fed 97].

Von den in Frage kommenden Beschichtungen hat sich bisher nur der sog. Drifilm[1] als für die Spinaustauschquelle geeignet erwiesen. Eine Beschichtung mit Teflon zeigt zwar gute polarisationserhaltende Wirkung, jedoch nimmt bei Anwesenheit von Alkali die Rekombination von Wasserstoff und Deuterium stark zu. Beschichtungen mit OTS (Octadecyltrichlorosilane) zeigen sich insbesondere bei den vorliegenden Temperaturen als nicht beständig gegenüber dem Alkalidampf. Bereits bei der für die LDS typischen Alkalidichte von $5 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ zeigt sich eine vollständige Zerstörung der Oberfläche [Fed 97]. Beschichtungen mit Drifilm, deren polarisationserhaltende Wirkung bei Anwesenheit von Alkalidampf und Möglichkeiten zur Erzeugung dieser Beschichtungen wurden bereits in zahlreichen Arbeiten untersucht [Cam 86, Cam 87, Swe 88, Lev 88, Tan 90, Ste 94, Fed 97, Mag 97, Pip 97, Nag 98, Sch 00], weswegen hier nur kurz darauf eingegangen wird.

Drifilm-Beschichtungen entstehen aus einer Mischung aus Dimethyldichlorosilan $(CH_3)_2SiCl_2$ und Methyltrichlorosilan CH_3SiCl_3 in einem Verhältnis[2] von ungefähr 60/40. Unter Zugabe von destilliertem Wasser wird bei der Hydrolyse Salzsäure und ein weißlicher Dampf aus $(CH_3)_3SiOH$ und $(CH_3)_2SiOH_2$ freigesetzt, der in die zu beschichtende Apparatur geleitet wird und sich dort auf der Wand niederschlägt. Ausheizen unter Vakuum bei 250 °C führt zur Polymerisation und einer $\ldots - \mathrm{Si} - \mathrm{O} - \mathrm{Si} - \mathrm{O} - \ldots$ Oberflächenlage mit nach außen gerichteten Methylgruppen. Bei der Beschichtung möglicherweise entstandene Fehlstellen werden durch eine Nachbehandlung reduziert [Fed 97]. Dazu wird die Apparatur vor dem Ausheizen mit einer Mischung aus Methanol und Wasser mit einem geringen Zusatz von Trimethylmethoxysilan $(CH_3)_3SiOH$ (2%) gespült.

[1] Man findet in der Literatur auch die Schreibweise Dryfilm.

[2] Die häufig verwendete Mischung SC-77 von Silar Laboratories Inc. weist ein Verhältnis von 65/35 auf. Allerdings kann das Verhältnis in geringem Maße variiert werden, ohne die Eigenschaften zu verändern [Shi 97].

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird auf den Aufbau der gesamten LDS eingegangen. Abb. 3.1 zeigt einen schematischen Überblick über die Apparatur. Sie läßt sich im wesentlichen wie folgt untertei-

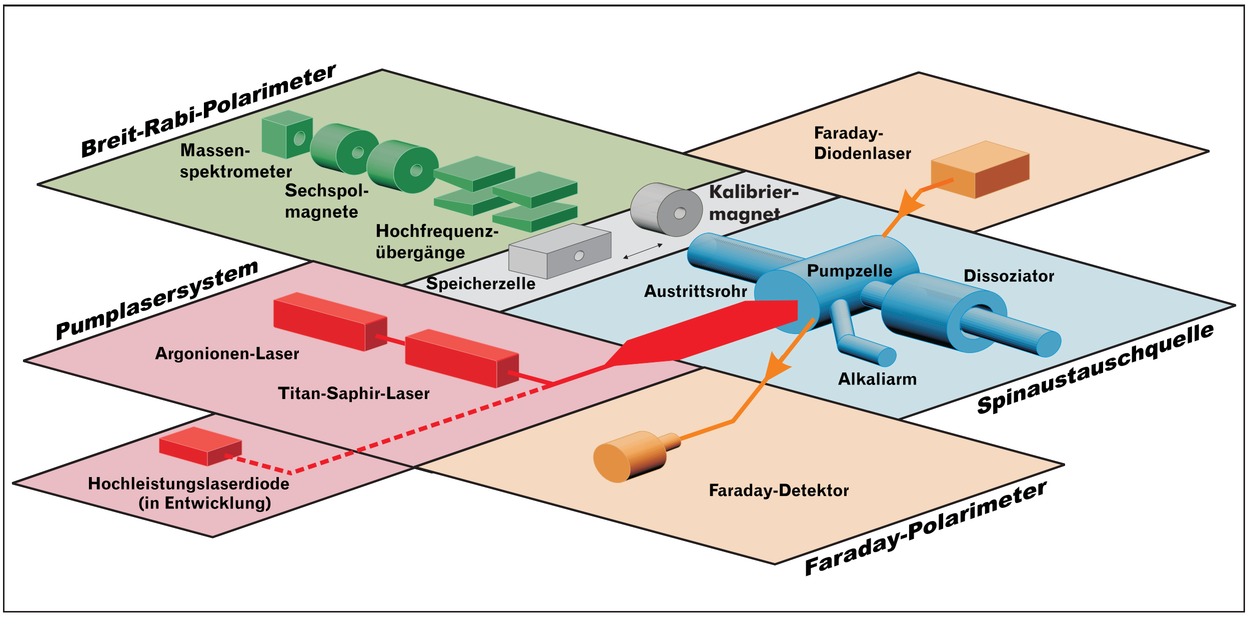

Abb. 3.1: Schematischer Überblick über den Aufbau der Erlanger LDS.

len: Die eigentliche Spinaustauschquelle aus Glasapparatur, Gaseinlaß, Dissoziator und Magnet, das Lasersystem zum Pumpen der Alkaliatome und die verschiedenen Analysekomponenten wie optischer Dissoziationsmonitor, Faraday-Monitor und Breit-Rabi-Polarimeter mit Massenspektrometer. Zudem lassen sich optional noch ein Kalibriermagnet und eine Testspeicherzelle in den Atomstrahl fahren. Abgesichert wird der Betrieb über ein Interlocksystem, das bei Störungen die Gaszufuhr abriegelt und einige sicherheitsrelevante Komponenten abschaltet. Im folgenden sollen der Aufbau und die Funktionsweise dieser Komponenten im einzelnen erläutert werden.

3.1 Spinaustauschquelle

Das Kernstück der LDS ist die eigentliche Spinaustauschquelle. Sie besteht aus der Glasapparatur, dem Dissoziator und dem Magneten. Das ebenfalls zur Erzeugung der Polarisation sehr wichtige Lasersystem soll separat behandelt werden.

3.1.1 Glasapparatur

In der Glasapparatur sind Dissoziatorrohr, Pumpzelle, Alkaliarm und Austrittsrohr zusammengefaßt. Sie ist komplett aus Glas gefertigt. Das hat zum einen den Vorteil des kompakten Aufbaus und eines einheitlichen Materials, aber auch den Nachteil, daß z. B. das Dissoziatorrohr beim Beschichten von Pumpzelle und Austrittsrohr nicht abgetrennt werden kann. Dadurch gelangt immer auch etwas der Drifilmbeschichtung in das Rohr, was einen Einbrenneffekt bei erstmaligem Betrieb einer neu beschichteten Glasapparatur zur Folge hat (vgl. [Sch 00]). Die einzelnen Komponenten der Glasapparatur sind untereinander durch Kapillaren verbunden.

Die Länge und der Durchmesser der Kapillaren richtet sich nach den erforderlichen Drücken in Pumpzelle und Dissoziator. Aus Rechnungen mit den Ratengleichungen [Ste 95a, Ste 95b, Ste 96] ist für Wasserstoffdichten von $2...5\cdot 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ eine gute Polarisation zu erwarten. Bei einer Pumpzellentemperatur von 500 K bedeutet dies einen Druck von 0,035 mbar in der Pumpzelle. Zudem hat sich herausgestellt, daß im Dissoziator ein Druck von 0,2...0,3 mbar für einen guten Dissoziationsgrad nötig ist [Sch 00]. Die Abmessungen der Kapillare können dann über den Leitwert aus der gewünschten Druckdifferenz und dem Wasserstofffluß berechnet werden. Nach [Wut 97] gilt für eine Strömung im molekularen Bereich für den Leitwert L einer Leitung:

$$L = \frac{q}{\Delta p} = L_B \cdot P, \tag{3.1}$$

wobei q den Fluß, Δp den Druckunterschied zwischen den Leitungsenden, L_B den Leitwert der Eintrittsöffnung der Leitung und P die sog. Durchlaufwahrscheinlichkeit bezeichnet, für die für Rohre mit kreisförmigen Querschnitt gilt:

$$P^{-1} = 1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{l}{r} \cdot \Phi_K. \tag{3.2}$$

Dabei bedeuten l und r Länge und Querschnittsradius der Leitung. Φ_K stellt einen vom Verhältnis von l zu r abhängigen Korrekturfaktor dar, dessen jeweiliger Wert [Wut 97] entnommen werden kann. Der Leitwert L_B hängt ebenfalls vom Radius r der Leitungsöffnung ab, sowie von der Masse m der Teilchen und deren Temperatur T. Es gilt:

$$L_B = \frac{r^2\pi}{4} \cdot \sqrt{\frac{8k_BT}{\pi m}}, \tag{3.3}$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B . Mit den Gleichungen 3.2 und 3.3 läßt sich also aus Gleichung 3.1 ein Verhältnis zwischen Radius r und Länge l der Kapillare bestimmen. Dabei sind für die Einzelwerte Grenzen durch die Verfügbarkeit passender Kapillaren und den Herstellungsprozeß der Glasapparatur gegeben. Abweichungen zwischen dem berechneten und dem tatsächlichen Druck resultieren zum einen aus der Tatsache, daß die Berechnungen für molekularen Fluß durchgeführt wurden, die Verhältnisse an der LDS sich aber schon im Übergangsbereich zur viskosen Strömung befinden. Zudem sind bei den kleinen Maßen Toleranzen beim Schmelzprozeß während der Herstellung nicht zu vermeiden. Durch mehrmaliges Reinigen der Glasapparatur erweitern sich auch die Durchmesser der Kapillaren. Dies führt zu einem geringeren Druck im Dissoziator und kann bei fortgeschrittenem Alter einer Glasapparatur zu Einbußen im Dissoziationsgrad führen. Die Abmessungen der verwendeten Apparaturen können Abb. 3.2a) entnommen werden.

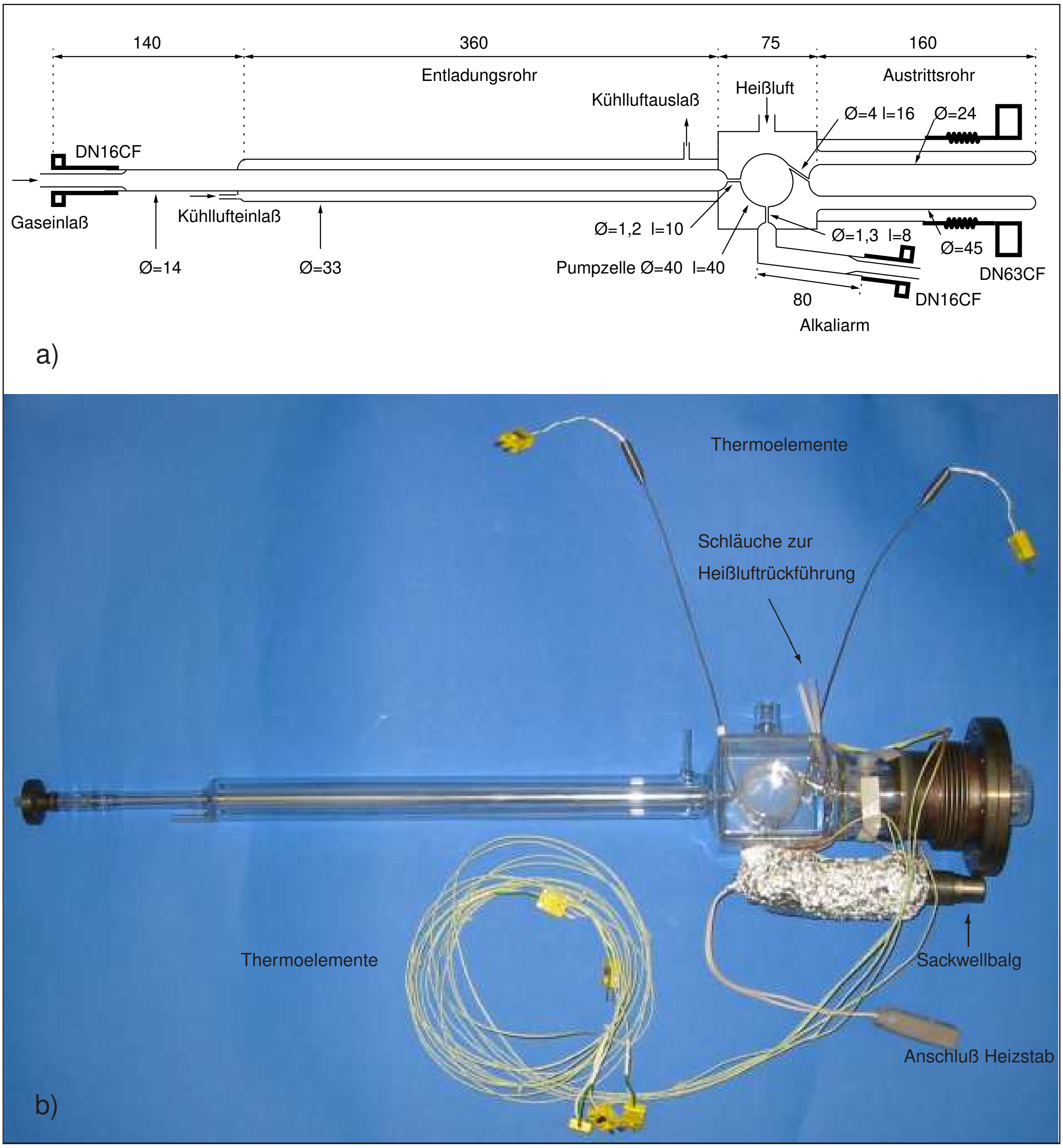

Abb. 3.2: a) Skizze der Glasapparatur mit den aktuellen Maßen. b) Foto einer zum Einbau fertigen Glasapparatur mit Thermoelementen und wärmeisoliertem Alkaliarm. Die Isolierung des Sackwellbalges geschieht erst nach dem Brechen der Alkaliampulle im eingebauten Zustand. Es sind nur die im Vergleich zu a) zusätzlichen Teile beschriftet.

Abb. 3.2b) zeigt ein Foto einer zum Einbau fertigen Apparatur mit Thermoelementen und wärmeisoliertem Alkaliarm. In der zylindrisch geformten Pumpzelle findet sowohl die Polarisation der Alkaliatome durch optisches Pumpen statt als auch der Spinübertrag auf den Wasserstoff oder das Deuterium. Es wurden auch schon Polarisationsmessungen mit kugelförmiger Pumpzelle unternommen, die jedoch keine Vorteile ergaben [Sch 00]. Die Kapillare zwischen Pumpzelle und Austrittsrohr ist geneigt, um einen direkten Durchflug der Atome zu verhindern und somit die zum Erreichen von Spintemperaturgleichgewicht nötigen Stoßzahlen sicherzustellen. Durch das Austrittsrohr verlassen die Teilchen die Quelle. Die Schläuche dienen der Rückführung der Heißluft aus dem Austrittsrohr.

Die Verbindung der Glasapparatur zum Gassystem und zur Vakuumkammer geschieht über Glas-Metall-Übergänge und CF-Flansche. Am Flansch des Austrittsrohres befindet sich ein Wellbalg, um eine Übertragung von Schwingungen auf das Glas zu vermeiden. Ebenfalls mit einem Glas-Metall-Übergang ist der Alkaliarm ausgestattet. Hier wird ein Sackwellbalg mit der Alkaliampulle mit dem Alkalivorat angebracht. Durch Biegen des Wellbalges wird die Ampulle geöffnet. Sowohl das Dissoziatorrohr als auch Pumpzelle und Austrittsrohr sind doppelwandig ausgeführt. Beim Dissoziator wird hier das Kühlmittel durchgeleitet. Bei Pumpzelle und Austrittsrohr wird zum Heizen Heißluft eingeblasen, die dann durch Löcher wieder entweichen kann. Dazu wird Labordruckluft verwendet, die von einem Rohr-Lufterhitzer (Hotwatt, AH75-6-1000W) erhitzt wird. Durch das Heizen von Pumpzelle und Austrittsrohr soll eine Alkalikondensation an den Glaswänden verhindert werden. Der Alkaliarm wird mittels eines Heizstabes (Hotwatt, SS37-3) geheizt. Dadurch erwärmt sich auch die Alkaliampulle, Alkali verdampft und gelangt über die Kapillarverbindung in die Pumpzelle. Sowohl das Heizen der Glasapparatur als auch des Alkaliarms wird über Prozeßregler (Eurotherm, 900 EPC) geregelt und angesteuert. Somit lassen sich beliebige Heizverläufe festlegen und exakt wiederholen.

3.1.2 Gassystem

Über das Gassystem wird die LDS sowohl mit den Targetgasen Wasserstoff oder Deuterium versorgt als auch die Beimischung von Sauerstoff geregelt, die für einen stabilen Dauerbetrieb des Dissoziators nötig ist. Außerdem kann über das System die Glasapparatur zum Schutz der Beschichtung mit Argon belüftet werden, was entweder vor dem Ausbau der Apparatur geschieht oder vor dem Brechen der Kaliumampulle, da diese unter Argon abgefüllt ist. Bei der Verwendung von Rubidium entfällt das Belüften vor dem Aufbrechen der Ampulle, da diese unter Vakuum hergestellt werden.

Abb. 3.3 zeigt eine Übersicht über den Aufbau des Gassystems. Die Quelle kann ohne Umbaumaßnahmen von Wasserstoff- auf Deuteriumbetrieb umgeschaltet werden. Die Gaszufuhr kann von einem Druckluftventil unterbrochen werden, welches über das Interlocksystem kontrolliert wird (vergleiche Kapitel 3.4.3). Der Zufluß an Targetgas wird über einen Massenflußregler (MFR1) präzise geregelt. Es steht ein Bereich von 0...5 ml_n/min zur Verfügung, das entspricht einem maximalen Teilchenfluß Q_{H_2} von bis zu $2{,}15 \cdot 10^{18}$ Molekülen pro Sekunde. Bei einem Dissoziationsgrad α ergibt sich ein atomarer Teilchenfluß

$$Q_{H_1} = \alpha \cdot 2 \cdot Q_{H_2}. \tag{3.4}$$

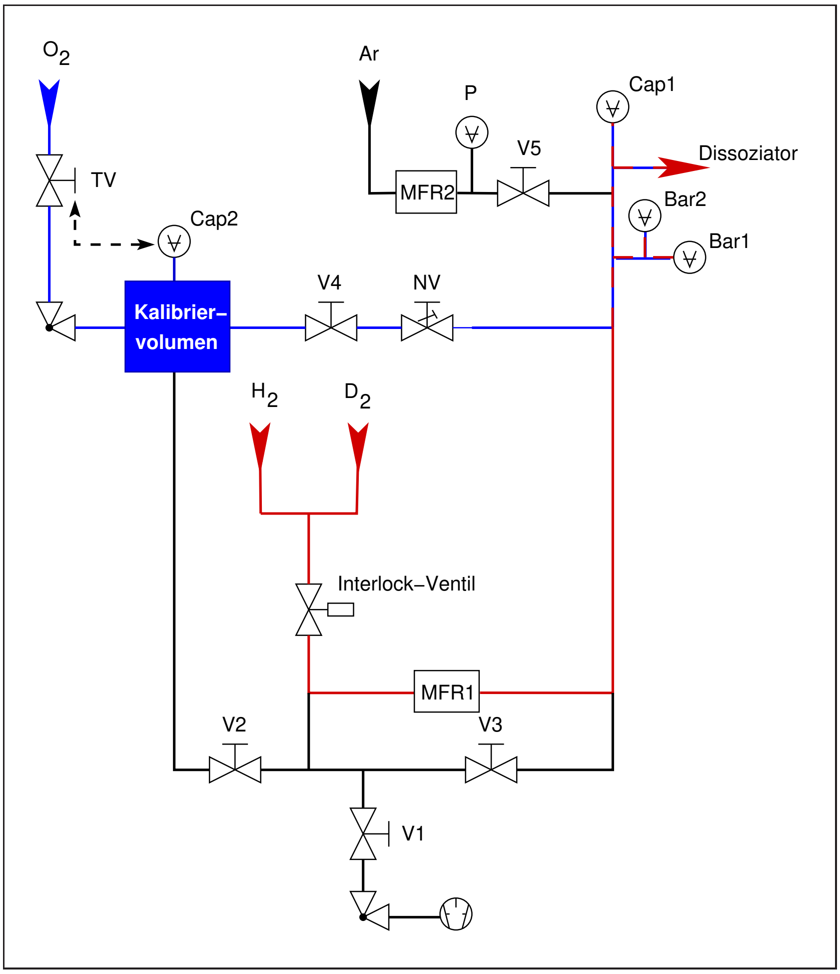

Abb. 3.3:
Aufbau des Gassystems. Der H_2/D_2-Fluß wird über den Massenflußregler (MFR1) geregelt. Die Sauerstoffzufuhr erfolgt über ein Nadelventil (NV), der Druck im Kalibriervolumen wird über ein Regelventil (TV) konstant gehalten. Das Belüften mit Argon geschieht ebenfalls über einen Massenflußregler (MFR2). Über die Handventile (V1-V5) können einzelne Abschnitte abgetrennt bzw. mit der Drehschieberpumpe evakuiert werden. Die Drücke können an verschiedenen Stellen gemessen werden (Cap1, Cap2, Bar1, Bar2, P).

Für einen effizienten und über längere Zeit stabilen Dissoziatorbetrieb wird dem Targetgas Sauerstoff in der Größenordnung weniger Prozent vom Wasserstoff- bzw. Deuteriumfluß beigemischt. Dabei ist bei Deuterium aufgrund der geringeren Reinheit (Reinheitsgrad 2,8 bzw. 99,8%) gegenüber dem Wasserstoff (Reinheitsgrad 5,0 bzw. 99,999%) etwas weniger Sauerstoff nötig. Die Regelung dieser kleinen Flüsse erfolgt über ein Nadelventil (NV), dem ein Sauerstoffpuffer vorgeschaltet ist, indem über ein Regelventil (TV) ein konstanter Druck gehalten wird. Dabei hat sich ein Druck von etwa 32 mbar als für die Stabilität der Regelung günstig herausgestellt. Die Kalibrierung des Sauerstoffflusses erfolgt über die Auswertung der gemessenen Drücke mit Sauerstofffluß im Vergleich zu dem Druck ohne Sauerstoff (siehe Anhang B). Der Sauerstoff wird im Dissoziator teilweise dissoziert und reagiert zum Teil mit dem Wasserstoff zu OH und H_2O. Abb. 3.4 zeigt die in der Analysierkammer mit dem Massenspektrometer (QMS) gemessenen Partialdrücke für O, OH, H_2O und O_2 bei einem Wasserstofffluß von 0,8 ml_n/min für Sauerstoffbeimischungen bis zu 15% des Wasserstoffflusses. Dabei wurde jeweils eine Messung mit aus- und eine mit eingeschaltetem Dissoziator durchgeführt. Daß auch bei ausgeschaltetem Dissoziator atomarer Sauerstoff gemessen werden kann, liegt an dem Effekt der dissoziativen Ionisation im Ionisationsvolumen des Massenspektrometers.

Die Drücke im Gassystem können über Druckmeßgeräte (Cap1, Cap2, Bar1, Bar2, P) mit ver-

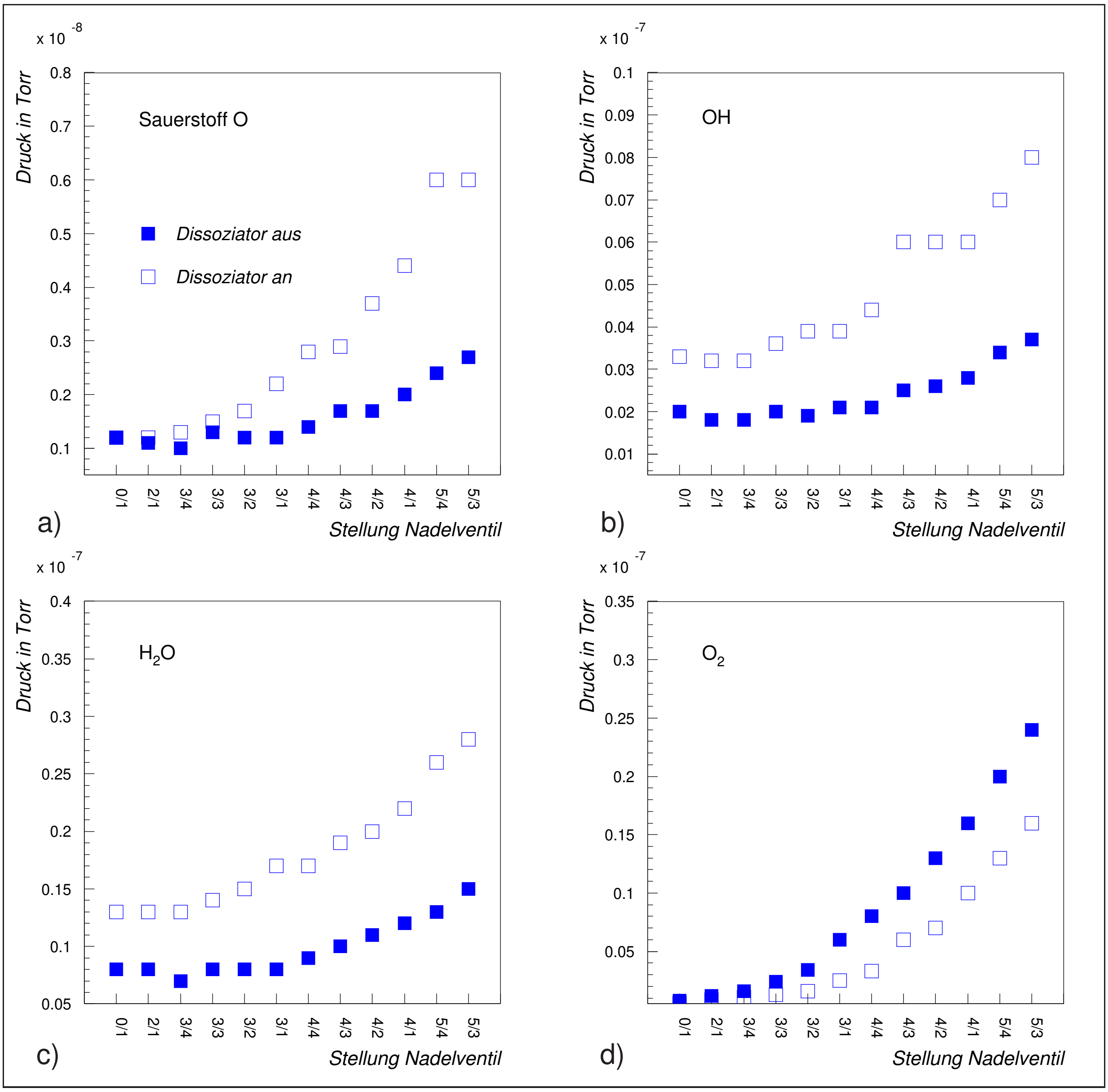

Abb. 3.4: In der Analysierkammer gemessene Partialdrücke bei aus- bzw. eingeschaltetem Dissoziator für a) atomaren Sauerstoff, b) OH, c) Wasser und d) molekularen Sauerstoff.

schiedenen Meßbereichen ausgelesen werden. Das Belüften mit Argon erfolgt über einen weiteren Massenflußregler (MFR2). An das System ist eine Drehschieberpumpe angeschlossen. Je nach Stellung der Handventile (V1 - V5) können somit einzelne Abschnitte oder das gesamte System einschließlich der Glasapparatur evakuiert werden. Die genauen Bezeichnungen der verwendeten Komponenten finden sich in Tab. C.2 im Anhang C.2.

3.1.3 Dissoziator

Nach dem Eintritt der Moleküle in die Glasapparatur gelangen diese zunächst in den Dissoziator, wo sie in einer Hochfrequenzentladung bei einer Frequenz von 13,56 MHz dissoziiert werden. Der Hochfrequenzsender (Hüttinger, PFG 300) kann Leistungen bis 300 W bei dieser Frequenz liefern, wobei die Leistung im LDS-Betrieb aber üblicherweise zwischen 40 und 50 W liegt. Höhere Leistungen haben keine Steigerung des Dissoziationsgrades zur Folge [Sch 00].

Dissoziator und Plasma bilden zusammen einen LC-Schwingkreis. Über ein Anpassungsnetzwerk (Hüttinger, PFM 400 A) wird dessen Impedanz auf die des Senders angepaßt. Bei Änderungen im Plasma wird über diese Regelung die reflektierte Leistung wieder minimiert. In Abb. 3.5 ist der Aufbau des Dissoziators dargestellt. Er ist dem Hochfrequenzdissoziator der Heidelberger Atomstrahlquelle nachempfunden [Poh 89, Kor 90]. Eine genaue Beschreibung des Dissoziators für die LDS findet sich in [Koc 95].

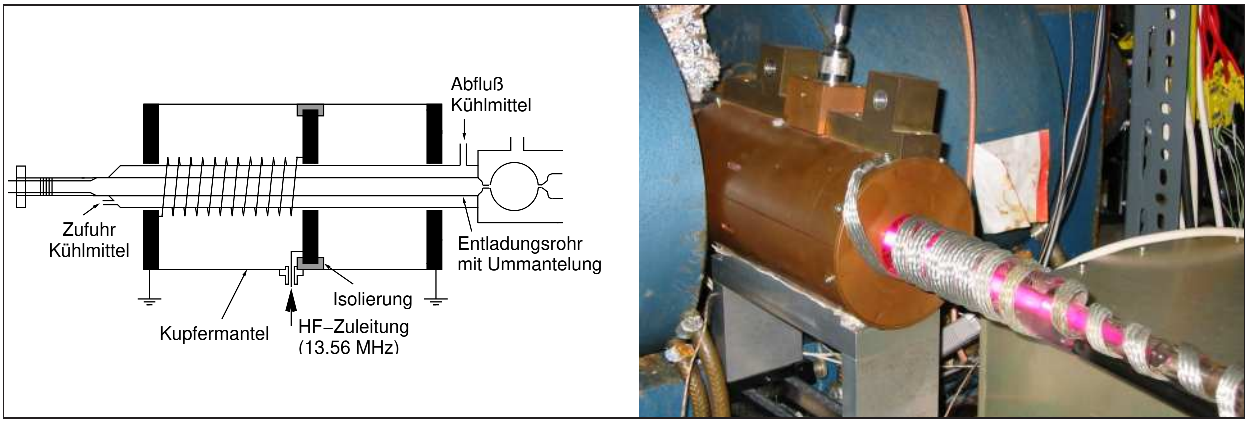

Abb. 3.5: Aufbau und Foto des installierten Hochfrequenzdissoziators. Das um das Dissoziatorrohr gewickelte Erdungsband dient der Abschirmung und hilft bei der Reduzierung der reflektierten Leistung.

Der Dissoziator wird über das Dissoziator- oder Entladungsrohr der Glasapparatur geschoben und hat zu diesem einen geringen Abstand. Dadurch wird verhindert, daß Druck vom Dissoziator auf das Glasrohr ausgeübt wird. Zum Abführen der im Plasma entstehenden Wärme wird das Entladungsrohr von einem Kühlmittel umströmt. Dazu wird Labordruckluft verwendet. Wasser als weiteres mögliches Kühlmittel hat zwar eine bessere Kühlwirkung, brachte aber in Tests keine Verbesserung des Dissoziationsgrades, sondern führte teilweise zu Problemen beim Wiedereinschalten des Dissoziators [Sch 00].

3.2 Lasersysteme

Das Prinzip der LDS beruht auf dem Spinübertrag von polarisiertem Alkali auf den Wasserstoff. Zum optischen Pumpen und damit zum Polarisieren der Alkaliatome wird zirkular polarisiertes Laserlicht verwendet. Aus der Abschätzung, daß in einem starken Magnetfeld beim Pumpen mit zirkular polarisiertem Licht mindestens drei Photonen pro Atom zur Polarisation benötigt werden [And 92], ergibt sich, unter Berücksichtigung von Depolarisationseffekten und dem Polarisationsübertrag, zur nahezu vollständigen Polarisation eine minimale Laserleistung von 1 W bei den bei der LDS typischen Flüssen.

Zum Pumpen steht ein Lasersystem aus einem Argonionen- und einem Titan-Saphir-Laser zur Verfügung. Zum Pumpen von Rubidium gibt es noch ein Halbleiterlasersystem. Beide Systeme sowie weitere Komponenten zur geometrischen und spektralen Anpassung des Laserstrahls sollen im folgenden vorgestellt werden.

3.2.1 Argonionen- und Titan-Saphir-Lasersytem

Zum Pumpen von Kalium und Rubidium findet ein System aus einem Argonionen-Laser (Coherent, Innova 420) und einem Titan-Saphir-Laser (Coherent, Ringlaser 899-01/15) Verwendung. Der Titan-Saphir-Laser kann Licht in einem Wellenlängenbereich von ca. 700...1000 nm kontinuierlich emittieren, womit die D-Linien beider Alkalimetalle erreicht werden können. Er ist als Ringlaser ausgeführt, wodurch ein räumliches Lochbrennen im Titan-Saphir-Kristall (Ti^{3+}:Al_2O_3), wie es bei einer stehenden Welle in einem herkömmlichen Aufbau der Fall wäre, vermieden wird und der Laser damit frequenzstabiler emittiert. Abb. 3.6 zeigt eine schematische Darstellung des Ringlasers. Über die Spiegel P1 - P3 wird der Pumplaserstrahl aus dem Argonionen-Laser einge-

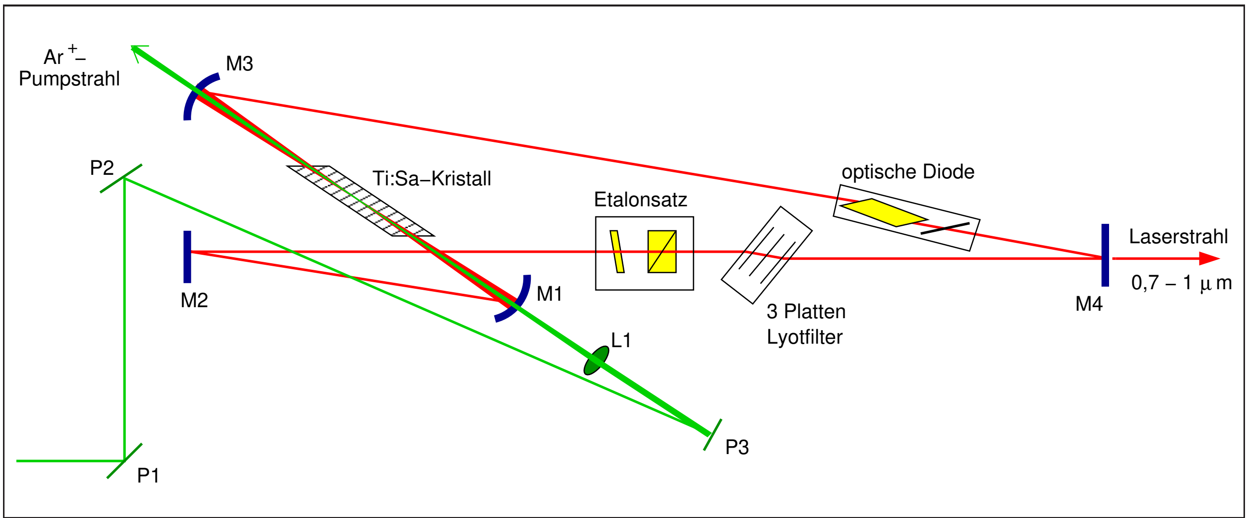

Abb. 3.6: Aufbau des Ringresonators des Titan-Saphir-Lasers.

koppelt und mit der Linse L1 in den Kristall fokusiert. Der Ringresonator wird durch die Spiegel M1 - M4 gebildet, wobei M4 ein teildurchlässiger Spiegel ist, der gleichzeitig der Auskopplung dient. Die Umlaufrichtung der Welle im Resonator wird durch eine optische Diode festgelegt. Bei einer Pumpleistung von 15...20 W und guter Justage aller Komponenten wird eine Ausgangsleistung von 2,5...3 W erreicht.

Die Selektion der gewünschten Wellenlänge wird durch verschiedene Komponenten erzielt. Zur Grobabstimmung dient ein Dreiplatten-Lyotfilter, mit dem die Wellenlänge in die Nähe der Resonanzwellenlänge des Alkalis gebracht wird. Die Feinabstimmung erfolgt über zwei Fabry-Perot-Etalons mit unterschiedlicher Dicke, ein dünnes mit 0,5 mm und ein dickeres mit 10 mm, die nach dem Prinzip der Vielstrahlinterferenz arbeiten. Für eine genauere Beschreibung der Funktionsweise von Lyot-Filter und Etalon siehe z. B. [Dem 00]. Die Verstellung des dünnen Etalons geschieht über einen Drehmotor, des dickeren über Piezoelemente. Die Messung der Wellenlänge erfolgt über ein Wellenlängenmeßgerät (Atos, LM-007) mit angeschlossenem PC. Anhand der gemessenen Wellenlänge werden über eine Regelung [Kil 97] die Steuerspannungen für die Etalon-Verstellungen angesprochen und somit die Wellenlänge um einen vorgegebenen Zentralwert stabil gehalten.

3.2.2 Halbleiterlasersystem

Aufgrund verschiedener Nachteile des zuvor beschriebenen Lasersystems wie Größe, Anschaffungs- und Betriebskosten sowie Lebensdauer, wurde nach alternativen Pumpsystemen gesucht. Für den Betrieb mit Rubidium stehen dazu Halbleiterlaser zur Verfügung. Bei der Untersuchung verschiedener Systeme [Nag 99a] hat sich eine Laserdiode mit trapezförmiger aktiver Zone (SDL, SDL-8630) in einem externen Resonator wie in Abb. 3.7 dargestellt als geeignet erwiesen. Das

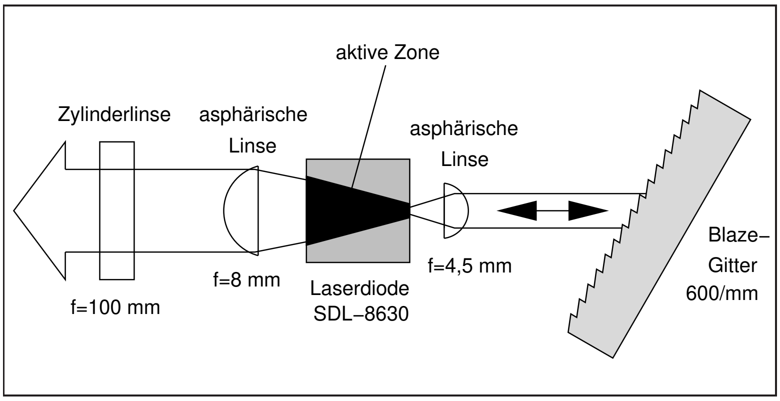

Abb. 3.7: Schematische Darstellung des Aufbaus der Trapez-Laserdiode SDL-8630 im externen Resonator.

aus der schmalen Seite der aktiven Zone austretende Licht wird mit einer asphärischen Linse kollimiert und von einem Blaze-Gitter mit einer Strichweite von 600 mm^{-1} in die Laserdiode zurückgebeugt. Das aus der breiten Seite austretende Licht wird von einer asphärischen Linse und einer Zylinderlinse kollimiert und steht als Pumplicht zur Verfügung. Mit diesem System ist eine Leistung von 0,55...0,6 W erreichbar. Erste Messungen zur Polarisation von Rubidium an einer Spinaustauschquelle mit solch einer Laserdiode [Nag 99a, Nag 99b] haben gezeigt, daß dieses System prinzipiell zum Betrieb einer LDS geeignet ist, zur Erzielung ausreichend hoher Polarisationen aber noch um mehrere dieser Laserdioden und Komponenten zur spektralen Anpassung erweitert werden müßte.

3.2.3 Elektrooptischer Modulator und Strahlführung zur Pumpzelle

Aufgrund der relativen Geschwindigkeit der Alkaliatome zur Lichtquelle kommt es durch den Doppler-Effekt zu einer Verbreiterung der Absorptionslinie des Alkaliensembles. Für Kalium beispielsweise ergibt sich durch diese Dopplerverbreiterung eine gaußförmige Absorptionslinie der Linienbreite $\Delta\nu \approx 1\,\text{GHz}$, wohingegen andere Verbreiterungsmechanismen vernachlässigt werden können. Für effektives Pumpen muß die Linienbreite des Pumplichts möglichst gut auf diese verbreiterte Absorptionslinie der Alkaliatome angepaßt werden. Dies wird mit einem elektrooptischen Modulator (EOM) erreicht [Rei 87]. Die Funktionsweise eines solchen EOM sei hier nur kurz erläutert, ausführlicher geschieht dies z. B. in [Ste 95a].

Beim EOM wird der lineare elektrooptische Effekt ausgenutzt, d. h. eine Änderung der Brechungsindizes in anisotropen Materialien beim Anlegen eines elektrischen Feldes [Yar 89, Dav 96]. Bei einem Lichtstrahl, der den EOM-Kristall senkrecht zur optischen Achse durchläuft, kommt es zu einer Aufspaltung in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl, wobei sich für den außerordentlichen Strahl der Brechungsindex ändert. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes wird eine zusätzliche Änderung des Brechungsindexes für den außerordentlichen Strahl bewirkt. Mit einem Wechselfeld erzielt man eine Phasenmodulation, die letztendlich zu einer Aufmodulation von sog. Seitenbändern führt.

An der Spinaustauschquelle wird ein EOM benutzt, der aus zwei $LiTaO_3$-Kristallen besteht (Quantum Technology, TWAP-10). Die optischen Achsen der beiden Kristalle sind um 90° gegeneinander verdreht und senkrecht zum Laserstrahl orientiert. Als Modulationsquelle wird eine Rauschdi-

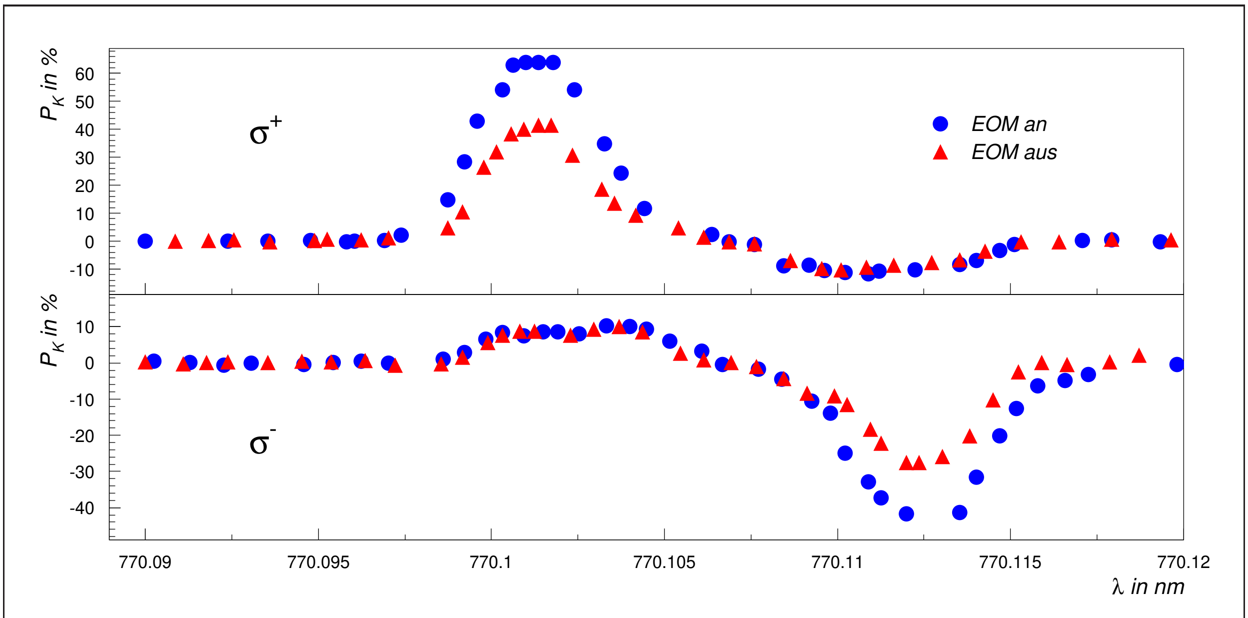

Abb. 3.8: Vergleich der Kaliumpolarisation P_K beim Pumpen mit rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht bei aus- (▲) bzw. eingeschaltetem (●) EOM.

ode (Micronetics, SMA 2209, 4dBm) eingesetzt, die ein weißes Rauschen in einem Frequenzbereich von 1...500 MHz erzeugt. Dieses Rauschen wird über einen Hochfrequenz-Breitbandverstärker (R.F.T.S., RF 8-50) mit 20 W Ausgangsleistung verstärkt. Die Notwendigkeit der Anpassung der Laserlinie durch den EOM kann in Abb. 3.8 sehr gut beobachtet werden [Sch 00]. Die Wellenlänge des Pumplasers durchfährt einen Bereich um die Resonanzwellenlänge, und es wird die Polarisation P_K des Kaliums mit EOM aus und mit EOM an bestimmt. Diese exemplarische Messung wurde sowohl für rechtszirkular polarisiertes (σ^+), als auch für linkszirkular polarisiertes (σ^-) Laserlicht durchgeführt. Beim Pumpen mit σ^+-Licht steigt die maximale Polarisation von 41,5 % mit ausgeschaltetem EOM auf 64,1 % bei eingeschaltetem EOM an. Im Falle von σ^--Licht ist ein Anstieg von -27,5 % auf -41,1 % zu beobachten.

Nach dem EOM gelangt der Strahl in einen Polarisationsstrahlteiler, der zum einen für eine lineare Polarisation sorgt und zum anderen einen Teil des Strahls zur Wellenlängenmessung auskoppelt. Ein $\frac{\lambda}{4}$-Plättchen bewirkt die zirkulare Polarisation, ehe der Strahl mittels eines Linsensystems auf die Größe der Pumpzelle aufgeweitet wird. Für Relaxationsmessungen kann der Strahl durch einen Strahlunterbrecher periodisch unterbrochen werden. Zudem besteht die Möglichkeit, den Strahl über einen Metallschieber komplett zu blocken. Abb. 3.9 zeigt den vollständigen Aufbau der Lasersysteme einschließlich der Strahlführung [Nag 99a]. Die in diesem Bild enthaltenen Faraday-Laser und deren Strahlführung werden in Kapitel 3.3.2 erläutert.

3.3 Analysekomponenten

Aufgrund der Komplexität der Spinaustauschquelle ist es wichtig, die verschiedenen Vorgänge und Parameter exakt analysieren zu können. Im Laufe der Zeit wurden deshalb Komponenten entwickelt und aufgebaut, die eine gründliche Untersuchung der Vorgänge an der LDS ermöglichen. Neben dem allgemeinen Datennahmesystem mit seinen Meß- und Steuerprogrammen (siehe Kapitel 3.4.4) sind dies ein optischer Dissoziationsmonitor, der der Untersuchung des Plasmalichts dient, ein Faraday-Polarimeter zur Messung von Dichte, Polarisation und Relaxationsverhalten des Alkaliensembles, sowie ein Breit-Rabi-Polarimeter (BRP) zur Bestimmung des Dissoziationsgrades und der Elektronen- und Kernspinpolarisation im Wasserstoff- bzw. Deuteriumatomstrahl. Diese Analysekomponenten werden im folgenden Kapitel beschrieben.

3.3.1 Optischer Dissoziationsmonitor

Bereits mit bloßem Auge lassen sich je nach Dissoziationsgrad Unterschiede in der Farbe des Wasserstoff-Plasmas erkennen. Während es bei hohen Dissoziationsgraden kräftig rosa-violett leuchtet, ist es bei schlechten Dissoziationsgraden eher weißlich blaßviolett. Darum liegt es nahe, das Plasma auf seine spektrale Zusammensetzung zu untersuchen, um daraus Rückschlüsse auf den Dissoziationsgrad ziehen zu können.

Die Analyse des Plasmas mit einem Gittermonochromator ergibt das in Abb. 3.10 dargestellte Spektrum. Neben den Balmer-Linien (H_β, H_γ, H_δ, H_ε) läßt sich ein Kontinuum im UV-Bereich erkennen, das aus der Anregung der H_2-Moleküle stammt. Der plötzliche Abfall der Intensität zu kleinen Wellenlängen bei ca. 300 nm ist auf die Absorption des Duran-Glases des Entladungsrohres zurückzuführen. Im Bereich des Kontinuums ist bei etwa 341 nm eine Linie zu erkennen, deren Intensität mit der Menge der Sauerstoffzugabe zum Gas korelliert ist. Aus den Intensitäten

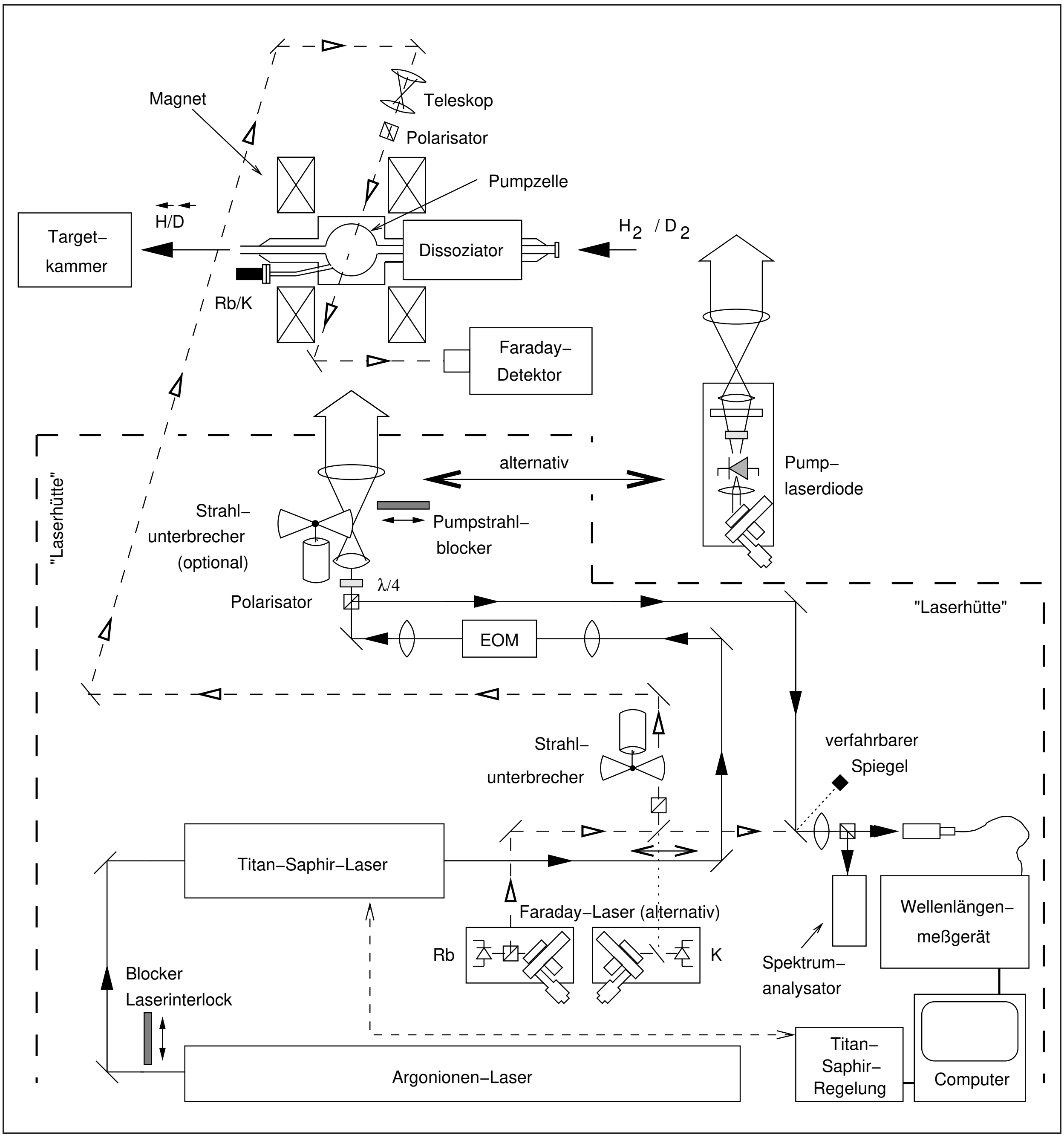

Abb. 3.9: Übersicht über den Aufbau der Lasersysteme mit den dazugehörigen optischen Komponenten und der Strahlführung zur Glasapparatur. Der Aufbau befindet sich zum größten Teil auf einem optischen Tisch in einer separaten Laserhütte.

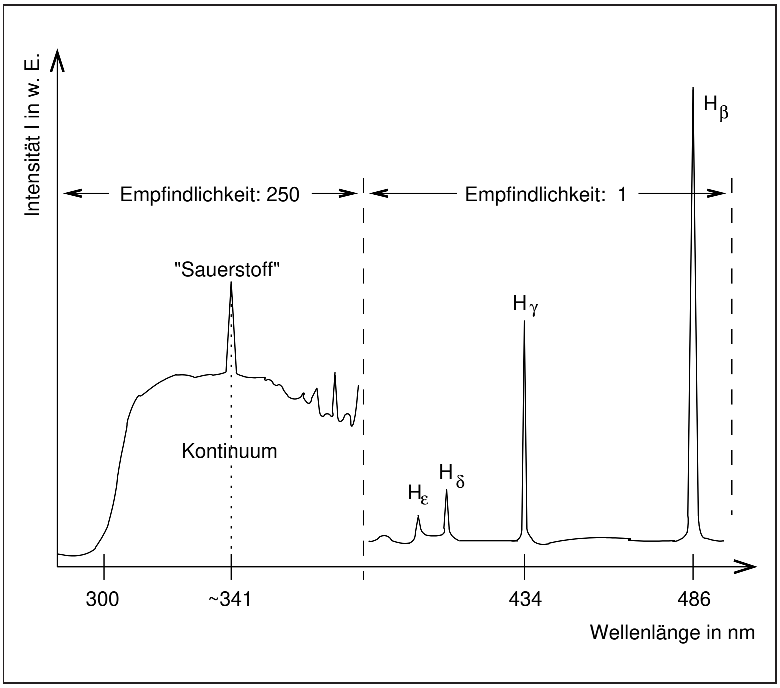

Abb. 3.10:
Mit dem Monochromator aufgenommenes Spektrum des Wasserstoffplasmas. Man beachte die unterschiedlichen Empfindlichkeiten in den beiden Bereichen.

einer der stärkeren Balmer-Linien (z. B. H_β) und einem Teil des Kontinuums kann qualitativ ein Dissoziationsgrad

$$\alpha_{opt.} = \frac{I_{H_\beta}}{I_{H_\beta} + 2 \cdot k \cdot I_{H_{UV}}} \tag{3.5}$$

bestimmt werden. Der Faktor k dient dabei der Anpassung an den mit dem BRP gemessenen Wert (zur Messung des Dissoziationsgrades mit dem BRP siehe Kap. 3.3.3). Zur Bestimmung des Dissoziationsgrades könnte auch die noch stärkere H_α-Linie verwendet werden, die hier aber außerhalb des Wellenlängenbereich des Monochromators liegt. Da auch im besten Fall einer kalten Glasapparatur in Pumpzelle und Austrittsrohr Rekombination stattfindet, liegt α_{opt} sicherlich höher als der so bestimmte Wert. Für qualitative Untersuchungen ist dieses Verfahren aber ausreichend. Führt man diesen Abgleich einmal zu Beginn einer Messung durch, lassen sich aus dem Verlauf der beiden Dissoziationsgrade bei Veränderungen der Betriebsparameter der Quelle Rückschlüsse z. B. auf den Ort erhöhter Rekombination ziehen. Abb. 3.11 zeigt solch einen Vergleich bei Variation des Wasserstoffflusses [Sch 00]. In diesem Fall erhält man für beide Meßmethoden den gleichen Verlauf des Dissoziationsgrades, was bedeutet, daß Effekte im Dissoziator selber für die Veränderung des Dissoziationsgrades verantwortlich sind.

Um den optischen Dissoziationsgrad permanent bestimmen zu können, was mit dem Monochromator nicht möglich ist, wurden am Dissoziatorrohr UV-taugliche Lichtwellenleiter aufgesetzt. Über nachgeschaltete schmalbandige Filter (Laser Components, LCP-10 und LCP-20) werden die Wellenlängenbereiche 656 nm $\pm$ 11 nm für die H_α-Linie und 320 nm $\pm$ 12 nm für den UV-Anteil ausgewählt. Die Intensität der H_α-Linie wird mit einer Photodiode mit integriertem Vorverstärker (United Detector Technologies, UDT-020D) gemessen, das deutlich schwächere Licht des Kontinuums über einen Photomultiplier (Hamamatsu, R4125Q). Durch Aufnahme der Spannungssignale durch das Datennahmesystem ist somit eine kontinuierliche Kontrolle des Dissoziatorbetriebes möglich.

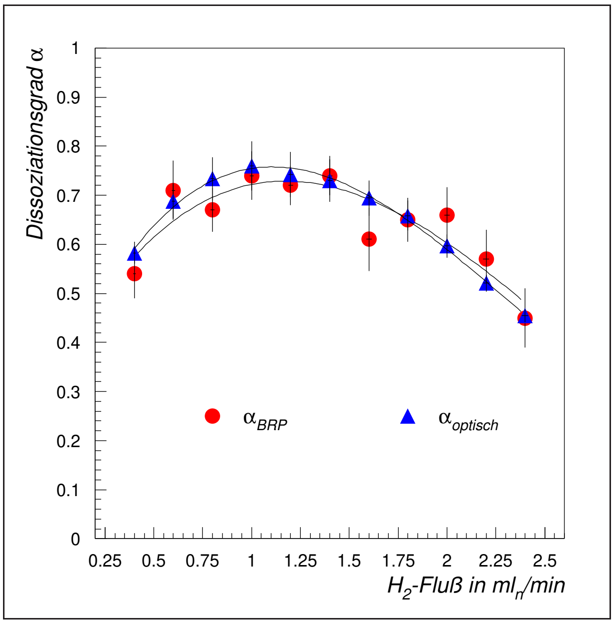

Abb. 3.11:
Vergleich des optisch gemessenen Dissoziationsgrades mit dem durch das BRP gemessenen bei Variation des Wasserstoffflusses.

Zur genaueren Analyse des gesamten Spektrums steht jetzt außerdem ein Gitterspektrometer (Ocean Optics, HR 2000) zur Verfügung. Mit diesem Spektrometer ist der Wellenlängenbereich von 200...1100 nm zugänglich. Das Licht wird über eine 600 μm dicke UV-taugliche Faser durch einen Schlitz mit einer Breite von 5 μm in das Gerät geleitet. Das durch den Spalt gehende Licht wird an einem Gitter gebeugt (300 Linien/mm) und gelangt auf eine CCD-Zeile. Damit bietet das Spektrometer eine optische Auflösung von 0,366 nm. Die Auslese erfolgt über die USB-Schnittstelle eines PC mit Hilfe eines mitgelieferten Programms. Neben der Anzeige des Spektrums ist es auch möglich, dies als ASCII-Datei abzuspeichern und so nachträglich weiter zu analysieren, z. B. durch Integration der Intensitätswerte der entsprechenden Wellenlängenbereiche einen optischen Dissoziationsgrad mit Gl. 3.5 zu bestimmen. Da das Spektrometer durch ein externes Spannungssignal zu einer Messung und dem Abspeichern des gemessenen Spektrums veranlaßt werden kann, ist eine Kopplung mit anderen Messungen möglich. Da das Auslese-Programm jedoch nur in einer Version für MS-Windows erhältlich ist, der Rest der Datennahme aber unter Linux erfolgt, ist zum Betrieb des Spektrometers ein zusätzlicher PC nötig. Außerdem können so die gemessenen Spektren nicht direkt in die Datennahme integriert werden und müssen nachträglich analysiert werden.

3.3.2 Faraday-Polarimeter

Eine kritische Größe beim Betrieb der LDS ist die Alkalidichte in der Pumpzelle. Zum einen ist für einen effektiven Spinübertrag eine ausreichend hohe Dichte nötig, zum anderen wird sie durch den resonanten Strahlungseinfang begrenzt. Zudem wirken sich zu hohe Dichten negativ auf die Beschichtung und die Oberflächeneigenschaften aus. Mit Hilfe des im folgenden beschriebenen Faraday-Polarimeters [Bec 95, Ste 97a] ist es möglich, kontinuierlich die Dichte und auch die Polarisation des Alkalidampfes in der Pumpzelle zu messen.

Dabei wird der Effekt der Faraday-Rotation [Wu 86] ausgenutzt, die Drehung der Polarisationsebene von linear polarisiertem Licht beim Durchgang durch ein Medium parallel zu einem äußeren Magnetfeld, wobei die Wellenlängen des Lichts in der Nähe einer Resonanzlinie des Mediums liegen. Dieser Effekt ist eine Konsequenz aus der Zeemanaufspaltung der Spektrallinien im äußeren Magnetfeld. Ohne Magnetfeld sind die Unterzustände bezüglich ihrer Magnetquantenzahl entartet. Diese Entartung wird durch Anlegen eines Magnetfeldes aufgehoben, was unterschiedliche Resonanzfrequenzen und damit Absorptionslinien für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht zur Folge hat. Da Absorption und Brechungsindex miteinander verknüpft sind, erhält man auch unterschiedliche Brechungsindizes für links- (σ^-) und rechtszirkular (σ^+) polarisiertes Licht. Bei der Verwendung von linear polarisiertem Licht, was als Überlagerung von σ^-- und σ^+-Licht betrachtet werden kann, ergeben sich somit unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten der beiden Komponenten, was zu Laufzeitunterschieden und damit zu einem Phasenunterschied der beiden Komponenten führt. Dieser Phasenunterschied bedeutet eine Drehung der Polarisationsebene um den Faraday-Winkel

$$\theta_{\mathrm{F}} = \frac{\pi \nu l}{c} \left[n_-(\nu, B) - n_+(\nu, B) \right] = V(\nu, B)\, \rho\, l, \tag{3.6}$$

wobei ν die Frequenz des Lichts ist, l die Weglänge im Medium, c die Lichtgeschwindigkeit und n_- und n_+ die Brechungsindizes für σ^-- und σ^+-Licht in Abhängigkeit von der Frequenz und dem angelegten Magnetfeld B sind. Die von der Frequenz und dem Magnetfeld abhängige Größe $V(\nu, B)$ wird als Verdet-Konstante bezeichnet. Ist das Medium zusätzlich polarisiert, so werden die Brechungsindizes durch die unterschiedliche Besetzung der Unterzustände ebenfalls verändert, was zu einer zusätzlichen Drehung der Polarisationsebene führt. Der Faraday-Winkel erhält noch einen von der Polarisation P abhängigen Anteil und läßt sich schreiben als

$$\theta_{\mathrm{F}} = \theta(0) \cdot (1 + P\alpha(\nu, B)), \tag{3.7}$$

wobei $\theta(0)$ der Winkel für den unpolarisierten Fall nach Gl. 3.6 ist und $\alpha(\nu, B)$ als Alpha-Konstante bezeichnet wird.

Bei dem an der LDS realisierten Aufbau wird eine Laserdiode im externen Resonator [Nag 95] als Quelle für das linear polarisierte Licht verwendet. Der Laserstrahl wird entgegen dem Pumplaserstrahl durch die Pumpzelle geführt und gelangt schließlich in den Detektor. Dort trifft er zunächst auf ein Glan-Thompson-Prisma (Spindler & Hoyer, Nr. 037784), wo er in zwei zueinander senkrecht polarisierte Teilstrahlen zerlegt wird. Die Intensitäten dieser Teilstrahlen werden mit Photodioden (UDT, UDT-020D) mit integriertem Vorverstärker gemessen. Um die Beiträge von Streulicht zu minimieren, wird mit Lock-In-Technik gemessen. Dazu wird der Laserstrahl periodisch unterbrochen und die Unterbrecherfrequenz als Referenzsignal verwendet. Abb. 3.12 zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus.

Bei der Messung ist zu berücksichtigen, daß sich der gemessene Drehwinkel $\theta(\nu, B)$ aus verschiedenen Anteilen wie folgt zusammensetzt:

$$\theta(\nu, B) = \theta_0 + \theta_{\mathrm{Glas}}(B) + \theta_{\mathrm{F}}(\nu, B). \tag{3.8}$$

Dabei ist θ_0 ein Offsetwinkel, der von der Stellung des Detektorkopfes abhängt. Der Detektor wird so gedreht, daß dieser Winkel ca. 45° beträgt, da dann bei gleichmäßiger Ausleuchtung der Photodioden der Detektor die maximale Analysierstärke besitzt. Der Drehwinkel $\theta_{\mathrm{Glas}}(B)$ wird durch

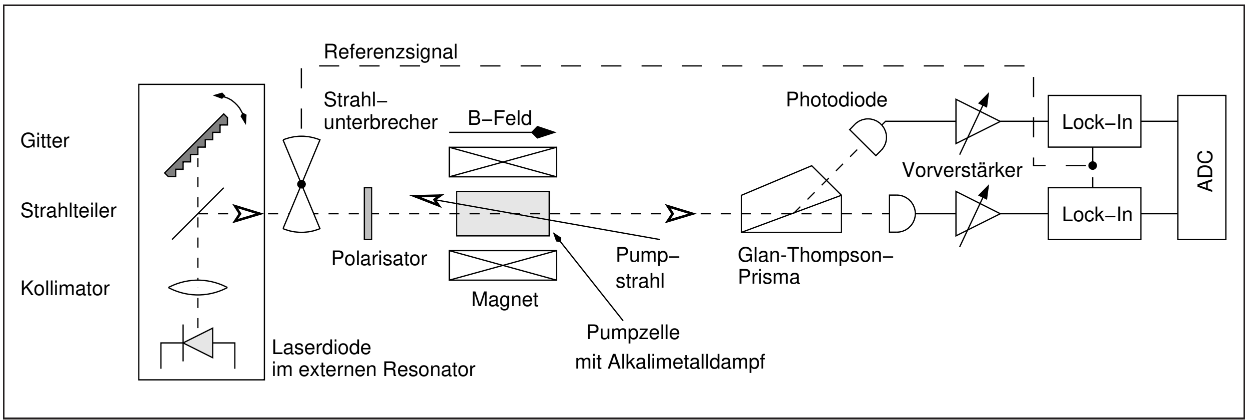

Abb. 3.12: Skizzierter Aufbau des Faraday-Polarimeters. Der Laserstrahl aus der Laserdiode wird aus dem externen Resonator ausgekoppelt, durchstrahlt die Pumpzelle und wird im Glan-Thompson-Prisma in zwei Teilstrahlen zerlegt. Die mit den Photodioden gemessenen Intensitäten gelangen in die Lock-In-Verstärker und werden über eine ADC-Karte ausgelesen.

die Faraday-Rotation beim Durchgang des Laserstrahls durch die verschiedenen Glasschichten hervorgerufen. Er wird ohne Alkali in der Pumpzelle gemessen und ist nur vom Magnetfeld und nicht von der Laserwellenlänge abhängig.

Zur Bestimmung von Dichte und Polarisation aus den gemessenen Winkeln ist nach Gl. 3.6 und Gl. 3.7 die Kenntnis der Verdet- und der Alpha-Konstanten nötig. Diese sind allerdings nicht tabelliert und nur mit großem Aufwand zu berechnen. Deshalb wird ein Programm [Dul 91] verwendet, welches nach Eingabe von Magnetfeld, Wellenlänge, Alkalimetall und einer beliebigen Polarisation P_{theo} die theoretischen Drehwinkel $\theta_{\text{theo}}(0)$ und $\theta_{\text{theo}}(P_{\text{theo}})$ für unpolarisiertes und polarisiertes Alkali ausgibt. Die Werte beziehen sich dabei auf eine Flächendichte von $N_F = \rho\, l = 1{,}44 \cdot 10^{12}\,\text{cm}^{-2}$. Zur Dichteberechnung wird das Verhältnis von theoretischem zu gemessenem Drehwinkel betrachtet. Dadurch fällt die Verdet-Konstante heraus und man erhält für die Dichte

$$\rho = \frac{N_F}{l}\frac{\theta_{\text{exp}}(0)}{\theta_{\text{theo}}(0)}. \tag{3.9}$$

Aus Gl. 3.7 läßt sich mit den berechneten Werten die Alpha-Konstante bestimmen:

$$\alpha = \left(\frac{\theta_{\text{theo}}(P_{\text{theo}})}{\theta_{\text{theo}}(0)} - 1\right)\frac{1}{P_{\text{theo}}}. \tag{3.10}$$

Damit ergibt sich für die Polarisation P des vorliegenden Alkaligases

$$P = \left(\frac{\theta_{\text{exp}}(P)}{\theta_{\text{exp}}(0)} - 1\right)\frac{1}{\alpha}. \tag{3.11}$$

Zur Messung der einzelnen Drehwinkel wird ein Zyklus mit drei verschiedenen Kombinationen von Magnet an/aus und Pumplaser an/aus symmetrisch durchfahren, was den in Abb. 3.13 dargestellten Meßvorgang mit fünf Abschnitten ergibt. In Abschnitt ① und ⑤ sind sowohl Laser als auch Magnet aus, und es wird der Offsetwinkel θ_0 bestimmt. In Abschnitt ② und ④ sind Laser

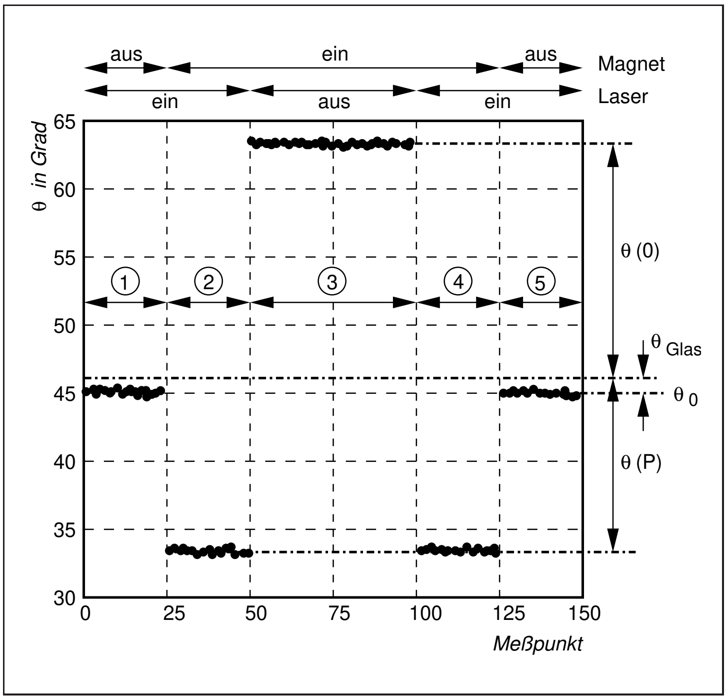

Abb. 3.13:
Schematische Darstellung eines Meßzyklus zur Dichte- und Polarisationsbestimmung des Alkaligases mit Erläuterung der Winkel.

und Magnet eingeschaltet, und man erhält den Winkel $\theta_{\text{exp}}(P)$. Im Abschnitt ③ ist nur der Magnet an. Er dient der Bestimmung von $\theta_{\text{exp}}(0)$. Soll nur die Dichte des Alkaligases bestimmt werden, so wird ein verkürzter Zyklus mit den Abschnitten ①, ③ und ⑤ durchfahren.

Mit dem Faraday-Polarimeter können neben Dichte und Polarisation auch die Aufbau- und Relaxationszeitkonstanten gemessen werden. Hierzu wird der Aufbau aus Abb. 3.12 leicht abgeändert: statt dem Faraday- wird der Pumplaserstrahl periodisch unterbrochen, und die Signale der Photodioden gelangen in einen Differenzverstärker anstelle der Lock-In-Verstärker. Durch Abtasten des zeitlichen Verlauf des Differenzsignals und Anpassen von Exponentialfunktionen lassen sich die Konstanten bestimmen. Die Relaxationszeit ist dabei ein Maß für die Qualität der Wandbeschichtung und erlaubt somit Aussagen über deren Alterungsprozeß bei Dauerbetrieb der Quelle. Ausführliche Untersuchungen zur Relaxation von Rubidium finden sich in [Nas 98, Nag 98].

3.3.3 Breit-Rabi-Polarimeter

Zur Analyse des Atomstrahls aus der LDS steht ein Breit-Rabi-Polarimeter zur Verfügung. Es besteht aus Hochfrequenzübergängen (HFT = *high frequency transition*), den Sechspolmagneten, einem Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) und verschiedenen Blenden und Strahlunterbrechern. Der Aufbau lehnt sich an bereits existierende Polarimeter [Gau 92, Met 95, Bau 02a] an und ist in Abb. 3.14 schematisch dargestellt. Der Atomstrahl gelangt nach Verlassen der Glasapparatur entweder in die Speicherzelle oder durch eine Blende in der Targetkammer, die den effusiven Strahl begrenzt. Durch eine Blende am Ende der Targetkammer, die dafür sorgt, daß ein Großteil des aufgeweiteten Strahls bereits dort zurückgehalten und abgepumpt wird, gelangen die Teilchen in die Hochfrequenzübergänge und von dort weiter in die Sechspolmagnete. In den HFTs findet eine Umbesetzung der Hyperfeinunterzustände der Wasserstoffatome statt, in den Magne-

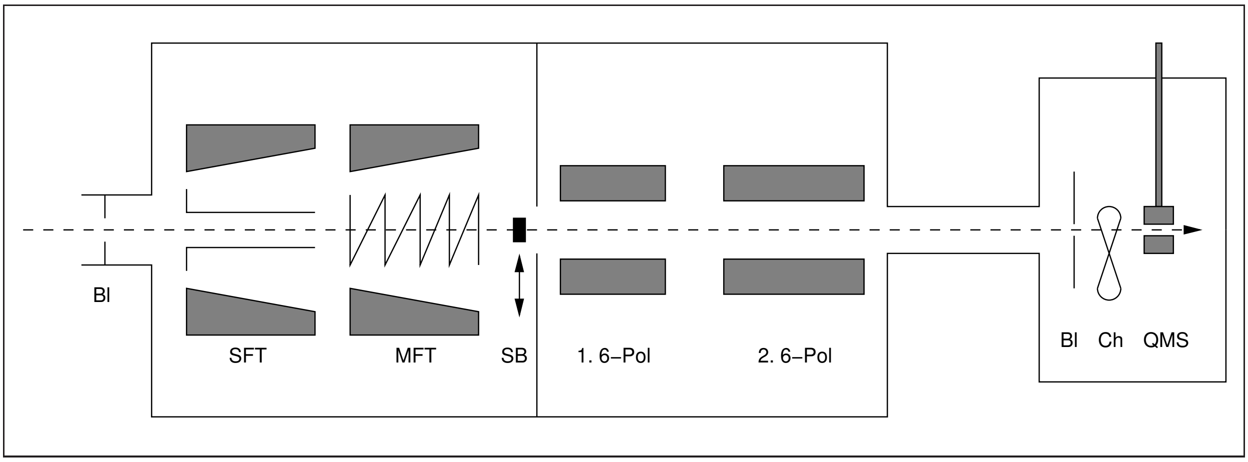

Abb. 3.14: Aufbau des Breit-Rabi-Polarimeters mit den Hochfrequenzübergängen (SFT und MFT), den beiden Sechspolmagneten (6-Pol), dem Massenspektrometer (QMS), den Blenden (Bl) zur Strahlbegrenzung, dem Strahlblocker (SB) und dem Strahlunterbrecher (Ch). Die gestrichelte Linie ist die Richtung des Atomstrahls.

ten eine Selektion bezüglich der Elektronenspinstellung. HFTs und Sechspole befinden sich in einer gemeinsamen Vakuumkammer, die durch eine eingeschweißte Trennwand mit einer Blendenöffnung unterteilt ist. Vor den Sechspolen befindet sich noch ein Strahlblocker, der durch eine Lineardurchführung in den Strahl gefahren werden kann und für eine Verbesserung der Spinselektion in den nachfolgenden Magneten sorgt. Mit dem anschließenden QMS werden die Intensitäten der im Strahl enthaltenen Atome bzw. Moleküle gemessen. Im folgenden soll der Aufbau und die Funktionsweise der einzelnen Komponenten sowie die mit dem BRP möglichen Messungen kurz erläutert werden. Eine ausführliche Darstellung, auch der theoretischen Grundlagen, ist in [Gro 98] zu finden.

Hochfrequenzübergänge

Mit den Hochfrequenzübergängen ist es möglich, die verschiedenen Hyperfeinunterzustände von Wasserstoff umzubesetzen, wobei immer die Besetzungen zweier Zustände miteinander vertauscht werden. Bei den verwendeten adiabatischen HFTs nach Abragam und Winter [Abr 58] wird ein statisches Magnetfeld B_{grad} mit einem in Atomstrahlrichtung abfallenden Gradienten von einem hochfrequenten Wechselfeld B_{HF} überlagert. Damit ändert sich für das magnetische Moment eines durchfliegenden Teilchens das effektive Magnetfeld. Ist die Änderung langsam genug, so kann die Präzessionsbewegung des magnetischen Moments dieser Änderung folgen und die Quantisierungsachse um nahezu 180° gedreht werden. Im Laborsystem beobachtet man ein Umklappen der magnetischen Quantenzahl m_F. Als Voraussetzung für solch eine adiabatische Arbeitsweise muß die sogenannte Adiabatenbedingung

$$\frac{1}{B_{\text{HF}}}\left(\frac{dB_{\text{grad}}}{dt}\right) \ll \frac{\mu_{\text{B}}}{g_S\hbar}B_{\text{HF}} \tag{3.12}$$

(g_S: Elektron-g-Faktor, μ_{B}: Bohrsches Magneton) erfüllt sein.

Art des Übergangs	Orientierung B_{HF} zu B_{grad}	Auswahlregeln ΔF	Δm_F	vertauschte Zustände Wasserstoff	Deuterium
MFT π	$\perp$	0	± 1	$1\leftrightarrow 2$, $2\leftrightarrow 3$	$1\leftrightarrow 2$, $2\leftrightarrow 3$, $3\leftrightarrow 4$
SFT π	$\perp$	± 1	± 1	$1\leftrightarrow 4$	$1\leftrightarrow 6$
SFT σ	$\parallel$	± 1	0	$2\leftrightarrow 4$	$2\leftrightarrow 6$, $3\leftrightarrow 5$

Tab. 3.1: Übersicht der verwendeten Hochfrequenzübergänge mit ihren Eigenschaften und den damit vertauschten Unterzuständen [Gro 98].

Historisch bedingt hat sich eine Unterscheidung in Schwach-, Mittel- und Starkfeldübergänge ergeben, die ursprünglich ihren Grund in den unterschiedlichen verwendeten Magnetfeldstärken hatte. Heutzutage werden aber die Unterschiede in den Änderungen des Gesamtdrehimpulses F und der magnetischen Quantenzahl m_F zur Unterscheidung herangezogen. Bei den Starkfeldübergängen (SFT = *strong field transition*) finden Umbesetzungen zwischen zwei Zeeman-Multipletts statt. Man unterscheidet sogenannte π-Übergänge mit $\Delta F = \pm 1$ und $\Delta m_F = \pm 1$ und σ-Übergänge mit $\Delta F = \pm 1$ und $\Delta m_F = 0$. Bei den π-Übergängen stehen B_{HF} und B_{grad} senkrecht aufeinander, bei den σ-Übergängen sind sie parallel. Um beide Übergänge mit einem Aufbau realisieren zu können, werden Winkelresonatoren eingesetzt, bei denen das Hochfrequenzfeld unter einem Winkel $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ zu B_{grad} schwingt und somit dazu senkrechte und parallele Komponenten enthält. Mittelfeldübergänge (MFT = *mean field transition*) induzieren Umbesetzungen innerhalb eines Zeeman-Multipletts mit $\Delta F = 0$ und $\Delta m_F = \pm 1$. Die Einkopplung des Hochfrequenzfeldes erfolgt über eine Spule. Die gleichen Auswahlregeln gelten auch für die Schwachfeldübergänge (WFT = *weak field transition*). Allerdings finden hierbei die Übergänge in größerer örtlicher Nähe statt, während sie bei den MFTs getrennt ablaufen. WFTs finden in dem BRP der LDS keine Verwendung. Eine Übersicht der eingesetzten HFTs findet sich in Tab. 3.1. Die Effizienzen der verschiedenen Übergänge wurden in [Ran 97, Gro 98, Han 99] für Wasserstoff und Deuterium bestimmt und liegen in allen Fällen deutlich über 90 %.

Sechspolmagnete

Die Trennung von Atomen nach ihren magnetischen Momenten ist nach [Ger 22a, Ger 22b] mittels inhomogener Magnetfelder möglich. Im BRP werden zur Erzeugung dieser Magnetfelder üblicherweise Sechspolmagnete eingesetzt, durch die Teilchen mit positivem magnetischen Moment zur Strahlachse fokussiert und solche mit negativem defokussiert werden. Diese zylindrischen Permanentmagnete mit einer Bohrung entlang der Achse bestehen aus 24 Segmenten, deren Magnetisierungsrichtung jeweils um 45° gegenüber der der Nachbarsegmente gedreht ist, bezogen auf die Radialrichtung (Abb. 3.15a)). Als Material wird eine NdFeB-Legierung (Vacuumschmelze, Vacodym) verwendet. Das Feld innerhalb eines Multipol-Magneten läßt sich mit [Hal 80] allgemein berechnen. Für den Betrag des Magnetfeldes im Abstand r von der Achse eines Sechspolmagneten gilt demnach nach [Sch 91]

$$B(r) := |\vec{B}(r)| = \frac{3}{2} J \left(\frac{r}{r_{\mathrm{pt}}}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{r_{\mathrm{pt}}}{r_{\mathrm{a}}}\right)^2\right] \frac{\sin(4\pi\varepsilon/M)}{4\pi/M} = B_{\mathrm{pt}} \left(\frac{r}{r_{\mathrm{pt}}}\right)^2, \tag{3.13}$$

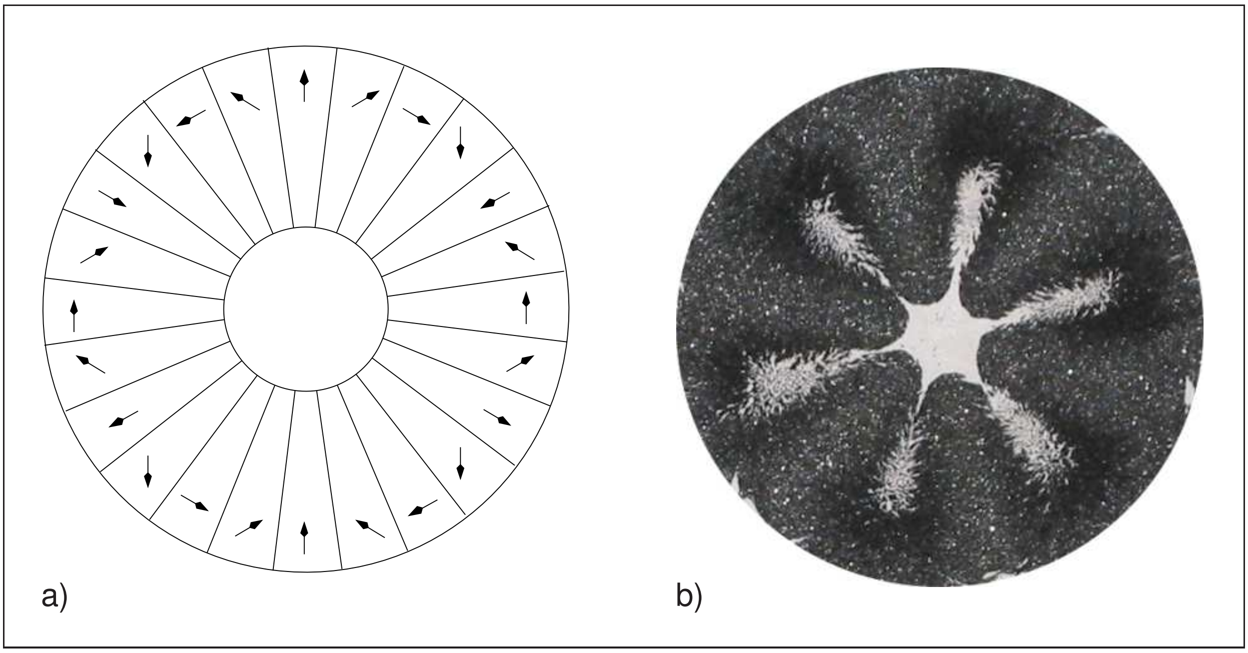

Abb. 3.15: a) Aufbau eines Sechspolmagneten mit den Magnetisierungsrichtungen der einzelnen Segmente. b) Das Magnetfeld mit den sechs Polen mit Eisenfeilspänen sichtbar gemacht.

wobei J die Magnetisierung, M die Anzahl der Segmente, ε einen fertigungsbedingten Füllfaktor, r_a und r_{pt} Außen- und Polspitzenradius (pt = *pol tip*) bezeichnen und $B_{pt} = B(r_{pt})$ das Polspitzenfeld ist. In Abb. 3.15b) ist das Feld mit Eisenfeilspänen sichtbar gemacht. Es sind deutlich die sechs Pole zu erkennen. Für solche Sechspole werden mittlerweile Polspitzenfelder von bis zu 1,69 T erreicht [Vas 00].

Bei den im BRP der LDS verwendeten Magneten liegt ein Feld B_{pt}=1,47 T bei einem Polspitzenradius r_{pt}=12,5 mm vor, der Außenradius r_a beträgt 80 mm. Da die Legierung nicht beständig gegenüber Wasserstoff ist, sind die Magnete mit einer Edelstahlhülle umgeben, so daß ein Innenradius von 11,5 mm übrig bleibt. Der erste Sechspol hat eine Länge von 70 mm, der zweite von 97 mm.

Quadrupol-Massenspektrometer

Der Atomstrahl wird in der Analysierkammer von einem Quadrupol-Massenspektrometer (Leda-Mass, Multi-Quad 300D) nachgewiesen. Vor dem Formationsraum befinden sich eine Blende und ein periodischer Strahlunterbrecher, um das Signal aus dem Restgas in der Analysierkammer zu minimieren und von dem eigentlichen Signal aus der Glasapparatur trennen zu können. In das QMS integriert ist ein sog. Channeltron zur Verstärkung des Signals. Von dort aus gelangt das Signal über einen ladungsintegrierenden Vorverstärker (Balzers, EP 112) in einen Lock-In-Verstärker (HMS, Dynatrac 511 und 512), der zusätzlich ein Referenzsignal vom Strahlunterbrecher erhält, wodurch ein untergrundbereinigtes Signal gemessen wird. Der Beitrag zum Signal aus dem Restgasfluß aus Target- und BRP-Kammer kann damit allerdings nicht vom Signal getrennt werden. Dieser Anteil muß durch separate Messungen bestimmt werden. Außerdem kann mit dem QMS die Zusammensetzung des Restgases in der Analysierkammer untersucht werden.

Bestimmung des Dissoziationsgrades

Eine wichtige Größe beim Betrieb der Quelle ist der Dissoziationsgrad α, der den Anteil der in Atome dissozierten Wasserstoffmoleküle wiedergibt. Dieser läßt sich aus den Partialdrücken $p(H_1)_{\mathrm{Disso\,an}}$ von atomarem und $p(H_2)_{\mathrm{Disso\,an}}$ von molekularem Wasserstoff bei eingeschaltetem Dissoziator bestimmen:

$$\alpha = \frac{p(H_1)_{\mathrm{Disso\,an}}}{p(H_1)_{\mathrm{Disso\,an}} + 2 \cdot p(H_2)_{\mathrm{Disso\,an}}}. \tag{3.14}$$

Um die Partialdrücke durch die gemessenen Intensitäten ausdrücken zu können, ist die Kenntnis einiger Faktoren wie Nachweis- und Ionisationswahrscheinlichkeit oder die Wahrscheinlichkeit für dissoziative Ionisation der verschiedenen Teilchen notwendig [Gro 98]. Es hat sich jedoch als sehr schwierig herausgestellt, diese reproduzierbar zu bestimmen [Ran 97, Kil 97]. Allerdings läßt sich mit der Beziehung

$$p(H_1)_{\mathrm{Disso\,an}} = 2 \cdot (p(H_2)_{\mathrm{Disso\,aus}} - p(H_2)_{\mathrm{Disso\,an}}) \tag{3.15}$$

die Gleichung 3.14 umformen zu

$$\alpha = \frac{2\,p(H_2)_{\mathrm{Disso\,aus}} - 2\,p(H_2)_{\mathrm{Disso\,an}}}{2\,p(H_2)_{\mathrm{Disso\,aus}} - 2\,p(H_2)_{\mathrm{Disso\,an}} + 2\,p(H_2)_{\mathrm{Disso\,an}}} = 1 - \frac{p(H_2)_{\mathrm{Disso\,an}}}{p(H_2)_{\mathrm{Disso\,aus}}}. \tag{3.16}$$

Da hierbei nur noch das Verhältnis der molekularen Partialdrücke vorkommt, kürzen sich die unbekannten Faktoren bei der Umrechnung in die gemessenen Intensitäten $I(H_2)$ und der Dissoziationsgrad kann einfach mittels

$$\alpha = 1 - \frac{I(H_2)_{\mathrm{Disso\,an}}}{I(H_2)_{\mathrm{Disso\,aus}}} \tag{3.17}$$

berechnet werden. Zuvor müssen die Intensitäten noch um das Untergrundsignal bereinigt werden. Die Bestimmung des Dissoziationsgrades bei Deuterium erfolgt völlig analog.

Messung von Elektronen- und Kernspinpolarisation

Zur Bestimmung von Elektronen- und Kernspinpolarisation ist die Kenntnis der relativen Besetzungszahlen n_i der einzelnen Zustände erforderlich. Diese lassen sich aus den Intensitätsverhältnissen R_{ij} der atomaren Signale bei ein- und ausgeschaltetem HFT bestimmen, wobei i und j die zu vertauschenden Zustände darstellen. Dabei gilt für Wasserstoff folgender Zusammenhang:

$$R_{ij} = \frac{I(H_1)_{\mathrm{HFT\,an}}}{I(H_1)_{\mathrm{HFT\,aus}}} = 1 - \frac{n_i - n_j}{n_1 + n_2}. \tag{3.18}$$

Zusammen mit der Normierungsbedingung $\sum_{i=1}^{4} n_i = 1$ benötigt man also in diesem Fall noch drei Signalverhältnisse und damit auch drei Hochfrequenzübergänge, um die relativen Besetzungszahlen $n_1,...,n_4$ eindeutig zu bestimmen. Bei Deuterium geht Gl. 3.18 über in

$$R_{ij} = \frac{I(D_1)_{\mathrm{HFT\,an}}}{I(H_1)_{\mathrm{HFT\,aus}}} = 1 - \frac{n_i - n_j}{n_1 + n_2 + n_3}, \tag{3.19}$$

die Normierungsbedingung lautet dann $\sum_{i=1}^{6} n_i = 1$, und es werden demzufolge fünf verschiedene Signalverhältnisse bzw. Übergänge zur eindeutigen Bestimmung benötigt.

Dieses Verfahren ist aber nur zur Bestimmung der Kernspinpolarisation nötig. Der Elektronenspin kann einfacher nur mit Hilfe der Separationseigenschaft der Sechspolmagneten bestimmt werden, wenn man die Intensitäten von polarisiertem und unpolarisiertem Strahl, d. h. mit Pumplaser an bzw. aus, vergleicht. Betrachtet man wieder zunächst den Fall für Wasserstoff, so gilt bei ausgeschaltetem Laser wegen $E_{\mathrm{HFS}} \ll k_{\mathrm{B}}T$ näherungsweise

$$n_1 = n_2 = n_3 = n_4 = \frac{1}{4} I(H_1)_{\mathrm{Laser\,aus}} \tag{3.20}$$

(Boltzmann-Verteilung der Hyperfeinunterzustände). Unter der Annahme eines idealen Sechspols, d. h. vollständiger Separation der Zustände im Magneten, erhält man aus den Gln. 2.13 und 2.14 für die Elektronenpolarisation

$$\begin{aligned} P_e &\overset{B \gg 0}{=} \frac{n_1 + n_2 - n_3 - n_4}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4} = \frac{2\,(n_1 + n_2) - n_1 - n_2 - n_3 - n_4}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4} = \\ &= \frac{2I(H_1)_{\mathrm{Laser\,an}} - 2I(H_1)_{\mathrm{Laser\,aus}}}{2I(H_1)_{\mathrm{Laser\,aus}}} = \frac{I(H_1)_{\mathrm{Laser\,an}}}{I(H_1)_{\mathrm{Laser\,aus}}} - 1. \end{aligned} \tag{3.21}$$

Bei Deuterium ergibt sich das gleiche Ergebnis, nur daß bei der Herleitung das Vorhandensein von sechs Unterzuständen berücksichtigt werden muß.

Um die vollständige Separation in den Sechspolmagneten zu erreichen, muß die axiale Strahlblende in den Atomstrahl gefahren werden. Damit werden die achsnahen Teilchen, die nur geringe Ablenkung erfahren, aus dem Strahl ausgeblendet. Wird diese Blende nicht verwendet, muß der Anteil der Atome mit $m_S = -\frac{1}{2}$ berücksichtigt werden. Dies geschieht mittels eines Korrekturfaktors A_{rel}, der aus den relativen Transmissionswahrscheinlichkeiten

$$\sigma_i = \begin{cases} \frac{n_i}{n_1+n_2+n_3+n_4} & \text{(Wasserstoff)} \\ \frac{n_i}{n_1+n_2+n_3+n_4+n_5+n_6} & \text{(Deuterium)} \end{cases} \tag{3.22}$$

berechnet wird, wobei die Anzahl n_j der transmittierten Teilchen im Zustand $|j\rangle$ aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnen wird (vergl. Kapitel 4.3 und Tab. 4.1). Bei Wasserstoff gilt

$$A_{\mathrm{rel}} = \frac{\sigma_3 + \sigma_4}{\sigma_1 + \sigma_2}; \qquad \sum_{i=1}^{4} \sigma_i = 1, \tag{3.23}$$

und entsprechend für Deuterium

$$A_{\mathrm{rel}} = \frac{\sigma_4 + \sigma_5 + \sigma_6}{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}; \qquad \sum_{i=1}^{6} \sigma_i = 1. \tag{3.24}$$

Damit erhält man die Elektronenpolarisation aus

$$P_e = \frac{1+A_{\text{rel}}}{1-A_{\text{rel}}}\left(\frac{I(H_1)_{\text{Laser an}}}{I(H_1)_{\text{Laser aus}}} - 1\right). \tag{3.25}$$

3.4 Weitere Bestandteile der LDS

Im folgenden Kapitel werden noch einige weitere Komponenten der LDS vorgestellt, die sich nicht in die bisherigen Unterteilungen einordnen lassen. Diese sind aber für den Betrieb der Quelle nicht weniger wichtig, sondern machen ihn im Gegenteil größtenteils überhaupt erst möglich.

3.4.1 Komponenten der Target- bzw. Zusatzkammer

Zwischen Glasapparatur und Breit-Rabi-Polarimeter befindet sich die sogenannte Zusatz- oder Targetkammer. In ihr befinden sich der Kalibriermagnet und die Testspeicherzelle, die bei Bedarf über eine Vakuum-Lineardurchführung in den Atomstrahl gefahren werden können.

Bei dem Kalibriermagneten handelt es sich um einen Sechspolmagneten mit einer Länge von 88 mm. Innen- bzw. Außendurchmesser betragen wie bei den Magneten des BRP 25 mm bzw. 80 mm. Auf der Strahlachse befinden sich am Anfang und am Ende des Magneten zwei axiale Strahlblenden mit 12 mm Durchmesser, um die spinselektierende Wirkung des Magneten zu verbessern. Mit Hilfe des Kalibriermagneten ist es möglich, einen Strahl bekannter Polarisation zu erzeugen. Dieser kann dann zur Bestimmung der Effizienzen der im BRP eingesetzten Hochfrequenzübergänge verwendet werden [Ran 97, Gro 98, Han 99].

Desweiteren ist in der Kammer die Testspeicherzelle eingebaut. Bei aus der Strahlachse gefahrenem Kalibriermagneten kann diese in den Atomstrahl gebracht werden. Mit ihr sollen Untersuchungen zur Eignung der LDS als Quelle für ein Speicherzellentarget gemacht werden. Durch das Vorhandensein der Alkaliatome im Atomstrahl ergibt sich möglicherweise ein anderes Verhalten bezüglich Rekombination und Depolarisation der Wasserstoff-Atome als bei Verwendung einer herkömmlichen Atomstrahlquelle. Der Aufbau und die durchgeführten Simulationen und Messungen werden in Kapitel 5 ausführlich beschrieben.

3.4.2 Vakuumsystem

Aufgrund der geringen Intensität des Atomstrahls im Bereich des Massenspektrometers ist für die Analyse ein sehr gutes Vakuum nötig. Insbesondere die Partialdrücke von Wasserstoff enthaltenden Molekülen wie Wasser oder OH sollten möglichst niedrig sein. Aus diesem Grund ist das Vakuumsystem als differentielles Pumpsystem mit vier Stufen ausgelegt. Abb. 3.16 gibt einen Überblick über den Aufbau. Die Leitwerte zwischen den einzelnen Stufen werden über Blenden bzw. über die Durchmesser der Verbindungsstücke begrenzt (siehe auch Kap. 3.3.3 und Kap. 4.2.2). Die erste Stufe bildet die Targetkammer. Sie wird über eine zweiflutige Turbomolekularpumpe (Pfeiffer, TPH 2200) bepumpt. Als Vorpumpen dienen eine weitere Turbomolekularpumpe (Pfeiffer, TPH 180 H) und eine Drehschieberpumpe (Pfeiffer-Balzers, DUO 004 B). Als

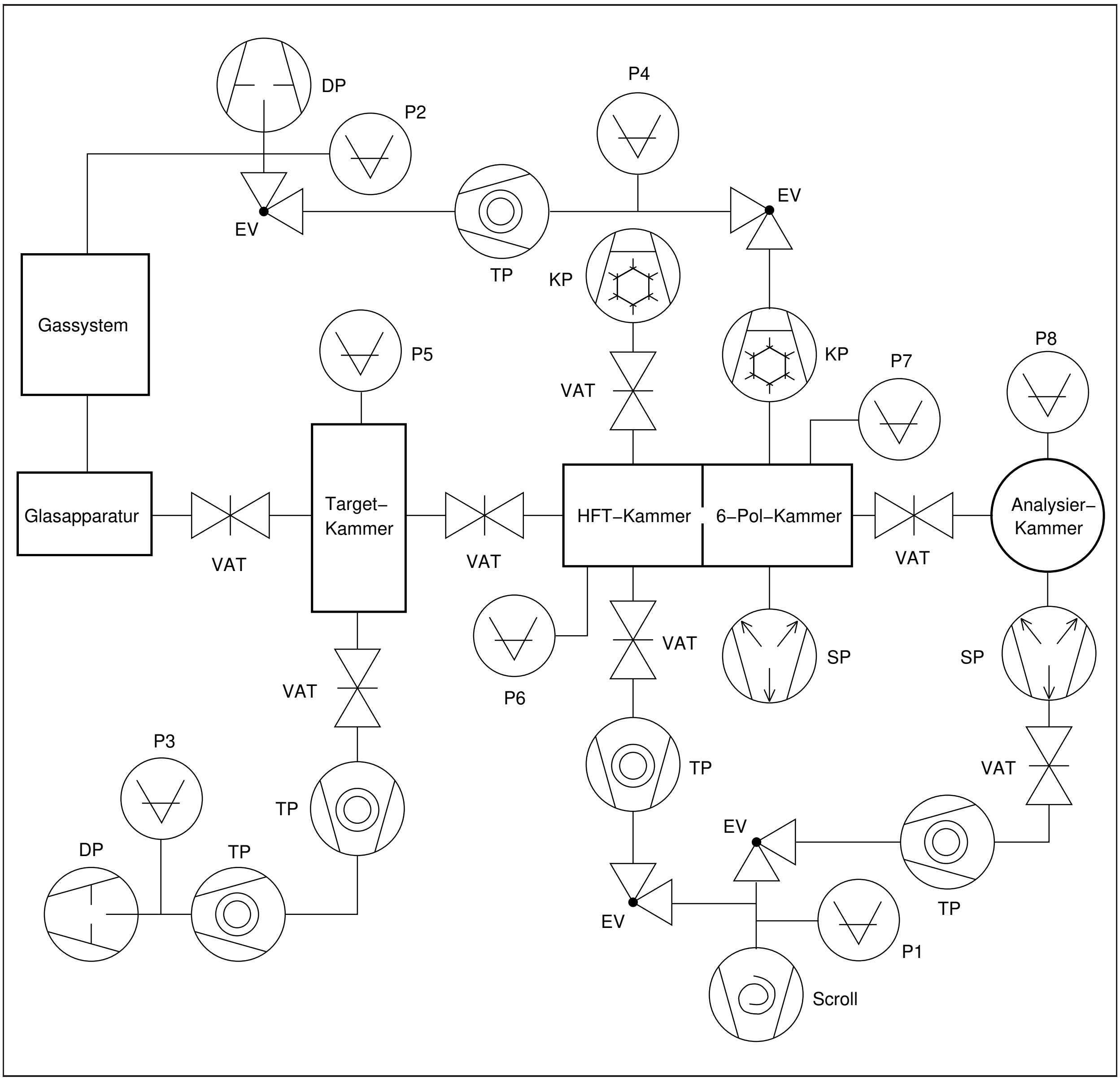

Abb. 3.16: Aufbau des vierstufigen differentiellen Pumpsystems. Die Beschreibung der einzelnen Pumpstufen mit den vorhandenen Vakuumpumpen (DP: Drehschieberpumpe, TP: Turbomolekularpumpe, KP: Kryopume, SP: Titan-Sublimationspumpe) befindet sich im Text. Die einzelnen Kammern und Pumpen können durch Vakuumschieber (VAT) und Eckventile (EV) abgetrennt werden. Zur Überwachung des Druckes stehen verschiedene Druckmeßgeräte (P1 – P8) zur Verfügung.

zweite Pumpstufe dient die Kammer mit den Hochfrequenzübergängen des BRP. An ihr befindet sich eine Refrigerator-Kryopumpe (Leybold, RPK 1500 U3) und eine Turbomolekularpumpe (Leybold, Turbovac 340 M). Die Sechspolkammer des BRP bildet die dritte Stufe. Sie wird ebenfalls durch eine Refrigerator-Kryopumpe (Leybold, RPK 1500 U3) gepumpt. Zusätzlich befindet sich an ihr noch eine Titan-Sublimationspumpe (Pfeiffer-Balzers, USP 035 + UPK 150 A), die mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden kann. Außerdem ist noch eine Turbomolekularpumpe (Pfeiffer, TPH 110) vorhanden, die allerdings nur bei der Regeneration der Kryopumpen zugeschaltet wird. Um Signalschwankungen durch die Pumpfrequenz der Kryopumpen zu vermeiden, werden diese im Gegentakt betrieben. Die letzte Pumpstufe ist die Analysierkammer. Hier werden eine ebenfalls Stickstoff gekühlte Titan-Sublimationspumpe (Pfeiffer-Balzers, USP 035 + UPK 150 A) und eine Turbomolekularpumpe (Pfeiffer, TPU 180 H) eingesetzt. Als Vorpumpe für die beiden Turbomolekularpumpen von HFT- und Analysierkammer dient eine ölfreie sog. Scroll-Pumpe (Edwards, ESDP 30, ab 6/02: GVSP 30). Die Saugleistungen für Wasserstoff finden sich in Tabelle C.4 in Anhang C.2. Hier findet sich auch eine Aufstellung der zur Druckmessung verwendeten Druckmeßgeräte (Tab. C.3). Zur Reduzierung des Partialdrucks von Wasser kann die Analysierkammer ausgeheizt werden. Mit Hilfe dieses Pumpsystems wird bei einem typischen Wasserstofffluß von 0,8 ml_n/min in der Targetkammer ein Druck von $4{,}8 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht, in der Analysierkammer herrscht dann ein Druck von $2{,}1 \cdot 10^{-8}$ mbar. Die einzelnen Kammern bzw. einzelne Pumpen können durch Vakuumschieber (VAT, Reihe 01 und Reihe 10) abgetrennt werden. Dies ermöglicht es, bei Umbauarbeiten oder der Regeneration der Kryopumpen das Vakuum in den nicht betroffenen Kammern aufrechtzuerhalten.

3.4.3 Interlocksystem

Um die LDS auch im Dauerbetrieb und ohne Aufsicht betreiben zu können, steht ein Interlocksystem zur Verfügung [Sch 00], welches den Betrieb überwacht und bei einem Fehler unterbricht. Erst damit ist es möglich, Langzeitstudien durchzuführen.

Die für das Interlock entscheidende Größe ist der Druck im Dissoziatorrohr, der als Spannungssignal an das System geliefert wird. Am Steuergerät für das Interlock wird ein minimal zulässiger Wert und ein erlaubter Bereich eingestellt. Über dieses Verfahren können verschiedene Störfälle wie ein Bruch der Glasapparatur, Ausfall von Pumpen oder Fehler im Gassystem erkannt werden. Beim Ansprechen des Systems wird über ein Relais die Stromversorgung verschiedener Komponenten unterbrochen. Damit werden folgende Geräte ausgeschaltet bzw. Ventile geschlossen: der RF-Generator für den Dissoziator, die Heizung von Glasapparatur und Alkaliampulle, der Massenflußregler für das Targetgas, das Interlockventil im Gassystem, das Regelventil für den Sauerstoff sowie der Vakuumschieber zwischen Glasapparatur und Targetkammer. Durch diese Maßnahmen wird verhindert, daß nach einer Störung weiterhin Gas in die LDS oder möglicherweise in das Labor strömt oder daß Alkali bei ausgeschaltetem Dissoziator in das Entladungsrohr diffundieren kann, was zu einer Verschlechterung des Dissoziationsgrades nach Wiedereinschalten führen könnte. Um das Abkühlen der Alkaliampulle zu beschleunigen, wird durch das Interlocksystem zusätzlich ein Ventil geöffnet, so daß Druckluft auf die Alkaliampulle geblasen wird. Hat das Interlocksystem einmal angesprochen, kann die Stromzufuhr zu den Geräten erst durch Betätigen eines „Reset“-Schalters wieder freigegeben werden.

3.4.4 Datennahmesystem

Im Verlauf dieser Arbeit wurde es nötig, ein neues Datennahmesystem aufzubauen. Das in [Sch 00] beschriebene System war durch die Verwendung vorhandener Komponenten bestimmt, weswegen eine Kombination aus den verschiedenen Bussystemen CAMAC, VME und Fastbus zum Einsatz kam. Die Verbindung zum Host-Rechner, einer DEC-Station 5000/240, wurde über eine SCSI-Schnittstelle hergestellt. Als Meß- und Steuersignale wurden fast ausschließlich die Analogsignale der Meßgeräte verwendet und über ADC- bzw. DAC-Karten (ADC = *analog to digital converter*, DAC = *digital to analog converter*) ausgelesen bzw. Steuerspannungen gesetzt.

Beim Neuaufbau sollten die Auslese- und Steuermöglichkeiten der einzelnen Geräte besser ausgenutzt und statt über Analogsignale soweit möglich die Geräte über die Bussysteme GPIB und RS 232 angesprochen werden. Dazu wurde ein PC (Pentium 166 MHz) mit folgenden Meßkarten ausgerüstet:

- ADC/DAC-Karte mit 12 Bit Auflösung, 16 Analogeingängen und zwei Analogausgängen (BMC Systeme, MC-PC20),
- ADC/DAC-Karte mit 16 Analogeingängen mit 16 Bit Auflösung, zwei Analogausgängen mit 12 Bit Auflösung und acht Digitalein-/ausgängen (National Instruments, PCI-6035E),
- GPIB-Karte (National Instruments, PCI-GPIB),
- Multiserielle-Karte mit bis zu 16 Anschlüssen für die Ansteuerung über RS232, von denen aber nur vier aus dem Rechner herausgeführt sind (Stallion, ONboard).

Zudem können die am PC bereits vorhandenen seriellen Schnittstellen für die RS232-Ansteuerung verwendet werden. Die Zuordnung der einzelnen Meß- und Steuersignale zu den Karten ist in Abb. 3.17 dargestellt.

Bei der Konzeption der Software wurde wieder auf ein Client-Server-Konzept zurückgegriffen. Das Prinzip ist in Abb. 3.18 skizziert. Die Kommunikation zwischen den Meßprogrammen und dem DAQ-Server [Vog 02] erfolgt über das Netz mittels einer TCP-Verbindung (TCP = *transmission control protocol*). Die Zuordnung der Meß- und Regelgrößen zu den entsprechenden Karten und Kanälen erfolgt über Konfigurationsdateien, die beim Start des Servers mit eingebunden werden. Die Verbindung zu den Meßkarten erfolgt PC-intern über den PCI- und ISA-Bus. Aufgrund der geänderten Befehlsstruktur und den erweiterten Auslese- und Steuermöglichkeiten wurden auch die einzelnen Meß- und Monitorprogramme neu geschrieben [Rai 02], die wie bei [Sch 00] auf der Skriptsprache Tcl/Tk mit der Erweiterung BLT basieren. Zur Zeit stehen folgende Programme zur Verfügung:

- Dissmon: Messung von optischem und QMS-Dissoziationsgrad, Signalgebung für das Spektrometer sowie Aufzeichnung aller weiteren Kanäle,
- Faramon: Bestimmung von Alkalidichte und Polarisation,

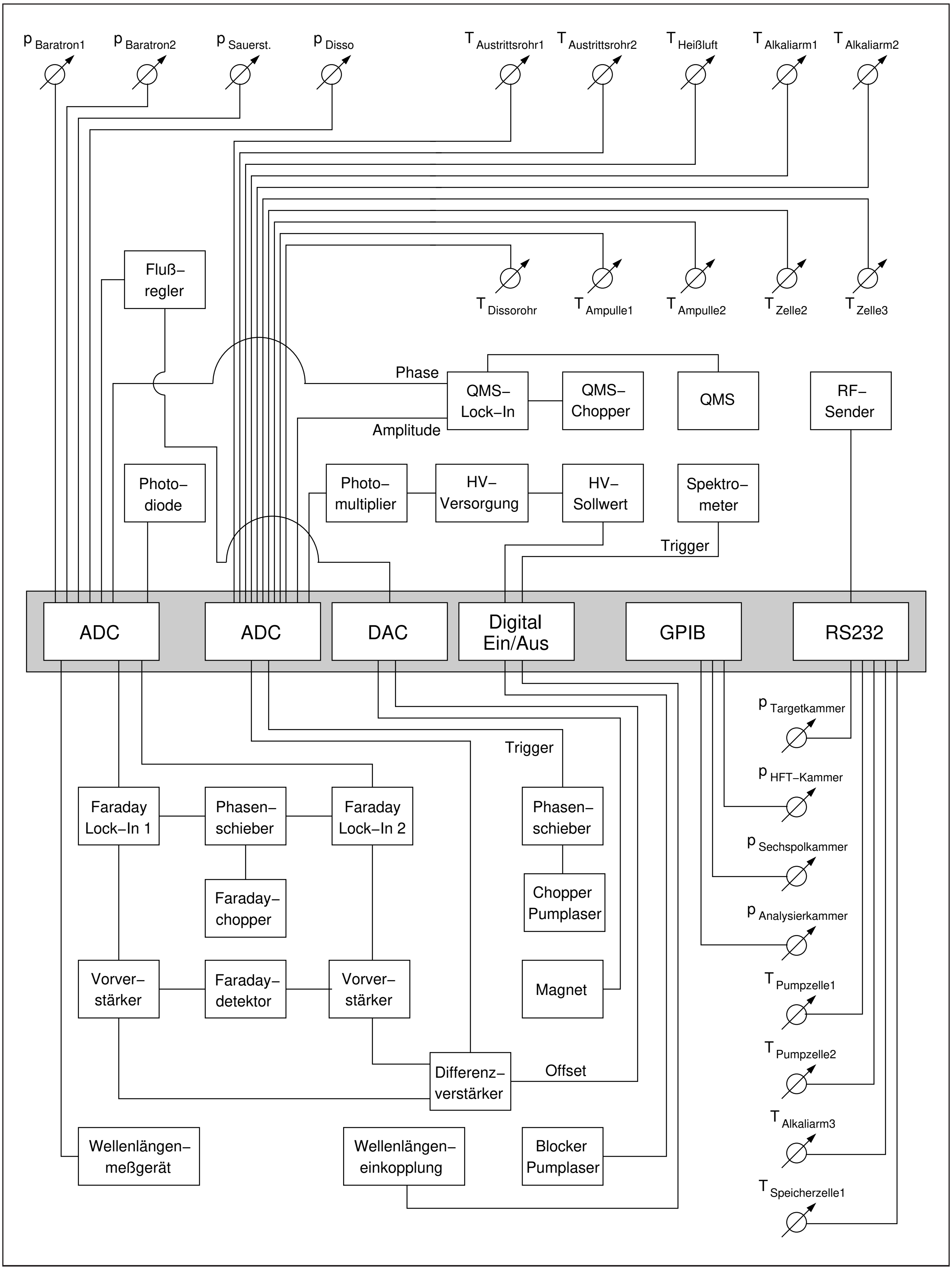

Abb. 3.17: Aufbau des Datennahmesystems mit den Meß- und Steuergrößen sowie ihrer Zuordnung zu den einzelnen Meßkarten.

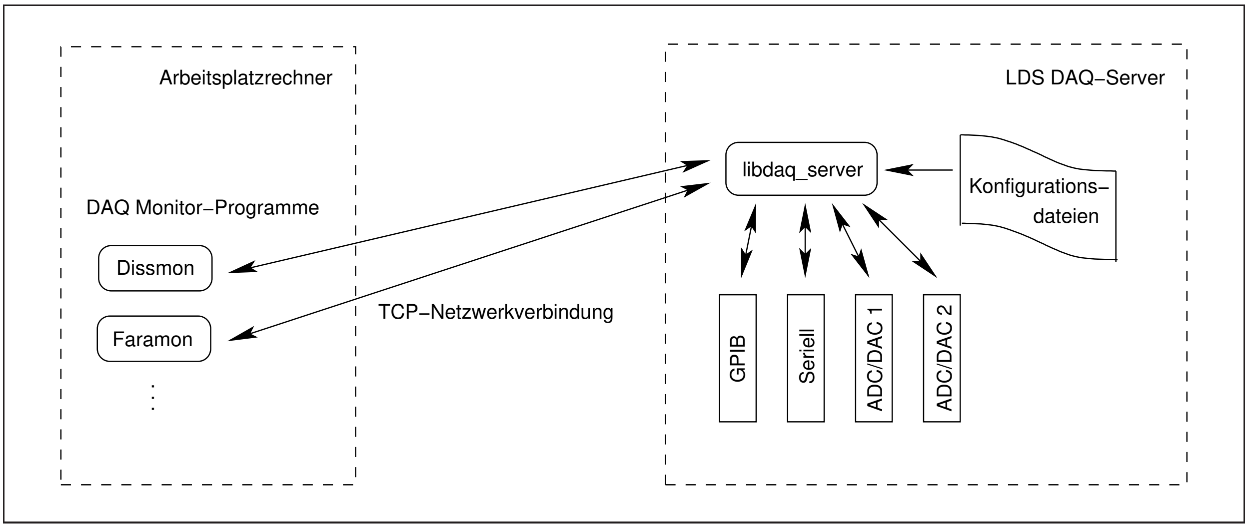

Abb. 3.18: Prinzip der Datennahme. Die auf einem Arbeitsplatzrechner laufenden Monitorprogramme kommunizieren mit dem DAQ-Server, der die Verbindung zu den einzelnen Meßkarten herstellt, über eine TCP-Netzwerkverbindung.

- StatMon: Darstellung aller Temperaturen, Drücke sowie des Gasflusses und der RF-Parameter zur Überwachung des Betriebes,
- Tmon: Darstellung der gemessenen Temperaturen,
- LockinMon: Darstellung von Amplitude und Phase des Lock-In-Verstärkers.

Dabei bieten alle Programme die Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Meßwerte über eine wählbare Zeitspanne sowie den zuletzt ausgelesenen Zahlenwert.

Zudem können einfache Skripten erstellt werden, die eine vorgegebene Größe in vorgegebenen Zeitabständen verändern, z. B. Fluß oder Dissoziatorleistung. Somit lassen sich langwierige Variationsmessungen, z. B. Dissoziationsgrad in Abhängigkeit vom Wasserstofffluß, automatisch steuern und durchführen.

4 Monte-Carlo-Simulationen

Im folgenden Kapitel werden Monte-Carlo-Simulationen zum Verhalten der Atome in der LDS vorgestellt. Mit Hilfe dieser Simulationen ist es möglich, anhand der das QMS erreichenden Teilchen verschiedene Optimierungen bezüglich der Geometrie der Apparatur zu untersuchen. Außerdem läßt sich die Abhängigkeit der Transmission von der Strahltemperatur und damit von der Temperatur der Glasapparatur berechnen.

4.1 Beschreibung des Programms

Bei dem hier verwendeten Programm handelt es sich um ein ursprünglich für Simulationen zur Atom-Strahl-Quelle und dem Breit-Rabi-Polarimeter des HERMES-Experimentes entwickeltes Programm [Bra 95], welches bereits in verschiedenen Abwandlungen verwendet wurde [Ran 97, Gro 98, Lor 99, Rai 01]. Dabei wird zunächst ein Ensemble von Probeteilchen erzeugt. Das Programm berechnet nun für jedes dieser Teilchen eine Trajektorie durch das aus Magneten, Blenden und Strahlblockern bestehende System. Es bietet darüberhinaus verschiedene Möglichkeiten der Ergebnisausgabe. So können zum einen die Trajektorien der Teilchen ausgegeben werden, die sich aus der z-Position und der radialen Entfernung der Teilchen von der Strahlachse zusammensetzen. Es ist aber auch möglich, sich für jede Komponente des Systems eine Statistik ausgeben zu lassen, welche den Zustand des Teilchens vor bzw. nach der Komponente, die Anzahl der an oder in der Komponente gestoppten sowie die Zahl der sie durchquerenden Teilchen enthält. Mit Hilfe dieser „Statistik-Monte-Carlos“ können Aussagen zur Transmission, d. h. zu dem Verhältnis der das Ziel erreichenden zu den in das System hineingeschickten Teilchen, gemacht werden. Außerdem werden von dem Programm noch die Geschwindigkeiten der Teilchen ausgegeben, die das Ziel erreichen.

Als Erweiterung zur bisher verwendeten Form des Programms durchläuft jetzt jedes Teilchenensemble mehrmals das Simulationsprogramm. Dabei wird einem Teilchen jedesmal eine zufällig aus der entsprechenden Maxwellverteilung erhaltene Geschwindigkeit zugeordnet, d. h. es hat nicht bei jedem Durchlauf die gleiche Geschwindigkeit und beschreibt somit auch nicht die gleiche Flugbahn. Dadurch erhält man bei den „Statistik-Monte-Carlos“ nicht mehr nur einen reinen Zahlenwert, sondern nach entsprechender Auswertung der Ergebnisdateien einen Mittelwert der transmittierten Teilchen mit zugehöriger Standardabweichung. Zusammen mit einem verbesserten Zufallsgenerator [Pre 92], der auch bei mehrmaligem Durchlauf und großen Teilchenzahlen noch eine Reduzierung des Fehlers bei Vergrößern der Statistik liefert, lassen sich so zuverlässigere Aussagen über die Transmission erreichen.

4.1.1 Erzeugung der Starttrajektorien

Am Beginn der Simulationen steht zunächst die Erzeugung von Anfangsrichtung und eine Anfangsgeschwindigkeit der Teilchen. Für die Wahl des richtigen Teilchengenerators zur Erzeugung der Anfangsbedingungen ist das Strömungsverhalten der Teilchen im Bereich der Düse zu beachten. Allgemein läßt sich eine Strömung durch die Knudsenzahl

$$K_\mathrm{n} = \frac{\bar{l}}{d} \tag{4.1}$$

charakterisieren [Wut 97], wobei $\bar{l}$ die mittlere freie Weglänge der Gasteilchen ist und d der Durchmesser des Strömungskanals. Anhand der Knudsenzahl unterscheidet man drei Strömungsbereiche voneinander. Bei $K_\mathrm{n} < 0,01$ dominiert die Wechselwirkung der Gasteilchen untereinander das Strömungsverhalten. Dieses wird als viskose Strömung bezeichnet. Für $K_\mathrm{n} > 0,5$ spricht man von Molekularströmung, die Wechselwirkung mit den Gefäßwänden dominiert. Im Zwischenbereich $0,5 > K_\mathrm{n} > 0,01$ herrscht die sogenannte Knudsenströmung vor.

In diesem Übergangsbereich findet die Strömung aus der Düse einer Atomstrahlquelle statt. Durch die Wechselwirkung der Atome untereinander wird der Maxwell-Verteilung eine Driftgeschwindigkeit v_Drift in Strahlrichtung überlagert [Lor 93, Fun 95]. Damit erhält man im Laborsystem die modifizierte Maxwell-Verteilung

$$f_\mathrm{mod.Maxwell}(\vec{v}) \propto \left(\frac{m}{2k_\mathrm{B}T_\mathrm{Strahl}}\right)^{3/2} (\vec{v}-\vec{v}_\mathrm{Drift})^2 \exp\left(-\frac{m}{2k_\mathrm{B}T_\mathrm{Strahl}}(\vec{v}-\vec{v}_\mathrm{Drift})^2\right), \tag{4.2}$$

mit k_B: Boltzmann-Konstante, T_Strahl: Temperatur des Düsenstrahls und m: Masse der Teilchen. Außerdem gilt für die Düsentemperatur $T_\mathrm{Düse}$ und die Strahltemperatur T_Strahl der Zusammenhang

$$\frac{5}{2}k_\mathrm{B}T_\mathrm{Düse} = \frac{5}{2}k_\mathrm{B}T_\mathrm{Strahl} + \frac{1}{2}m\bar{v^2}, \tag{4.3}$$

wobei davon ausgegangen wird, daß das Gas vor der Expansion die gleiche Temperatur wie die Düse besitzt [Bra 95]. Wie sich durch Messungen bestätigen ließ, kann angenommen werden, daß

$$\sqrt{\bar{v^2}} \approx v_\mathrm{prob} = \frac{v_\mathrm{Drift}}{2} + \sqrt{\left(\frac{v_\mathrm{Drift}}{2}\right)^2 + \frac{2k_\mathrm{B}T_\mathrm{Strahl}}{m}}, \tag{4.4}$$

wobei v_prob die wahrscheinlichste Geschwindigkeit ist [Lor 93].

Bei der Generierung der zufälligen Anfangsrichtung der Teilchen spielt ebenfalls das Strömungsverhalten im Bereich der Düse eine Rolle. Mit dem in [Bra 95] vorgestellten Verfahren können Zufallsrichtungen in beliebigen Strömungsbereichen erzeugt werden. Dabei wird in zwei verschiedenen Ebenen jeweils zufällig ein Punkt ausgewählt. Die Verbindungsgerade dieser beiden Punkte gibt dann die Anfangsrichtung vor. Durch die Wahl der Ebenen kann das Modell an die verschiedenen Strömungsbereiche angepaßt werden.

Bei einer molekularen Strömung werden die Austrittsfläche der Düse und die Durchtrittsöffnung des Kollimators als Auswahlebenen betrachtet (Abb. 4.1a)). Zu einem Generator für den viskosen

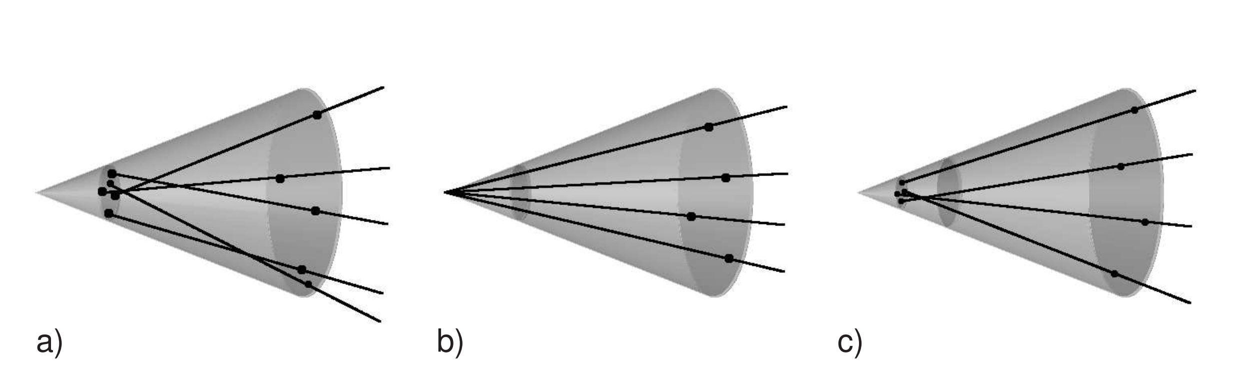

Abb. 4.1: Veranschaulichung der Richtungsgeneratoren für die verschiedenen Strömungsbereiche: a) molekulare Strömung, b) viskose Strömung und c) Strömung im Übergangsbereich.

Strömungsbereich gelangt man, indem man den durch Düsen- und Kollimatoröffnung definierten Kegel betrachtet. Die Spitze dieses Kegels, die auf der Strahlachse liegt, stellt den Startpunkt dar, die Richtung wird durch einen zufälligen Punkt in der Kollimatorebene bestimmt (Abb. 4.1b)). Legt man den ersten Punkt auf eine scheinbare Düse, die sich zwischen Kegelspitze und realer Düse befindet, so kann mit dem zweiten Zufallspunkt auf dem Kollimator ein Düsenstrahl im Übergangsbereich erzeugt werden (Abb. 4.1c)). Durch Verschieben dieser scheinbaren Düse rückt die Strömung näher an eine molekulare oder eine viskose Strömung heran.

4.1.2 Bewegung in den Sechspolmagneten

Eine Ablenkung der Teilchen bei ihrem Weg durch die Apparatur findet lediglich in den Sechspol-Magneten statt, dazwischen fliegen sie geradlinig. Für die durch die Magnete verursachte Kraft $\vec{F}_i$ auf ein Atom im Zustand $|i\rangle$ mit magnetischem Moment $\mu_{|i\rangle}$ im Abstand r von der Achse gilt

$$\vec{F}_i = -\frac{\partial V_i}{\partial r}\vec{e}_r = -\frac{\partial V_i}{\partial B}\cdot\frac{\partial B}{\partial r}\vec{e}_r = -\mu_{|i\rangle}(B)\frac{\partial B}{\partial r}\vec{e}_r, \tag{4.5}$$

dabei ist V das Potential, in dem sich das Atom abhängig vom Magnetfeld B befindet. Zusammen mit Gl. 3.13 erhält man also

$$\vec{F}_i = -\mu_{|i\rangle}(B)\frac{2B_{\mathrm{pt}}r}{p_{\mathrm{pt}}^2}\vec{e}_r. \tag{4.6}$$

Das effektive magnetische Moment $\mu_{|i\rangle}(B)$ eines Atoms entspricht der Steigung des entsprechenden Graphen im Breit-Rabi-Diagramm (siehe Abb. 2.1) und ist im allgemeinen vom Betrag des äußeren Magnetfeldes B abhängig. Lediglich bei den reinen Zuständen, also den Zuständen $|1\rangle$ und $|3\rangle$ bei Wasserstoff und $|1\rangle$ und $|4\rangle$ bei Deuterium, ist das magnetische Moment konstant. In diesen Fällen ist $\mu_{|i\rangle}(B) \approx \pm\mu_{\mathrm{B}}$ (μ_{B}: Bohrsches Magneton) und es ergeben sich Bewegungsgleichungen der Form

$$\ddot{r} \pm \omega^2 \cdot r = 0 \tag{4.7}$$

mit

$$\omega = \sqrt{\frac{2B_{\mathrm{pt}}\mu_{\mathrm{B}}}{mr_{\mathrm{pt}}^2}}. \tag{4.8}$$

Diese können analytisch integriert werden, und somit kann die Bewegung der reinen Zustände in den Simulationen auf einfache Weise berechnet werden. Aufgrund der Abhängigkeit des effektiven magnetischen Moments vom äußeren Magnetfeld bei den gemischten Zuständen ergeben sich hier Bewegungsgleichungen, für die keine analytische Lösung bekannt ist. Diese Gleichungen werden in den Simulationen numerisch mittels eines Runge-Kutta-Verfahrens berechnet [Bra 95, Sto 90].

4.1.3 Anwendung auf die LDS und experimentelle Überprüfung

Vor Anwendung der Simulationsprogramme zu Berechnungen an der LDS muß neben den Komponenten (Anzahl, Geometrie und Position) auch der Starttrajektoriengenerator den vorherrschenden Bedingungen angepaßt werden. Betrachtet man die bei der LDS im Austrittsrohr herrschenden Drücke von $10^{-5}...10^{-4}$ mbar [Gro 98], so ergeben sich mittlere freie Weglängen von einigen Metern. Da dies groß gegenüber den Abmessungen des Austrittsrohres ist, liegt eine Strömung im molekularen Bereich vor. Somit gibt es keine Wechselwirkung der Atome untereinander und damit auch keinen Energieübertrag auf eine gerichtete Geschwindigkeitskomponente, man erhält einen effusiven Strahl mit $v_{\text{Drift}} = 0$. Die modifizierte Geschwindigkeitsverteilung Gl. 4.2 geht also in eine normale Maxwellverteilung über. Da davon ausgegangen werden kann, daß das Gas bei der Diffusion durch Pumpzelle und Austrittsrohr vollständig deren Temperatur angenommen hat, ist die Strahltemperatur gleich der Temperatur der Glasapparatur und die Geschwindigkeitsverteilung des austretenden Strahls wird vollständig durch diese Maxwellverteilung beschrieben.

Bei dem vorliegenden Aufbau der Glasapparatur gibt es im wesentlichen zwei verschiedene Möglichkeiten für die Lage der zur Teilchengenerierung notwendigen Ebenen. Im einfachsten Fall wird der Anfang des Austrittsrohres als Düse und das Ende als Kollimator gewählt (Abb. 4.2a)). Auf diesen beiden Ebenen wird dann wie oben beschrieben je ein zufälliger Punkt ausgewählt,

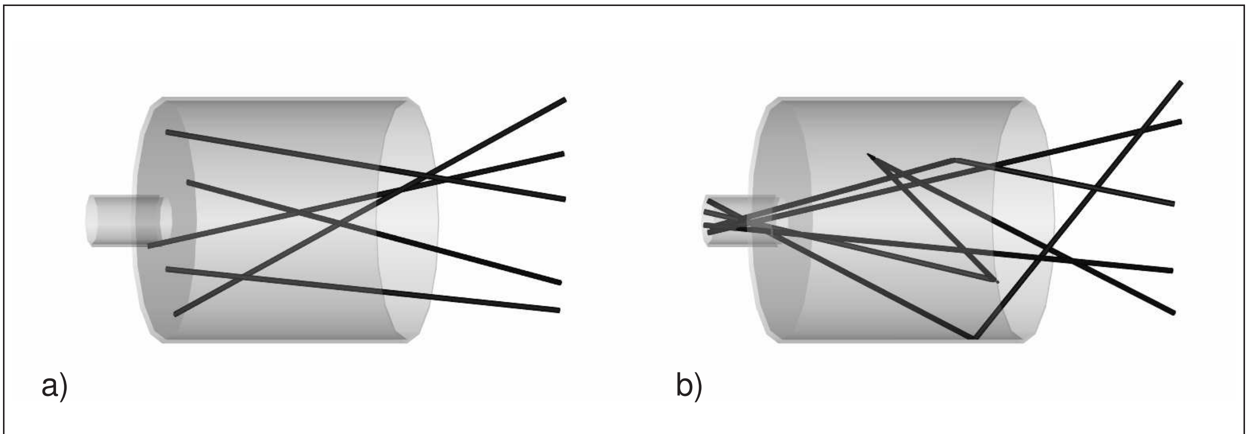

Abb. 4.2: Darstellung der möglichen Modelle zur Generierung der Starttrajektorien an der LDS: a) Zufallsmodell, b) Desorptionsmodell.

deren Verbindungslinie die Anfangsrichtung des Teilchens darstellt. Dieses Modell wird im folgenden als Zufallsmodell bezeichnet. Bei der zweiten Möglichkeit wird die Verbindungskapillare zwischen Pumpzelle und Austritsrohr als Düse und Kollimator verwendet. Hierbei kommt es wegen der Abmessungen von Kapillare und Austrittsrohr vor, daß Teilchen im Austrittsrohr an die Wand stoßen (Abb. 4.2b)). Diese werden dann mit einer Monte-Carlo-Simulation für Molekularströmung behandelt [Bra 95], d. h. sie desorbieren von der Wand statistisch mit einer $\cos\theta$-Verteilung bezüglich der Oberflächennormalen. Aus diesem Grund bekommt dieses Modell die Bezeichnung Desorptionsmodell. Dabei ist zu beachten, daß ein Teilchen durchaus auch mehrere Male auf die Wand treffen kann, abhängig vom Winkel, mit dem es desorbiert wird.

Betrachtet man die mit diesen beiden Modellen erzeugten Startteilchen hinsichtlich ihrer örtlichen Verteilung und ihrem Winkel zur Strahlachse beim Verlassen des Austrittsrohres, so ergeben

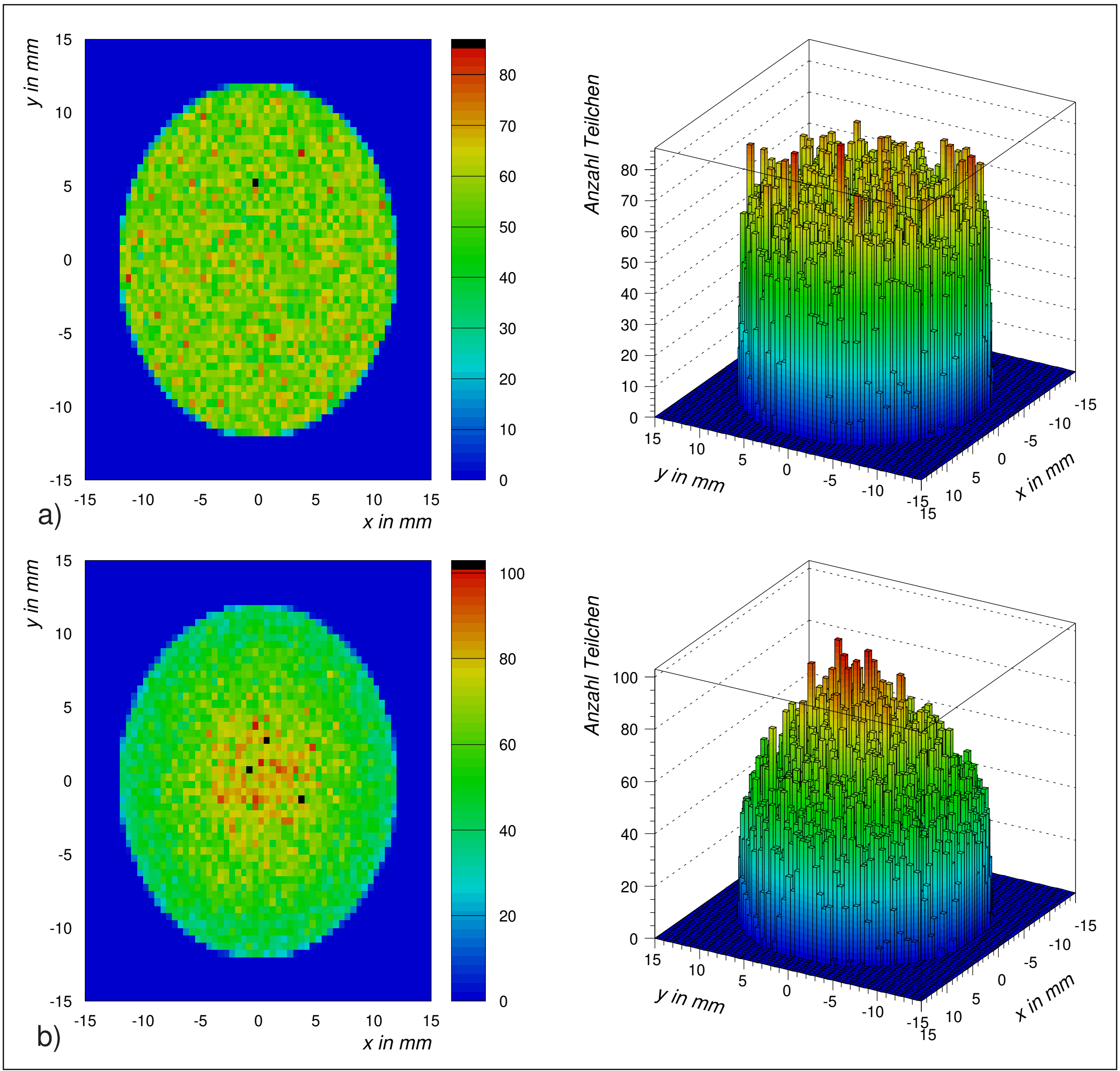

Abb. 4.3: Verteilung der Teilchen am Ende des Austrittsrohres für a) das reine Zufallsmodell und b) die Kombination aus Zufallsmodell in der Kapillare und Desorption im Austrittsrohr.

sich deutliche Unterschiede zwischen den Ergebnissen der verschiedenen Methoden. Abb. 4.3a) zeigt die Verteilung in der Austrittsebene bei Anwendung des Zufallsmodells. Es zeigt sich eine gleichmäßige Verteilung der Teilchen in der gesamten Austrittsfläche, was aufgrund der zufälligen Wahl der Punkte bei diesem Modell auch erwartet werden muß. Einen deutlichen Anstieg der Teilchenzahlen zum Mittelpunkt hin liefert das Desorptionsmodell, wie Abb. 4.3b) zeigt. Der Grund für diese Intensitätserhöhung in der Mitte der Austrittsöffnung liegt darin, daß sich das Ensemble beim Desorptionsmodell aus zwei Teilen zusammensetzt, einem Teil, der ohne Wandstöße das Austrittsrohr passiert und eben jenem Teil, der die Wand trifft und dann von dort wieder desorbiert wird. Besonders in Hinsicht auf die Winkel zur Strahlachse beim Verlassen des Austrittsrohres unterscheiden sich diese Teile erheblich.

In Abb. 4.4 ist der Austrittswinkel zur Strahlachse in Abhängigkeit des radialen Abstandes von der Strahlachse beim Verlassen des Austrittsrohres für Teilchen nach dem Zufallsmodell dargestellt. Es ergeben sich Austrittswinkel bis zu ca. 8°, wobei das Maximum der Teilchenhäufigkeit bei

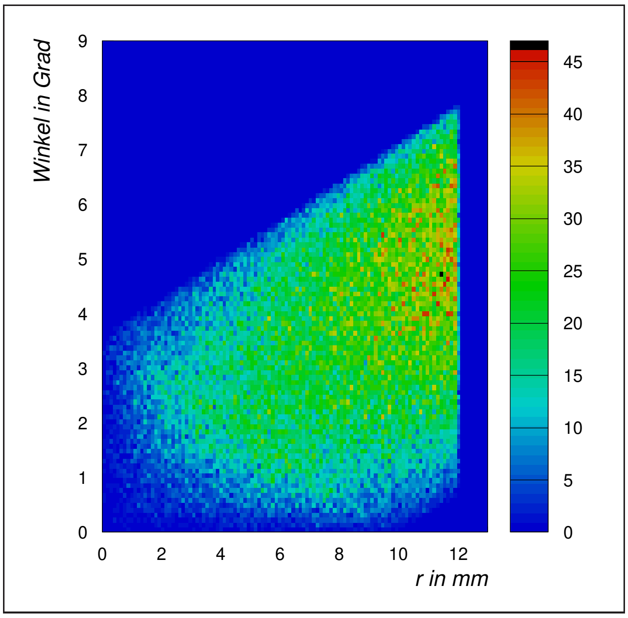

Abb. 4.4:
Verteilung der Teilchen bezüglich des Winkels zwischen Austrittsrichtung und Strahlachse in Abhängigkeit der Entfernung von der Strahlachse beim Verlassen des Austrittsrohres für das Zufallsmodell. Die unterschiedlichen Grautöne geben die Anzahl der entsprechenden Teilchen wieder.

ca. 4° liegt. Der maximal mögliche Austrittswinkel eines Teilchens nimmt dabei mit dem Abstand zur Strahlachse zu, was zwangsläufig aus einfachen geometrischen Überlegungen folgt. Betrachtet man die Winkelverteilung der Teilchen aus dem Desorptionsmodell, so ergeben sich die bereits angesprochenen Unterschiede aus den verschiedenen Anteilen. Zu der in Abb. 4.5a) dargestellten Verteilung tragen im wesentlichen die Teilchen bei, die auf direktem Weg das Austrittsrohr verlassen. Es ist eine zu Abb. 4.4 ähnliche Abhängigkeit von Winkel und Radius zu erkennen, wobei diese Verteilung aufgrund des durch die Geometrie der Kapillare eingeschränkten Öffnungswinkels deutlich schärfer ist und auch der maximale Austrittswinkel nur ca. 4,5° betragen kann. Projiziert man diese Verteilung in die gesamte Austrittsebene, ergibt sich hierbei eine gleichmäßige Verteilung wie in Abb. 4.3a). Für die Teilchen, die das Austrittsrohr mit mindestens einem Wandstoß verlassen, ergibt sich die Abhängigkeit in Abb. 4.5b). Der Bereich der möglichen Austrittswinkel geht bis nahe an die 90°, was einer fast senkrechten Desorption beim letzten Stoß entspricht. Außerdem ist die Verteilung über die gesamte Radius-Winkel-Ebene deutlich gleichmäßiger, was durch die Gewichtung mit dem Umfang bei einer Projektion auf die Austrittsebene zu dem in

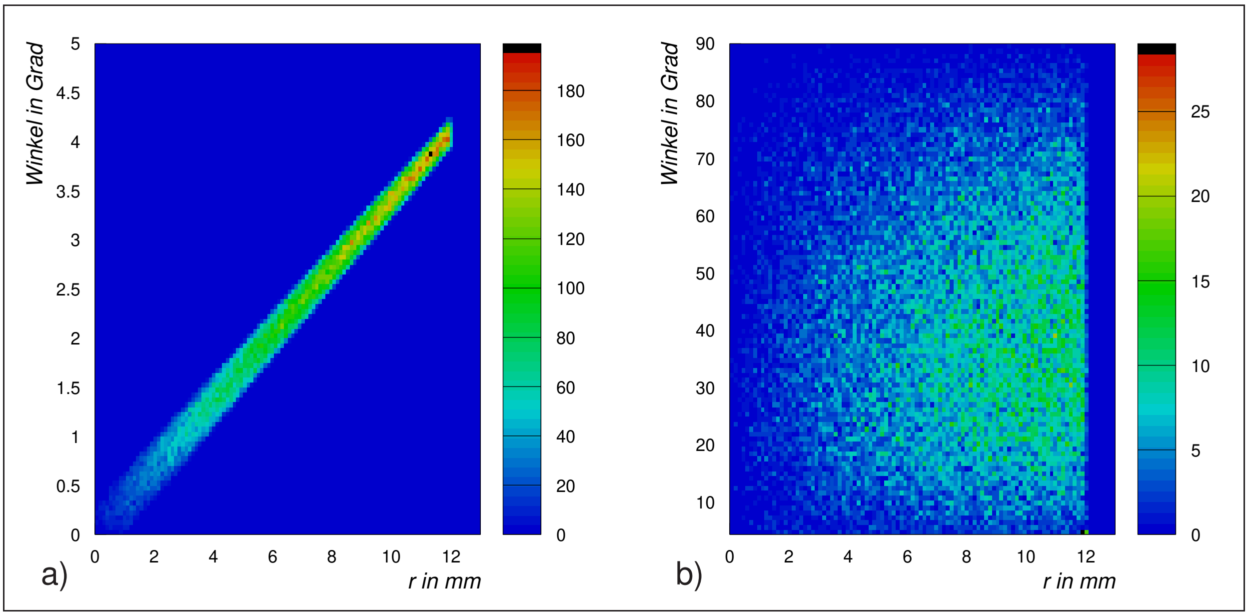

Abb. 4.5: Winkel zwischen Flugrichtung und Strahlachse in Abhängkeit vom Abstand der Teilchen beim Verlassen des Austrittsrohres beim Desorptionsmodell: a) Teilchen ohne und b) mit Wandstoß im Austrittsrohr.

Abb. 4.3b) gezeigten Anstieg zur Mitte führt.

Zur Beurteilung dieser beiden Modelle hinsichtlich ihrer Beschreibung des Strömungsverhaltens

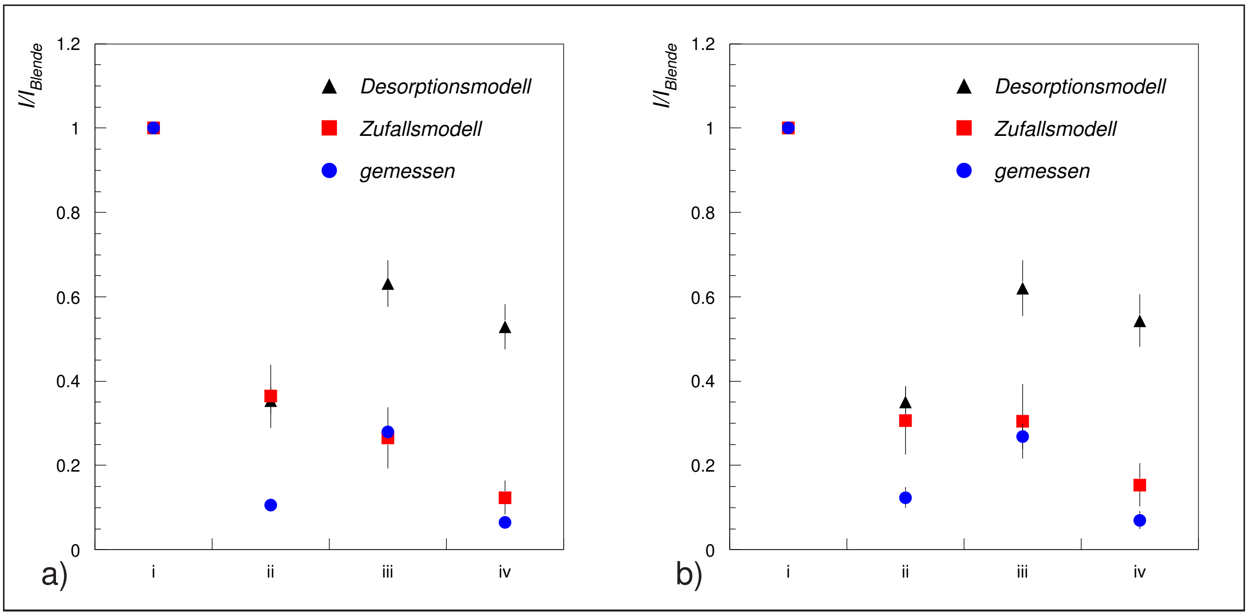

Abb. 4.6: Vergleich der beiden Simulationsmodelle mit den experimentell bestimmten Intensitäten anhand verschiedener Blenden und Magnetanordnungen: a) Strahltemperatur 293 K, b) Strahltemperatur 493 K. Dabei bedeutet i) nur die Blende, ii) Blende und Blocker, iii) Blende und Magnet und iv) Blende, Magnet und Blocker im Strahl.

an der LDS wurden mit beiden Teilchenensemblen Simulationen bei verschiedenen Anordnungen von strahlbeeinflussenden Komponenten durchgeführt, jeweils für zwei verschiedene Strahltemperaturen, 293 K und 493 K. Die daraus gewonnenen Teilchenzahlen können dann mit den Signalintensitäten aus Messungen verglichen werden. Als Komponenten sind dafür der Kalibriermagnet, die Strahlblende in der Targetkammer sowie der Strahlblocker vor den Sechspol-Magneten geeignet. Dabei wurden für folgende Kombinationen Berechnungen bzw. Messungen durchgeführt: i) nur Blende im Strahl, ii) Blende und Blocker, iii) Blende und Magnet, iv) Blende, Magnet und Blocker. In Abb. 4.6 sind die Ergebnisse der Messungen (▲) denen der Simulationen mit Zufallsmodell (■) und Desorptionsmodell (●) gegenüber gestellt. Dabei wurden die Werte jeweils auf den Wert, bei dem nur die Blende im Strahl war, normiert. Aus diesem Vergleich wird deutlich, daß das reine Zufallsmodell die Vorgänge an der LDS recht gut beschreibt. Die Signale folgen im wesentlichen dem Verlauf aus den Messungen. Dahingegen zeigt das Desorptionsmodell deutliche Unterschiede zu dem experimentell bestimmten Verhalten. Dieses Modell ist somit zur Erzeugung der Startteilchen nicht geeignet. Alle weiteren Simulationen wurden mit einem mit Hilfe des Zufallsmodells erzeugten Teilchenensemble durchgeführt.

4.2 Simulationen zur Optimierung des BRP

Im folgenden werden Berechnungen beschrieben, die dazu dienen, die Signalintensität im QMS zu erhöhen und gleichzeitig das Untergrundsignal zu minimieren, um ein „sauberes“ Meßsignal zu erhalten. Dazu wird der Einfluß der Positionen der Sechspol-Magnete sowie der Größe der vorhandenen Blenden untersucht.

Dabei sind eine Reihe von verschiedenen Fällen zu beachten, die den unterschiedlichen Möglichkeiten des LDS-Betriebes entsprechen. Zum einen kann die LDS mit Wasserstoff oder Deuterium betrieben werden. Da die Atome unterschiedliche Massen haben, sind auch bei den Transmissionen unterschiedliche Ergebnisse zu erwarten. Bei der Zumischung von Alkali-Atomen zum LDS-Gas wird die Glasapparatur auf ca. 220 °C aufgeheizt, im Gegensatz zu Dissoziatorstudien, bei denen die Apparatur auf Zimmertemperatur belassen wird. Da, wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, davon ausgegangen werden kann, daß Strahl- und Glastemperatur übereinstimmen, müssen auch diese beiden Betriebszustände getrennt voneinander betrachtet werden. Als letztes müssen noch unterschiedliche Geometrien beachtet werden. Im Falle von Polarisationsmessungen wird eine zusätzliche axiale Strahlblende in den Strahl geschoben, um die Separation in den Sechspol-Magneten zu verbessern. Diese muß in den Berechnungen ebenfalls separat berücksichtigt werden.

Zur Durchführung dieser Simulationen wurde ein Ensemble von 10^6 Teilchen erzeugt. Für diese Teilchen wurden pro Zustand 10mal, für die Berechnungen mit Strahlblocker 20mal, die Trajektorien durch das Polarimeter berechnet. Aus den jeweiligen Anzahlen der das QMS erreichenden Teilchen wird ein Mittelwert gebildet und aus diesem zusammen mit der Zahl der gestarteten Teilchen die Transmission berechnet. Bei der Anzahl und Häufigkeit der betrachteten Teilchen mußte ein Kompromiß zwischen kleinen statistischen Fehlern in den Ergebnissen und vertretbarer Rechenzeit gefunden werden. Die exakten Werte für die Anzahl der transmittierten Teilchen und die erhaltenen Fehler für die einzelnen Zustände finden sich in Anhang C.2.

4.2.1 Einfluß der Positionen der Sechspol-Magnete

Als erstes soll untersucht werden, welchen Einfluß die Positionen der beiden Sechspol-Magnete auf die Transmission und damit auf die Signalintensität haben. Dazu wurden die beiden Magnete innerhalb des in der Sechspolkammer zur Verfügung stehenden Verstellbereichs in einem Raster von 20 mm positioniert. Die z-Positionen geben die Entfernung vom Ende des Austrittsrohres an.

Die Ergebnisse für die Anordnung ohne Strahlblocker sind in Abb 4.7 dargestellt. Im Falle von Wasserstoff und einer Strahltemperatur von 293 K (Abb. 4.7a)) ist zunächst ein deutlicher Einfluß der Position des zweiten Sechspol-Magneten zu erkennen. Aufgrund der kleinen QMS-Öffnung von 1 mm ist eine gute Fokussierung durch diesen Magneten auf diese Öffnung hin von großer Bedeutung. Gegenüber einer Sechspol-Position bei 1178 mm läßt sich durch Verschieben auf 1278 mm ein Zuwachs in der Transmission von ca. 16% erzielen. Dies ist besonders im Hinblick auf die insgesamt kleinen Transmissionswerte wichtig. Die Position des ersten Magneten spielt bei dem kalten Atomstrahl nur eine geringere Rolle. Als optimale Anordnung der beiden Magnete zeigt sich die Kombination von erstem Sechspol am Anfang der Sechspol-Kammer bei $z = 1108$ mm und zweitem Sechspol am Ende der Kammer bei $z = 1278$ mm. Das gleiche Resultat erhält man bei einer Strahltemperatur von 493 K (Abb. 4.7b)). Jedoch fällt auf, daß hier der erste Magnet einen deutlich höheren Einfluß auf die Transmission hat. Aufgrund der höheren Teilchengeschwindigkeiten und der damit verbundenen kürzeren Aufenthaltszeit in den Magneten, ist die Fokussierung durch den zweiten Magneten schwächer und eine gute „Vorfokussierung" durch den ersten Sechspol gewinnt an Bedeutung. Insgesamt ist die Transmission nochmals geringer als bei einer Strahltemperatur von 293 K.

Ein ähnliches Bild bietet sich, wenn Deuterium statt Wasserstoff betrachtet wird (Abb. 4.7c) und d)). Auch hier ist bei beiden Strahltemperaturen die Anordnung der Magnete an den beiden Enden der Kammer die für die Signalintensität optimale. Die Transmission ist im Vergleich zu Wasserstoff teilweise etwas geringer.

Bisher wurden für die Transmissionen immer alle Zustände betrachtet, wie es für Studien zur Dissoziation und Rekombination nötig ist. Will man jedoch Studien zur Polarisation durchführen, so interessieren nur die Teilchen mit dem Elektronenspin $m_S = +\frac{1}{2}$, bei Wasserstoff also die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ und bei Deuterium die Zustände $|1\rangle$ bis $|3\rangle$. Die Teilchen mit $m_S = -\frac{1}{2}$ stellen bei diesen Messungen eine Verunreinigung des Atomstrahls dar. Zusammen mit den Hochfrequenzübergängen können so relative Besetzungszahlen der einzelnen Zustände bestimmt werden, die eine eindeutige Angabe von Elektronen- und Kernspinpolarisation ermöglichen [Gro 98]. Aus diesem Grund wird die axiale Strahlblende vor den Sechspol-Magneten in den Strahl gefahren. Damit werden die achsnahen Teilchen aus dem Strahl ausgeblendet und die Separationseffizienz der Magnete erhöht. In [Ran 97] wurde diese Blende so optimiert, daß keine Teilchen mit $m_S = -\frac{1}{2}$ das QMS erreichen. Allerdings werden dabei auch andere Atome aus dem Strahl geblockt.

Daß damit kein unerheblicher Teil des Strahles verloren geht, zeigen die nochmals deutlich gesunkenen Transmissionen aus den Simulationen bei dieser Anordnung. In Abb. 4.8a) und b) sind die Ergebnisse für Wasserstoff dargestellt. Wiederum ist die Anordnung mit dem größten Abstand zwischen den Magneten die für eine hohe Transmission günstigste. Dies gilt sowohl für die unterschiedlichen Strahltemperaturen als auch für den Fall, daß die Quelle mit Deuterium be-

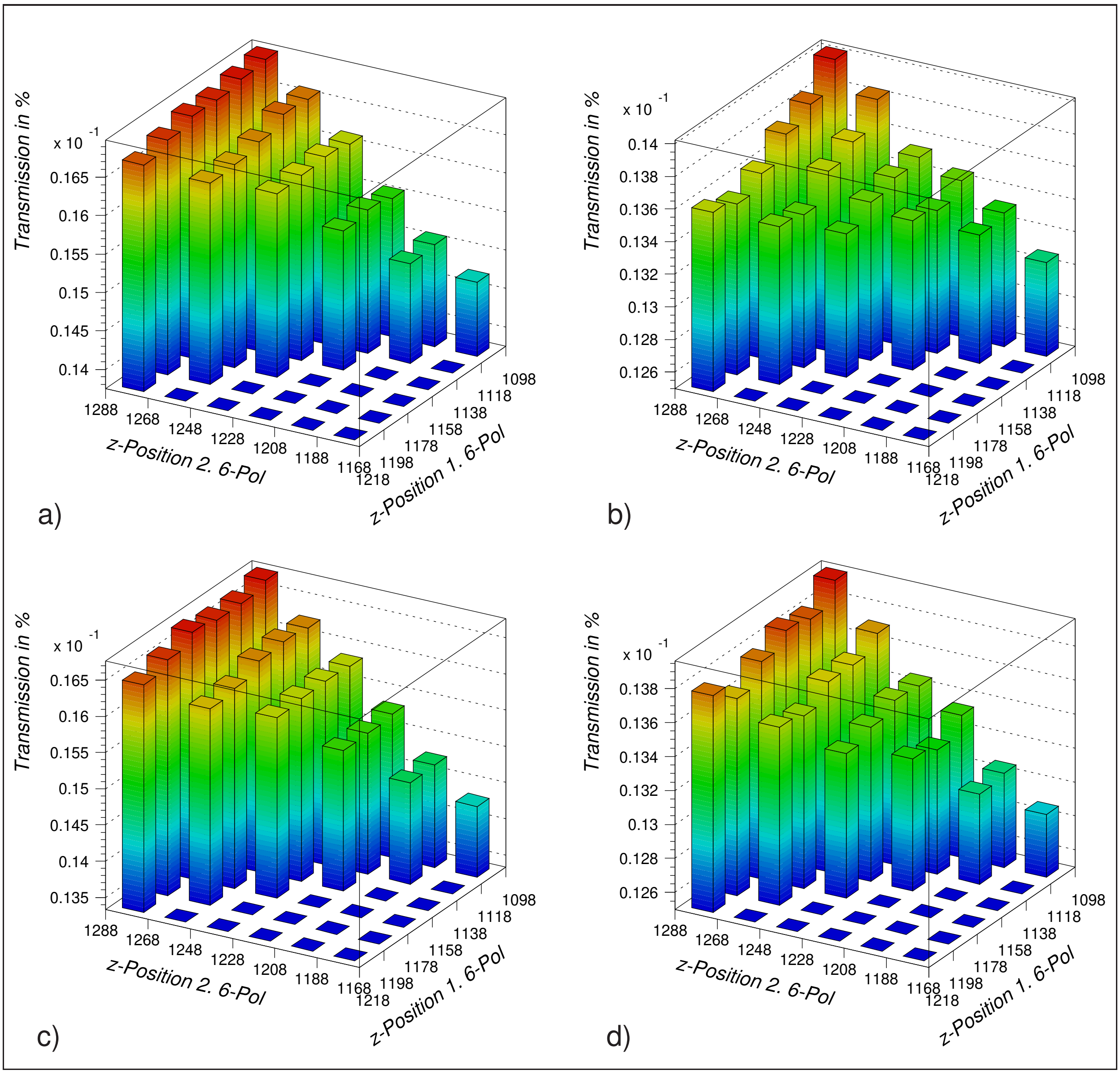

Abb. 4.7: Transmission bei Variation der Sechspol-Positionen für a) Wasserstoff mit Strahltemperatur 293 K, b) Wasserstoff 493 K, c) Deuterium 293 K und d) Deuterium 493 K.

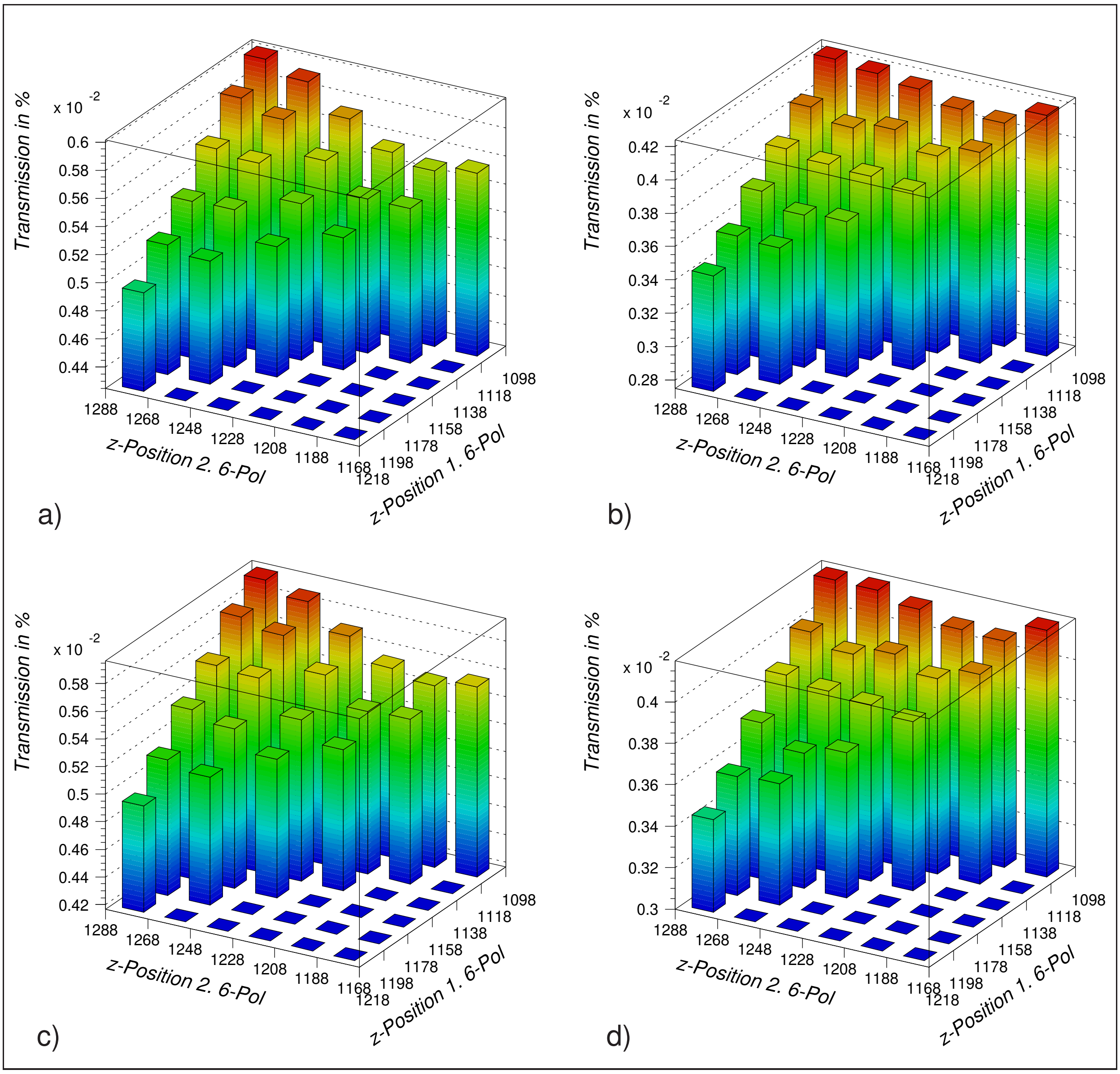

Abb. 4.8: Transmission bei Variation der Sechspol-Positionen bei zusätzlicher Strahlblende im BRP für Wasserstoff mit a) Strahltemperatur 293 K, b) Strahltemperatur 493 K und Deuterium mit Strahltemperatur c) 293 K und d) 493 K.

trieben wird, wie Abb. 4.8c) und d) zeigt. Im Vergleich zur Situation ohne Strahlblocker ist der Unterschied zwischen der schlechtesten und der besten Magnet-Position größer und, besonders bei heißer Glasapparatur, die Position des ersten Sechspol hat mehr Einfluß. Durch eine falsche Positionierung verliert man also noch mehr der ohnehin schon geringen Intensität.

4.2.2 Anpassen der Blendendurchmesser

Die bisherigen Untersuchungen zur Position der Magnete dienten der Signalerhöhung. Für ein gutes Meßsignal ist, wie bereits erwähnt, nicht nur die Signalintensität, sondern auch das Verhältnis zum Untergrund wichtig. Zur Verringerung des Untergrundes muß verhindert werden, daß Teilchen, die das QMS nicht direkt erreichen, überhaupt in die Analysekammer gelangen. Dazu dienen Blenden, die zusammen mit dem differentiellen Pumpsystem solche Teilchen frühzeitig entfernen sollen. Um deren Wirkung zu erhöhen, wurden Berechnungen zur Signalintensität in Abhängigkeit des Blendenradius durchgeführt. In der LDS gibt es zwei Stellen, an denen zu diesem Zweck Blenden eingefügt werden können. Dies ist zum einen der Übergang von der Targetkammer in das Polarimeter, zum anderen innerhalb des BRP die Blendenöffnung in der Trennwand zwischen HFT- und Sechspol-Kammer.

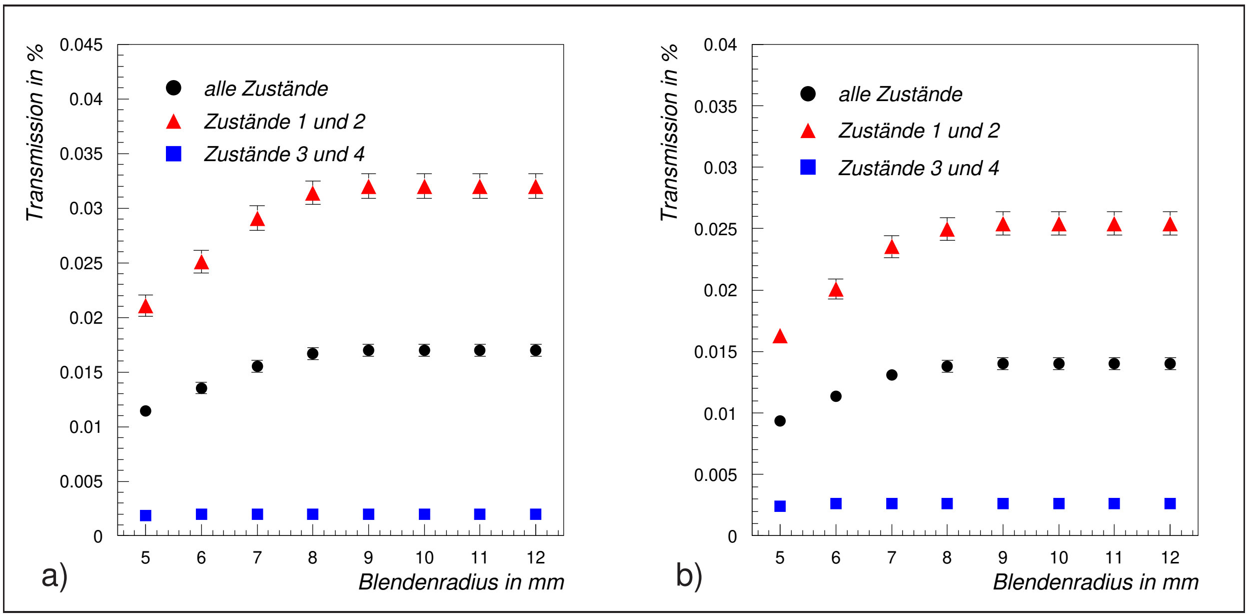

Abb. 4.9: Transmission bei Variation der Blende zwischen Target- und HFT-Kammer für Wasserstoff: a) Strahltemperatur 293 K, b) Strahltemperatur 493 K.

Im ersten Schritt soll der Einfluß einer Blende zwischen Targetkammer und BRP untersucht werden. Bislang stellte hier nur das Verbindungsrohr der beiden Kammern mit einem Durchmesser von ca. 65 mm eine Art Blende dar. Da die nachfolgenden Hochfrequenzübergänge auch eine Blendenwirkung haben und einen Öffnungsradius von 12,5 mm aufweisen, wurde bei den Berechnungen mit einem Blendenradius von 12 mm begonnen. Der Radius der Blende zwischen HFT- und Sechspol-Kammer betrug dabei 14 mm, was der vorhandenen Bohrung und damit dem

Maximalwert entspricht. Wiederum wurden die verschiedenen Strahltemperaturen, Gase und die Anordnung ohne bzw. mit Strahlblocker getrennt betrachtet.

In Abb. 4.9 sind die Ergebnisse für Wasserstoff ohne Strahlblocker dargestellt, aufgeteilt in die Transmissionen für die Zustände mit $m_S = +\frac{1}{2}$, $m_S = -\frac{1}{2}$ und die Gesamttransmission. Der Beitrag der Atome mit $m_S = -\frac{1}{2}$ bleibt für alle Blendenradien weitgehend konstant. Dies zeigt, daß diese Teilchen das QMS aufgrund der schlechten Defokussierung von achsnahen Teilchen in den Sechspol-Magneten erreichen. Bei den Zuständen mit $m_S = +\frac{1}{2}$, und damit auch bei der Summe aus allen Teilchen, ist bis zu einem Blendenradius von 9 mm einschließlich keine Signalabschwächung festzustellen, unabhängig von der Strahltemperatur. Erst bei einem Blendenradius von 8 mm und kleiner geht die Transmission zunächst leicht, dann stärker zurück. Ab diesem Radius werden also Teilchen ausgeblendet, die das QMS auf direktem Weg erreichen würden. Identisch verhält es sich, wenn Deuterium statt Wasserstoff verwendet wird (Abb. 4.10). Auch

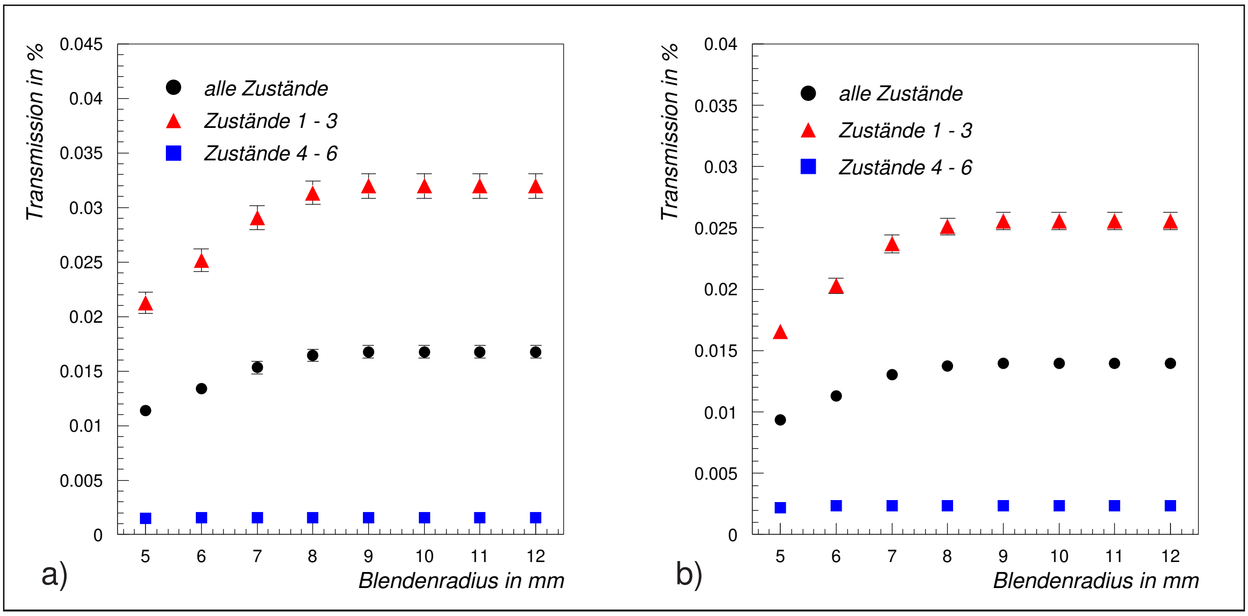

Abb. 4.10: Transmission bei Variation der Blende zwischen Target- und HFT-Kammer für Deuterium: a) Strahltemperatur 293 K, b) Strahltemperatur 493 K.

hier kann die Blende auf einen Radius von 9 mm verkleinert werden, ohne an Signal zu verlieren.

Für den Fall mit Strahlblocker verschwindet der Teil des Strahles mit $m_S = -\frac{1}{2}$. Deshalb werden hier nur die Gesamttransmissionen betrachtet (Abb. 4.11). Das Ergebnis ist jedoch das gleiche wie vorher, die Blende sollte einen Radius von 9 mm besitzen, um den Untergrund ohne Signalverlust zu minimieren. Der Einfluß einer kleineren Blende auf die Signalstärke ist jedoch wesentlich größer als bei der Situation ohne Strahlblocker.

Nachdem für die erste Blende ein optimaler Radius ermittelt wurde, soll nun die Blende zwischen HFT- und Sechspol-Kammer auf ihren Einfluß hin untersucht werden. Bei diesen Berechnungen wurde für die erste Blende der vorher ermittelte Radius von 9 mm eingesetzt. Der Radius der zweiten Blende wurde dann schrittweise von dem Radius der vorhandenen Bohrung in der Trennwand ($r = 14$ mm) verkleinert. Wie die Abb. 4.12 und 4.13 zeigen, sind hier nur geringe Optimierun-

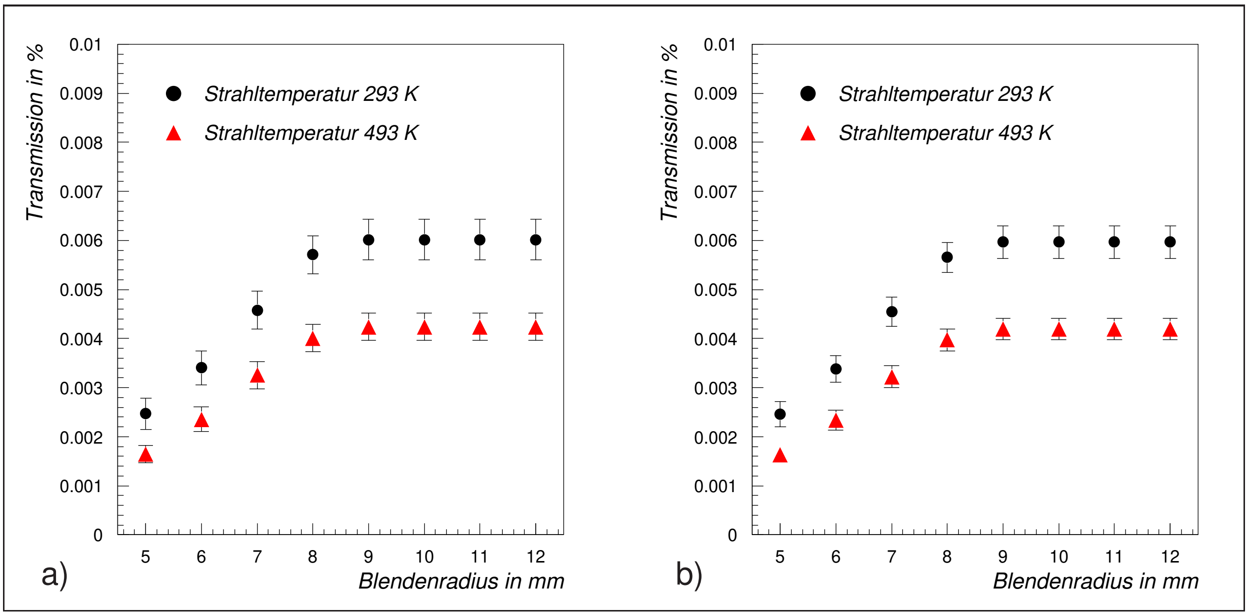

Abb. 4.11: Transmission bei Variation der Blende zwischen Target- und HFT-Kammer bei zusätzlichem Strahlblocker: a) Wasserstoff, b) Deuterium.

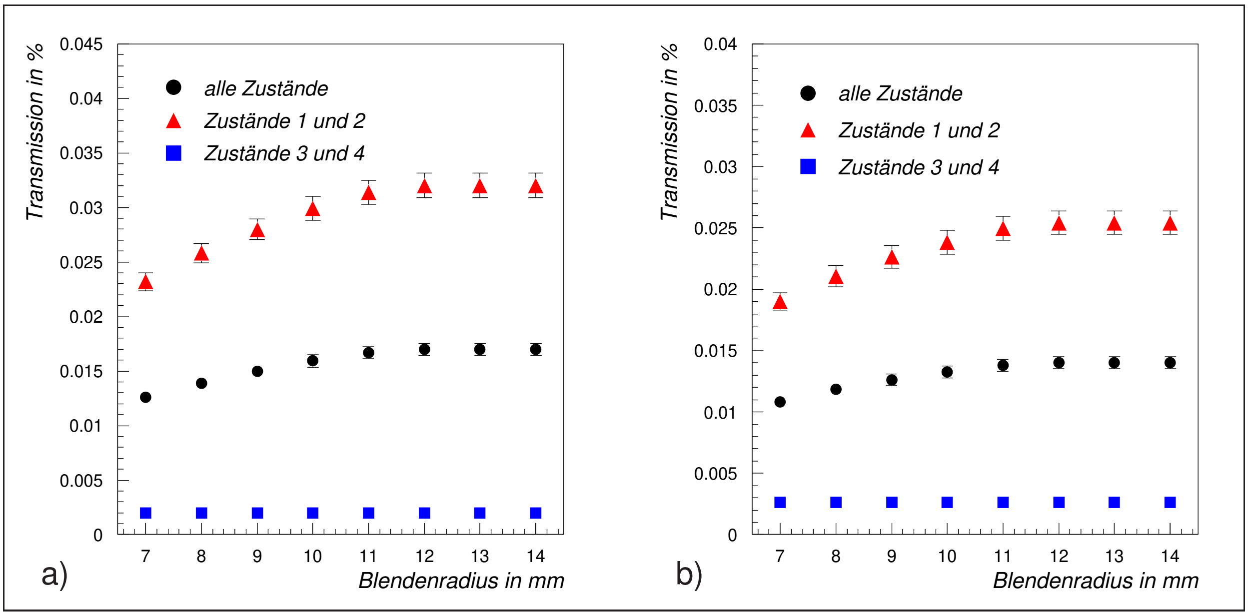

Abb. 4.12: Transmission bei Variation der Blende zwischen HFT- und Sechspol-Kammer für Wasserstoff: a) Strahltemperatur 293 K, b) Strahltemperatur 493 K.

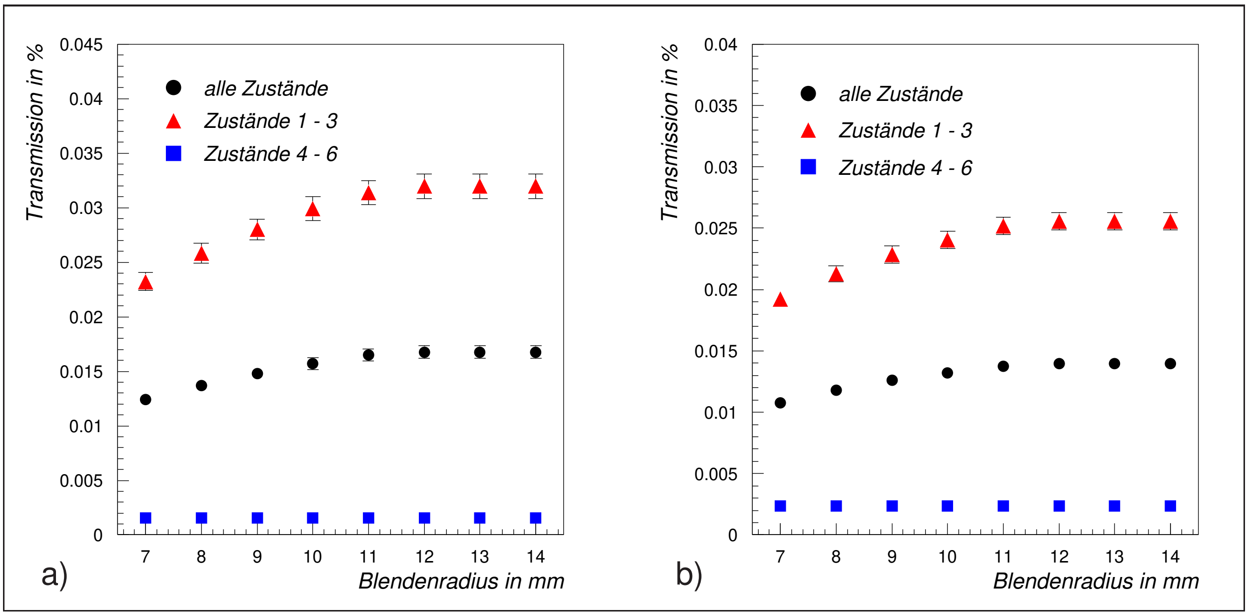

Abb. 4.13: Transmission bei Variation der Blende zwischen HFT- und Sechspol-Kammer für Deuterium: a) Strahltemperatur 293 K, b) Strahltemperatur 493 K.

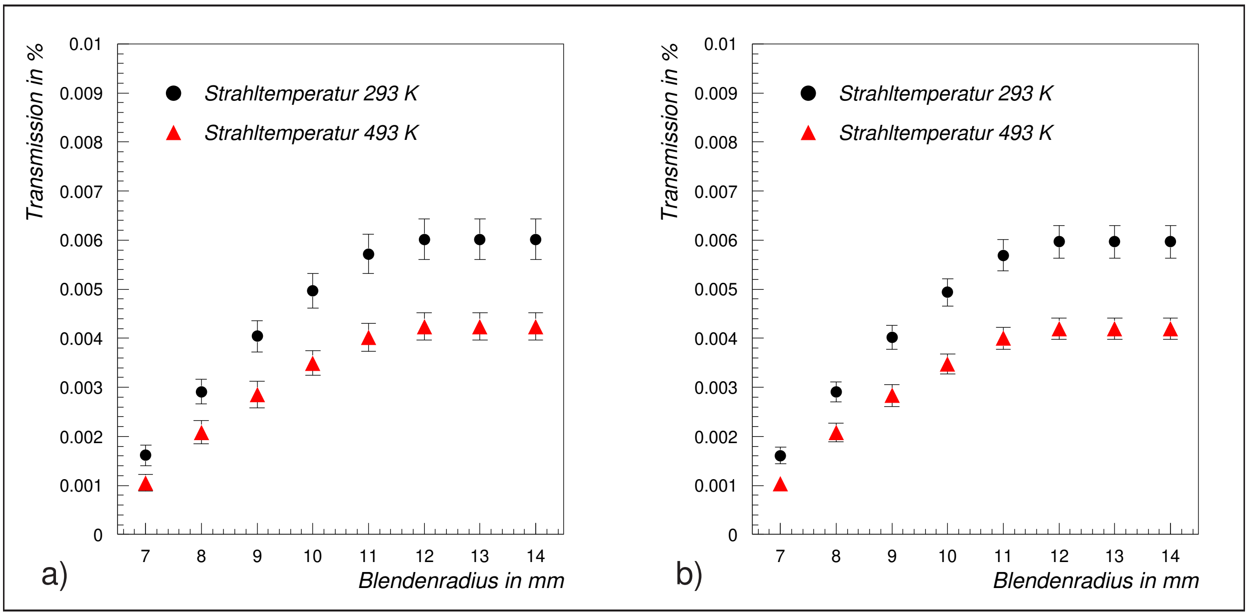

Abb. 4.14: Transmission bei Variation der Blende zwischen HFT- und Sechspol-Kammer mit axialer Strahlblende: a) Wasserstoff, b) Deuterium.

gen möglich. Bereits ab einem Blendenradius von 11 mm geht ein Teil des Signals verloren. Die Abnahme der transmittierten Teilchen bei Verkleinern der Blendenöffnung fällt jedoch schwächer aus als im Falle der Blende zwischen Target- und BRP-Kammer.

Den gleichen minimalen Blendenradius von 12 mm erhält man aus den Simulationen mit Strahlblocker (Abb. 4.14). Aufgrund der nur geringen möglichen Verbesserung durch eine Verkleinerung dieser Blendenöffnung und der im Vergleich dazu schwierigen technischen Umsetzung, wurde die ursprüngliche Blendenöffnung von 14 mm beibehalten. In das Verbindungsrohr zwischen Target- und BRP-Kammer hingegen wurde eine den Berechnungen entsprechende Blende eingesetzt[3]. Besonders im Hinblick auf die vorherige Situation ohne Blende, stellt dies eine erhebliche Verminderung des Leitwertes zwischen diesen beiden Kammern dar.

4.3 Temperaturabhängigkeit der Transmissionen

Bei den vorhergehenden Simulationen wurden jeweils nur zwei verschiedene Strahltemperaturen berücksichtigt. Für einige Anwendungen ist es notwendig, das Transmissionsverhalten über einen größeren Temperaturbereich zu kennen. Zu diesem Zweck wurden die Teilchenzahlen für Temperaturwerte von 293 K bis 513 K in Schritten von 20 K berechnet.

In Abb. 4.15 sind die Ergebnisse für Wasserstoff und Deuterium für die Anordnung ohne und mit Strahlblocker dargestellt. Die Blendenradien betragen 9 mm für die Blende zwischen Target- und HFT-Kammer und 14 mm für die Blende zwischen HFT- und Sechspol-Kammer. Die Transmission steigt zunächst leicht an, um dann deutlich abzufallen. Wie in [Gro 98] gezeigt, werden durch die Sechspolmagnete zwei Geschwindigkeitsbereiche aus dem Teilchenensemble selektiert. Durch die Temperaturänderung ändert sich aufgrund der Maxwell-Verteilung auch die Temperaturverteilung der Teilchen. Dadurch verändert sich auch die Anzahl der Teilchen in diesen Geschwindigkeitsfenstern. Dies führt zur beobachteten Temperaturabhängigkeit. Bei einer Strahltemperatur von 513 K sind somit schon allein aufgrund der Temperaturerhöhung nur noch etwa 80% des Signals einer kalten Glasapparatur zu erwarten. Dies ist zu berücksichtigen, wenn aus dem Signalverlauf Aussagen über Dissoziationsgrad bzw. Rekombination gemacht werden sollen.

Wie bereits erwähnt (vgl. Kapitel 3.3.3), muß bei Polarisationsmessungen ohne Strahlblocker die dann nicht mehr perfekte Separation der Sechspole berücksichtigt werden, indem der relative Anteil der unerwünschten Zustände in die Berechnung mit eingeht. Diese Korrekturfaktoren A_{rel} können aus den Simulationen ebenfalls berechnet werden. In Tabelle 4.1 sind diese Faktoren für Wasserstoff und Deuterium aufgelistet. Die Separationseffizienz der Sechspol-Magnete nimmt mit steigender Strahltemperatur ab, was einen Anstieg des relativen Anteils der Zustände mit $m_{\mathrm{S}} = -\frac{1}{2}$ bedeutet. Die Werte für Deuterium liegen dabei über dem gesamten Temperaturbereich unter denen von Wasserstoff.

[3] Simulationen mit einer möglichen Testspeicherzelle ergaben sogar einen möglichen minimalen Radius von 7 mm für diese Blende. Da bei diesem Aufbau das Signal deutlich kleiner ist und somit eine Untergrundminimierung noch wichtiger ist, wurde somit eine Blende mit Radius 7 mm eingesetzt. Umbauten zwischen den verschiedenen Messungen können damit vermieden werden.

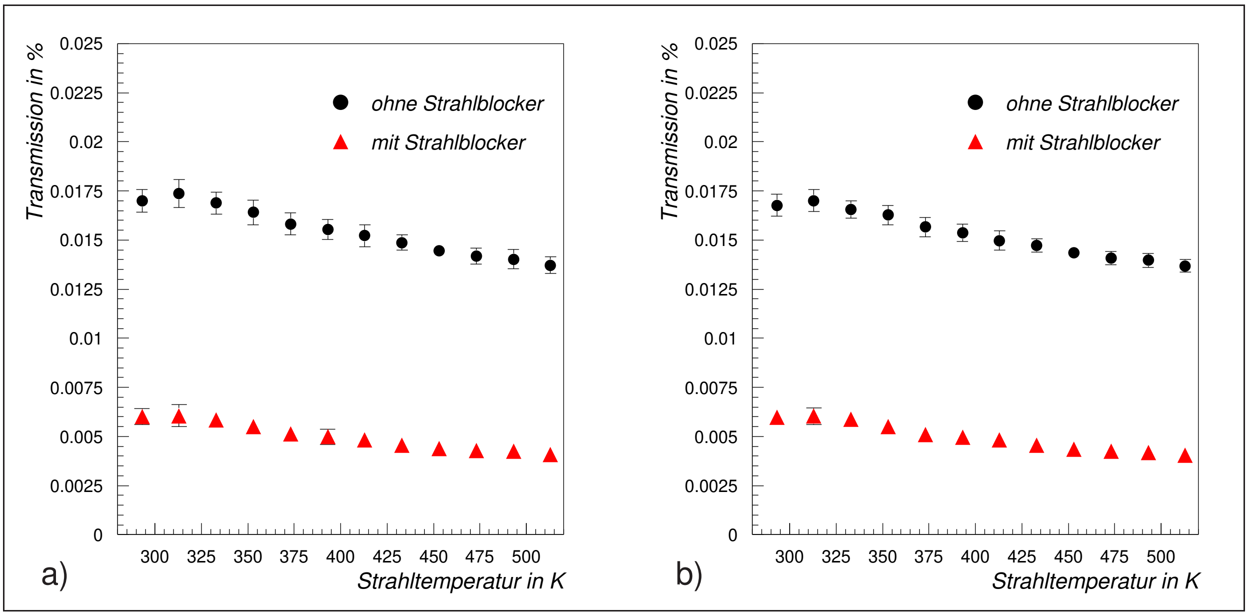

Abb. 4.15: Temperaturabhängigkeit der Transmission für die Summe über alle Zustände: a) Wasserstoff, b) Deuterium.

T in K	$A_{\mathrm{rel}}^{\mathrm{Wasserstoff}}$	$A_{\mathrm{rel}}^{\mathrm{Deuterium}}$
293	0,061	0,049
313	0,063	0,051
333	0,067	0,055
353	0,071	0,059
373	0,076	0,064
393	0,081	0,069

T in K	$A_{\mathrm{rel}}^{\mathrm{Wasserstoff}}$	$A_{\mathrm{rel}}^{\mathrm{Deuterium}}$
413	0,085	0,074
433	0,090	0,078
453	0,095	0,083
473	0,099	0,088
493	0,103	0,092
513	0,107	0,096

Tab. 4.1: Korrekturfaktor A_{rel} für Wasserstoff und Deuterium für verschiedene Strahltemperaturen T.

4.4 Auswirkungen einer dejustierten Glasapparatur

Als letztes soll untersucht werden, wie sich eine schlechte Ausrichtung der Glasapparatur auf die Transmission der Wasserstoffatome auswirkt. In der Praxis wird die Justierung mit einem Laserstrahl überprüft, der zentral durch ein Sichtfenster in der Verlängerung des Ionisationsvolumens des QMS in das BRP hineingeht und dann in die Glasapparatur trifft. Bei nicht korrekter Justierung ist der Laserstrahl z. B. auf dem Austrittsrohr sichtbar. Mit Hilfe des Justierbalgs ist es möglich, die Lage der Glasapparatur zu verändern. Es sind zwei verschiedene Fehlstellungen der Glasapparatur denkbar, zum einen eine Verschiebung und zum anderen eine Neigung der Glasapparatur gegen die Strahlachse. In Abb. 4.16 sind die Simulationsergebnisse für verschiedene Kombinationen dieser beiden Fälle dargestellt. Als erstes läßt sich feststellen, daß bei gerader Apparatur eine leichte Verschiebung gegen die Strahlachse nur geringen Einfluß auf die Zahl der transmittierten Teilchen hat. Dies ist deshalb von Bedeutung, da ein Teil des Versatzes durch die Flanschverbindung zwischen Glasapparatur und Justierbalg hervorgerufen werden kann, was nur eingeschränkt durch den Justierbalg wieder ausgeglichen werden kann. Eine deutlich stärkere Abnahme der Transmission zeigt sich durch Verkippen der Apparatur, wobei eine gleichzeitige Verschiebung wieder zu einem

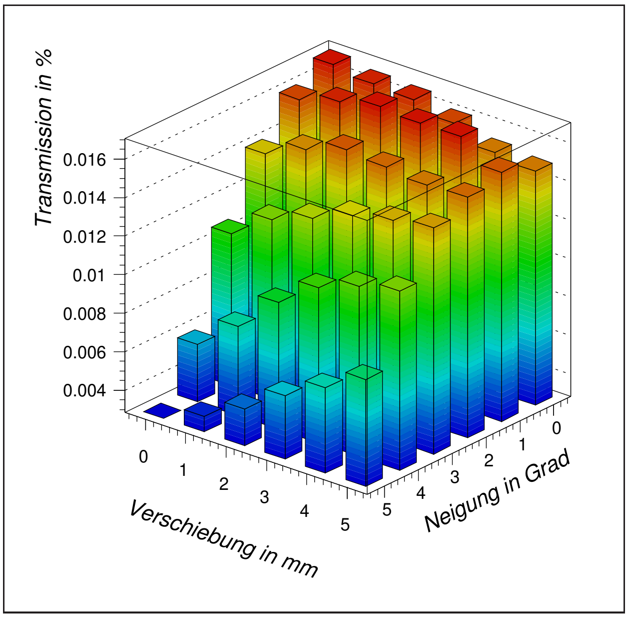

Abb. 4.16:
Transmission bei durch Verkippen oder Verschieben dejustierter Glasapparatur.

Anstieg führen kann. Oftmals ist es notwendig, die Glasapparatur bewußt etwas zu neigen, um die Pumpzelle möglichst mittig zwischen die Polschuhe des Magneten zu bekommen. Die Ergebnisse zeigen, daß dieses auf ein Minimum beschränkt werden sollte und schon bei der Herstellung der Apparatur auf eine möglichst gute Anordnung geachtet werden sollte.

Um die Veränderung in der Transmission besser zu verstehen, soll genauer untersucht werden, welche Teilchen aus dem Startensemble in den verschiedenen Fällen das QMS erreichen. In Tab. 4.2 sind die Intervalle für die Entfernung von der Strahlachse und den Winkel zu dieser beim Start der Teilchen von der Austrittsebene für einige Kombinationen von Versatz und Neigung aufgelistet.

Betrachtet man zunächst den Fall einer geraden aber verschobenen Glasapparatur, so zeigen sich in allen Fällen nahezu identische Bereiche für Winkel und Ort. Allerdings ist, wie Abb. 4.17 zeigt, die Verteilung der Teilchen in der Austrittsebene nicht gleichmäßig und auch nicht in allen Fällen

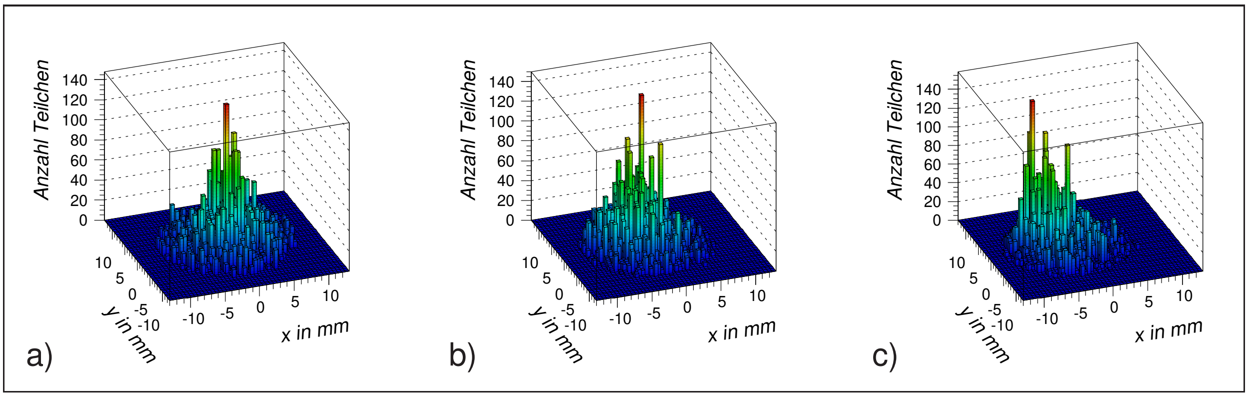

Abb. 4.17: Ursprungsort der transmittierten Teilchen bei verschiedenen Positionen der Glasapparatur: a) Glasapparatur justiert, b) Verschiebung um 3 mm und c) Verschiebung um 5 mm.

Versatz in mm	Neigung in °	Entfernung zur Strahlachse in mm	Austrittswinkel in °
0	0	0,07...9,38	0,00...0,94
1	0	0,07...9,52	0,00...0,98
2	0	0,07...9,90	0,00 ...1,02
3	0	0,11...10,03	0,00...1,04
4	0	0,11...10,34	0,00...1,11
5	0	0,17...10,56	0,00...1,08
0	1	0,05...10,94	0,07...1,79
0	2	0,06...11,93	0,88...2,70
0	3	0,17...12,00	1,87...3,56
0	4	0,28...11,99	2,85...4,38
0	5	2,44...12,00	3,86...5,23
1	5	2,45...12,00	3,90...5,31
2	5	2,55...11,98	3,97...5,31
3	5	2,82...12,00	3,99...5,39
4	5	2,82...12,00	4,03...5,41
5	5	2,96...12,00	4,10...5,46

Tab. 4.2: Austrittsort und -winkel der das QMS erreichenden Teilchen für verschiedene Positionen der Glasapparatur.

die gleiche. Es gibt ein deutliches Maximum in der Ortsverteilung, welches mit zunehmender Verschiebung der Glasapparatur nach außen wandert. Untersucht man die Ortsverteilung aller Teilchen aus dem Startensemble, deren Startwinkel kleiner als 1,12° ist, so erkennt man, daß deren Anzahl nach außen hin leicht abnimmt. In der Winkelverteilung der transmittierten Atome sind solche Veränderungen nicht zu beobachten. Aus diesen beiden Tatsachen läßt sich der in Abb. 4.16 zu beobachtende Verlauf erklären.

Als nächstes soll eine reine Neigung der Glasapparatur untersucht werden. Abb. 4.18 zeigt wieder die Ortsverteilung der transmittierten Teilchen, diesmal für verschiedene Neigungswinkel. Anders als im vorhergehenden Fall wandert die Verteilung nicht mit der Veränderung der Posi-

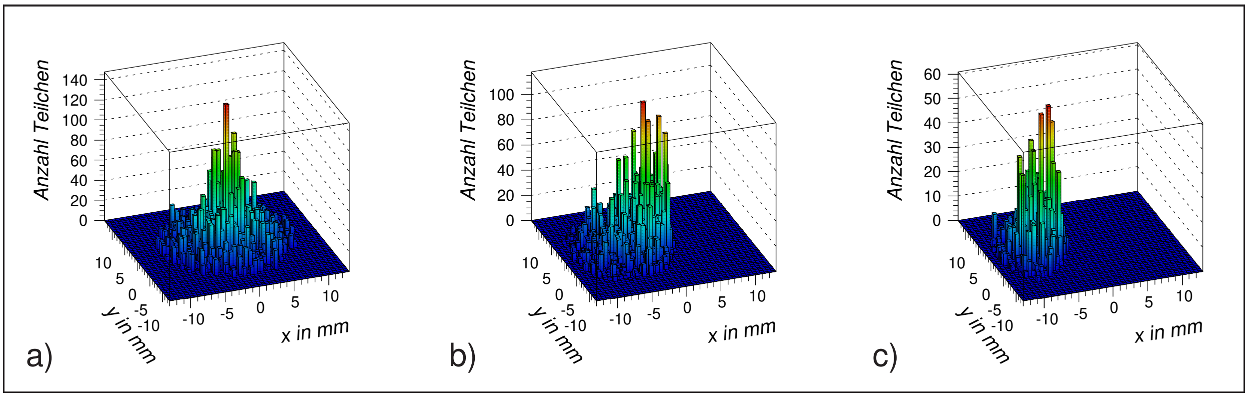

Abb. 4.18: Ursprungsort der transmittierten Teilchen bei verschiedenen Neigungen der Glasapparatur: a) Glasapparatur justiert, b) Neigung um 3° und c) Neigung um 5°.

tion mit, sondern wird bei zunehmender Neigung auf einen immer kleiner werdenden Bereich beschnitten. Das Maximum der Ausgangsverteilung geht dabei nach und nach verloren, was einen deutlichen Rückgang in den Teilchenzahlen zur Folge hat. Zwar ändert sich auch der Bereich der Austrittswinkel, dies hat aber aufgrund konstanter Teilchenzahlen beim Ausgangsensemble in diesem Bereich keine weiteren Auswirkungen auf die Zahl der ankommenden Teilchen. Wird die Apparatur nun zusätzlich verschoben, so wird, wie bei der reinen Verschiebung, auch das Maximum der Ortsverteilung verlagert und gelangt so wieder stärker in den Bereich, aus dem die durchgehenden Teilchen stammen. Somit steigen die resultierenden Teilchenzahlen wieder an. Allerdings lassen sich bei stärkerer Neigung die Intensitätsverluste nur zu einem geringen Teil wieder ausgleichen. Die Transmission einer gut justierten Apparatur läßt sich damit nicht mehr erreichen.

5 Aufbau einer Testspeicherzelle

Um die Dichte eines Gastargets in einem Speicherring zu steigern, muß die Aufenthaltszeit der Atome in der Wechselwirkungszone mit dem Speicherringstrahl erhöht werden. Dazu wird seit vielen Jahren die Technik der Speicherzellen verwendet. Erstmals bereits 1966 vorgeschlagen [Hae 66], wurde die Machbarkeit 1980 experimentell nachgewiesen [Bar 81] und eine Steigerung der Dichte um den Faktor 6 gegenüber einem freien Atomstrahl erreicht. Seitdem wurden Speicherzellen in einer Vielzahl von Experimenten eingesetzt, z. B. beim FILTEX-Experiment am Testspeicherring in Heidelberg [Sto 94, Zap 96], beim HERMES-Experiment am HERA-Speicherring am DESY in Hamburg [Due 95] und dem PINTEX-Experiment am IUCF in Bloomington/Indiana [Rin 00]. Dabei werden Targetflächendichten im Bereich von 10^{14} Atome/cm^2 erreicht.

Speicherzellen bestehen meist aus einem an den Enden offenen Rohr aus Aluminium, durch welches der Speicherringstrahl längs der Achse hindurchgeht. Seitlich befindet sich das Eintrittsrohr zur Injektion der Targetatome aus der Quelle. Eventuell ist ein weiteres seitliches Rohr vorhanden, durch welches Teilchen aus dem Target die Speicherzelle zur Analyse verlassen können. In Abb. 5.1 ist eine schematische Darstellung der Speicherzelle zu sehen, wie sie im HERMES-Experiment eingesetzt wird. Zur weiteren Erhöhung der Dichte in den Speicherzellen werden die-

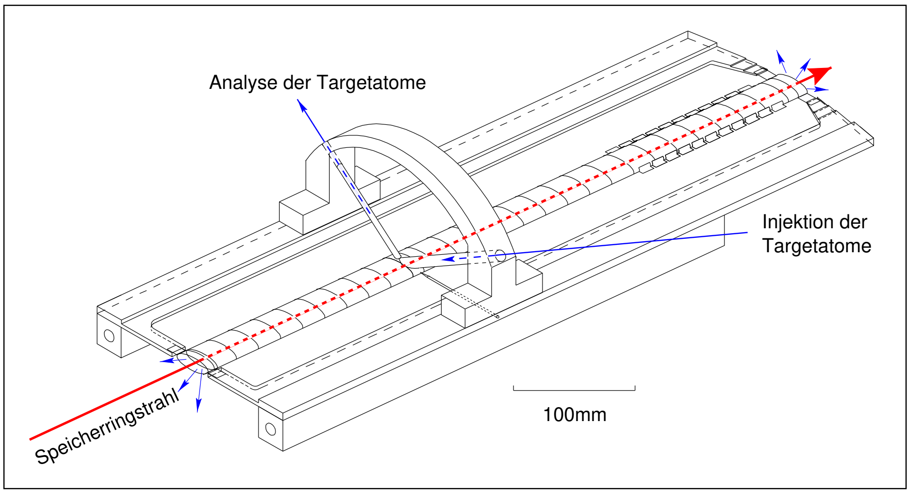

Abb. 5.1: Schematische Darstellung der Speicherzelle des HERMES-Experimentes.

se gekühlt, bei HERMES beispielsweise auf eine Temperatur zwischen -213 . . . -173 °C [Bau 02c]. Es hat sich gezeigt, daß sich die Rekombination und Depolarisierung der Targetatome durch Stöße mit den Zellenwänden durch Auffrieren einer Art Eisschicht beim Betrieb verringert. Bei all den genannten Experimenten befinden sich jedoch keine Alkaliatome im Targetgas, wie es bei Verwendung der LDS der Fall wäre. Bei dem bisher einzigen Experiment, das eine lasergepumpte Spinaustauschquelle verwendet hat [Mil 97, Cad 01], wurde die Speicherzelle bei einer Temperatur von 180 °C betrieben, um eine Kondensation des verwendeten Kaliums an den Oberflächen zu verhindern. Da die Targetflächendichte proportional zu $1/\sqrt{T}$ ist, bedeutet dies eine Dichte von nur noch 1/3 der Dichte bei auf -213 °C gekühlter Speicherzelle bei ansonsten gleichen Bedingungen. Deshalb ist es nötig zu untersuchen, inwieweit es trotz der Alkaliatome möglich ist, die Speicherzelle zu kühlen und wie sich dabei die Polarisationen und der Dissoziationsgrad des Targets verhalten. Zu diesem Zweck wurde eine Testspeicherzelle aufgebaut, mit der es möglich werden soll, solche Untersuchungen durchzuführen.

5.1 Anforderungen an die Testspeicherzelle

Aus den durchzuführenden Untersuchungen und den Bedingungen beim Einbau an der LDS ergeben sich einige Anforderungen an den Aufbau der Testspeicherzelle. Die zu untersuchenden Effekte der Depolarisierung und Rekombination der Targetgasatome werden durch Stöße der Atome an den Zellwänden verursacht. Deshalb ist bei der Testspeicherzelle, im Gegensatz zu einer Speicherzelle zum Einsatz im Experiment, eine möglichst hohe Wandstoßzahl der Teilchen erwünscht, ehe sie die Zelle wieder verlassen. Da bei der Erlanger LDS das Austrittsrohr der Glasapparatur und das zur Analyse des Atomstrahls notwendige BRP auf einer Achse liegen, müssen sich bei der Testspeicherzelle das Ein- und Austrittsrohr für die Teilchen gegenüberliegen. Um einen direkten Durchflug zu verhindern, muß somit ein Strahlblocker in der Speicherzelle in die Atomstrahlachse gebracht werden. Die maximalen äußeren Abmessungen ergeben sich aus dem Einbau in die vorhandene Zusatzkammer mit den darin befindlichen Blenden und dem Kalibriermagneten. Da auch nach Einbau der Speicherzelle noch Messungen mit dem direkten Strahl aus der LDS oder mit dem Kalibriermagneten möglich sein sollen, muß sie soweit aus dem Strahl bewegt werden können, daß der Atomstrahl ungehindert an der Zelle vorbei in das BRP gelangen kann, bzw., daß genügend Raum für den Magneten zur Verfügung steht. Daraus ergibt sich ein äußeres Maß von 100 mm x 34 mm x 70 mm. Da keine Öffnung für einen Speicherringstrahl vorhanden sein muß, hat sie einfache, bis auf Ein- und Austrittsrohr rundum geschlossene, Quaderform. Als Material wird Aluminium gewählt, das auch bei Speicherzellen in Speicherringexperimenten verwendet wird. Die Wandstärke beträgt 6 mm, der Boden und der separat zu befestigende Deckel mit dem Strahlblocker haben eine Stärke von 4 mm, womit sich ein Innenraum von 88 mm x 26 mm x 58 mm ergibt. Zur Untersuchung der Auswirkung der Alkaliverunreinigung auf Dissoziationsgrad und Polarisation des Targets beim Kühlen der Zelle ist es notwendig, diese über einen großen Temperaturbereich betreiben zu können. Deshalb müssen sowohl Vorrichtungen zum Heizen als auch zum Kühlen der Speicherzelle vorhanden sein.

5.2 Simulationen zur Geometrie

Nachdem die äußeren Abmessungen vorgegeben sind, können noch die Länge und der Innenradius von Ein- und Austrittsrohr r_{ER} bzw. r_{AR} sowie die z-Position des Strahlblockers variiert werden.

Dabei kann die Länge der Rohre durch unabhängige Verschiebung der Stirnflächen verändert werden. Allerdings sind die Abmessungen außerhalb der Zelle ebenfalls durch die Vakuumkammer begrenzt. Diese Größen müssen so optimiert werden, daß zum einen die gewünschte hohe Wandstoßzahl der Teilchen in der Zelle erreicht wird und zum anderen möglichst viele Teilchen die Zelle durch das Austrittsrohr Richtung BRP verlassen. Dazu wurden umfangreiche Simulationen durchgeführt. Das dabei verwendete Programm [Bra 95] berechnet die Trajektorien einzelner Atome im molekularen Strömungsbereich, d. h. ohne Wechselwirkung der Teilchen untereinander. Die Geometrie der Speicherzelle läßt sich durch die Verbindung einfacher geometrischer Grundelemente, die sich beliebig im Raum anordnen lassen, erstellen. Das Programm berechnet den Schnittpunkt der Teilchentrajektorie mit den Wänden und in diesem Punkt eine neue Richtung, wobei berücksichtigt werden muß, daß das Teilchen nicht an der Wand reflektiert wird, sondern desorbiert. Dabei muß die Intensitätsverteilung bei der Desorption einer $\cos\vartheta$-Verteilung genügen [Bra 95]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \cos\vartheta. \tag{5.1}$$

Zur Bestimmung der neuen Trajektorie wird bezüglich des Normalenvektors der Fläche durch einen zufälligen Azimutwinkel φ $(0 < \varphi < 2\pi)$ und einen Polarwinkel ϑ ein neuer Richtungsvektor bestimmt. Aus Gl. 5.1 erhält man durch Integration über den Azimutwinkel φ die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Polarwinkel ϑ:

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta} \propto 2\sin\vartheta. \tag{5.2}$$

Dieses Verfahren wird solange wiederholt, bis das Teilchen auf die Ein- oder Austrittsfläche trifft und damit die Zelle verläßt. Damit lassen sich für die Teilchen die mittlere Wandstoßzahl, welche auch als mittleres Stoßalter bezeichnet wird, der in der Zelle zurückgelegte Weg sowie die Transmission durch die Zelle bestimmen. Zudem wird eine Statistik zur Stoßalterverteilung ausgegeben, die zu jeder Wandstoßzahl die Anzahl der Teilchen mit dieser Stoßzahl angibt.

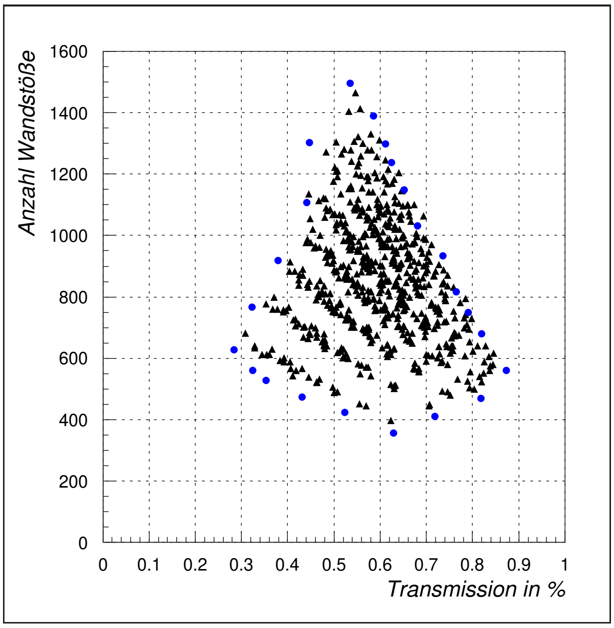

Abb. 5.2: Simulationen für verschiedene Längen von Ein- und Austrittsrohr bei Strahlblocker in Zellmitte und festem Radius von Ein- und Austrittsrohr von 4 mm. Es ist jeweils die Anzahl der Wandstöße in Abhängigkeit der Transmission aufgetragen. Die Geometrien für die mit ● dargestellten Werte wurden für weitere Simulationen ausgewählt.

Mit diesem Programm wurden die Werte für eine Vielzahl von verschiedenen Ein- und Austrittsrohrgeometrien berechnet. Der Blocker war dabei zunächst symmetrisch in der Mitte der Zelle. Für die in Abb. 5.2 gezeigten Ergebnisse wurde in den Simulationen bei einem konstanten Radius von 4 mm für das Ein- und das Austrittsrohr der Speicherzelle die Länge von Ein- und Austrittsrohr verändert, wodurch vier voneinander unabhängige Parameter zur Variation zur Verfügung standen. Dabei wurden die Stirnflächen der beiden Rohre in Schritten von 5 mm verschoben, wodurch es zu den Strukturen in der Auftragung der Wandstoßzahl über die Transmission kommt. Die Transmission wurde dabei auf die Anzahl der Teilchen aus dem Austrittsrohr der LDS bezogen, nicht auf die Zahl der in die Speicherzelle gelangenden Teilchen. Ausschlaggebend für die geringen Transmissionen ist die schlechte Akzeptanz der Speicherzelle bezogen auf den effusiven Strahl aus der Quelle. Zum einen ist das Austrittsrohr der Glasapparatur mit einem Radius von 12 mm deutlich größer als das Eintrittsrohr der Speicherzelle und zum anderen haben Quelle und Speicherzelle einen Abstand von über 30 cm, wobei die exakte Entfernung leicht mit der gewählten Geometrie variiert. Betrachtet man als Ausgangswert nur die Teilchen, die in die Speicherzelle gelangen, so ergeben sich Transmissionen durch die Speicherzelle von bis zu 70 %. Aus Abb. 5.2 ist zu erkennen, daß sich, durch geeignete Wahl der Geometrie der Speicherzelle, innerhalb eines bestimmten

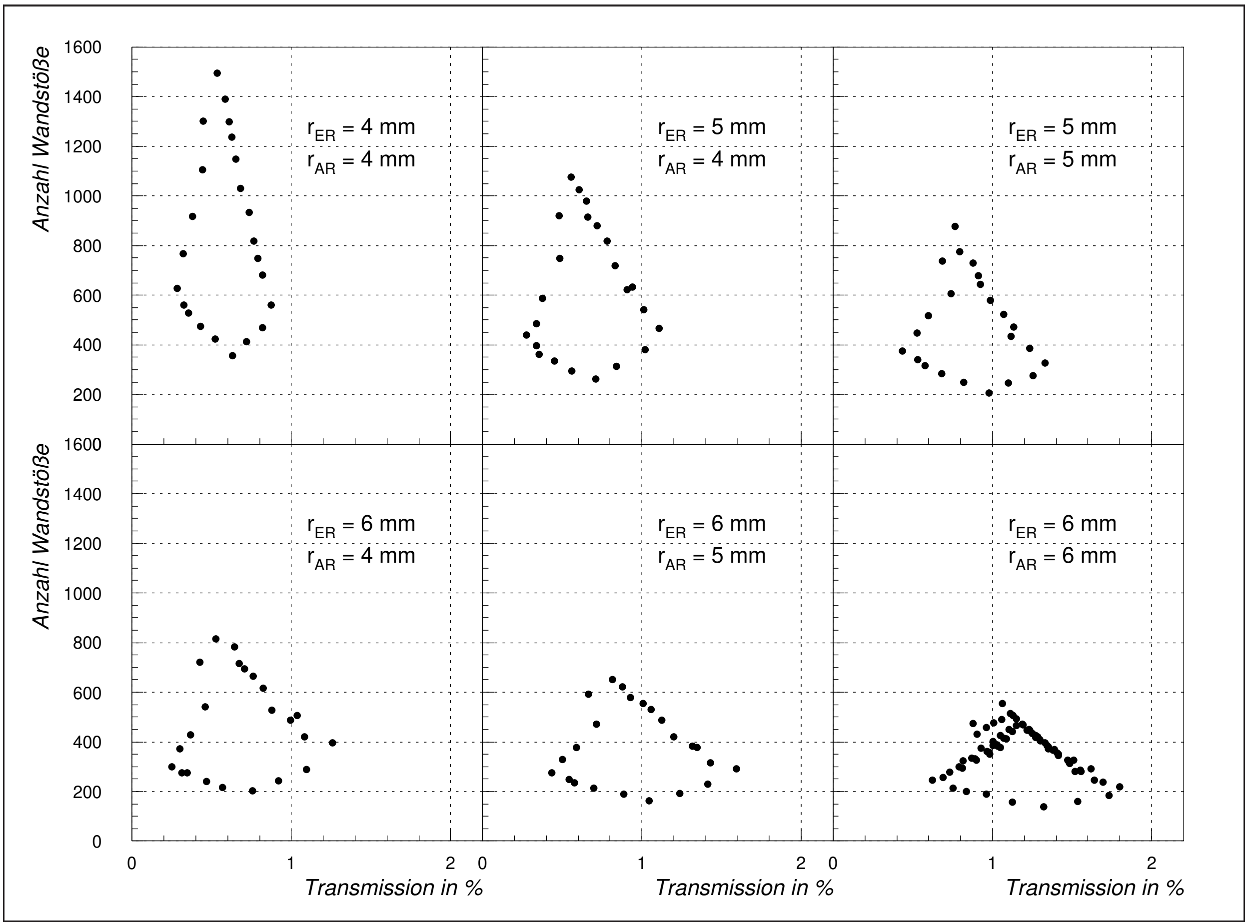

Abb. 5.3: Simulationen für verschiedene Speicherzellengeometrien mit Strahlblocker in der Zellmitte. Zur Simulation der Veränderungen durch Variation des Radius r_{ER} vom Ein- bzw. r_{AR} vom Austrittsrohr wurden nur die Geometrien aus dem Rand der Verteilung bei $r_{\mathrm{ER}} = r_{\mathrm{AR}} = 4$ mm verwendet.

Bereiches jede beliebige Kombination von Transmission und Wandstoßzahl erreichen läßt. Um den Einfluß der Radien von Ein- und Austrittsrohr zu untersuchen, wurden Geometrien aus dem Randbereich der Verteilung genommen (●) und mit diesen weitere Simulationen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.3 dargestellt. Durch Vergrößern der Radien steigt die Transmission, da mehr Teilchen in die Speicherzelle gelangen (Vergrößern von r_{ER}), bzw. der Leitwert des Austrittsrohres ansteigt (Vergrößern von r_{AR}). Allerdings sinkt dadurch auch die Zahl der Wandstöße, da die Teilchen die Zelle leichter wieder verlassen können.

Für die ersten Testmessungen wurde mehr Gewicht auf ein ausreichendes Signal als auf hohe Stoßzahlen gelegt. Deshalb wurde ein Radius von 6 mm für Ein- und Austrittsrohr, eine Länge von 44 mm für das Eintrittsrohr und von 23 mm für das Austrittsrohr gewählt. Diese Zelle erreicht eine Transmission von ca. 0,015 und eine mittlere Wandstoßzahl von etwa 340 pro Teilchen. Diese Stoßzahl liegt im Bereich der Stoßzahl bei der am HERMES-Experiment eingesetzten Speicherzelle.

5.3 Aufbau und erste Messungen

Bei der Realisierung der Speicherzelle wurde auf größtmögliche Flexibilität geachtet. Um die Stoßzahlen leicht variieren zu können, sind Ein- und Austrittsrohr in den Zellkörper eingesteckt und mit Klemmringen befestigt und können somit leicht ausgetauscht werden, ohne die Speicherzelle aus der Vakuumkammer ausbauen zu müssen. Weniger flexibel ist die Position des Blockers, da dieser mit dem Deckel verschweißt ist. Hier müßte zur Änderung der Position ein komplett neuer Deckel gefertigt werden. Das Heizen der Zelle erfolgt über Heizstäbe (Hotwatt, Superwatt 125 Watt). Dazu sind auf der Ober- und Unterseite der Zelle vier Nuten eingefräst, die zur Aufnahme der Heizstäbe dienen, wobei allerdings nur in zwei gegenüberliegende Nuten Heizstäbe eingesetzt werden, da dies zur gleichmäßigen Erwärmung der Zelle ausreicht. Die Kühlung der Zelle erfolgt über einen Kaltkopf (Leybold, RGS 20), der über eine Kältebrücke aus Kupferlitze und -platten mit der Zelle verbunden ist. Durch Kupferplatten auf Ober- und Unterseite der Zelle wird eine gleichmäßige Verteilung der Heiz- und Kühlleistung gewährleistet. Es ist damit möglich, die Zelle in einem Temperaturbereich von -200. . . 70 °C ohne Umbau zu betreiben. Für höhere Temperaturen muß die Zelle vom Kaltkopf getrennt werden, da dieser sonst zu heiß wird. Die Zelle ist über eine Halterung an einer Linearvakuumdurchführung (Rial, PLMP 100) befestigt, mit der sie soweit aus dem Strahl gefahren werden kann, daß bei Bedarf der Kalibriermagnet unter die Speicherzelle paßt. Zur Vermeidung von Wärmetransport ist diese Halterung zum Teil aus Vespel SP-1 (DuPont), einem Polyimid mit sehr geringer Wärmeleitfähigkeit, gefertigt. In Abb. 5.4 sind links die einzelnen Bauteile der Speicherzelle zu sehen, rechts ist die fertig montierte Speicherzelle einschließlich Kältebrücke und Lineardurchführung zu sehen. Die Temperatur wird an zwei gegenüberliegenden Stellen am Zellkörper sowie am Kaltkopf über Thermoelemente vom Typ T gemessen. Der Temperaturwert zum Regeln wird von einem Prozeßregler (Eurotherm, 900 EPC) erfaßt, der danach die Leistung der Heizstäbe steuert. Die weiteren Temperaturfühler werden von Einbaumeßgeräten (Newport, INFCT) ausgelesen. Das Abkühlen der Speicherzelle von Zimmertemperatur auf -200 °C benötigt ca. 6,5 h, die Temperaturdifferenz an den beiden Meßpunkten an der Zelle beträgt maximal 2 °C, auch wenn zum Halten einer höheren Temperatur zusätzlich geheizt wird.

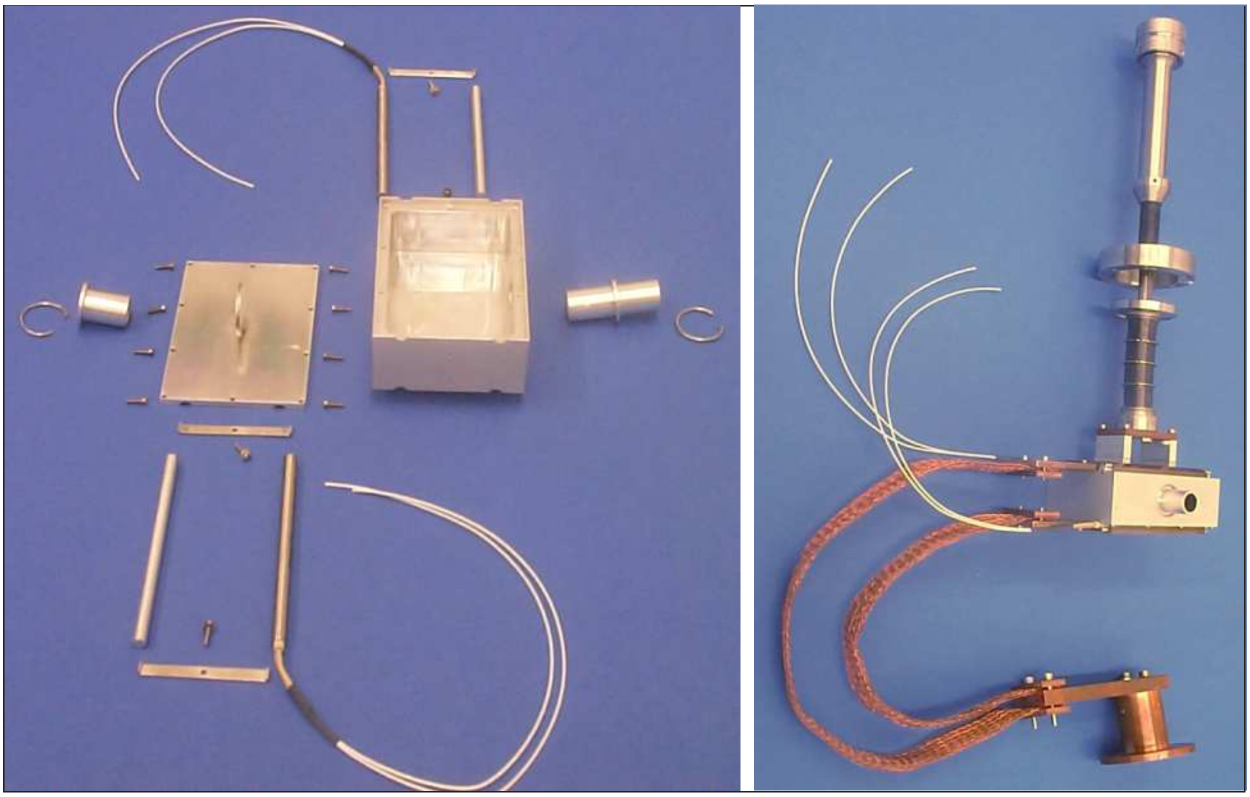

Abb. 5.4: Fotos der Testspeicherzelle. Links ist eine in ihre einzelnen Bauteile zerlegte Speicherzelle zu sehen, rechts das Bild einer zusammengebauten mit montierter Linearvakuumdurchführung und Kältebrücke.

In Abb. 5.5 ist eine Messung mit dem Atomstrahl aus der LDS dargestellt. Die Quelle wurde mit Deuterium betrieben, der Dissoziationsgrad lag bei ca. 0,2, allerdings war kein Alkalidampf in der Pumpzelle. Durch Einschalten des Kaltkopfes wird die Speicherzelle zunächst abgekühlt. Dabei wird mit dem QMS das atomare Deuteriumsignal gemessen. Es ist ein Anstieg des Signals zu beobachten, der auch nach Erreichen einer konstanten Temperatur anhält. Daraus wird klar, daß die Signaländerung nicht nur auf die temperaturabhängige Transmission der Teilchen durch das BRP zurückzuführen ist. Vielmehr muß im Innern der Speicherzelle durch das Abkühlen eine Verbesserung der Oberfläche bezüglich der Rekombination der D-Atome stattgefunden haben. Dafür ist, wie bereits aus anderen Experimenten bekannt, das Auffrieren des Wassers aus dem Dissoziator verantwortlich. Durch langsames Belegen der Oberfläche mit Wasser verringert sich die Rekombination an der Oberfläche, was zu einem Anstieg im atomaren Signal führt. Die Messung zeigt, daß auch nach ca. 40 h dieser Prozeß noch nicht abgeschlossen ist, da das Signal noch keinen konstanten Wert erreicht hat. Beim Erwärmen der Zelle löst sich diese Eisschicht wieder, die Rekombination nimmt zu und das atomare Signal nimmt wieder ab, was ebenfalls in Abb. 5.5 verfolgt werden kann. Daß Wasser an der Oberfläche einer kalten Speicherzelle adsorbiert wird, zeigt sich auch, wenn beim Auftauen der Zelle die Intensität des Signals von Wasser beobachtet wird. In Abb. 5.6 ist das Lock-In-Signal des Wassers über die Speicherzellentemperatur beim Aufheizen aufgetragen. Zwischen -110 °C und -80 °C ist ein deutlicher Anstieg des Wassersignals aus der Speicherzelle zu sehen.

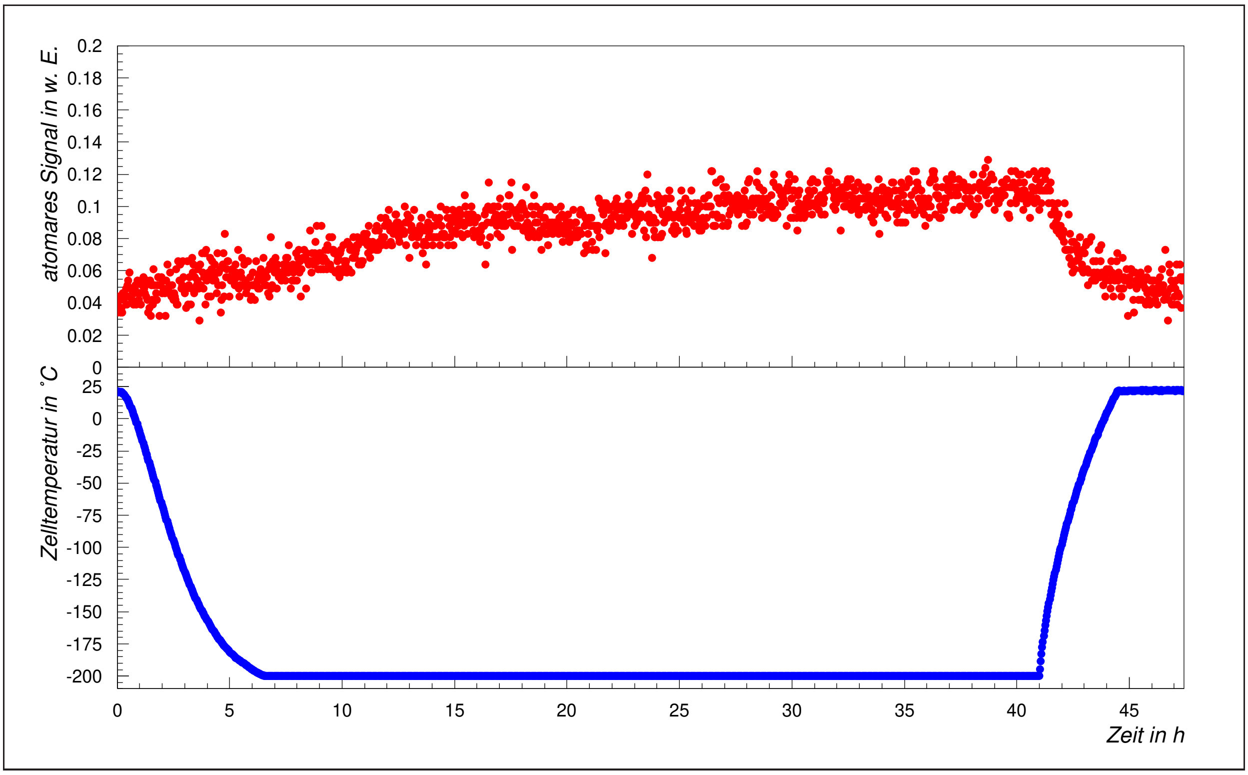

Abb. 5.5: Lock-In-Signal des atomaren Deuteriums beim Abkühlen und anschließendem Aufheizen der Speicherzelle.

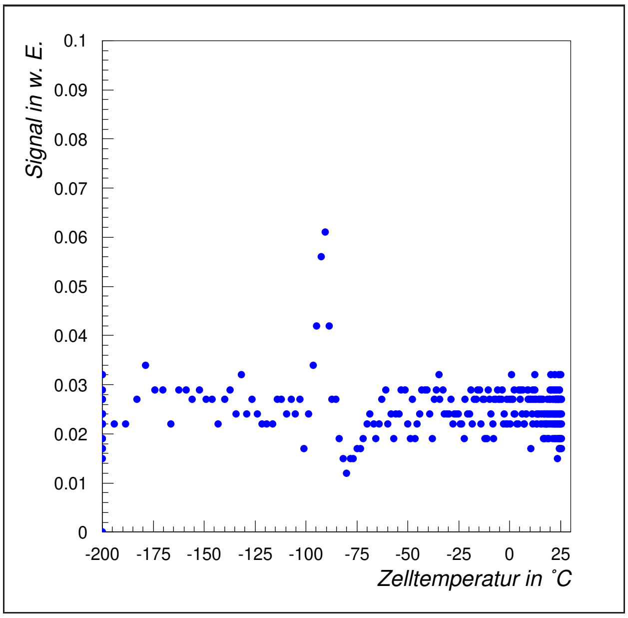

Abb. 5.6:
Intensität des Lock-In-Signals von Wasser in Abhängigkeit von der Speicherzellentemperatur beim Auftauen der Speicherzelle.

5.4 Mögliche Verbesserungen

Die zuvor beschriebene Messung zeigt zwar bereits, daß der Aufbau prinzipiell geeignet ist, Studien zur Rekombination in der Speicherzelle durchzuführen, die gemessenen Signale sind aber sehr klein und schwanken relativ stark. Für genauere Untersuchungen ist es daher nötig, die Zahl der das QMS erreichenden Teilchen zu erhöhen. Simulationen analog zu denen in Kap. 4, diesmal mit durch die Simulationen zur Speicherzelle generierten Starttrajektorien, ergaben die bereits vorhandene Anordnung der Magnete als für ein hohes Signal optimal, so daß durch Verschieben der Sechspolmagnete im BRP keine Verbesserung möglich ist.

Ein Ansatzpunkt ist die Erhöhung der Transmission durch die Speicherzelle. Bei der eingesetzten Speicherzelle verläßt etwa die Hälfte der Teilchen, die in die Speicherzelle gelangen, diese durch das Austrittsrohr. Die bisher gezeigten Simulationen wurden alle für einen in der Mitte der Speicherzelle plazierten Blocker durchgeführt. In Abb. 5.7 sind Ergebnisse für Simulationen mit Variation der Blockerposition dargestellt, wobei der Strahlblocker sowohl in Richtung des Eintrittsrohres (Verschiebung um negative Werte) als auch in Richtung Austrittsrohr (positive Werte) verschoben wurde. Die offenen Symbole bezeichnen Messungen mit $r_{\mathrm{ER}} = r_{\mathrm{AR}} = 4\,\mathrm{mm}$, die geschlossenen Symbole sind Ergebnisse mit $r_{\mathrm{ER}} = r_{\mathrm{AR}} = 6\,\mathrm{mm}$. In Abb. 5.7a) ist die jeweils maximale Wandstoßzahl über die dabei vorhandene Transmission aufgetragen. Das maximale Stoßalter ist somit bei Anordnung des Strahlblockers in der Zellmitte am größten, die Transmission beim Stoßaltermaximum nimmt aber mit Verschiebung des Blockers in Richtung Austrittsrohr zu. Betrachtet man die Verhältnisse bei maximaler Transmission (Abb. 5.7b)), so sieht man, daß diese unabhängig von der Blockposition ist und lediglich die dabei vorhandene Zahl der Wandstöße zunimmt. Durch Verschieben des Blockers läßt sich also die Transmission nicht verbessern, sondern nur die Zahl der Wandstöße kann bei einer gegebenen Transmission je nach Geometrie der Speicherzelle erhöht werden. Simulationen zu einer anderen Form des Strahlblockers, z. B. mit dreieckigem Querschnitt, brachten ebenfalls keine deutliche Verbesserung der Transmission durch

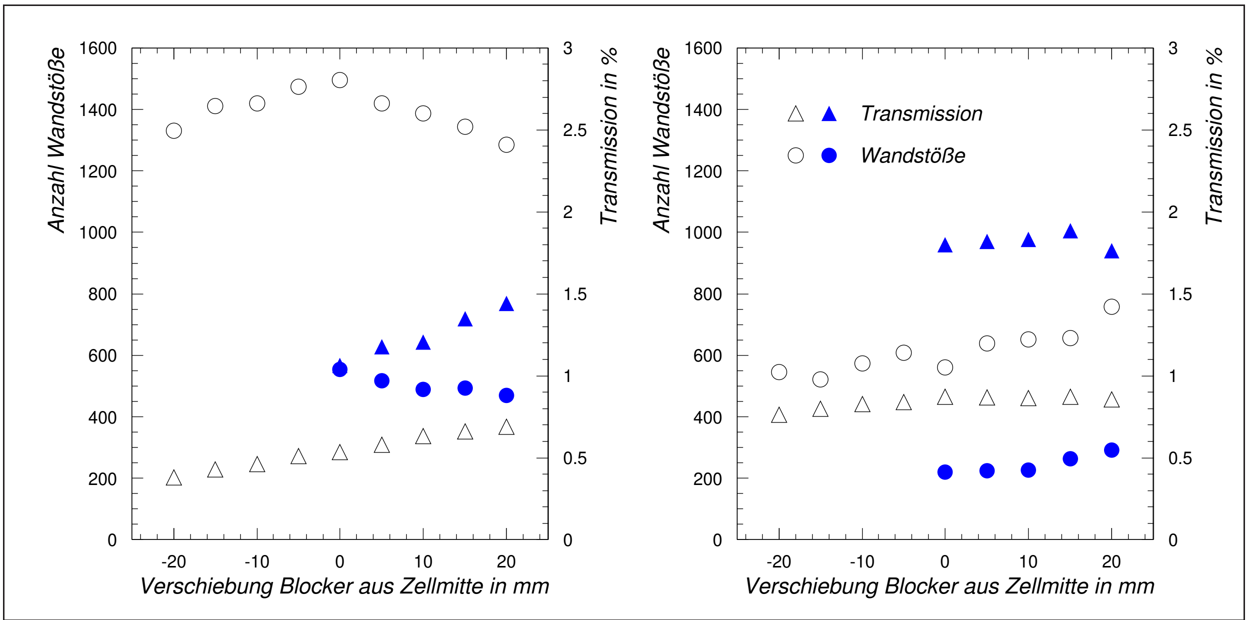

Abb. 5.7: Simulationen für verschiedene Speicherzellengeometrien mit Variation der Strahlblockerposition bei $r_{\mathrm{ER}} = r_{\mathrm{AR}} = 4\,\mathrm{mm}$ (offene Symbole) und $r_{\mathrm{ER}} = r_{\mathrm{AR}} = 6\,\mathrm{mm}$ (gefüllte Symbole). Es sind Transmission und mittlere Zahl der Wandstöße in a) bei der jeweils maximalen Wandstoßzahl, in b) bei der jeweils maximal erreichbaren Transmission aufgetragen. Eine negative Verschiebung aus der Zellmitte bedeutet in Richtung Eintrittsrohr, eine positive in Richtung Austrittsrohr.

die Speicherzelle.

Eine andere Möglichkeit ist es zu versuchen, mehr Teilchen aus der LDS in die Speicherzelle hineinzubekommen. Eine weitere Vergrößerung der Rohrradien scheint dazu nicht geeignet, da dies, wie in den bisherigen Simulationen zu sehen, die Wandstoßzahl erniedrigt. Am wirksamsten wäre ein direktes Verbinden von Glasapparatur und Speicherzelle. Allerdings wäre dazu eine lange Rohrverbindung nötig, was einerseits eine hohe Wandstoßzahl bedeuten würde und sich andererseits dann der Vakuumschieber zwischen Glasapparatur und Vakuumkammer nicht mehr schließen lassen würde, der im Störfall die Glasapparatur vom Targetkammervakuum trennt. Eine Verkleinerung des Austrittsrohrradius der Glasapparatur könnte ebenfalls zur Erhöhung der Teilchenzahl in der Speicherzelle führen. Dazu muß aber zunächst untersucht werden, welchen Einfluß dies auf den Betrieb der Quelle hat, da sich dadurch der Leitwert im Austrittsrohr ändert. Eine weitere Möglichkeit wäre der Einbau eines Trichters vor dem Eintrittsrohr der Speicherzelle, welcher in das Verbindungsrohr von Glasapparatur und Targetkammer hineinreicht. Simulationen ergeben, daß es damit möglich ist, bis zu 20 % der die LDS verlassenden Teilchen in die Speicherzelle zu leiten, wobei die Anzahl der Wandstöße im Trichter zwischen 5 und 15 liegt, je nach Öffnungswinkel des Trichters. Ein Trichter mit den Radien 24 mm zur LDS und 6 mm zur Speicherzelle wurde bereits gebaut (Abb. 5.8) und kann zur Kühlung ebenfalls an den Kaltkopf der Speicherzelle angeschlossen werden. Die Speicherzelle schließt mit dem Eintrittsrohr bündig an

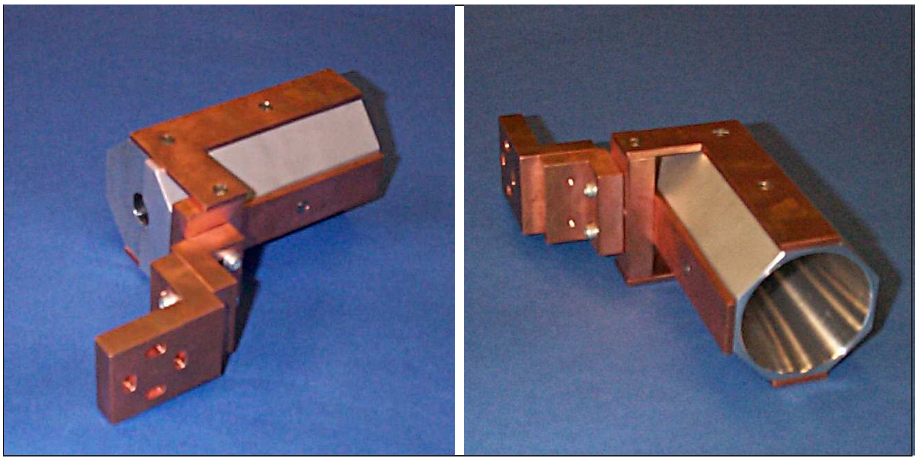

Abb. 5.8: Fotos des Trichters zum Einbau vor der Speicherzelle. Der Trichter wird auf dem Kaltkopf befestigt und kann gekühlt werden.

den Trichter an und wird durch eine Führungsnut justiert. Dieser Trichter kann nach Einbau nicht mehr aus dem Strahl bewegt werden und erhöht den Druck in dem Übergang zwischen Glasapparatur und Targetkammer, da der Leitwert erheblich reduziert wird und zudem eine größe Zahl von Teilchen vom Trichter zurückreflektiert wird. Es ist noch zu untersuchen, welchen Einfluß dies auf den Betrieb der LDS hat.

Ein weiterer Grund für das geringe Signal ist die große Entfernung zum QMS und die geringe Transmission durch das BRP. Deshalb wäre es für Messungen mit der Speicherzelle vorteilhaft, das QMS möglichst nahe am Austrittsrohr der Zelle zu positionieren. Da damit aber das BRP nicht mehr zur Verfügung stünde, wären nur Messungen zum Dissoziationsgrad möglich, auch für den Betrieb ohne Speicherzelle. Deshalb ist überlegt worden, eine L- bzw. T-förmige Speicherzelle einzubauen und ein QMS seitlich an der Targetkammer anzubringen. Da durch Abschluß der Effizienzbestimmung der Hochfrequenzübergänge der Kalibriermagnet nicht mehr benötig wird, könnte die Speicherzelle bis unmittelbar vor das QMS verlängert werden und ließe sich immer noch aus dem Atomstrahl bewegen, um Messungen ohne Speicherzelle zu ermöglichen.

Die aussichtsreichste Möglichkeit zur deutlichen Verbesserung besteht allerdings in einer Optimierung der Quelle selbst. Insbesondere bei Betrieb mit Alkaliatomen in der Pumpzelle geht der Dissoziationsgrad stark zurück und damit die Anzahl der Atome, die in die Speicherzelle gelangen können. Aus diesem Grund ist zunächst eine genauere Untersuchung der Rekombinationsprozesse in der Pumpzelle nötig. Erst wenn eine deutliche Verbesserung im Dissoziationsgrad erreicht werden kann, erscheint es sinnvoll, die Untersuchungen an der Speicherzelle zu intensivieren.

6 Studien zur Rekombination

Daß mit der Erlanger Spinaustauschquelle polarisierte Wasserstoff- und Deuteriumstrahlen erzeugt werden können, wurde bereits in [Ste 95a] demonstriert. Dabei zeigte sich jedoch, daß der Dissoziationsgrad beim Betrieb mit Alkali deutlich unter den Werten bei kalter Glasapparatur ohne Alkali lag. Dieser Rückgang wird bereits durch Hochheizen der Glasapparatur bewirkt und verstärkt sich teilweise noch beim Hochheizen des Alkalis. Durch Erweiterung der Diagnosemöglichkeiten um den optischen Dissoziationsmonitor konnte gezeigt werden, daß dieser Einbruch des Dissoziationsgrades durch erhöhte Rekombinationseffekte in der Pumpzelle oder dem Austrittsrohr der Glasapparatur verursacht wird, der am Entladungsrohr gemessene Wert bleibt auch bei Temperaturänderungen im wesentlichen konstant [Sch 00, Wil 01]. Dieses Temperaturverhalten des Dissoziationsgrades ist in großem Maße von der Beschaffenheit der Glasoberflächen abhängig. Abb. 6.1 zeigt einen Überblick über die Temperaturabhängigkeit des Dissoziationsgrades bei verschiedenen Glasapparaturen, bevor diese mit Alkali betrieben wurden. In Abb. 6.1a)

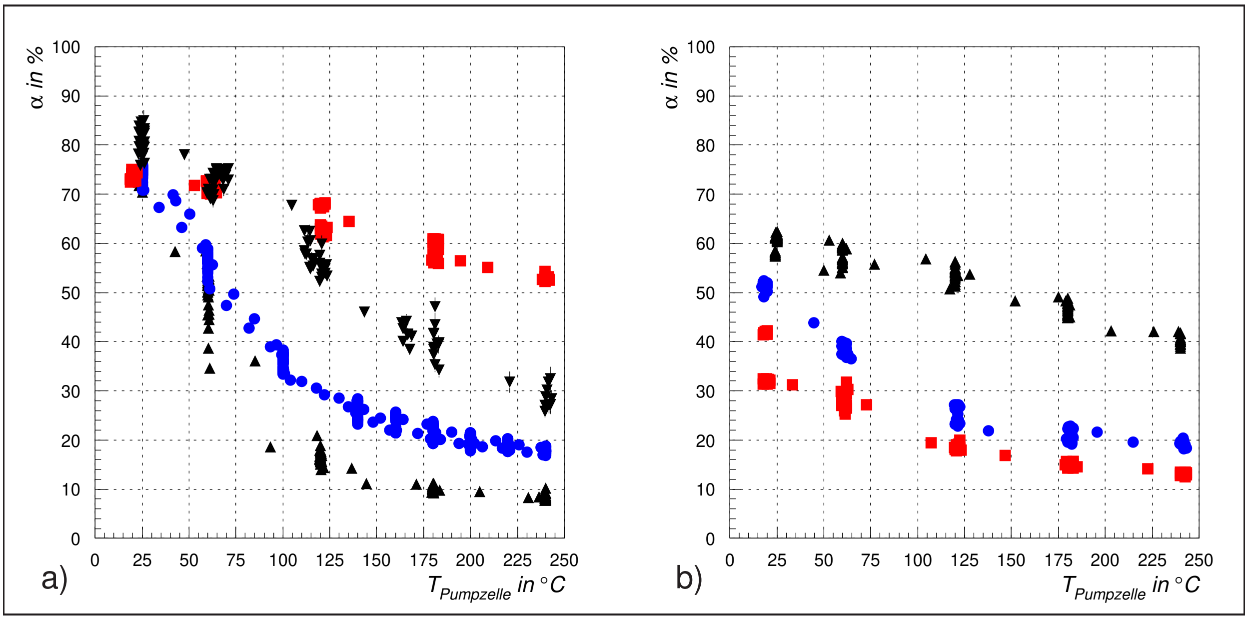

Abb. 6.1: Übersicht über Messungen zum Dissoziationsgrad α in Abhängigkeit der Pumpzellentemperatur $T_{\text{Pumpzelle}}$ bei a) unbeschichteter und b) beschichteter Glasapparatur ohne Anwesenheit von Alkali.

sind die Abhängigkeiten für unbeschichtete Apparaturen dargestellt. Obwohl immer die gleiche Reinigungsprozedur angewendet wurde, zeigen sich zum Teil deutliche Unterschiede. Der Dissoziationsgrad bei Zimmertemperatur liegt zwischen 0,7 und 0,85 und fällt bei allen Apparaturen bei Zunahme der Pumpzellentemperatur ab. Dabei unterscheiden sich die Apparaturen allerdings deutlich in der Stärke dieses Abfalls. Auch der Verlauf der Meßkurven ist je nach Apparatur verschieden. Während bei der mit ■ gekennzeichneten Meßreihe ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Temperatur und Dissoziationsgrad zu beobachten ist, folgt der Verlauf bei der durch ▲ dargestellten Meßreihe eher einer 1/e-Funktion. Werte für mit Drifilm beschichtete Apparaturen sind in Abb. 6.1b) zu sehen. Auch hier sind die Ergebnisse sehr unterschiedlich. Dies zeigt die Schwierigkeit, gute und reproduzierbare Beschichtungen zu bekommen. Obwohl durch den Drifilm die Rekombination verringert werden soll, sind die Dissoziationsgrade teilweise sogar schlechter als bei den unbeschichteten Glasapparaturen.

Da zum Betrieb der Spinaustauschquelle die Anwesenheit von Alkaliatomen in der Pumpzelle erforderlich ist, sollen die Auswirkungen des Alkalis, bei den folgenden Messungen immer Kalium, auf den Dissoziationsgrad genauer untersucht werden. Durch Variationen der Kaliumdichte und der Pumpzellentemperatur soll herausgefunden werden, wie sich diese Größen gegenseitig beeinflussen und wie sie für den Betrieb der Quelle gegebenenfalls optimiert werden können. Diese Untersuchungen werden für den Fall unbeschichteter und beschichteter Glasapparaturen dargestellt.

6.1 Erstmaliges Hochheizen des Kaliums

Als erstes wird der Prozeß des Einbringens von Kaliumatomen in die Pumpzelle durch Hochheizen des Alkalireservoirs untersucht. Messungen in [Sch 00] zeigen einen deutlichen Einfluß des zeitlichen Verlaufs des Hochheizens auf den Dissoziationsgrad. Bei langsam ansteigender Temperatur und damit langsam ansteigender Kaliumdichte geht der Dissoziationsgrad nur leicht zurück. Bei einem schnellen Hochheizen mit einem deutlichen Überschreiten der gewünschten Kaliumdichte fällt der Dissoziationsgrad fast auf Null ab. In den folgenden Messungen wird ein extrem verlangsamtes Hochheizen bei kontinuierlicher Beobachtung von Dissoziationsgrad und Kaliumdichte an noch nicht mit Kalium betriebenen Glasapparaturen untersucht.

In Abb. 6.2a) sind die Ergebnisse für eine unbeschichtete Apparatur dargestellt. Zunächst wird die Pumpzelle von Zimmertemperatur auf 240 °C aufgeheizt und auf diesem Wert während der nachfolgenden Messungen konstant gehalten. Der Dissoziationsgrad (oben) geht beim Heizen der Pumpzelle von anfangs 0,75 auf etwa 0,15 zurück. Zudem erwärmt sich die Alkaliampulle durch das Aufheizen der Glasapparatur auf etwa 50 °C. Erhöhen der Ampullentemperatur (unten) auf 90 °C ergibt einen leicht ansteigenden Dissoziationsgrad, der sich im Laufe von ca. 20 h auf einen Wert von etwa 0,2 stabilisiert. Dieser Anstieg kann jedoch auch auf ein zusätzliches Einbrennen der Apparatur zurückzuführen sein, wie es nach Erhitzen der Pumpzelle oft zu beobachten ist. Bei weiterer Erhöhung der Ampullentemperatur auf 110 °C steigt der Dissoziationsgrad deutlich an. Das Vorhandensein von Kaliumatomen in der Pumpzelle ist mit dem Faraday-Polarimeter zu dieser Zeit noch nicht nachzuweisen (Abb. 6.2a) mitte). Bei Zurückfahren der Ampullentemperatur stoppt auch der Anstieg des Dissoziationsgrades, er geht aber nicht wieder zurück, sondern bleibt auf dem erreichten Wert. Dieses Verhalten zeigt zum einen, daß der Anstieg mit der Anwesenheit von Kaliumatomen in sehr geringer Konzentration zusammenhängt und zum anderen, daß dadurch Veränderungen in der Glasoberfläche der Pumpzelle stattgefunden haben. Wäre der

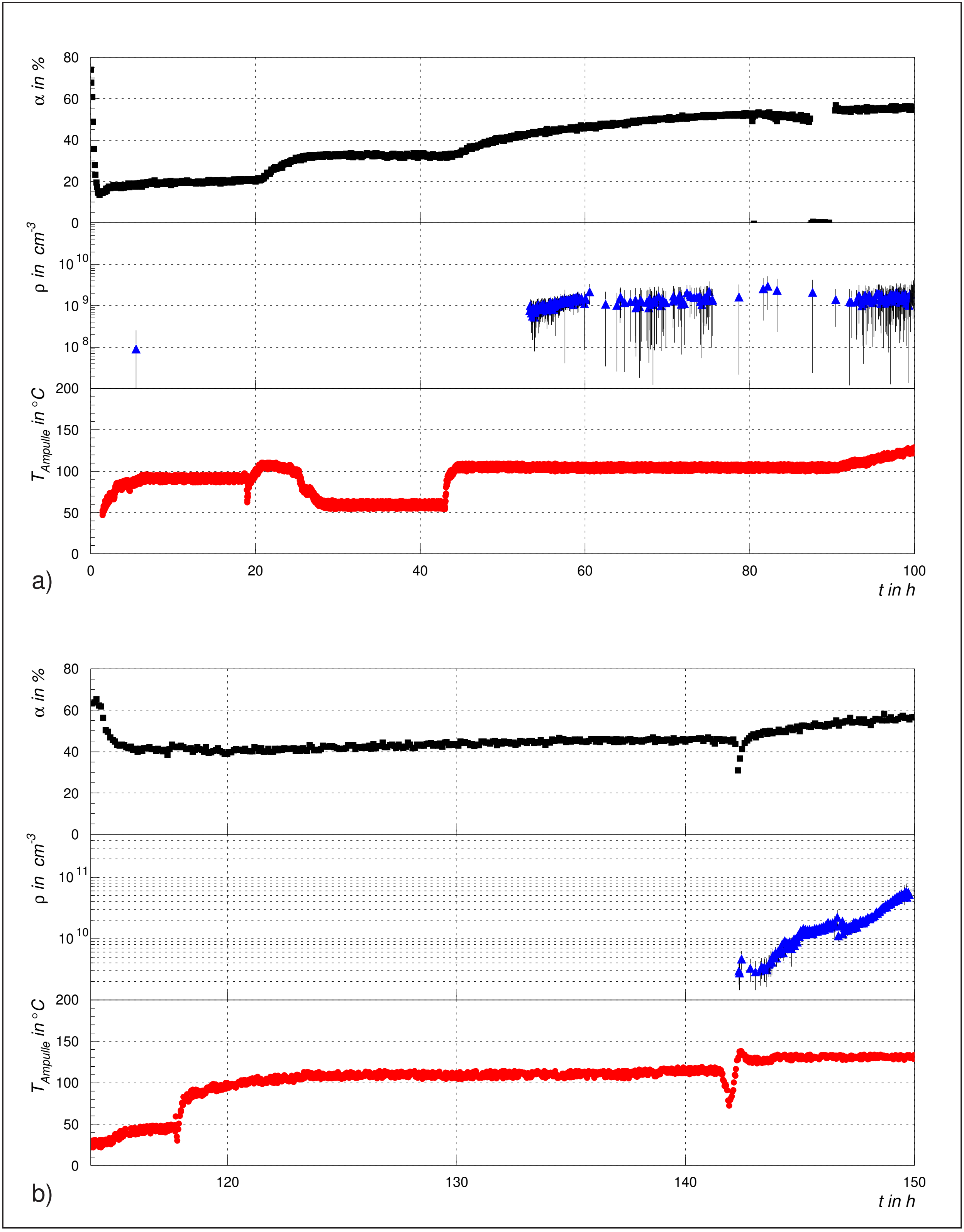

Abb. 6.2: Erstmaliges Einbringen von Kalium in die Pumpzelle durch Erhöhen der Ampullentemperatur T_{Ampulle}. In a) ist der Verlauf bei einer unbeschichteten Apparatur zu sehen, in b) ist die Apparatur beschichtet. Es ist jeweils der Dissoziationsgrad α, die Kaliumdichte ρ in der Pumpzelle und die Temperatur der Kaliumampulle T_{Ampulle} aufgetragen (von oben nach unten).

Anstieg durch das Kaliumgas oder Kaliumbelegungen auf der Oberfläche begründet, so wäre zu erwarten, daß der Dissoziationsgrad bei Reduzieren der Kaliumdichte auch wieder zurückgeht, unter Umständen mit leichter zeitlicher Verzögerung. Nach mehr als 15 h, in denen der Dissoziationsgrad konstant ist, wird die Temperatur der Kaliumampulle wieder auf 110 °C erhöht. Der Dissoziationsgrad steigt im Folgenden wieder an und erreicht einen Wert von etwa 0,55. Die Kaliumdichte ist mit ca. $10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$ immer noch sehr gering. Eine weitere Temperaturerhöhung der Kaliumampulle führt zu keinem weiteren Anstieg im Dissoziationsgrad sondern im weiteren Verlauf zu einem deutlichen Rückgang (siehe Kap. 6.2).

In Abb. 6.2b) ist ein ähnlicher Meßvorgang mit einer beschichteten Apparatur wiedergegeben. Der Rückgang des Dissoziationsgrades durch Aufheizen der Glasapparatur ist hier deutlich geringer, von 0,65 auf 0,4. Die Temperatur des Kaliumreservoirs wird diesmal schneller auf die bei der unbeschichteten Apparatur vorliegenden 110 °C gesteigert und dann im Verlauf von 20 h auf 120 °C erhöht. Der Dissoziationsgrad steigt in diesem Zeitraum jedoch nur leicht auf 0,45 an. Erst durch eine weitere Temperaturerhöhung ist eine etwas deutlichere Verbesserung zu erreichen. Die Dichte des Kaliums steigt in dieser Zeit von $3 \cdot 10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$ auf etwa $6 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ an. Der Dissoziationsgrad erreicht ähnlich wie im Fall der unbeschichteten Apparatur maximal einen Wert von 0,55. Eine weitere Erhöhung der Ampullentemperatur führt wieder zu einem Rückgang im Dissoziationsgrad.

6.2 Einfluß der Kaliumdichte auf den Dissoziationsgrad

Wie bereits in Kap. 2.5.2 und 3.3.2 erläutert, stellt die Dichte ρ der Alkaliatome in der Pumpzelle eine wichtige, aber für den Betrieb der Quelle auch sehr kritische Größe dar. In der vorhergehenden Messung liegt die Kaliumdichte in beiden Fällen noch deutlich unterhalb der für den Betrieb der LDS erforderlichen Dichten von $5 \cdot 10^{11} \ldots 1 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Deshalb soll im folgenden untersucht werden, wie sich der Dissoziationsgrad bei weiterer Dichteerhöhung verhält. In Abb. 6.3 ist dazu der Dissoziationsgrad α über die Kaliumdichte ρ aufgetragen.

Bei der unbeschichteten Apparatur (Abb. 6.3a)) wird der in der vorherigen Messung begonnene Aufheizprozeß fortgeführt (●). Bis zu einer Dichte von $8 \cdot 10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$ bleibt der Dissoziationsgrad bei Werten um die 0,55. Bei weiter steigender Dichte fällt er deutlich, bei $\rho = 5 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ beträgt α nur noch 0,2 und bei $\rho = 1 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ liegt der Dissoziationsgrad bei 0,12. Kühlt man die Ampulle von diesem Punkt aus gleich wieder ab (▲), so ergeben sich bis zu einer Dichte von ca. $1{,}5 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ die gleichen Werte für α wie beim Aufheizen. Danach geht zwar die Dichte weiter zurück, der Dissoziationsgrad ändert sich aber nur wenig. Erst nach Unterschreiten einer Dichte von $\rho = 3 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ steigt er wieder bis auf einen Wert von etwa 0,5 an. Die dritte Kurve (■) in Abb. 6.3a) zeigt den Zusammenhang zwischen Kaliumdichte und Dissoziationsgrad bei einem weiteren Aufheizen der Kaliumampulle nach längerer Betriebszeit der LDS mit Kalium und unmittelbar vorher ohne Kalium. Bei dieser Messung bleibt der Dissoziationsgrad bis zu einer Dichte von $4 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ relativ konstant um den Wert von 0,55 und fällt erst dann. Bei Erreichen der typischen Dichte von $\rho = 5 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ beträgt sein Wert immer noch 0,32, eine deutliche Verbesserung gegenüber dem ersten Aufheizen.

Abb. 6.3b) zeigt zwei Meßreihen an einer beschichteten Glasapparatur. Beim Erhöhen der Kali-

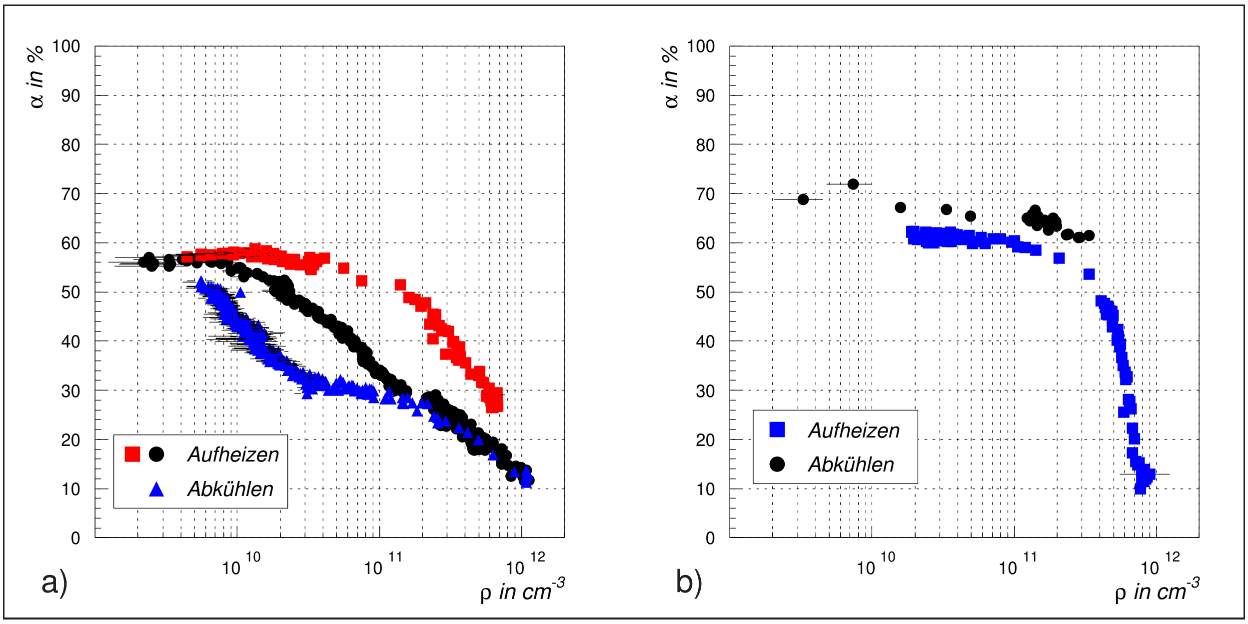

Abb. 6.3: Dissoziationsgrad α in Abhängigkeit der Kaliumdichte ρ: a) Dichteänderung durch Aufheizen (●) und darauffolgendem Abkühlen (▲) der Alkaliampulle bei unbeschichteter Glasapparatur sowie durch ein weiteres Aufheizen nach längerem Betrieb ohne Alkali (■). b) Dissoziationsgrad bei Erhöhen der Dichte durch langsames Aufheizen der Ampulle (■) zu Beginn der Messungen und bei Verringern der Dichte durch Abkühlen der Ampulle (●) am Ende der Messungen mit Kalium bei der beschichteten Apparatur.

umdichte durch Aufheizen der Ampulle (■) bleibt der Dissoziationsgrad im Gegensatz zur unbeschichteten Apparatur deutlich länger konstant auf einem etwas höheren Wert von etwa 0,6, um dann jedoch sehr steil abzufallen. Bei $\rho = 5 \cdot 10^{11}$ cm^{-3} liegt α aber immer noch bei über 0,4 und damit höher als bei der unbeschichteten Apparatur. Bei der zweiten Meßreihe (●) am Ende der Untersuchungen mit dieser Apparatur wurde die Dichte durch Abkühlen der Ampulle von einem Wert von $3{,}5 \cdot 10^{11}$ cm^{-3} aus reduziert. Der Dissoziationsgrad zeigt nochmals bessere Werte und liegt im gesamten gemessenen Bereich über 0,6.

6.3 Einfluß der Pumpzellentemperatur auf Dichte und Dissoziationsgrad

Aus den Meßkurven in Abb. 6.1 ist zu entnehmen, daß die Temperatur der Pumpzelle $T_{\mathrm{Pumpzelle}}$ einen deutlichen Einfluß auf den Dissoziationsgrad hat. Bei diesen Messungen waren aber keine Kaliumatome in der Pumpzelle. Die folgenden Untersuchungen sollen zeigen, inwieweit sich der Dissoziationsgrad auch bei Anwesenheit von Kalium in der Pumpzelle durch Verringern der Temperatur steigern läßt. Dazu wird die Pumpzellentemperatur bei konstanter Ampullentemperatur und damit konstantem Fluß von Kaliumatomen in die Pumpzelle stufenweise erniedrigt.

Zunächst werden wieder die Messungen an einer unbeschichteten Apparatur betrachtet, die in Abb. 6.4a) gezeigt sind. Bei einer Pumpzellentemperatur von 240 °C liegt eine Kaliumdichte von etwa $5 \cdot 10^{11}$ cm^{-3} und ein Dissoziationsgrad von 0,25 vor. Mit Verringern der Pumpzellentemperatur geht der Dissoziationsgrad gleichmäßig zurück bis auf ca. 0,08 bei $T_{\mathrm{Pumpzelle}} = 100$ °C. Auf

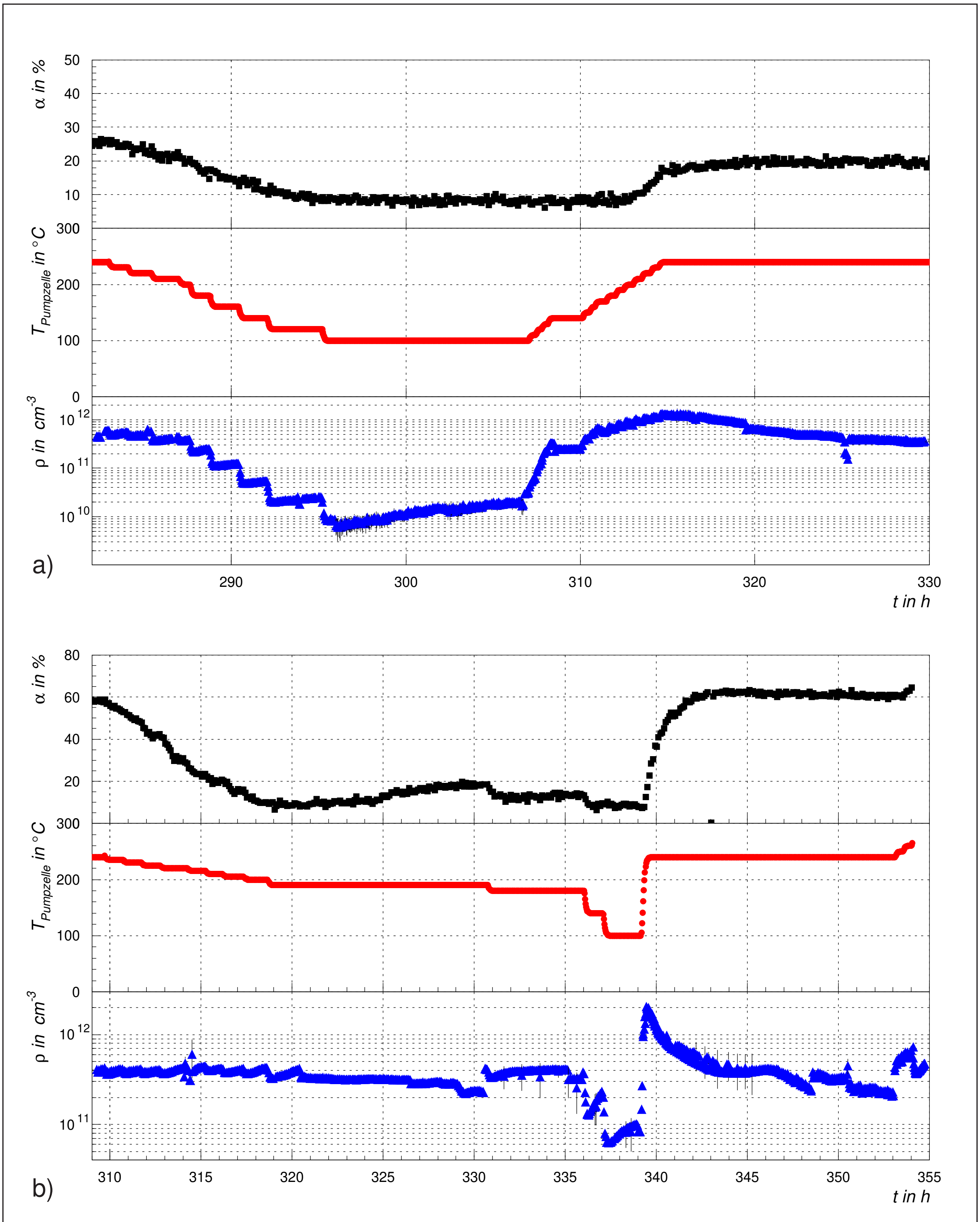

Abb. 6.4: Verhalten des Dissoziationsgrades α und der Kaliumdichte ρ bei stufenweisem Abkühlen und dann wieder Hochheizen der a) unbeschichteten und b) beschichteten Glasapparatur. Die Stufen in der Dichte bei der Messung b) zwischen Stunde 320,5 und 331 sowie zwischen Stunde 346,5 und 353 sind auf große Sprünge in der Wellenlänge des Faradaylasers zurückzuführen.

diesem Wert bleibt er bei gleichbleibender Pumpzellentemperatur stabil. Die Dichte zeigt beim Abkühlen der Pumpzelle zunächst nur geringe Veränderungen, ab $T_{\text{Pumpzelle}} = 210\,^\circ\text{C}$ sind die Temperaturstufen in der Dichte deutlich wiederzuerkennen. Allerdings steigt die Dichte während einer Temperaturstufe wieder leicht an. Da die Temperatur der Ampulle in diesen Phasen konstant ist, kann ein Nachregeln der Ampullenheizung als Grund für diesen Anstieg ausgeschlossen werden, zumal der Anstieg auch bei fast 10 h mit konstanter Pumpzellentemperatur noch zu sehen ist. Beim Wiederaufheizen der Pumpzelle steigt die Kaliumdichte sofort an und zeigt beim Erreichen von Temperaturplateaus deutliche Ausschläge nach oben. Damit wird klar, daß durch die niedrigere Pumpzellentemperatur Kaliumatome an den Glaswänden kondensieren und bei Temperaturerhöhung auch wieder abgedampft werden. Nach Erreichen der Ausgangstemperatur klingt die Dichte langsam wieder auf den Startwert ab. Der Dissoziationsgrad steigt erst ab einer Pumpzellentemperatur von 200 °C wieder an und erreicht innerhalb kurzer Zeit einen stabilen Wert von etwa 0,2, was allerdings unter dem Wert zu Beginn der Messungen liegt.

Ausgangswerte bei den Messungen an der beschichteten Glasapparatur sind $\rho = 4 \cdot 10^{11}\,\text{cm}^{-3}$ und $\alpha = 0,6$ für $T_{\text{Pumpzelle}} = 240\,^\circ\text{C}$ (Abb. 6.4b)). Die Temperatur wird in kleineren Schritten auf zunächst 190 °C herabgesetzt. Der Dissoziationsgrad geht bereits bei dieser geringen Änderung auf ca. 0,08 zurück. Die Abnahme der Dichte zeigt bereits leichte Stufen mit dem aus der vorherigen Messungen bekannten Anstieg zum Ende einer solchen Stufe. Die Temperatur der Alkaliampulle ist aber auch bei diesen Messungen nahezu konstant. Im Laufe von 12 h mit konstanter Pumpzellentemperatur erholt sich der Dissoziationsgrad wieder auf einen Wert von 0,2. Die Sprünge in der aufgezeichneten Dichte während dieser Zeit sind auf große Sprünge in der Wellenlänge des Faraday-Lasers zurückzuführen. Bei Stunde 330,5 liegt die Wellenlänge wieder ungefähr bei dem Wert wie zum Zeitpunkt 320,5 h, so daß aufgrund der ansonsten sehr genauen Dichtebestimmung mit dem Faraday-Polarimeter trotzdem von einer konstanten bis wiederum leicht ansteigenden Dichte in diesem Zeitraum ausgegangen werden kann. Erst bei einer weiteren Verringerung der Pumpzellentempeartur auf schließlich 100 °C zeigt die Dichte einen größeren Rückgang, liegt aber immer noch höher als bei der Messung an der unbeschichteten Apparatur. Der Dissoziationsgrad geht wieder auf den gleichen Minimalwert von etwa 0,08 zurück. Anders als bei der Messung in Abb. 6.4a) wird nun die Pumpzelle innerhalb kurzer Zeit wieder auf die Ausgangstemperatur von 240 °C aufgeheizt. Dabei ist ein noch deutlichereres Überschwingverhalten in der Kaliumdichte zu sehen, ehe sie wieder auf einen Wert von $4 \cdot 10^{11}\,\text{cm}^{-3}$ abklingt. Mit Erreichen dieser Dichte hat sich auch der Dissoziationsgrad wieder erholt und liegt sogar leicht über dem Ausgangswert. Durch kurzzeitiges Erhöhen der Temperatur auf bis zu 270 °C gelingt es sogar, den Dissoziationsgrad und die Dichte noch weiter zu steigern. Es scheint also immer noch kältere Stellen an der Glasapparatur zu geben, an denen Kaliumatome kondensieren können. Da man sich aber mit diesen Temperaturen bereits in für die Beschichtung kritischen Bereichen befindet, wurde auf weitere Temperaturerhöhungen verzichtet.

Ein anderes Ergebnis liefert die in Abb. 6.5 gezeigte Messung. Hierbei wurde die unbeschichtete Apparatur schnell auf eine Pumpzellentemperatur von 100 °C abgekühlt. Die Kaliumdichte geht dabei auf etwa den gleichen Wert wie in Abb. 6.4a) zurück und zeigt dann wieder den bekannten Anstieg bei wiederum konstanter Temperatur der Alkaliampulle. Der Dissoziationsgrad aber steigt von 0,2 auf 0,25 an und bleibt über mehrere Stunden stabil bei diesem Wert. Beim Aufheizen bricht der Dissoziationsgrad zunächst ein, vermutlich aufgrund des starken Anstiegs der

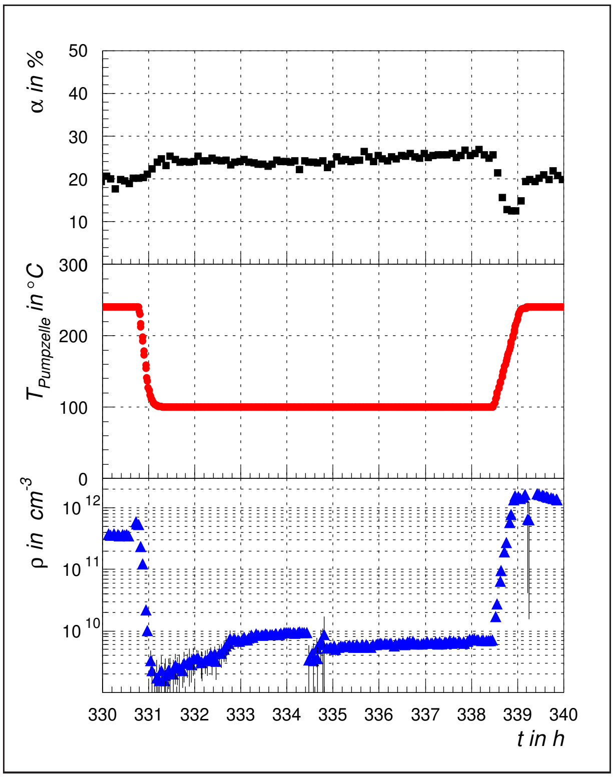

Abb. 6.5:
Verhalten des Dissoziationsgrades α und der Kaliumdichte ρ bei schnellem Abkühlen und dann wieder Hochheizen der unbeschichteten Glasapparatur.

Kaliumdichte. Danach erreicht er aber wieder den Ausgangswert von 0,2. Der Anstieg der Kaliumdichte beim Aufheizen zeigt, daß auch in diesem Fall eine Kondensation der Kaliumatome an der Glasoberfläche stattgefunden hat, die jedoch völlig andere Auswirkungen auf das Verhalten des Dissoziationsgrades hatte als beim langsamen Abkühlen.

6.4 Auswirkungen durch Ausschalten des Dissoziators

Bei der Durchführung der vorhergehenden Meßreihen konnte beobachtet werden, daß Dichtemessungen unmittelbar nach einer Dissoziationsgradmessung höhere Dichtewerte lieferten als die folgenden Messungen. Um dieses Verhalten näher zu untersuchen und eine mögliche Erklärung zu finden, wurde bei kontinuierlicher Dichtebestimmung der Dissoziator für eine bestimmte Zeit aus- und dann wieder eingeschaltet. Diese Messung ist in Abb. 6.6 wiedergegeben. Die Ausschaltdauer des Dissoziators wurde im Verlauf der Messung gesteigert und betrug 2, 5, 15 und 32 min. Dabei sind im wesentlichen zwei Dinge zu beobachten: Zum einen ist, während der Dissoziator ausgeschaltet ist, keine Dichte meßbar. Zum anderen steigt die Dichte bei Wiedereinschalten sprunghaft an, um dann wieder auf den normalen Wert zu relaxieren. Dabei ist der Maximalwert deutlich mit der Ausschaltdauer korelliert. Je länger der Dissoziator ausgeschaltet war, umso höher liegt die Dichte beim Wiedereinschalten. Eine Ursache dafür könnte ein schon früher vermutetes Diffundieren von Kaliumatomen in das Dissoziatorrohr und dortiges Kondensieren bei ausgeschalteter Entladung sein [Ste 95a, Sch 00]. Dieses kann aufgrund des Temperatur- und Dichtegefälles zwischen Pumpzelle und Dissoziator geschehen. Daß bei ausgeschaltetem Dissoziator mit dem Faraday-Polarimeter gar keine Dichte mehr meßbar ist, spricht für eine hohe Effektivität

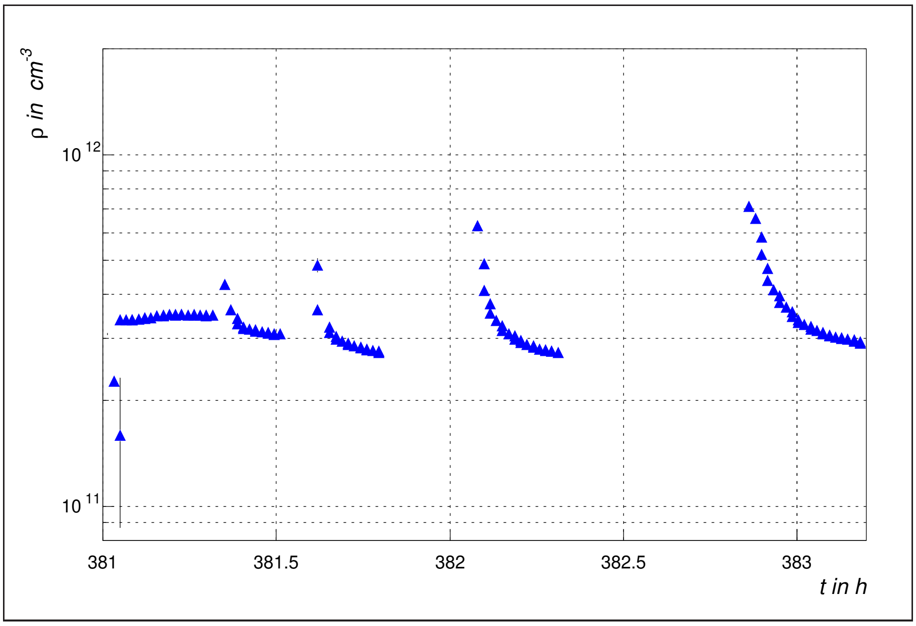

Abb. 6.6: Kaliumdichte ρ nach Wiedereinschalten des Dissoziators. Die Ausschaltdauer des Dissoziators beträgt 2, 5, 15 und 32 min bei andauerndem Wasserstofffluß.

dieses Prozesses. Die vormals beobachteten negativen Auswirkungen auf den Dissoziationsgrad durch Ausschalten des Dissoziators bei Betrieb mit Alkaliatomen in der Pumpzelle konnte hier jedoch nicht beobachtet werden. Der Dissoziationsgrad lag nach diesen Messungen wieder auf dem Ausgangsniveau und auch längere Zeiten ohne Dissoziationsgradmessungen zeigten keine Verbesserung.

6.5 Temperaturabhängigkeit des Dissoziationsgrades nach Alkalibetrieb

Abschließend soll dargestellt werden, wie sich die Abhängigkeit des Dissoziationsgrades von der Pumpzellentemperatur bei Betrieb ohne Alkaliatome in der Pumpzelle gegenüber den Messungen, wie sie in Abb. 6.1 gezeigt sind, durch den vorherigen Betrieb mit Alkali verändert hat. Dazu werden, wie schon zu Beginn der Messungen, Glasapparatur und Alkaliampulle auf Zimmertemperatur abgekühlt und dann die Glasapparatur in einem Heizzyklus stufenweise auf 240 °C erwärmt und wieder abgekühlt.

In Abb. 6.7 sind jeweils für unbeschichtete und beschichtete Apparatur die Ergebnisse der Heizzyklen nach dem Betrieb mit Alkali den Werten der Meßreihen vor dem Brechen der Alkaliampulle gegenübergestellt. Für die unbeschichtete Apparatur (Abb. 6.7a)) ergibt sich nach ca. 200 h Quellenbetrieb mit Alkalidampf in der Pumpzelle eine deutliche Steigerung des Dissoziationsgrades bei vergleichbaren Temperaturen. Auch die Abhängigkeit des Dissoziationsgrades von der Temperatur hat sich verändert. Während bei der ersten Meßreihe der Dissoziationsgrad bei Erwärmung der Pumpzelle zunächst steil und dann deutlich langsamer abfällt, zeigt sich bei den Messungen nach dem Alkalibetrieb beim Hochheizen anfangs eine geringe Änderung, die erst bei höheren Temperaturen größer wird.

Bei der beschichteten Apparatur ändert sich an der Art der Abhängigkeit wenig (Abb 6.7b)). Alle Meßreihen zeigen einen annähernd linearen Verlauf des Dissoziationsgrades bei Tempera-

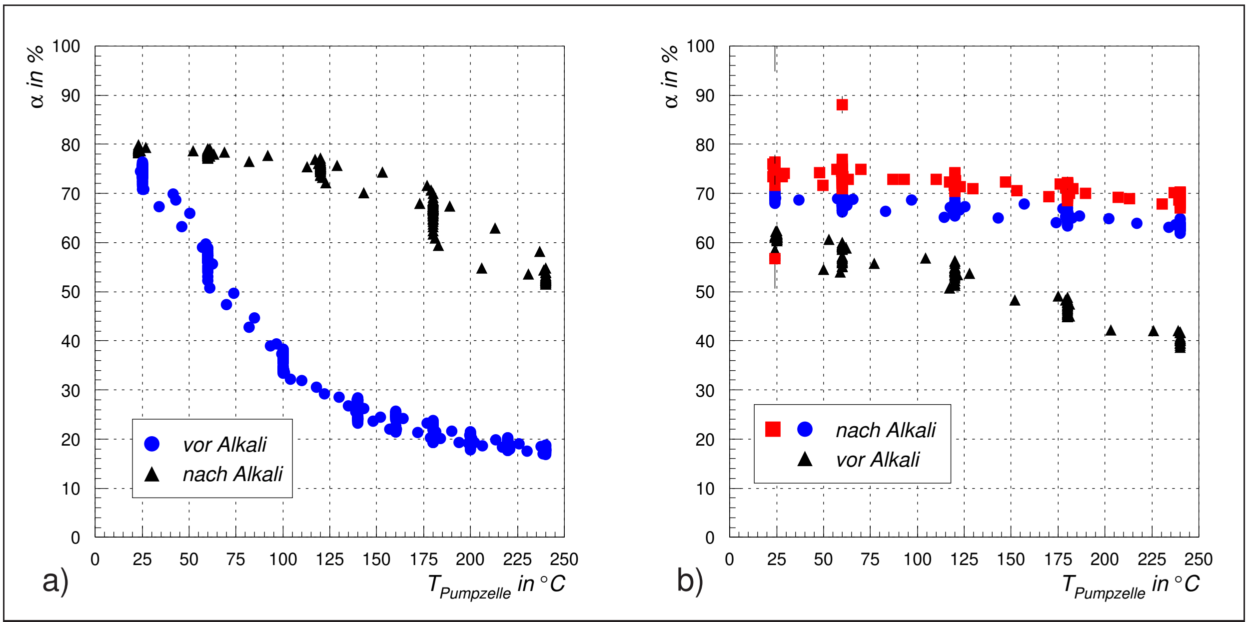

Abb. 6.7: Temperaturabhängigkeit des Dissoziationsgrades für verschiedene Heizzyklen. a) zeigt den Verlauf vor dem Betrieb mit Kalium (●) und nach ca. 200 h Betrieb mit Alkali (▲) der unbeschichteten Glasapparatur. In b) sind Messungen nach ca. 110 h (●) und nach ca. 280 h (■) Betrieb mit Alkali dem Verlauf vor dem Einbringen des Alkalis (▲) bei der beschichteten Apparatur gegenübergestellt.

turänderung. Bei dieser Apparatur wurden zwei Heizzyklen nach dem Brechen der Alkaliampulle durchgeführt, einer nach ca. 110 h (●) und einer zum Ende der Messungen nach etwa 280 h (■). In beiden Fällen liegen die gemessenen Dissoziationsgrade über den Werten der ersten Messung, wobei die letzte ein nochmals leicht verbessertes Verhalten zeigt. Zu beachten ist bei den Messungen nach Brechen der Ampulle, daß durch das Aufheizen der Glasapparatur der Alkaliarm soweit erwärmt wird, daß ab einer Temperatur $T_{\mathrm{Pumpzelle}} > 180\,°\mathrm{C}$ Alkalidichten von $7 \cdot 10^9 \ldots 1 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ meßbar sind. Trotzdem liegt der Dissoziationsgrad zwischen 0,6 und 0,7.

6.6 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Aus den beschriebenen Messungen lassen sich zusammenfassend einige Folgerungen für den Betrieb der LDS und mögliche Verbesserungen bei diesem ableiten:

- Bei erstmaligem Aufheizen des Alkalireservoirs sollte die Temperatur nur sehr langsam gesteigert werden. Dabei ist der Dissoziationsgrad genau zu beobachten. Sobald eine Verbesserung sichtbar wird, sollte die Alkaliatomdichte in der Pumpzelle konstant gehalten, eventuell sogar etwas verringert und erst wieder langsam gesteigert werden, wenn der Dissoziationsgrad einen stabilen Wert erreicht. Mit diesem Verfahren ist eine deutliche Verbesserung des Dissoziationsgrades möglich.

- Mit den bisher verwendeten Alkalidichten von $5 \cdot 10^{11} \ldots 1 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ befindet man sich in einem Bereich starker Abhängigkeit des Dissoziationsgrades von dieser Dichte. Geringe Reduzierung der Dichte kann zu deutlicher Verbesserung im Dissoziationsgrad führen.

Es bleibt deshalb zu untersuchen, inwieweit die Dichte reduziert werden kann ohne einen effektiven Spinaustausch und damit hohe Polarisationen zu gefährden.

- Eine Verbesserung des Dissoziationsgrades durch Verringern der Pumpzellentemperatur wie im Falle ohne Kalium in der Pumpzelle ist bei Betrieb mit Kalium nicht möglich. Durch sich an der Glaswand niederschlagende Kaliumatome steigt die Rekombination stark an. Es sollte vielmehr darauf geachtet werden, daß die Temperatur an allen Stellen der Apparatur genügend hoch ist und eine gleichmäßige Verteilung der Heißluft gewährleistet ist. Dabei ist die Temperaturbeständigkeit der Beschichtung mit Hilfe der Relaxationsmessungen am Kalium zu beobachten.

- Trotz der beobachteten Diffusion von Alkaliatomen in das Dissoziatorrohr bei ausgeschalteter Entladung, konnten keine negativen Auswirkungen dadurch auf den Dissoziationsgrad festgestellt werden. Somit kann auch bei Betrieb der LDS mit Alkalidampf in der Pumpzelle der Dissoziationsgrad kontinuierlich gemessen und auf Veränderungen schnell reagiert werden.

Für den Rückgang des Dissoziationsgrades bei Abkühlen der Pumpzelle ist die Ablagerung der Kaliumatome an den Glasoberflächen verantwortlich. Diese bilden für den Wasserstoff eine sehr reaktive Oberfläche, was zu der stark erhöhten Rekombination führt. Zur Erklärung der Steigerung des Dissoziationsgrades beim langsamen Einbringen von Kaliumatomen in die Pumpzelle können nur Vermutungen angestellt werden. Für ein besseres Verständnis ist eine genauere Kenntnis der Struktur des verwendeten Glases, die Oberflächeneigenschaften und mögliche Veränderungen durch die Reinigungs- und Beschichtungsprozesse nötig. Glas besteht aus einem Netzwerk aus SiO_2, wobei bei dem vorliegenden Pyrex-Glas, einem sog. Borosilikatglas, ein Teil der SiO_2-Moleküle durch B_2O_3 ersetzt ist. In den im Netzwerk vorhandenen Hohlräumen werden Kationen eingelagert, z. B. Na^+, die als Netzwerkwandler bezeichnet werden. Diese Netzwerkwandler besitzen innerhalb des Netzwerkes eine gewisse Beweglichkeit [Sch 88]. Zudem gibt es im Netzwerk sog. endständige Sauerstoffatome, an denen, falls sie sich an der Oberfläche befinden, eine Vielzahl von chemischen Reaktionen angreifen kann [Pet 93]. Mit der Beschichtung soll die Anzahl dieser reaktiven Stellen reduziert werden, weshalb bei der beschichteten Apparatur ein höherer Dissoziationsgrad als bei der unbeschichteten zu erwarten ist. Beim Reinigen der Apparatur wird eine Mischung aus Flußsäure und Salzsäure verwendet. Während die Flußsäure die Glasstruktur zerstört und somit für eine Abtragung an der Oberfläche sorgt, bewirkt die Verwendung von Salzsäure eine Auslaugung der Oberfläche. Dabei kommt es zu einem Ionenaustausch, die Na^+-Ionen können bis zu einer gewissen Schichttiefe durch H^+-Ionen aus der Lösung ersetzt werden [Sch 88]. Eine weitere Möglichkeit für einen Ionenaustausch besteht darin, daß Na^+-Ionen durch K^+-Ionen ersetzt werden. Dies ist z. B. beim chemischen Vorspannen von Glasoberflächen der Fall. Dabei wird das Glas einer Kalium-Nitrat-Schmelze über mehrere Stunden ausgesetzt [Wei 93]. Es ist möglich, daß dieser Austausch auch beim Einbringen des Kaliumdampfes in die Pumpzelle stattfindet, zumal hier das Kalium schon in atomarer Form vorliegt. Sollten die durch das Reinigen ins Glas gelangten H^+-Ionen nach dem Ausheizen noch vorhanden sein, ist es auch möglich, daß diese gegen K-Atome ausgetauscht werden. Dabei dürfte durch Wasserstoff in der Glasoberfläche eine deutlich höhere Rekombinationsrate hervorgerufen werden als durch Kalium, was bei einem Austausch zu einer Verbesserung des Dissoziationsgrades führen würde. Allerdings führt die Entalkalisierung der Oberfläche beim Auslaugen neben einer verbesserten Beständigkeit gegenüber wäßrigen Lösungen auch zum Aufbau einer Diffusionsbarriere für Alkaliionen [Sch 93]. Inwieweit Kalium in der Oberfläche für eine geringere Rekombination sorgt als Natrium kann nicht gesagt werden. Möglicherweise ändern sich die Potentiale an der Oberfläche, die, wie im Fall der Depolarisierung, für die Adsorption der Wasserstoffatome verantwortlich sind. Es ist aber auch denkbar, daß mit dem Kalium lediglich Fehlstellen im Glas ausgeglichen werden. Das gleiche soll auch die Drifilm-Beschichtung bewirken. Dies würde den geringeren Anstieg des Dissoziationsgrades bei der beschichteten Apparatur erklären. Letztendlich ist Glas aber ein sehr komplizierter Werkstoff, bei dem insbesondere über die Beschaffenheit der Oberfläche nach Lagerung und Bearbeitung sowie über mögliche Reaktionen an der Oberfläche nur sehr schwer genaue Aussagen gemacht werden können.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden umfangreiche Simulationen zur Bewegung der Atome im Breit-Rabi-Polarimeter durchgeführt. Aufgrund der Ergebnisse konnten optimale Positionen für die Sechspolmagnete gefunden werden, die eine möglichst hohe Transmission durch das System gewährleisten. Zudem konnten Abmessungen von Strahlblenden zur Reduzierung des Untergrundes optimiert werden. Außerdem wurden aus der Temperaturabhängigkeit der Transmission die Korrekturfaktoren für Polarisationsmessungen ohne vollständige Separation in den Sechspolmagneten berechnet. Weitere Simulationen zeigten den Einfluß einer nicht korrekt ausgerichteten Glasapparatur auf die Signalintensität.

Im Hinblick auf eine Weiterentwicklung der LDS zur Verwendung mit einem Speicherzellentarget wurde eine Testspeicherzelle gebaut, wobei zunächst Berechnungen zur Geometrie durchgeführt wurden. Erste Messungen beim Abkühlen und Aufheizen der Zelle zeigten die prinzipielle Eignung des Aufbaus zur Durchführung der angestrebten Untersuchungen zur Rekombination und Depolarisierung der Atome in der Speicherzelle. Hierbei sind vor allem die Unterschiede gegenüber dem Verhalten bei Verwendung einer ABS durch die Anwesenheit von Alkaliatomen im Atomstrahl zu untersuchen. Die bereits durchgeführten Messungen zeigten aber auch, daß für diese genaueren Studien noch Verbesserungen, insbesondere zur Erhöhung des meßbaren Signals, nötig sind. Eine Reihe von Möglichkeiten dazu wurden diskutiert.

Durch genaue Studien zum Hochheizen des Alkalireservoirs und langsames Steigern der Kaliumdichte konnten deutliche Verbesserungen im Dissoziationsgrad erzielt und reproduziert werden. Zudem wurden Untersuchungen zur Abhängigkeit des Dissoziationsgrades von Pumpzellentemperatur und Alkaligasdichte durchgeführt und daraus mögliche Verbesserungen abgeleitet. Im Verlauf dieser Messungen konnten erstmals an der Erlanger LDS Dissoziationsgrade von etwa 0,6 bei einer zum Betrieb der Quelle ausreichenden Alkalidichte erzielt werden. Da zu diesem Zeitpunkt kein Pumplaser zur Erzeugung der Polarisation zur Verfügung stand, können noch keine Aussagen über dabei erreichbare Polarisationswerte gemacht werden. Dies sollte in einem der nächsten Schritte nachgeholt werden.

Die Messungen zeigen, daß nach wie vor die größten Möglichkeiten zur Weiterentwicklung der LDS im Verstehen und Beherrschen der Oberfläche der Pumpzelle und der beim Betrieb ablaufenden Prozesse und Veränderungen liegen. Dabei spielen die schwer zu beschreibenden Eigenschaften des Werkstoffs Glas eine wichtige Rolle. Da ein möglicher Grund für die beobacheteten Veränderungen beim langsamen Steigern der Alkalidichte die Einlagerung von Kaliumatomen in die Glasoberfläche ist, sollten diese Messungen mit Rubidium wiederholt werden. Anlaß dazu geben auch Erfahrungen, wie sie beim Polarisieren von ^{3}He gemacht wurden. Hier wurden durch

Beschichtungen mit Bismut, Rubidium und Caesium deutliche Verbesserungen in der Relaxationsrate festgestellt [Hei 95, Jac 01]. Als Auslöser der Depolarisierung wurden hierbei das Eindringen der Heliumatome in die Oberfläche sowie die lokalen Magnetfelder an der Oberfläche ausgemacht. Die Beschichtungen könnten dann als Barriere dem Eindringen entgegen stehen bzw. für eine Neutralisierung der Magnetfelder sorgen [Jac 01]. Ebenso ergab sich eine Verbesserung bei Verwendung eines Aluminosilicatglases statt des Borosilicatglases [Chu 87, Hei 95]. Der Grund ist hier vermutlich die geringere Porösität des Aluminosilicatglases für Helium. Inwieweit dies auch bei Wasserstoff oder Deuterium für Verbesserungen sorgen könnte, kann nicht vorhergesagt werden. Zudem sind diese Gläser nicht so leicht zu verarbeiten wie das bisher verwendete Pyrexglas. Ein Ausweg könnte hier durch eine Sol-Gel-Beschichtung einer Pyrex-Apparatur mit in Ethanol gelöstem Aluminiumnitrat-Nanohydrat $Al(NO_3)_3 9H_2O$ gefunden werden. Damit ließen sich ebenfalls gute Ergebnisse bei der Reduzierung der Relaxation von polarisiertem ^{3}He erzielen [Hsu 00]. Es ist nicht klar, ob eine dieser Möglichkeiten zu einer Verbesserung der Spinaustauschquelle führt. Es handelt sich aber auf jeden Fall um einige höchst interessante Ansätze.

A Ergänzungen zum Spinaustausch bei Deuterium

A.1 Spinaustauschstöße D–Alkali

Die Auswirkung der Spinaustauschstöße zwischen den Alkali- und den Deuteriumatomen auf die Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturunterzustände erhält man wie beim Wasserstoff aus den Gln. 2.38 und 2.39. Damit ergeben sich die Bilanzgleichungen für den Spinaustausch zwischen Alkali und Deuterium:

$$
\begin{aligned}
\frac{dn_1}{dt} &= \frac{1}{T_{D-A}}\left[-n_1m_2+n_2m_1 sin^2\theta_+ + n_6m_1 cos^2\theta_+\right],\\
\frac{dn_2}{dt} &= \frac{1}{T_{D-A}}\Big[(-n_2m_1+n_1m_2)sin^2\theta_+ + (-n_2m_2+n_3m_1 sin^2\theta_- + n_5m_1 cos^2\theta_-)cos^2\theta_+\\
&\qquad +(-n_2m_1-n_2m_2+n_6m_1+n_6m_2)\tfrac{1}{4}sin^2 2\theta_+\Big],\\
\frac{dn_3}{dt} &= \frac{1}{T_{D-A}}\Big[(-n_3m_1+n_2m_2 cos^2\theta_+ + n_6m_2 sin^2\theta_+)sin^2\theta_- + (-n_3m_2+n_4m_1)cos^2\theta_-\\
&\qquad +(-n_3m_1-n_3m_2+n_5m_1+n_5m_2)\tfrac{1}{4}sin^2 2\theta_-\Big],\\
\frac{dn_4}{dt} &= \frac{1}{T_{D-A}}\left[-n_4m_1+n_5m_2 sin^2\theta_- + n_3m_2 cos^2\theta_-\right],\\
\frac{dn_5}{dt} &= \frac{1}{T_{D-A}}\Big[(-n_5m_1+n_6m_2 sin^2\theta_+ + n_2m_2 cos^2\theta_+)cos^2\theta_- + (-n_5m_2+n_4m_1)sin^2\theta_-\\
&\qquad +(-n_5m_1-n_5m_2+n_3m_1+n_3m_2)\tfrac{1}{4}sin^2 2\theta_-\Big],\\
\frac{dn_6}{dt} &= \frac{1}{T_{D-A}}\Big[(-n_6m_1+n_1m_2)cos^2\theta_+ + (-n_6m_2+n_5m_1 cos^2\theta_- + n_3m_1 sin^2\theta_-)sin^2\theta_+\\
&\qquad +(-n_6m_1-n_6m_2+n_2m_1+n_2m_2)\tfrac{1}{4}sin^2 2\theta_+\Big],\\
\frac{dm_1}{dt} &= -\frac{1}{T_{A-D}}\left[m_1\left(n_2 sin^2\theta_+ + n_3 sin^2\theta_- + n_4 + n_5 cos^2\theta_- + n_6 cos^2\theta_+\right)\right],\\
\frac{dm_2}{dt} &= +\frac{1}{T_{A-D}}\left[m_1\left(n_2 sin^2\theta_+ + n_3 sin^2\theta_- + n_4 + n_5 cos^2\theta_- + n_6 cos^2\theta_+\right)\right],\\
\frac{dm_3}{dt} &= 0. \qquad\qquad (A.1)
\end{aligned}
$$

Betrachtet man ein anfangs unpolarisiertes Deuteriumensemble ($n_1 = n_2 = n_3 = n_4 = n_5 = n_6 = \frac{1}{6}$), so erhält man bei einer konstanten Alkalipolarisation von 1 ($m_1 = 1$ und $m_2 = m_3 = 0$) den in Abb. A.1 dargestellten Verlauf der Besetzungszahlen und der Polarisationen in Abhängigkeit der Stoßzahl pro Deuteriumatom. Dabei ist einmal die Entwicklung des Ensembles ohne Magnetfeld und einmal bei einem Magnetfeld von 50 mT angegeben. In beiden Fällen wird der Zustand n_1 bevölkert und die Polarisationen streben einem Endwert von 1 zu. Mit Magnetfeld ist jedoch eine deutlich größere Anzahl von Stößen nötig.

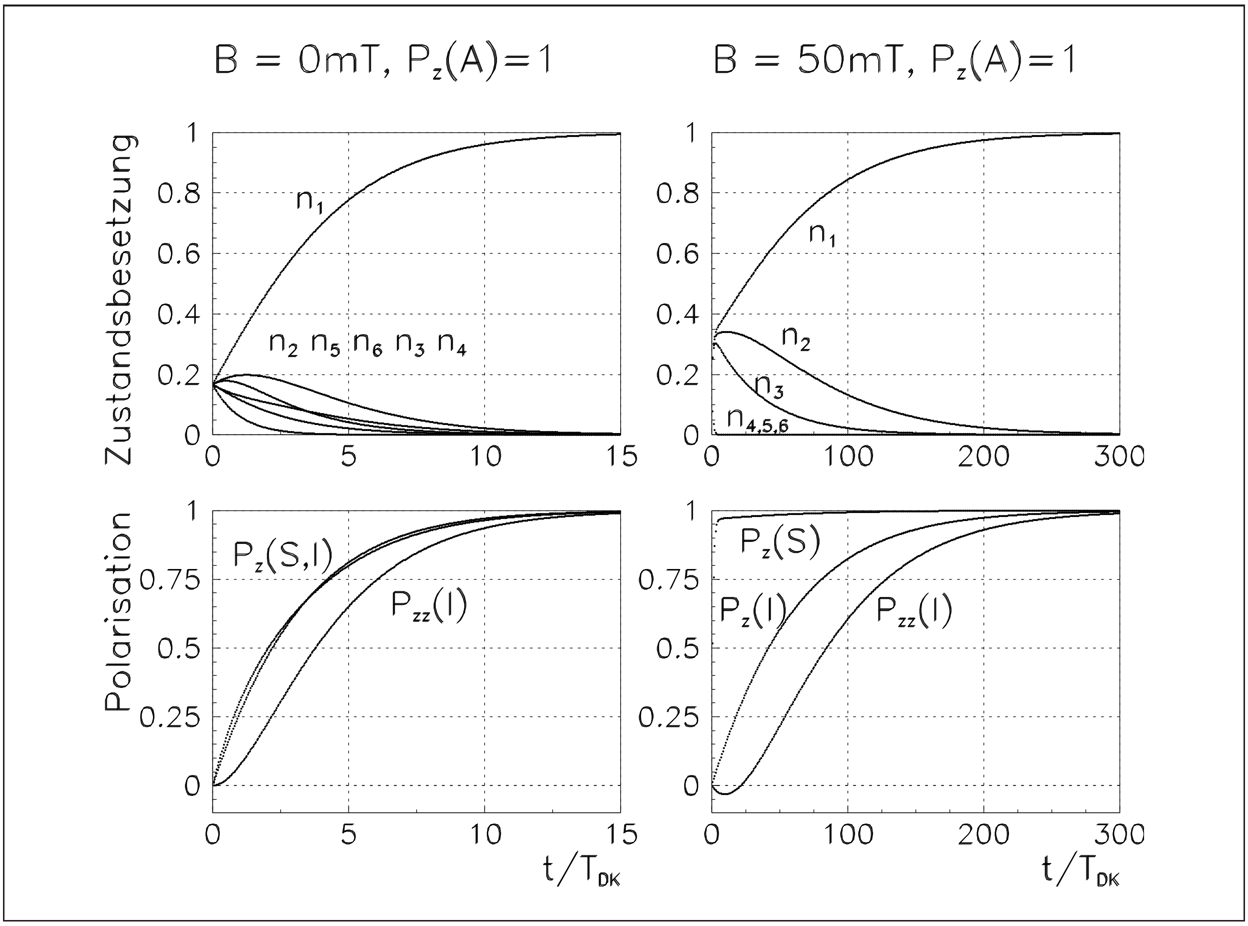

Abb. A.1: Entwicklung der Besetzungszahlen der Hyperfeinstrukturunterzustände und der Polarisationen für Deuterium durch Spinaustauschstöße in Abhängigkeit der Zahl der Stöße für den Fall ohne ein äußeres Magnetfeld und bei einem Magnetfeld von 50 mT. Die Alkalipolarisation ist konstant 1, das Deuterium ist zu Beginn unpolarisiert [Ste 95a].

A.2 Spinaustauschstöße D–D

Für die zeitliche Entwicklung der Besetzungszahlen durch Spinaustauschstöße zwischen den Deuteriumatomen erhält man unter Verwendung der Gln. 2.38 und 2.39 folgende Beziehungen:

$$
\begin{aligned}
\frac{dn_1}{dt} &= \frac{1}{T_{D-D}}\left[-n_1n_4 - n_1n_3 sin^2\theta_- - n_1n_5 cos^2\theta_- + n_2n_3 sin^2\theta_+ cos^2\theta_- + n_2n_5 sin^2\theta_+ sin^2\theta_- \right.\\
&\left. + n_2n_6 + n_3n_6 cos^2\theta_- cos^2\theta_+ + n_5n_6 sin^2\theta_- cos^2\theta_+ + (n_2 - n_6)^2 \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_+\right],\\
\frac{dn_2}{dt} &= \frac{1}{T_{D-D}}\left[-n_2n_6 + (n_1n_3 - n_2n_5 sin^2\theta_+) sin^2\theta_- + (n_1n_4 - n_2n_3 cos^2\theta_-) sin^2\theta_+ \right.\\
&+ n_1n_5 cos^2\theta_- + (n_3n_5 - n_2n_4) cos^2\theta_+ + (n_3 - n_5)^2 \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_- cos^2\theta_+\\
&+ \left[-2n_1n_2 + 2n_1n_6 - 4n_2^2 - n_2n_4 + (n_2 + n_6)^2 + n_4n_6 + \right.\\
&\left.\left. + (n_3n_6 - n_2n_3)(1 + sin^2\theta_-) + (n_5n_6 - n_2n_5)(1 + cos^2\theta_-)\right] \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_+\right],\\
\frac{dn_3}{dt} &= \frac{1}{T_{D-D}}\left[-n_3n_5 + (n_2n_4 - n_3n_6 cos^2\theta_-) cos^2\theta_+ + (n_1n_4 - n_2n_3 sin^2\theta_+) cos^2\theta_- \right.\\
&+ n_4n_6 sin^2\theta_+ + (n_2n_6 - n_1n_3) sin^2\theta_- + (n_2 - n_6)^2 \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_+ sin^2\theta_-\\
&+ \left[-2n_3n_4 + 2n_4n_5 - 4n_3^2 - n_1n_3 + (n_3 + n_5)^2 + n_1n_5 + \right.\\
&\left.\left. + (n_2n_5 - n_2n_3)(1 + cos^2\theta_+) + (n_5n_6 - n_3n_6)(1 + sin^2\theta_+)\right] \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_-\right],\\
\frac{dn_4}{dt} &= \frac{1}{T_{D-D}}\left[-n_1n_4 - n_2n_4 cos^2\theta_+ - n_4n_6 sin^2\theta_+ + n_2n_3 sin^2\theta_+ cos^2\theta_- + n_2n_5 sin^2\theta_+ sin^2\theta_- \right.\\
&\left. + n_3n_5 + n_3n_6 cos^2\theta_- cos^2\theta_+ + n_5n_6 sin^2\theta_- cos^2\theta_+ + (n_3 - n_5)^2 \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_-\right],\\
\frac{dn_5}{dt} &= \frac{1}{T_{D-D}}\left[-n_3n_5 + (n_4n_6 - n_2n_5 sin^2\theta_-) sin^2\theta_+ + (n_1n_4 - n_5n_6 cos^2\theta_+) sin^2\theta_- \right.\\
&+ n_2n_4 cos^2\theta_+ + (n_2n_6 - n_1n_5) cos^2\theta_- + (n_2 - n_6)^2 \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_+ cos^2\theta_-\\
&+ \left[-2n_4n_5 + 2n_3n_4 - 4n_5^2 - n_1n_5 + (n_3 + n_5)^2 + n_1n_3 + \right.\\
&\left.\left. + (n_3n_6 - n_5n_6)(1 + sin^2\theta_+) + (n_2n_3 - n_2n_5)(1 + cos^2\theta_+)\right] \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_-\right],\\
\frac{dn_6}{dt} &= \frac{1}{T_{D-D}}\left[-n_2n_6 + (n_1n_5 - n_3n_6 cos^2\theta_+) cos^2\theta_- + (n_1n_4 - n_5n_6 sin^2\theta_-) cos^2\theta_+ \right.\\
&+ n_1n_3 sin^2\theta_- + (n_3n_5 - n_4n_6) sin^2\theta_+ + (n_3 - n_5)^2 \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_- sin^2\theta_+\\
&+ \left[-2n_1n_6 + 2n_1n_2 - 4n_6^2 - n_4n_6 + (n_2 + n_6)^2 + n_2n_4 + \right.\\
&\left.\left. + (n_2n_5 - n_5n_6)(1 + cos^2\theta_-) + (n_2n_3 - n_3n_6)(1 + sin^2\theta_-)\right] \tfrac{1}{4} sin^2 2\theta_+\right].
\end{aligned}
\tag{A.2}
$$

Für die Entwicklung von Besetzungszahlen und Polarisationen erhält man den in Abb. A.2 dargestellten Verlauf in Abhängigkeit der Stoßzahl pro Deuteriumatom. Die Anfangsbedingung für die Besetzungszahlen lautet $n_1 = n_2 = n_3 = \frac{1}{3}$ und $n_4 = n_5 = n_6 = 0$. Sowohl ohne ein äußeres Magnetfeld als auch bei einem Magnetfeld von 50 mT streben die Besetzungszahlen und die Polarisationen den gleichen Gleichgewichtswerten zu, mit Magnetfeld ist lediglich wieder eine größere Anzahl von Stößen notwendig.

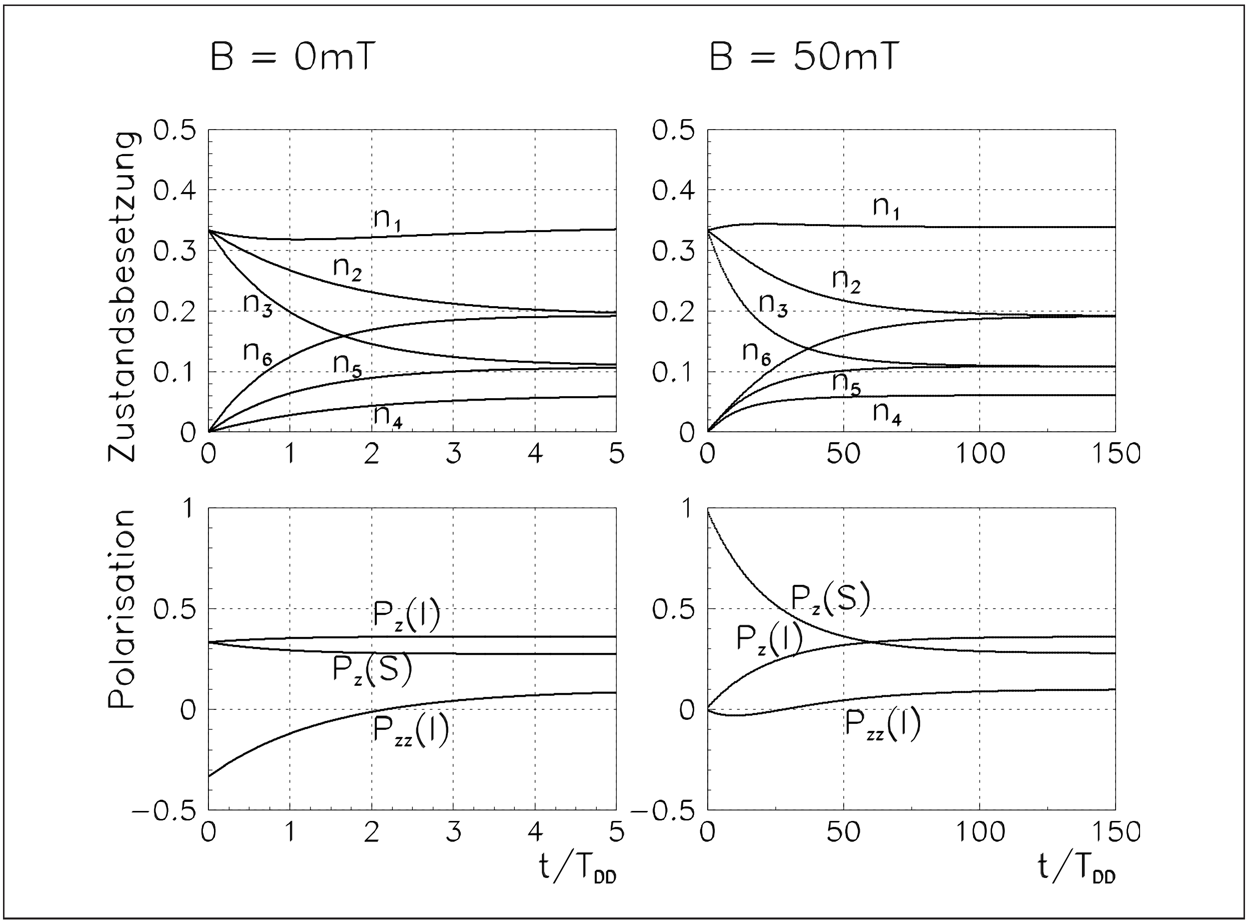

Abb. A.2: Einfluß der Spinaustauschstöße D–D auf die Besetzungszahlen und Polarisationen bei einer Anfangsbesetzung von $n_1 = n_2 = n_3 = \frac{1}{3}$ und $n_4 = n_5 = n_6 = 0$ [Ste 95a].

A.3 Wandstoßrelaxation bei Deuterium

Für die Umbesetzungen zwischen den Hyperfeinstrukturunterzuständen und damit die Relaxation eines Deuteriumensembles erhält man analog zu den Betrachtungen bei Wasserstoff (Kap. 2.6.3) folgenden Zusammenhang:

$$\begin{aligned}
\frac{dn_1}{dt} &= \frac{C_\mathrm{D}}{T_\mathrm{Wand}} \left[(n_2 - n_1)\, j(\omega_{12}) \tfrac{1}{2} sin^2\theta_+ + (n_6 - n_1)\, j(\omega_{16}) \tfrac{1}{2} cos^2\theta_+ \right], \\
\frac{dn_2}{dt} &= \frac{C_\mathrm{D}}{T_\mathrm{Wand}} \left[(n_1 - n_2)\, j(\omega_{12}) \tfrac{1}{2} sin^2\theta_+ + (n_3 - n_2)\, j(\omega_{23}) \tfrac{1}{2} cos^2\theta_+ sin^2\theta_- \right. \\
&\qquad \left. + (n_5 - n_2)\, j(\omega_{25}) \tfrac{1}{2} cos^2\theta_+ cos^2\theta_- + (n_6 - n_2)\, j(\omega_{26}) cos^2\theta_+ sin^2\theta_+ \right],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dn_3}{dt} &= \frac{C_\mathrm{D}}{T_\mathrm{Wand}}\Big[(n_2-n_3)\,j(\omega_{23})\tfrac{1}{2}cos^2\theta_+ sin^2\theta_- + (n_4-n_3)\,j(\omega_{34})\tfrac{1}{2}cos^2\theta_- \\
&\qquad + (n_5-n_3)\,j(\omega_{35})cos^2\theta_- sin^2\theta_- + (n_6-n_3)\,j(\omega_{36})\tfrac{1}{2}sin^2\theta_- sin^2\theta_+\Big]\,, \\
\frac{dn_4}{dt} &= \frac{C_\mathrm{D}}{T_\mathrm{Wand}}\Big[(n_3-n_4)\,j(\omega_{34})\tfrac{1}{2}cos^2\theta_- + (n_5-n_4)\,j(\omega_{45})\tfrac{1}{2}sin^2\theta_-\Big]\,, \\
\frac{dn_5}{dt} &= \frac{C_\mathrm{D}}{T_\mathrm{Wand}}\Big[(n_2-n_5)\,j(\omega_{25})\tfrac{1}{2}cos^2\theta_+ cos^2\theta_- + (n_4-n_5)\,j(\omega_{45})\tfrac{1}{2}sin^2\theta_- \\
&\qquad + (n_3-n_5)\,j(\omega_{35})cos^2\theta_- sin^2\theta_- + (n_6-n_5)\,j(\omega_{56})\tfrac{1}{2}cos^2\theta_- sin^2\theta_+\Big]\,, \\
\frac{dn_6}{dt} &= \frac{C_\mathrm{D}}{T_\mathrm{Wand}}\Big[(n_1-n_6)\,j(\omega_{16})\tfrac{1}{2}cos^2\theta_+ + (n_3-n_6)\,j(\omega_{36})\tfrac{1}{2}sin^2\theta_+ sin^2\theta_- \\
&\qquad + (n_2-n_6)\,j(\omega_{26})cos^2\theta_+ sin^2\theta_+ + (n_5-n_6)\,j(\omega_{56})\tfrac{1}{2}cos^2\theta_- sin^2\theta_+\Big]\,.
\end{aligned} \tag{A.3}$$

Dabei ist $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$ die Übergangsfrequenz zwischen den Zuständen $|i\rangle$ und $|j\rangle$, die Konstante C_D erhält man aus Gl. 2.56.

B Kalibration des Sauerstoffflusses

Da der Fluß aus dem Sauerstoffvolumen in den Dissoziator sehr gering ist, kann er nicht über einen Flußregler gesteuert werden, sondern wird mit einem Nadelventil reguliert. Dabei ist es aber notwendig, eine Zuordnung von Nadelventilstellung und dem dann vorliegenden Fluß zu haben. Für den Fluß Q durch eine Leitung gilt:

$$Q = \Delta p \cdot L, \tag{B.1}$$

wobei Δp die Druckdifferenz an den Enden der Leitung ist und L deren Leitwert. Für das System aus Gasleitung und Glasapparatur ist dieser Leitwert aber nicht bekannt. Da aber der Wasserstofffluß Q_{H_2} bekannt ist und für die Stoffabhängigkeit des Leitwertes weiterhin gilt

$$L \equiv \frac{1}{\sqrt{m}}, \tag{B.2}$$

wobei m die Masse des Stoffes ist, kann der Leitwert L_{O_2} für Sauerstoff ersetzt werden durch:

$$L_{\mathrm{O}_2} = \sqrt{\frac{m_{\mathrm{H}_2}}{m_{\mathrm{O}_2}}} L_{\mathrm{H}_2} = \sqrt{\frac{m_{\mathrm{H}_2}}{m_{\mathrm{O}_2}}} \frac{Q_{\mathrm{H}_2}}{\Delta p_{\mathrm{H}_2}}. \tag{B.3}$$

Als Anfang der zu betrachtenden Leitung wird der Ort des Druckmeßgerätes Bar1 gewählt, als Ende das Ende des Austrittsrohres der Glasapparatur. Da an diesem Ende ein Druck im Bereich 10^{-6} mbar herrscht, der damit wesentlich kleiner ist als der Druck im Gassystem, kann dieser gegenüber dem Druck an Bar1 vernachlässigt werden. Somit erhält man für den Sauerstofffluß

$$Q_{\mathrm{O}_2} = p_{\mathrm{O}_2} \sqrt{\frac{m_{\mathrm{H}_2}}{m_{\mathrm{O}_2}}} \frac{Q_{\mathrm{H}_2}}{p_{\mathrm{H}_2}}, \tag{B.4}$$

wobei p_{O_2} aus der Differenz der Drücke $p_{\mathrm{H}_2+\mathrm{O}_2}$ und p_{H_2} für Wasserstoff und Sauerstoff im System bzw. nur Wasserstoff im Gassystem bestimmt wird.

Führt man eine Reihe von Messungen für verschiedene Stellungen des Nadelventils und verschiedene Wasserstoffflüsse durch, so ergeben sich die in der Abb. B.1 dargestellten Abhängigkeiten. Aufgetragen ist jeweils der Sauerstofffluß in Teilen des Waserstoffflusses. In Abb. B.1a) erfolgt die Auftragung über die Stellung des Nadelventils, in Abb. B.1b) in Abhängigkeit des Wasserstoffflusses. Meist wird die LDS bei einem Gasfluß von 0,8 $\mathrm{ml_n}$/min und einer Nadelventilstellung von 3/1 betrieben, was also einer Sauerstoffbeimischung von etwa 2,5 % des Wasserstoffflusses entspricht. Bei der geringen Öffnung des Nadelventils kann bei Variation des Flusses auf ein Nachregulieren

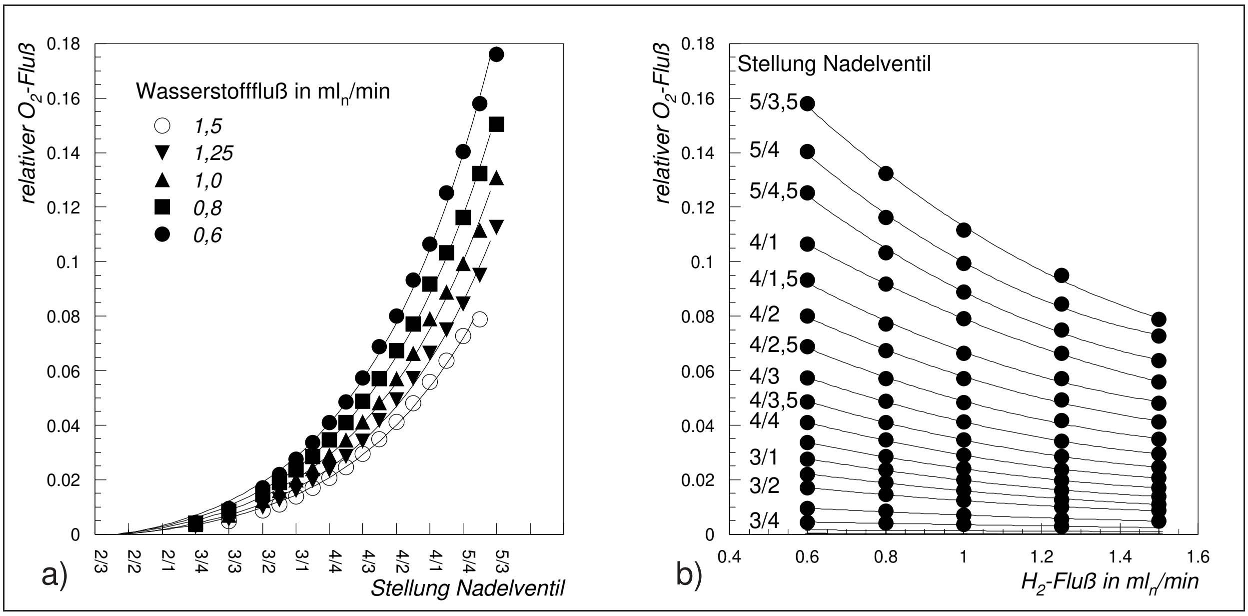

Abb. B.1: Der Sauerstofffluß in Teilen des Wasserstoffflusses: a) für verschiedene Wasserstoffflüsse in Abhängigkeit von der Stellung des Nadelventils, b) für verschiedene Stellungen des Nadelventils in Abhängigkeit des Wasserstoffflusses.

der Sauerstoffmenge verzichtet werden, da hier die Abhängigkeit vom Wasserstofffluß nur gering ist.

C Datenanhang

C.1 Allgemeine physikalische Daten der Atome

In der folgenden Tabelle sind einige wichtige Daten von Wasserstoff, Deuterium sowie der an der Spinaustauschquelle verwendeten Alkalimetalle Kalium und Rubidium aufgelistet.

	H	D=^{2}H	^{39}K	^{41}K	^{85}Rb	^{87}Rb
nat. Häufigkeit in %	99,985	0,015	93,26	6,73	72,17	27,83
Kernspin I in $\hbar$	1/2	1	3/2	3/2	5/2	3/2
Kernladung Z in e	1		19		37	
Masse m in amu	0,97873	1,9575	39,0983		85,4678	
Schmelzpunkt in K	14		336,5		312,1	
Siedepunkt in K	20,3		1027		973	
λ_{D1} in nm			769,896		794,76	
λ_{D2} in nm			766,490		780,02	
$B_{\mathrm{C}}^{\mathrm{S}}$ in mT	50,7	11,7	16,5	9,1	108,5	244,2
$B_{\mathrm{C}}^{\mathrm{P}}$ in mT			6,2	3,3	38,8	87,1
Kern-g-Faktor g_I	$-0,00304$	$-0,00047$				
Elektron-g-Faktor g_S	$2,00232$					
$\Delta\nu_{\mathrm{HFS}}^{\mathrm{S}}$ in MHz	1420,406	327,384	461,720	254,014	3035,732	6834,683
$\Delta\nu_{\mathrm{HFS}}^{\mathrm{P}}$ in MHz			56	30	362	812
$\Delta\nu_{\mathrm{Doppler}}^{500\mathrm{K}}$ in GHz	39,5	27,9	1,00		0,653	
$\sigma_{\mathrm{SE,H-A}}$ in $10^{-15}\,\mathrm{cm}^2$	2,3		7,4		8,2	
$\sigma_{\mathrm{SE,H-H}}$ in $10^{-15}\,\mathrm{cm}^2$	2,4					

Tab. C.1: Allgemeine physikalische Daten der in der Spinaustauschquelle verwendeten Wasserstoffisotope und Alkalimetalle [Des 76, Rad 85].

C.2 Daten einiger verwendeter Geräte

Komponente	Hersteller und Typ	Bemerkung
Massenflußregler MFR1	Bronkhorst El-Flow F-200C mit Steuergerät E7000	0...5 ml_n/min
Massenflußregler MFR2	MKS Typ 1259 mit Steuergerät Schaefer PSRCE-3	0...1000 ml_n/min
Regelventil TV	Balzers RME 010 mit Regeleinheit RVG 040	$1 \cdot 10^{-4} \ldots 70\,\frac{\text{mbarl}}{\text{s}}$
Nadelventil NV	Balzers UDV 140	Thermoventil
Interlockventil	Nupro 6BK	pneumatisches Ventil
Handventile P1 - P5	Nupro 6BG	Faltenbalgventil
Druckmesser Cap1	Leybold CM 10	0...13 mbar
Druckmesser Cap2	Leybold CM 100	0..133 mbar
Druckmesser Bar1	MKS Baratron 626A	0...1 mbar
Druckmesser Bar2	MKS Baratron 127A	0...5 bar
Druckmesser P	Leybold Bourdonvak A	0...1 bar

Tab. C.2: Daten der im Gassystem verwendeten Komponenten. Die Kurzbezeichnungen entsprechen den Bezeichnungen in Abb. 3.3.

Meßgerät	Hersteller und Typ	Meßbereich
P1 - P3	Edwards APG-M-NW16	$1 \cdot 10^{-3}$...100 mbar
P4	Edwards AIM-S-DN35CF	$1 \cdot 10^{-8}$...$1 \cdot 10^{-2}$ mbar
P5	Leybold Inficon IR090	$5 \cdot 10^{-10}$...1000 mbar
P6	Leybold Ionivac IE 211	$2 \cdot 10^{-10}$...$1 \cdot 10^{-2}$ mbar
P7	Leybold Ionivac IE 220	$2 \cdot 10^{-10}$...$1 \cdot 10^{-2}$ mbar
P8	Leybold Ionivac IE 220	$2 \cdot 10^{-10}$...$1 \cdot 10^{-2}$ mbar

Tab. C.3: Daten der im Vakuumsystem verwendeten Druckmeßgeräte. Die Bezeichnungen P1 – P8 entsprechen den Bezeichnungen in Abb. 3.16.

Pumpentyp	Hersteller und Bezeichnung	Saugleistung für H_2
Scrollpumpen		
	Edwards ESDP 30	$30\,m^3/h$
	Edwards GVSP 30	$30\,m^3/h$
Drehschieberpumpen		
	Pfeiffer-Balzers DUO 004 B	$4{,}2\,m^3/h$
	Alcatel 2004 A	$4\,m^3/h$
Turbomolekularpumpen		
	Pfeiffer TPH 180 H	180 l/s
	Pfeiffer TPH 2200	2800 l/s
	Leybold Turbovac 340 M	340 l/s
	Pfeiffer TPU 180 H	180 l/s
	Pfeiffer TPH 110	110 l/s
Refrigerator-Kryopumpen		
	Leybold RPK 1500 U3	2000 l/s
Titan-Sublimatoren		
	Pfeiffer-Balzers USP 035 + UPK 105 A	3600 l/s

Tab. C.4: Übersicht über die verwendeten Vakuumpumpen und deren Saugleistung für Wasserstoff.

D Detaillierte Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen

D.1 Variation der Sechspol-Positionen

In den folgenden Tabellen werden die Ergebnisse der Simulationen zur Position der Sechspolmagnete aufgelistet. Es wird jeweils die z-Position der Magnete in mm, gerechnet vom Ende des Austrittsrohres an, sowie die Anzahl der transmittierten Teilchen für die verschiedenen Zustände angegeben. Bei den Simulationen ohne den zusätzlichen Strahlblocker vor dem ersten Sechspolmagneten wurden pro Zustand 10mal 10^6 Teilchen simuliert, bei denen mit Strahlblocker aufgrund der geringeren Transmission und der damit verbundenen schlechteren Fehlerstatistik 20mal 10^6. Aus den Werten der einzelnen Durchläufe wird der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet. Bei den Berechnungen mit Strahlblocker gelangen keine Teilchen mit Elektronenspin $m_S = -\frac{1}{2}$ in das QMS, weshalb diese Werte in den Tabellen fehlen.

Magnet 1	Magnet 2	n_1	n_2	n_3	n_4
1108	1178	273,30 ± 16,17	280,20 ± 13,86	10,50 ± 3,24	24,60 ± 1,84
1108	1198	280,60 ± 15,50	286,00 ± 13,88	11,10 ± 2,81	25,40 ± 1,65
1108	1218	292,10 ± 14,58	292,40 ± 8,33	11,50 ± 2,68	26,00 ± 1,76
1108	1238	301,30 ± 20,19	305,50 ± 13,69	12,20 ± 3,01	26,40 ± 1,71
1108	1258	310,30 ± 18,51	314,70 ± 14,15	12,30 ± 2,79	26,40 ± 1,58
1108	1278	319,60 ± 20,38	320,70 ± 10,07	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
1128	1198	277,70 ± 16,66	285,30 ± 11,18	12,20 ± 2,57	26,70 ± 1,64
1128	1218	290,90 ± 12,22	294,80 ± 10,92	12,50 ± 2,80	26,50 ± 1,65
1128	1238	301,30 ± 18,17	306,90 ± 14,53	12,80 ± 3,01	26,50 ± 1,72
1128	1258	310,20 ± 21,44	314,20 ± 14,97	13,20 ± 3,05	26,90 ± 1,45
1128	1278	316,20 ± 16,06	321,30 ± 12,34	13,10 ± 2,64	27,20 ± 1,32
1148	1218	286,80 ± 10,88	295,50 ± 10,93	13,20 ± 2,78	27,00 ± 1,33
1148	1238	299,50 ± 15,49	306,50 ± 12,75	13,30 ± 2,87	27,20 ± 1,14
1148	1258	307,30 ± 19,27	311,60 ± 13,36	13,20 ± 2,97	26,80 ± 1,23
1148	1278	314,60 ± 16,39	320,00 ± 10,61	13,60 ± 2,95	27,30 ± 1,16
1168	1238	298,10 ± 12,58	306,40 ± 8,85	14,10 ± 2,92	27,10 ± 1,37
1168	1258	304,20 ± 18,91	310,80 ± 14,31	13,90 ± 2,85	26,80 ± 1,14
1168	1278	314,90 ± 13,38	319,10 ± 12,33	14,50 ± 2,92	27,30 ± 1,77
1188	1258	300,50 ± 12,06	312,40 ± 12,19	14,70 ± 2,63	27,10 ± 2,28
1188	1278	312,70 ± 13,83	316,90 ± 11,82	15,20 ± 2,86	27,30 ± 2,21
1208	1278	310,00 ± 9,23	315,70 ± 11,55	14,70 ± 2,63	27,60 ± 2,50

Tab. D.1: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der z-Position der Sechspolmagnete: Wasserstoff, Strahltemperatur 293 K.

Magnet 1	Magnet 2	n_1	n_2	n_3	n_4
1108	1178	235,70 ± 14,14	238,50 ± 12,96	19,50 ± 3,87	29,30 ± 1,34
1108	1198	238,70 ± 12,54	243,80 ± 12,27	19,80 ± 3,62	30,40 ± 1,71
1108	1218	244,60 ± 8,09	242,60 ± 9,87	20,30 ± 3,62	30,70 ± 2,16
1108	1238	246,10 ± 10,17	243,90 ± 7,88	20,60 ± 3,27	31,00 ± 1,94
1108	1258	251,50 ± 12,44	250,30 ± 9,58	20,70 ± 3,43	30,90 ± 2,23
1108	1278	255,20 ± 11,21	253,10 ± 15,50	21,10 ± 3,64	31,50 ± 1,90
1128	1198	237,10 ± 14,21	243,10 ± 12,05	20,30 ± 3,83	30,90 ± 1,91
1128	1218	240,30 ± 9,74	242,80 ± 9,61	20,90 ± 3,25	31,00 ± 1,94
1128	1238	244,90 ± 9,42	243,70 ± 8,67	21,10 ± 3,67	31,00 ± 2,06
1128	1258	247,60 ± 12,56	247,00 ± 9,66	21,30 ± 3,27	31,20 ± 2,10
1128	1278	252,10 ± 13,30	249,40 ± 13,84	21,30 ± 3,20	31,20 ± 2,04
1148	1218	241,10 ± 8,49	243,50 ± 7,92	21,30 ± 3,74	30,80 ± 2,44
1148	1238	243,20 ± 9,34	243,00 ± 6,88	21,70 ± 3,50	30,90 ± 2,33
1148	1258	247,60 ± 10,93	244,10 ± 10,09	21,70 ± 2,58	30,70 ± 2,91
1148	1278	251,60 ± 12,53	246,30 ± 10,40	22,00 ± 2,49	30,90 ± 2,85
1168	1238	240,30 ± 8,55	242,00 ± 6,75	22,00 ± 2,31	30,80 ± 2,74
1168	1258	243,60 ± 10,76	241,30 ± 8,51	21,90 ± 2,23	30,70 ± 2,63
1168	1278	249,30 ± 12,47	242,60 ± 10,10	22,80 ± 2,78	30,50 ± 2,59
1188	1258	244,00 ± 10,14	241,30 ± 10,64	23,00 ± 2,98	30,30 ± 2,31
1188	1278	246,80 ± 13,72	242,10 ± 11,83	22,80 ± 3,16	30,10 ± 3,07
1208	1278	248,20 ± 13,97	242,20 ± 12,26	23,60 ± 3,37	29,90 ± 2,96

Tab. D.2: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der z-Position der Sechspolmagnete: Wasserstoff, Strahltemperatur 493 K.

		Strahltemperatur 493 K		Strahltemperatur 293 K	
Magnet 1	Magnet 2	n_1	n_2	n_1	n_2
1108	1178	84,25 ± 8,31	83,45 ± 8,00	111,45 ± 7,47	110,55 ± 7,40
1108	1198	82,70 ± 7,07	80,75 ± 5,81	111,00 ± 8,37	108,85 ± 8,36
1108	1218	83,40 ± 7,38	81,15 ± 7,18	112,30 ± 10,16	110,10 ± 9,52
1108	1238	84,55 ± 7,65	82,45 ± 8,38	115,75 ± 14,06	113,45 ± 13,49
1108	1258	85,30 ± 7,10	83,15 ± 6,98	119,75 ± 14,07	117,25 ± 14,21
1108	1278	85,55 ± 7,67	84,05 ± 7,89	121,00 ± 12,04	119,65 ± 11,61
1128	1198	80,75 ± 7,48	79,80 ± 7,06	107,40 ± 9,15	106,55 ± 8,76
1128	1218	79,60 ± 7,46	77,75 ± 6,68	108,40 ± 9,42	105,55 ± 9,01
1128	1238	81,45 ± 7,09	79,80 ± 8,43	111,75 ± 12,95	110,30 ± 13,07
1128	1258	80,60 ± 7,54	78,90 ± 7,93	116,80 ± 15,87	114,20 ± 14,58
1128	1278	82,10 ± 8,77	80,00 ± 7,60	118,70 ± 11,67	115,70 ± 10,50
1148	1218	76,60 ± 6,34	76,25 ± 6,52	104,05 ± 8,26	103,60 ± 8,75
1148	1238	78,10 ± 7,55	76,00 ± 7,50	107,80 ± 12,27	106,65 ± 11,20
1148	1258	78,50 ± 7,66	76,20 ± 6,94	113,10 ± 13,97	110,20 ± 12,07
1148	1278	79,00 ± 7,89	77,05 ± 7,55	113,60 ± 8,51	111,00 ± 10,83
1168	1238	74,50 ± 7,49	72,85 ± 6,85	104,05 ± 11,77	102,95 ± 11,14
1168	1258	73,95 ± 6,36	72,55 ± 4,80	108,20 ± 11,80	106,60 ± 11,80
1168	1278	76,05 ± 8,06	73,90 ± 7,01	108,80 ± 9,81	105,65 ± 10,61
1188	1258	72,25 ± 6,06	70,40 ± 5,31	102,50 ± 10,42	102,55 ± 9,96
1188	1278	72,05 ± 7,51	71,20 ± 7,69	104,30 ± 9,37	102,55 ± 11,27
1208	1278	69,30 ± 7,88	68,40 ± 7,01	99,60 ± 9,75	98,45 ± 10,36

Tab. D.3: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der z-Position der Sechspolmagnete: Wasserstoff, mit Strahlblocker im BRP.

Magnet 1	Magnet 2	n_1	n_2	n_3
1108	1178	273,30 ± 16,17	271,70 ± 15,06	274,80 ± 13,95
1108	1198	280,60 ± 15,50	279,90 ± 14,55	283,40 ± 13,90
1108	1218	292,10 ± 14,58	290,80 ± 13,42	293,20 ± 13,59
1108	1238	301,30 ± 20,19	301,00 ± 18,01	303,80 ± 17,33
1108	1258	310,30 ± 18,51	307,30 ± 17,63	311,60 ± 17,21
1108	1278	319,60 ± 20,38	318,90 ± 20,01	320,90 ± 17,65
1128	1198	277,70 ± 16,66	280,20 ± 14,65	283,30 ± 14,50
1128	1218	290,90 ± 12,22	289,90 ± 12,38	291,30 ± 12,00
1128	1238	301,30 ± 18,17	301,20 ± 16,72	303,40 ± 14,83
1128	1258	310,20 ± 21,44	308,40 ± 19,18	310,90 ± 18,37
1128	1278	316,20 ± 16,06	316,60 ± 17,03	319,00 ± 14,37
1148	1218	286,80 ± 10,88	290,40 ± 11,23	292,00 ± 12,07
1148	1238	299,50 ± 15,49	300,60 ± 14,35	303,10 ± 14,62
1148	1258	307,30 ± 19,27	307,70 ± 18,49	310,30 ± 17,99
1148	1278	314,60 ± 16,39	316,60 ± 16,45	319,00 ± 15,00
1168	1238	298,10 ± 12,58	298,50 ± 12,83	302,90 ± 13,32
1168	1258	304,20 ± 18,91	304,00 ± 15,53	306,40 ± 14,46
1168	1278	314,90 ± 13,38	316,30 ± 12,32	320,10 ± 11,52
1188	1258	300,50 ± 12,06	302,20 ± 12,34	306,30 ± 13,66
1188	1278	312,70 ± 13,83	311,70 ± 12,81	315,60 ± 11,08
1208	1278	310,00 ± 9,23	309,80 ± 11,36	314,30 ± 11,30

Tab. D.4: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der z-Position der Sechspolmagnete: Deuterium, Strahltemperatur 293 K, Zustände $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$.

Magnet 1	Magnet 2	n_4	n_5	n_6
1108	1178	10,50 ± 3,24	15,30 ± 2,79	12,90 ± 2,60
1108	1198	11,10 ± 2,81	16,10 ± 3,32	13,80 ± 2,82
1108	1218	11,50 ± 2,68	17,10 ± 3,14	14,30 ± 2,45
1108	1238	12,20 ± 3,01	17,60 ± 3,10	14,50 ± 2,80
1108	1258	12,30 ± 2,79	18,30 ± 2,98	14,70 ± 3,06
1108	1278	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
1128	1198	12,20 ± 2,57	16,10 ± 3,21	14,30 ± 2,87
1128	1218	12,50 ± 2,80	17,70 ± 3,23	14,70 ± 3,23
1128	1238	12,80 ± 3,01	18,20 ± 3,08	15,20 ± 3,26
1128	1258	13,20 ± 3,05	18,60 ± 3,10	15,60 ± 3,37
1128	1278	13,10 ± 2,64	19,20 ± 3,29	16,20 ± 3,33
1148	1218	13,20 ± 2,78	18,50 ± 2,99	15,70 ± 3,62
1148	1238	13,30 ± 2,87	19,10 ± 3,45	15,90 ± 3,51
1148	1258	13,20 ± 2,97	20,10 ± 3,04	16,00 ± 3,13
1148	1278	13,60 ± 2,95	20,40 ± 2,80	16,50 ± 3,24
1168	1238	14,10 ± 2,92	20,00 ± 3,06	16,10 ± 3,21
1168	1258	13,90 ± 2,85	20,80 ± 3,36	16,70 ± 3,53
1168	1278	14,50 ± 2,92	21,20 ± 3,33	17,60 ± 3,66
1188	1258	14,70 ± 2,63	21,30 ± 2,87	17,80 ± 3,36
1188	1278	15,20 ± 2,86	22,00 ± 2,58	18,50 ± 3,31
1208	1278	14,70 ± 2,63	21,10 ± 1,91	18,70 ± 3,37

Tab. D.5: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der z-Position der Sechspolmagnete: Deuterium, Strahltemperatur 293 K, Zustände $|4\rangle$, $|5\rangle$ und $|6\rangle$.

Magnet 1	Magnet 2	n_1	n_2	n_3
1108	1178	235,70 ± 14,14	236,00 ± 12,75	238,20 ± 13,70
1108	1198	238,70 ± 12,53	238,80 ± 12,73	241,20 ± 12,80
1108	1218	244,60 ± 8,09	243,40 ± 8,78	245,60 ± 9,02
1108	1238	246,10 ± 10,17	245,70 ± 9,66	248,10 ± 9,61
1108	1258	251,50 ± 12,44	250,60 ± 9,87	251,90 ± 9,64
1108	1278	255,20 ± 11,21	255,60 ± 11,54	256,50 ± 13,50
1128	1198	237,10 ± 14,21	237,60 ± 12,01	240,60 ± 13,19
1128	1218	240,30 ± 9,74	241,80 ± 9,84	243,30 ± 10,36
1128	1238	244,90 ± 9,42	245,70 ± 10,57	247,50 ± 9,05
1128	1258	247,60 ± 12,56	248,80 ± 10,39	250,30 ± 9,92
1128	1278	252,10 ± 13,30	251,90 ± 13,30	253,80 ± 13,37
1148	1218	241,10 ± 8,49	241,00 ± 7,04	244,20 ± 8,84
1148	1238	243,20 ± 9,34	244,20 ± 10,15	246,20 ± 9,59
1148	1258	247,60 ± 10,93	247,80 ± 10,78	250,10 ± 9,69
1148	1278	251,60 ± 12,53	252,40 ± 12,68	254,80 ± 12,26
1168	1238	240,30 ± 8,55	243,00 ± 7,82	245,50 ± 8,59
1168	1258	243,60 ± 10,76	245,90 ± 10,11	248,70 ± 11,27
1168	1278	249,30 ± 12,47	250,70 ± 12,87	253,50 ± 13,57
1188	1258	244,00 ± 10,14	246,20 ± 9,51	249,10 ± 9,81
1188	1278	246,80 ± 13,72	247,70 ± 12,99	250,60 ± 13,85
1208	1278	248,20 ± 13,97	250,90 ± 14,48	253,30 ± 15,72

Tab. D.6: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der z-Position der Sechspolmagnete: Deuterium, Strahltemperatur 493 K, Zustände $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$.

Magnet 1	Magnet 2	n_4	n_5	n_6
1108	1178	19,50 ± 3,87	22,00 ± 3,56	20,60 ± 4,11
1108	1198	19,80 ± 3,62	23,10 ± 3,04	21,60 ± 4,35
1108	1218	20,30 ± 3,62	24,70 ± 2,50	21,70 ± 3,92
1108	1238	20,60 ± 3,27	24,90 ± 2,13	21,90 ± 3,41
1108	1258	20,70 ± 3,43	25,50 ± 1,72	22,30 ± 3,06
1108	1278	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
1128	1198	20,30 ± 3,83	24,20 ± 2,57	22,00 ± 3,83
1128	1218	20,90 ± 3,25	25,40 ± 2,01	22,30 ± 3,34
1128	1238	21,10 ± 3,66	26,10 ± 2,28	22,80 ± 2,66
1128	1258	21,30 ± 3,27	26,00 ± 1,94	23,20 ± 2,90
1128	1278	21,30 ± 3,20	26,80 ± 1,48	24,00 ± 2,75
1148	1218	21,30 ± 3,74	25,90 ± 2,03	23,20 ± 2,78
1148	1238	21,70 ± 3,50	25,60 ± 1,96	23,50 ± 2,99
1148	1258	21,70 ± 2,58	25,80 ± 1,75	24,20 ± 2,94
1148	1278	22,00 ± 2,49	26,50 ± 1,58	24,60 ± 2,95
1168	1238	22,00 ± 2,31	25,90 ± 1,91	24,40 ± 3,06
1168	1258	21,90 ± 2,23	26,20 ± 1,93	24,70 ± 2,98
1168	1278	22,80 ± 2,78	25,80 ± 1,87	24,60 ± 2,80
1188	1258	23,00 ± 2,98	25,60 ± 1,17	24,90 ± 2,92
1188	1278	22,80 ± 3,15	25,80 ± 1,48	25,90 ± 2,68
1208	1278	23,60 ± 3,37	25,10 ± 1,85	25,40 ± 2,46

Tab. D.7: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der z-Position der Sechspolmagnete: Deuterium, Strahltemperatur 493 K, Zustände $|4\rangle$, $|5\rangle$ und $|6\rangle$.

Magnet 1	Magnet 2	n_1	n_2	n_3
1108	1178	111,45 ± 7,47	110,55 ± 6,80	110,60 ± 6,83
1108	1198	111,00 ± 8,37	109,00 ± 8,65	108,95 ± 8,65
1108	1218	112,30 ± 10,16	109,95 ± 9,74	110,05 ± 9,85
1108	1238	115,75 ± 14,06	113,20 ± 13,46	113,15 ± 13,57
1108	1258	119,75 ± 14,07	116,60 ± 13,70	116,60 ± 13,70
1108	1278	121,00 ± 12,04	118,55 ± 11,27	118,50 ± 11,27
1128	1198	107,40 ± 9,15	107,15 ± 8,51	106,90 ± 8,52
1128	1218	108,40 ± 9,42	106,10 ± 9,35	106,15 ± 9,35
1128	1238	111,75 ± 12,95	110,35 ± 11,98	110,25 ± 11,97
1128	1258	116,80 ± 15,87	114,30 ± 15,63	114,35 ± 15,69
1128	1278	118,70 ± 11,67	115,30 ± 10,82	115,30 ± 10,82
1148	1218	104,05 ± 8,26	103,55 ± 8,43	103,75 ± 8,45
1148	1238	107,80 ± 12,27	106,20 ± 12,18	106,15 ± 12,20
1148	1258	113,10 ± 13,97	110,55 ± 13,26	110,55 ± 13,37
1148	1278	113,60 ± 8,51	110,90 ± 9,55	110,90 ± 9,55
1168	1238	104,05 ± 11,77	103,15 ± 11,61	103,10 ± 11,67
1168	1258	108,20 ± 11,80	105,70 ± 11,43	105,55 ± 11,30
1168	1278	108,80 ± 9,81	107,35 ± 9,47	107,25 ± 9,44
1188	1258	102,50 ± 10,42	101,65 ± 9,78	101,55 ± 9,82
1188	1278	104,30 ± 9,36	102,25 ± 9,47	102,25 ± 9,15
1208	1278	99,60 ± 9,75	98,30 ± 9,68	98,30 ± 9,78

Tab. D.8: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der z-Position der Sechspolmagnete: Deuterium, Strahltemperatur 293 K, mit Strahlblocker im BRP.

Magnet 1	Magnet 2	n_1	n_2	n_3
1108	1178	84,25 ± 8,31	83,50 ± 7,96	83,55 ± 7,86
1108	1198	82,70 ± 7,07	81,40 ± 6,96	81,35 ± 6,96
1108	1218	83,40 ± 7,38	81,25 ± 6,99	81,25 ± 6,99
1108	1238	84,55 ± 7,65	82,25 ± 7,55	82,25 ± 7,55
1108	1258	85,30 ± 7,10	83,20 ± 7,53	83,20 ± 7,53
1108	1278	85,55 ± 7,67	83,20 ± 7,49	83,15 ± 7,49
1128	1198	80,75 ± 7,47	79,90 ± 7,38	79,95 ± 7,47
1128	1218	79,60 ± 7,46	78,50 ± 7,47	78,45 ± 7,37
1128	1238	81,45 ± 7,09	79,70 ± 6,99	79,70 ± 6,99
1128	1258	80,60 ± 7,53	78,80 ± 7,91	78,75 ± 7,92
1128	1278	82,10 ± 8,77	79,80 ± 8,31	79,85 ± 8,25
1148	1218	76,60 ± 6,34	76,20 ± 6,30	76,10 ± 6,35
1148	1238	78,10 ± 7,55	76,45 ± 7,32	76,45 ± 7,39
1148	1258	78,50 ± 7,66	76,85 ± 7,36	76,80 ± 7,40
1148	1278	79,00 ± 7,89	77,55 ± 7,90	77,55 ± 7,90
1168	1238	74,50 ± 7,49	73,80 ± 6,93	73,75 ± 7,05
1168	1258	73,95 ± 6,36	72,55 ± 5,92	72,60 ± 5,90
1168	1278	76,05 ± 8,06	74,55 ± 8,03	74,45 ± 8,14
1188	1258	72,25 ± 6,06	71,40 ± 5,70	71,45 ± 5,70
1188	1278	72,05 ± 7,51	71,15 ± 7,82	71,10 ± 7,78
1208	1278	69,30 ± 7,88	68,75 ± 7,67	68,65 ± 7,58

Tab. D.9: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der z-Position der Sechspolmagnete: Deuterium, Strahltemperatur 493 K, mit Strahlblocker im BRP.

D.2 Anpassen der Blendenradien

Zur Optimierung der Blendenradien wurden wiederum für den Fall ohne Strahlblocker 10mal 10^6 Teilchen pro Zustand berechnet und im Fall mit Strahlblocker 20mal 10^6. Aufgelistet ist jeweils der Radius der Blende zwischen Target- und Sechspolkammer r_1, der Radius der Blendenöffnung zwischen HFT- und Sechspolkammer r_2 sowie die Zahl der das QMS erreichenden Teilchen. Bei der Anordnung mit Strahlblocker werden auch hier die Teilchen mit Elektronenspin $m_S = -\frac{1}{2}$ komplett aus dem Strahl entfernt.

r_1	r_2	n_1	n_2	n_3	n_4
11	14	319,60 ± 20,38	320,70 ± 10,07	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
10	14	319,60 ± 20,38	320,70 ± 10,07	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
9	14	319,60 ± 20,38	320,70 ± 10,07	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
8	14	313,00 ± 19,38	314,70 ± 8,87	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
7	14	290,00 ± 20,13	291,80 ± 10,53	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
6	14	250,10 ± 18,53	252,10 ± 9,41	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
5	14	210,90 ± 17,60	210,50 ± 9,03	11,70 ± 2,58	25,50 ± 1,43
9	13	319,60 ± 20,38	320,70 ± 10,07	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
9	12	319,60 ± 20,38	320,70 ± 10,07	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
9	11	312,20 ± 19,89	315,80 ± 9,89	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
9	10	297,20 ± 19,78	300,90 ± 10,03	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
9	9	278,10 ± 17,37	281,80 ± 8,63	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
9	8	256,50 ± 15,98	259,80 ± 7,80	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
9	7	230,40 ± 14,31	233,30 ± 8,03	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57

Tab. D.10: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Blendenradien: Wasserstoff, Strahltemperatur 293 K.

r_1	r_2	n_1	n_2	n_3	n_4
11	14	255,20 ± 11,21	253,10 ± 15,49	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
10	14	255,20 ± 11,21	253,10 ± 15,49	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
9	14	255,20 ± 11,21	253,10 ± 15,49	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
8	14	250,50 ± 10,74	248,70 ± 15,36	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
7	14	236,30 ± 11,59	234,40 ± 13,66	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
6	14	201,70 ± 9,99	199,90 ± 12,48	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
5	14	164,30 ± 6,93	161,50 ± 9,97	19,50 ± 3,41	28,80 ± 1,48
9	13	255,20 ± 11,21	253,10 ± 15,49	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
9	12	255,20 ± 11,21	253,10 ± 15,49	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
9	11	249,80 ± 11,51	249,70 ± 15,34	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
9	10	238,40 ± 11,69	238,30 ± 15,12	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
9	9	226,40 ± 11,40	226,30 ± 14,85	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
9	8	210,60 ± 10,98	210,70 ± 13,28	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
9	7	190,00 ± 8,69	189,90 ± 10,77	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90

Tab. D.11: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Blendenradien: Wasserstoff, Strahltemperatur 493 K.

Strahltemperatur 293 K			
r_1	r_2	n_1	n_2
11	14	121,00 ± 12,04	119,65 ± 11,61
10	14	121,00 ± 12,04	119,65 ± 11,61
9	14	121,00 ± 12,04	119,65 ± 11,61
8	14	114,70 ± 10,93	113,80 ± 10,95
7	14	92,00 ± 10,70	91,20 ± 11,27
6	14	68,30 ± 9,54	67,85 ± 9,74
5	14	49,55 ± 8,92	49,30 ± 9,13
9	13	121,00 ± 12,04	119,65 ± 11,61
9	12	121,00 ± 12,04	119,65 ± 11,61
9	11	113,75 ± 11,02	114,95 ± 11,55
9	10	98,65 ± 9,64	99,90 ± 10,34
9	9	80,30 ± 8,48	81,35 ± 9,30
9	8	58,00 ± 6,95	58,55 ± 7,40
9	7	32,10 ± 5,84	32,55 ± 5,93

Strahltemperatur 493 K			
r_1	r_2	n_1	n_2
11	14	85,55 ± 7,67	84,05 ± 7,89
10	14	85,55 ± 7,67	84,05 ± 7,89
9	14	85,55 ± 7,67	84,05 ± 7,89
8	14	80,90 ± 7,88	79,40 ± 7,82
7	14	65,75 ± 8,02	64,45 ± 7,68
6	14	47,65 ± 6,98	46,55 ± 7,09
5	14	33,25 ± 4,95	32,65 ± 5,30
9	13	85,55 ± 7,67	84,05 ± 7,89
9	12	85,55 ± 7,67	84,05 ± 7,89
9	11	80,15 ± 7,87	80,65 ± 8,05
9	10	69,65 ± 7,06	70,20 ± 7,03
9	9	56,85 ± 7,74	57,20 ± 7,76
9	8	41,60 ± 6,52	41,85 ± 6,73
9	7	20,90 ± 4,60	21,30 ± 5,07

Tab. D.12: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Blendenradien: Wasserstoff, mit Strahlblocker im BRP.

r_1	r_2	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6
11	14	319,60 ± 20,38	318,90 ± 20,01	320,90 ± 17,65	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
10	14	319,60 ± 20,38	318,90 ± 20,01	320,90 ± 17,65	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
9	14	319,60 ± 20,38	318,90 ± 20,01	320,90 ± 17,65	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
8	14	313,00 ± 19,38	312,60 ± 19,00	314,60 ± 16,43	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
7	14	290,00 ± 20,13	290,10 ± 19,49	292,10 ± 17,08	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
6	14	250,10 ± 18,53	251,40 ± 18,08	253,40 ± 15,79	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
5	14	210,90 ± 17,60	212,90 ± 17,82	214,80 ± 15,16	11,70 ± 2,58	18,10 ± 2,92	14,30 ± 2,67
9	13	319,60 ± 20,38	318,90 ± 20,01	320,90 ± 17,65	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
9	12	319,60 ± 20,38	318,90 ± 20,01	320,90 ± 17,65	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
9	11	312,20 ± 19,89	314,00 ± 19,67	316,00 ± 17,17	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
9	10	297,20 ± 19,78	299,00 ± 19,64	301,00 ± 16,86	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
9	9	278,10 ± 17,37	280,00 ± 17,67	282,00 ± 14,64	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
9	8	256,50 ± 15,98	258,30 ± 16,57	260,30 ± 13,59	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
9	7	230,40 ± 14,31	232,30 ± 15,14	234,30 ± 12,13	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08

Tab. D.13: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Blendenradien: Deuterium, Strahltemperatur 293 K.

r_1	r_2	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6
11	14	255,20 ± 11,21	255,60 ± 11,54	256,50 ± 13,50	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
10	14	255,20 ± 11,21	255,60 ± 11,54	256,50 ± 13,50	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
9	14	255,20 ± 11,21	255,60 ± 11,54	256,50 ± 13,50	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
8	14	250,50 ± 10,74	251,10 ± 11,19	252,00 ± 13,01	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
7	14	236,30 ± 11,59	237,00 ± 11,88	237,90 ± 13,78	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
6	14	201,70 ± 9,99	202,90 ± 10,88	203,80 ± 12,57	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
5	14	164,30 ± 6,93	165,60 ± 7,49	166,50 ± 8,96	19,50 ± 3,41	24,50 ± 2,07	21,30 ± 2,87
9	13	255,20 ± 11,21	255,60 ± 11,54	256,50 ± 13,50	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
9	12	255,20 ± 11,21	255,60 ± 11,54	256,50 ± 13,50	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
9	11	249,80 ± 11,51	252,30 ± 11,56	253,20 ± 13,30	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
9	10	238,40 ± 11,69	240,90 ± 11,25	241,80 ± 13,46	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
9	9	226,40 ± 11,40	229,00 ± 11,30	229,90 ± 13,29	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
9	8	210,60 ± 10,98	213,30 ± 10,28	214,20 ± 12,24	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
9	7	190,00 ± 8,69	192,60 ± 7,53	193,50 ± 9,10	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85

Tab. D.14: Anzahl der transmittierten Teilchenzahlen bei Variation der Blendenradien: Deuterium, Strahltemperatur 493 K.

		Strahltemperatur 293 K			Strahltemperatur 493		
r_1	r_2	n_1	n_2	n_3	n_1	n_2	n_3
11	14	121,00 ± 12,04	118,55 ± 11,27	118,50 ± 11,27	85,55 ± 7,67	83,20 ± 7,49	83,15 ± 7,49
10	14	121,00 ± 12,04	118,55 ± 11,27	118,50 ± 11,27	85,55 ± 7,67	83,20 ± 7,49	83,15 ± 7,49
9	14	121,00 ± 12,04	118,55 ± 11,27	118,50 ± 11,27	85,55 ± 7,67	83,20 ± 7,49	83,15 ± 7,49
8	14	114,70 ± 10,93	112,40 ± 10,38	112,35 ± 10,36	80,90 ± 7,88	78,75 ± 7,64	78,70 ± 7,62
7	14	92,00 ± 10,70	90,30 ± 10,16	90,30 ± 10,16	65,75 ± 8,02	63,90 ± 7,89	63,90 ± 7,89
6	14	68,30 ± 9,54	67,20 ± 9,18	67,20 ± 9,18	47,65 ± 6,98	46,40 ± 7,04	46,40 ± 7,04
5	14	49,55 ± 8,92	49,00 ± 8,76	49,00 ± 8,76	33,25 ± 4,95	32,35 ± 4,99	32,35 ± 4,99
9	13	121,00 ± 12,04	118,55 ± 11,27	118,50 ± 11,27	85,55 ± 7,67	83,20 ± 7,49	83,15 ± 7,49
9	12	121,00 ± 12,04	118,55 ± 11,27	118,50 ± 11,27	85,55 ± 7,67	83,20 ± 7,49	83,15 ± 7,49
9	11	113,75 ± 11,02	113,85 ± 11,16	113,80 ± 11,14	80,15 ± 7,87	79,95 ± 7,63	79,90 ± 7,61
9	10	98,65 ± 9,64	98,75 ± 9,78	98,70 ± 9,73	69,65 ± 7,06	69,50 ± 6,94	69,45 ± 6,90
9	9	80,30 ± 8,48	80,45 ± 8,65	80,40 ± 8,57	56,85 ± 7,74	56,75 ± 7,69	56,70 ± 7,69
9	8	58,00 ± 6,95	58,10 ± 7,09	58,05 ± 7,00	41,60 ± 6,52	41,60 ± 6,49	41,55 ± 6,49
9	7	32,10 ± 5,84	32,20 ± 5,98	32,20 ± 5,98	20,90 ± 4,60	20,85 ± 4,47	20,85 ± 4,47

Tab. D.15: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Blendenradien: Deuterium, mit Strahlblocker.

D.3 Temperaturabhängigkeit der Transmission

Für die Temperaturabhängigkeit wurden wiederum 10mal 10^6 Teilchen simuliert. Aus dem Fall ohne Strahlblocker können die Korrekturfaktoren A_{rel} berechnet werden. Es sind die Ergebnisse sowohl für den Fall einer Blende zwischen Target- und HFT-Kammer mit 9 mm Radius als auch mit 7 mm Radius wiedergegeben. Für den kleineren Blendenradius sind außerdem noch die Korrekturfaktoren A_{rel} als Ergänzung zu Tab. 4.1 angegeben.

T	n_1	n_2	n_3	n_4
293	290,00 ± 20,13	291,80 ± 10,53	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
313	293,50 ± 21,92	301,30 ± 18,13	13,50 ± 2,63	27,40 ± 1,51
333	285,50 ± 15,28	292,80 ± 15,43	14,10 ± 2,51	28,10 ± 1,10
353	280,00 ± 17,78	276,90 ± 17,28	15,40 ± 2,76	28,20 ± 1,23
373	264,90 ± 17,94	267,40 ± 14,19	16,50 ± 3,44	28,40 ± 1,51
393	260,70 ± 12,30	262,00 ± 12,66	17,50 ± 4,20	29,00 ± 1,49
413	251,90 ± 15,28	256,50 ± 15,15	18,20 ± 4,37	29,50 ± 2,01
433	247,20 ± 11,97	248,10 ± 8,69	19,10 ± 3,96	29,90 ± 2,38
453	243,30 ± 7,30	242,20 ± 7,41	19,80 ± 3,29	30,50 ± 2,07
473	238,10 ± 12,23	238,80 ± 8,04	20,30 ± 3,34	30,90 ± 2,03
493	236,30 ± 11,59	234,40 ± 13,66	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
513	230,50 ± 11,25	228,10 ± 11,05	21,60 ± 3,20	31,30 ± 2,06

Tab. D.16: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Strahltemperatur bei Wasserstoff, Blendenradius 7 mm.

T	n_1	n_2	n_3	n_4
293	319,60 ± 20,38	320,70 ± 10,07	12,40 ± 2,76	26,70 ± 1,57
313	323,90 ± 21,79	329,70 ± 18,81	13,50 ± 2,63	27,40 ± 1,51
333	313,10 ± 15,14	320,20 ± 16,32	14,10 ± 2,51	28,10 ± 1,10
353	308,10 ± 18,10	304,50 ± 16,66	15,40 ± 2,76	28,20 ± 1,23
373	293,30 ± 17,44	294,70 ± 14,14	16,50 ± 3,44	28,40 ± 1,51
393	287,10 ± 13,53	287,70 ± 14,36	17,50 ± 4,20	29,00 ± 1,49
413	278,80 ± 15,82	282,40 ± 15,07	18,20 ± 4,37	29,50 ± 2,01
433	272,70 ± 11,67	273,10 ± 9,39	19,10 ± 3,96	29,90 ± 2,38
453	264,50 ± 8,21	262,70 ± 5,56	19,80 ± 3,29	30,50 ± 2,07
473	258,10 ± 13,01	258,00 ± 9,15	20,30 ± 3,34	30,90 ± 2,03
493	255,20 ± 11,21	253,10 ± 15,49	21,10 ± 3,63	31,50 ± 1,90
513	249,40 ± 10,98	246,40 ± 12,18	21,60 ± 3,20	31,30 ± 2,06

Tab. D.17: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Strahltemperatur für Wasserstoff, Blendenradius 9 mm.

T	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6
293	290,00 ± 20,13	290,10 ± 19,49	292,10 ± 17,08	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
313	293,50 ± 21,92	292,10 ± 19,27	296,30 ± 16,97	13,50 ± 2,63	19,50 ± 3,89	16,20 ± 3,29
333	285,50 ± 15,28	285,30 ± 15,05	289,00 ± 14,94	14,10 ± 2,51	20,20 ± 3,26	17,50 ± 4,14
353	280,00 ± 17,78	277,10 ± 17,45	281,10 ± 16,00	15,40 ± 2,76	21,10 ± 3,11	18,20 ± 4,02
373	264,90 ± 17,94	265,80 ± 17,22	268,00 ± 16,72	16,50 ± 3,44	21,70 ± 3,06	18,70 ± 3,83
393	260,70 ± 12,30	260,80 ± 13,21	262,50 ± 14,25	17,50 ± 4,20	22,50 ± 3,44	19,40 ± 3,57
413	251,90 ± 15,28	251,40 ± 15,97	254,10 ± 15,67	18,20 ± 4,37	23,60 ± 3,20	20,00 ± 4,19
433	247,20 ± 11,97	247,90 ± 11,14	249,20 ± 10,40	19,10 ± 3,96	24,40 ± 2,84	20,60 ± 3,66
453	243,30 ± 7,30	244,10 ± 5,91	245,40 ± 6,13	19,80 ± 3,29	24,80 ± 2,39	21,40 ± 3,31
473	238,10 ± 12,23	238,00 ± 10,69	240,20 ± 10,03	20,30 ± 3,34	25,80 ± 1,75	22,30 ± 3,27
493	236,30 ± 11,59	237,00 ± 11,88	237,90 ± 13,78	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
513	230,50 ± 11,25	231,50 ± 11,05	231,40 ± 10,77	21,60 ± 3,20	26,70 ± 1,95	23,40 ± 2,76

Tab. D.18: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Strahltemperatur für Deuterium, Blendenradius 7 mm.

T	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6
293	319,60 ± 20,38	318,90 ± 20,01	320,90 ± 17,65	12,40 ± 2,76	19,00 ± 3,13	15,20 ± 3,08
313	323,90 ± 21,79	321,40 ± 18,49	325,60 ± 16,32	13,50 ± 2,63	19,50 ± 3,89	16,20 ± 3,29
333	313,10 ± 15,14	312,30 ± 14,82	316,00 ± 14,45	14,10 ± 2,51	20,20 ± 3,26	17,50 ± 4,14
353	308,10 ± 18,10	304,80 ± 17,33	308,80 ± 15,46	15,40 ± 2,76	21,10 ± 3,11	18,20 ± 4,02
373	293,30 ± 17,44	293,80 ± 16,52	296,00 ± 16,42	16,50 ± 3,44	21,70 ± 3,06	18,70 ± 3,83
393	287,10 ± 13,53	286,70 ± 14,93	288,40 ± 15,89	17,50 ± 4,20	22,50 ± 3,44	19,40 ± 3,57
413	278,80 ± 15,82	277,60 ± 16,26	280,20 ± 16,62	18,20 ± 4,37	23,60 ± 3,20	20,00 ± 4,19
433	272,70 ± 11,67	272,50 ± 10,55	273,80 ± 10,38	19,10 ± 3,96	24,40 ± 2,84	20,60 ± 3,66
453	264,50 ± 8,21	264,60 ± 6,19	265,90 ± 5,55	19,80 ± 3,29	24,80 ± 2,39	21,40 ± 3,31
473	258,10 ± 13,01	257,80 ± 10,89	260,00 ± 10,18	20,30 ± 3,34	25,80 ± 1,75	22,30 ± 3,27
493	255,20 ± 11,21	255,60 ± 11,54	256,50 ± 13,50	21,10 ± 3,63	26,30 ± 2,16	23,10 ± 2,85
513	249,40 ± 10,98	250,00 ± 10,92	249,80 ± 10,65	21,60 ± 3,20	26,70 ± 1,95	23,40 ± 2,76

Tab. D.19: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Strahltemperatur für Deuterium, Blendenradius 9 mm.

	Blendenradius 7 mm		Blendenradius 9 mm	
T	n_1	n_2	n_1	n_2
293	92,00 ± 10,70	91,20 ± 11,27	121,00 ± 12,04	119,65 ± 11,61
313	93,30 ± 14,12	91,70 ± 14,18	122,65 ± 15,57	119,85 ± 15,44
333	90,95 ± 9,90	87,70 ± 9,89	119,20 ± 9,37	115,00 ± 9,96
353	85,30 ± 9,56	82,80 ± 8,81	112,00 ± 10,18	108,65 ± 9,88
373	76,65 ± 8,57	76,00 ± 8,27	103,55 ± 9,35	102,10 ± 8,74
393	75,80 ± 8,94	74,10 ± 8,29	101,15 ± 11,09	98,45 ± 10,97
413	74,45 ± 8,37	72,15 ± 8,17	98,30 ± 8,16	95,30 ± 7,34
433	70,10 ± 6,17	68,00 ± 6,68	92,30 ± 5,14	89,70 ± 6,44
453	68,25 ± 5,72	66,40 ± 6,22	88,90 ± 5,68	86,85 ± 6,71
473	66,00 ± 6,84	65,35 ± 6,55	86,30 ± 7,34	85,35 ± 7,30
493	65,75 ± 8,02	64,45 ± 7,68	85,55 ± 7,67	84,05 ± 7,89
513	62,40 ± 8,09	61,05 ± 7,96	82,45 ± 7,68	80,30 ± 7,75

Tab. D.20: Anzahl transmittierter Teilchen bei Variation der Strahltemperatur für Wasserstoff, mit Strahlblocker im BRP.

	Blendenradius 7 mm			Blendenradius 9 mm		
T	n_1	n_2	n_3	n_1	n_2	n_3
293	92,00 ± 10,70	90,30 ± 10,16	90,30 ± 10,16	121,00 ± 12,04	118,55 ± 11,27	118,50 ± 11,27
313	93,30 ± 14,12	91,15 ± 13,74	91,15 ± 13,74	122,65 ± 15,57	119,70 ± 14,81	119,70 ± 14,81
333	90,95 ± 9,90	89,05 ± 9,45	89,10 ± 9,48	119,20 ± 9,37	116,80 ± 9,25	116,85 ± 9,27
353	85,30 ± 9,56	83,00 ± 9,57	83,10 ± 9,67	112,00 ± 10,18	109,15 ± 10,12	109,30 ± 10,08
373	76,65 ± 8,57	74,85 ± 8,76	74,85 ± 8,76	103,55 ± 9,35	101,20 ± 9,23	101,20 ± 9,23
393	75,80 ± 8,94	73,60 ± 8,71	73,60 ± 8,76	101,15 ± 11,09	98,30 ± 10,98	98,30 ± 11,05
413	74,45 ± 8,37	72,20 ± 8,20	72,15 ± 8,13	98,30 ± 8,16	95,60 ± 8,04	95,50 ± 8,06
433	70,10 ± 6,17	68,50 ± 5,76	68,50 ± 5,76	92,30 ± 5,14	90,20 ± 4,94	90,20 ± 4,94
453	68,25 ± 5,72	66,10 ± 5,83	66,10 ± 5,83	88,90 ± 5,68	86,20 ± 5,76	86,20 ± 5,76
473	66,00 ± 6,84	64,80 ± 6,72	64,80 ± 6,72	86,30 ± 7,34	84,75 ± 7,58	84,75 ± 7,58
493	65,75 ± 8,02	63,90 ± 7,89	63,90 ± 7,89	85,55 ± 7,67	83,20 ± 7,49	83,15 ± 7,49
513	62,40 ± 8,09	60,95 ± 7,44	60,90 ± 7,43	82,45 ± 7,68	80,35 ± 7,00	80,25 ± 6,93

Tab. D.21: Anzahl der transmittierten Teilchen bei Variation der Strahltemperatur für Deuterium, mit Strahlblocker.

T in K	$A_{\mathrm{rel}}^{\mathrm{Wasserstoff}}$	$A_{\mathrm{rel}}^{\mathrm{Deuterium}}$
293	0,067	0,053
313	0,069	0,056
333	0,073	0,060
353	0,078	0,065
373	0,084	0,071
393	0,089	0,076

T in K	$A_{\mathrm{rel}}^{\mathrm{Wasserstoff}}$	$A_{\mathrm{rel}}^{\mathrm{Deuterium}}$
413	0,094	0,082
433	0,099	0,086
453	0,104	0,090
473	0,107	0,095
493	0,112	0,099
513	0,115	0,103

Tab. D.22: Korrekturfaktor A_{rel} für Wasserstoff und Deuterium für verschiedene Strahltemperaturen T bei einem Radius der Blende zwischen Target- und HFT-Kammer von 7 mm (für den Blendenradius 9 mm siehe Tab. 4.1).

D.4 Dejustierte Glasapparatur

Diese Berechnungen wurden nur für Wasserstoff durchgeführt und auch nur für den Fall ohne Strahlblocker, was aber für die Aussagen über die Auswirkungen einer dejustierten Glasapparatur ausreicht. Es wurden 20mal 10^6 Teilchen berechnet.

Versatz in mm	Neigung in °	n_1	n_2	n_3	n_4
0	0	319,75 ± 19,27	322,70 ± 11,96	11,90 ± 2,79	25,85 ± 2,16
0	1	303,30 ± 17,64	307,25 ± 17,44	10,75 ± 1,65	19,50 ± 2,46
0	2	270,50 ± 15,87	265,50 ± 16,66	10,75 ± 2,38	15,05 ± 2,40
0	3	202,60 ± 6,10	199,65 ± 9,45	11,45 ± 3,47	15,75 ± 2,47
0	4	105,65 ± 11,10	110,85 ± 12,63	6,95 ± 2,52	10,30 ± 2,20
0	5	51,60 ± 6,56	54,40 ± 6,12	3,75 ± 1,55	4,75 ± 1,55
1	0	315,40 ± 14,40	319,25 ± 18,74	10,50 ± 2,54	22,80 ± 2,51
1	1	311,45 ± 20,35	311,60 ± 15,92	14,70 ± 3,54	26,25 ± 2,67
1	2	277,35 ± 15,64	280,85 ± 14,48	15,55 ± 2,67	25,70 ± 2,03
1	3	228,70 ± 10,36	230,70 ± 12,93	9,55 ± 2,93	18,65 ± 2,21
1	4	140,15 ± 14,14	138,00 ± 13,85	7,80 ± 1,54	13,60 ± 2,68
1	5	66,35 ± 7,65	68,30 ± 9,99	4,95 ± 1,64	6,95 ± 1,57
2	0	308,30 ± 15,18	314,50 ± 14,40	13,70 ± 2,96	27,30 ± 3,05
2	1	317,95 ± 19,59	323,80 ± 15,41	14,50 ± 2,52	27,10 ± 2,77
2	2	289,55 ± 13,32	296,10 ± 16,66	14,45 ± 3,90	27,80 ± 3,79
2	3	244,85 ± 13,84	247,75 ± 15,10	8,30 ± 1,81	17,80 ± 2,26
2	4	179,65 ± 14,10	174,55 ± 15,18	7,75 ± 1,62	15,45 ± 2,19
2	5	92,25 ± 9,23	90,80 ± 8,76	2,80 ± 1,32	4,85 ± 1,87
3	0	297,70 ± 15,83	302,95 ± 13,81	15,30 ± 3,01	26,75 ± 2,92
3	1	316,95 ± 10,74	324,20 ± 13,65	12,45 ± 3,49	23,20 ± 2,46
3	2	292,30 ± 14,45	292,05 ± 12,84	14,00 ± 2,32	21,80 ± 2,57
3	3	258,75 ± 16,94	258,00 ± 17,42	13,00 ± 2,90	23,05 ± 2,24
3	4	205,80 ± 13,37	206,40 ± 11,20	8,65 ± 1,66	15,70 ± 2,66
3	5	115,75 ± 11,77	119,15 ± 13,88	4,05 ± 1,61	7,50 ± 1,79
4	0	289,25 ± 15,97	293,45 ± 18,37	9,55 ± 1,85	17,95 ± 2,74
4	1	314,30 ± 13,47	320,35 ± 16,86	17,05 ± 3,02	26,45 ± 3,25
4	2	289,05 ± 16,51	293,10 ± 15,85	10,20 ± 2,65	18,40 ± 2,06
4	3	270,05 ± 17,22	271,70 ± 16,84	10,30 ± 1,95	19,15 ± 1,90
4	4	220,50 ± 16,52	221,40 ± 17,44	10,00 ± 2,85	16,30 ± 2,00
4	5	136,50 ± 10,68	139,45 ± 11,68	5,75 ± 1,59	9,40 ± 1,90
5	0	282,85 ± 12,23	287,00 ± 14,95	10,00 ± 2,15	20,90 ± 2,90
5	1	302,75 ± 20,49	303,05 ± 15,26	8,15 ± 2,83	18,25 ± 3,40
5	2	295,05 ± 15,15	294,10 ± 9,60	8,35 ± 2,58	16,55 ± 2,61
5	3	280,20 ± 12,88	281,45 ± 16,35	6,10 ± 1,59	16,25 ± 2,67
5	4	227,95 ± 15,25	233,95 ± 16,99	8,40 ± 1,93	16,70 ± 1,95
5	5	159,15 ± 12,69	161,20 ± 13,79	7,45 ± 2,405	9,45 ± 1,50

Tab. D.23: Anzahl der transmittierten Teilchen bei dejustierter Glasapparatur für Wasserstoff, Strahltemperatur 293 K.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Abr 58] A. Abragam, J.M. Winter; *Proposal for a source of polarized protons*, Phys. Rev. Lett. **1** (1958) 374.

[Ack 98] K. Ackerstaff et al.; *The HERMES Spectrometer*, Nucl. Instr. and Meth. **A417** (1998) 230.

[And 60] L. Anderson et al.; *Hyperfine Structure of Hydrogen, Deuterium and Tritium**, Phys. Rev. **120** (1960) 1279.

[And 92] L. Anderson and T. Walker; *The effect of radiation trapping on a high field spin exchange optically pumped target*, Nucl. Instr. and Meth. **A316** (1992) 123.

[Bar 94] D. P. Barber et al.; *High spin polarization at the HERA electron storage ring*, Nucl. Instr. and Meth., **A338** (1994) 166.

[Bar 95] D. P. Barber et al.; *The first achievement of longitudinal spin polarization in a high-energy electron storage ring*, Phys. Lett. **B 343** (1995) 436.

[Bar 81] M. D. Barker; *A target of polarized hydrogen by storage of atoms in a coated pyrex vessel*, 5th Int. Symp. in Polarization Phenomena in Nucl. Phys., Santa Fe 1980, G. G. Ohlsen et al. (eds.), AIP Conference Proceedings 69, New York (1981) 931.

[Bar 01] S. Barsov et al.; *ANKE, a New Facility for Medium Energy Hadron Physics at COSY-Jülich*, Nucl. Instr. and Meth., **A462** (2001) 364.

[Bau 00] C. Baumgarten; *Studies of Spin Relaxation and Recombination at the HERMES Hydrogen/Deuterium Gas Target*, Dissertation, Universität München (2000).

[Bau 02a] C. Baumgarten et al.; *An atomic beam polarimeter to measure the nuclear polarization in the HERMES gaseous polarized hydrogen and deuterium target*, Nucl. Instr. and Meth. **A482** (2002) 606.

[Bau 02b] C. Baumgarten et al.; *Measurement of Atomic Recombination in the HERMES Polarized Hydrogen and Deuterium Storage Cell Target*, Nucl. Instr. and Meth. **A496** (2002) 263.

[Bau 02c] C. Baumgarten et al.; *The Storage Cell Target of the Polarized H/D Internal Gas Target of the HERMES Experiment at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A496** (2002) 277.

[Bec 95] M. Beckmann; *Aufbau eines Faradaypolarimeters zur Messung von Dichte und Polarisation an optisch gepumptem Kalium und Rubidium*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).

[Bou 63] M. Bouchiat; *Relaxation magnetique d'atomes de rubidium sur des parois paraffinées*, J. Phys. Radium **24** (1963) 379, 611.

[Bou 66] M. Bouchiat, J. Brossel; *Relaxation of optically pumped Rb atoms on paraffincoated walls*, Phys. Rev. **147** (1966) 41.

[Bra 95] B. Braun; *Spinrelaxation von Wasserstoff und Deuterium in Speicherzellen*, Dissertation, Universität München (1995).

[Bre 31] G. Breit, I. I. Rabi; *Measurement of Nuclear Spin*, Phys. Rev. **38** (1931) 2082.

[Bro 52] J. Brossel et al.; J. Phys. Radium **13** (1952) 668.

[Cad 01] R. V. Cadman et al.; *Evidence for a three-nucleon-force effect in proton-deuteron elastic scattering*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 967.

[Cag 75] B. Cagnac, J. C. Pebay-Peyroula; *Modern Atomic Physics: Quantum Theory and its Applications*, Macmillan, London (1975).

[Cam 86] J. Camparo; *Alkali* $\langle \mathbf{I}\cdot\mathbf{S} \rangle$ *wall relaxation in dichlorodimethysilane coated resonance cells*, J. Chem. Phys. **86** (1986) 1533.

[Cam 87] J. Camparo et al.; *Alkali reactions with wall coating materials used in resonance cells*, J. Appl. Phys. **62** (1987) 676.

[Chu 87] T. E. Chupp et al.; *Polarized, high-density, gaseous* ^{3}*He targets*, Phys. Rev. **C 36** (1987) 2244.

[Coh 99] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë; *Quantenmechanik*, 2. Auflage, de Gruyter, Berlin (1999).

[Cra 02] C. Crawford et al.; *Laser driven H/D target at MIT-BATES*, Proceedings of the Ninth Int. Workshop of polarized sources and targets, Nashville/Indiana 2001, V. P. Derenchuk, B. v. Przewoski (eds.), World Scientific, New Jersey (2002).

[Dav 96] C. C. Davis; *Lasers and Electro-Optics*, Cambridge University Press (1996).

[Dem 00] W. Demtröder; *Laserspektroskopie*, 4. Auflage, Springer, Berlin/Heidelberg (2000).

[Des 76] M. Desaintfucien and C. Audoin; *Temperature dependence of the hydrogen-hydrogen spin-exchange cross section*, Phys. Rev. **A 13** (1976) 2070.

[Due 95] M. Dueren; *The HERMES-Experiment: From the design to the first results*, Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).

[Dul 91] M. Dulick et al.; *Faraday rotation in an alkali-metal vapor and its use to measure vapor thickness and polarization*, Los Alamos National Lab., unveröffentlicht (1991).

[Fed 97] J. A. Fedchak et al.; *Silane coatings for laser-driven polarized hydrogen sources and targets*, Nucl. Instr. and Meth. **A391** (1997) 405.

[Fed 98] J. A. Fedchak et al.; *Nuclear tensor polarization in a laser-driven polarized deuterium internal target*, Nucl. Instr. and Meth. **A417** (1998) 182.

[Fic 91] D. Fick; *Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen*, BI-Hochschulskripte Bd. 755a, Mannheim, 1971; Nachdruck Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (1991).

[Fun 95] U. Funk; *Bau und Erprobung eines Hochfrequenzdissoziators mit verbesserter Düsenkühlung für die HERMES-Atomstrahlquelle*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1995).

[Gau 92] H.G. Gaul, E. Steffens; *A highly sensitive Breit-Rabi type polarimeter for an internal polarized hydrogen and deuterium target*, Nucl. Instr. and Meth. **A316** (1992) 297.

[Gao 00] H. Gao et al.; *Precise Determination of the Proton Charge Radius*, MIT-BATES PAC Pr. 00-02, H. Gao, J. R. Calarco (spokespersons) (2000).

[Gel 71] A. Gelb, Shoon K. Kim; *Theory of Atomic Recombination on Surfaces*, J. Chem. Phys. **55** (1971) 4935.

[Ger 22a] W. Gerlach, O. Stern; *Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms*, Z. Phys **8** (1922) 110.

[Ger 22b] W. Gerlach, O. Stern; *Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld*, Z. Phys **9** (1922) 349.

[Gro 98] C. Großhauser; *Experimenteller Nachweis von Spintemperaturgleichgewicht in einer lasergepumpten Spinaustauschquelle für Wasserstoff- und Deuteriumatomstrahlen*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1998).

[Hae 66] W. Haeberli; *Sources of Polarized Negative Ions*, Proc. of the 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons, P. Huber, H. Schopper (eds.), Experientia Suppl. 12, Birckhäuser, Basel (1966) 64.

[Hae 85] W. Haeberli; *Free and stored atomic beams as internal polarized target*, Proc. Workshop on Nucl. Phys. with Stored, Cooled Beams, Bloomington/Indiana 1984, P. Schwandt, H. O. Meyer, AIP Conf. Proc. **128**, New York (1985).

[Hak 96] H. Haken, H. C. Wolf; *Atom- und Quantenphysik*, Springer, Berlin/Heidelberg (1996).

[Hal 80] K. Halbach; *Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material*, Nucl. Instr. and Meth. **169** (1980) 1.

[Han 24] W. Hanle; *Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz*, Z. Phys. **30** (1924) 93.

[Han 99] P. Hanich; *Entwicklung von Hochfrequenzübergängen und Kalibration eines Breit-Rabi-Polarimeters für Deuterium*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1999).

[Haw 53] W. B. Hawkins, R. H. Dicke; *The polarization of Sodium Atoms*, Phys. Rev. **91** (1953) 1008.

[Hei 95] W. Heil et al.; *Very long nuclear relaxation times of spin polarized helium 3 in metal coated cells*, Phy. Lett. **A 201** (1995) 337.

[Hsu 00] Ming F. Hsu et al.; *Sol-gel coated glass cells for spin-exchange polarized ^3He*, Appl. Phys. Lett. **77** (2000) 2069.

[Jac 01] R. E. Jacob et al.; *Wall Relaxation of ^3He in Spin-Exchange Cells*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 143004.

[Kas 50] A. Kastler; J. Phys. Radium **11** (1950) 225.

[Kil 97] W. Kilian; *Stabilisierung eines Lasersystems und Untersuchungen zur Optimierung einer Spinaustauschquelle*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, (1997).

[Koc 95] N. Koch; *Bau und Optimierung eines Dissoziators für Wasserstoff und Deuterium*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).

[Koc 99a] N. Koch; *A study on the production of intense cold atomic beams for polarized hydrogen and deuterium targets*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, (1999).

[Koc 99b] N. Koch, E. Steffens; *High Intensity Source for Cold Atomic Hydrogen and Deuterium Beams*, Rev. Sci. Instr. **70** (1999) 3025.

[Kom 92] V. Komarov et al.; *Exclusive Deuteron Break-up Study with Polarized Protons and Deuterons at COSY*, COSY proposal #20 (1992).

[Kor 90] W. Korsch; *Entwicklung einer Hochintensitäts-Wasserstoffquelle für ein internes, polarisiertes Speicherringtarget*, Dissertation, Philips-Universität Marburg, (1990).

[Lev 88] C. Levy, W. Schmor; *$\langle S_z \rangle$ wall relaxation measurements of optically pumped sodium atoms in a high magnetic field*, J. Appl. Phys. **63** (1988) 4819.

[Lor 93] B. Lorentz; *Messung von Geschwindigkeitsverteilungen an Wasserstoff- und Deuterium-Atomstrahlen der HERMES/FILTEX-Atomstrahlquelle und Optimierung des Sextupolmagnetsystems zur Kernspinpolarisation der Strahlen*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1993).

[Lor 99] S. Lorenz; *Bau der Hochfrequenzübergänge und Simulationen für die Atomstrahlquelle des ANKE Experiments*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1999).

[Mag 97] J. Magnes; *Organosilicon coatings on copper and pyrex substrates for the LDS*, ANL Summer student report, unveröffentlicht (1997).

[Mil 97] M. A. Miller et al.; *First Use of a Laser-Driven Polarized H/D Target at the IUCF Cooler*, Proc. of the 7th Int. Workshop on polarized gas targets and polarized beams, Urbana/IL 1997, R. J. Holt, M. A. Miller (eds.), AIP Conference Proceedings 421, New York (1998).

[Met 95] A. Metz; *Weiterentwicklung eines Breit-Rabi-Polarimeters für das HERMES-Experiment am DESY*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München (1995).

[Nag 95] W. Nagengast; *Entwicklung von durchstimmbaren externen Resonatoren hoher Stabilität für Halbleiterlaser*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).

[Nag 98] W. Nagengast et al.; *Relaxation of electron polarization for optically pumped rubidium atoms*, J. Appl. Phys. **83** (1998) 5626.

[Nag 99a] W. Nagengast; *Optisches Pumpen und Untersuchung der Relaxation von Alkalimetallgasen mit Halbleiterlasern und Entwicklung von Pump-Halbleiterlaser-Systemen für Spinaustauschquellen*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1999).

[Nag 99b] W. Nagengast et al.; *Optical pumping and investigation of relaxation for rubidium vapor using semioconductor lasers for application in spin exchange sources*, Proc. of the Workshop on Polarized Sources and Targets, Erlangen, A. Gute, S. Lorenz and E. Steffens (eds.) (1999) 216.

[Nas 98] A. Naß; *Relaxationsmechanismen von optisch gepumptem Rubidium*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1998).

[Nas 02a] A. Naß; *Niederdruck-Überschallexpansion: Eine Studie zur Formation an kalten Wasserstoff- und Deuteriumatomstrahlen für polarisierte Gastargets*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (2002).

[Nas 02b] A. Naß et al.; *The HERMES Polarized Atomic Beam Source*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. **A** (2002).

[Pea 73] B. Peart, K. T. Dolder; *Collisions between electrons and H_2^+ ions IV. Measurements of cross sections for dissociative ionization*, J. Phys. B **6** (1973) 2409.

[Pet 93] A. Peters; *Reaktionen wäßriger Lösungen mit Glasoberflächen*, Fortbildungskurse 1989: Veränderung und Veredlung von Glasoberflächen, 2. Auflage, Hüttentechnische Vereinigung der Deutschen Glasindustrie, Frankfurt/Main (1993).

[Pip 97] M. Pipes; *Why the need for improved organosilicon coatings in the LDS?*, ANL Summer student report, unveröffentlicht (1997).

[Poe 94] M. Poelker et al.; *High-density production of spin-polarized atomic hydrogen and deuterium*, Phys. Rev. **A 50** (1994) 2450.

[Poe 95] M. Poelker et al.; *Laser-driven source of spin polarized atomic hydrogen and deuterium*, Nucl. Instr. and Meth. **A 364** (1995) 58.

[Poh 89] D. Pohlenz; Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg (1989).

[Pol 93] R. E. Pollock et al.; *Beam loss rates with an internal gas target in an electron-cooled storage ring; Implications for luminosity optimization*, Nucl. Instr. and Meth. **A330** (1993) 380.

[Pre 92] W. H. Press et al.; *Numerical Recipes in C: the art of scientific computing*, 2. Auflage, Cambridge University Press (1992).

[Pur 56] E. Purcell, G. Field; *Influence of collisions upon population of hyperfine states in hydrogen*, Astrophys. J. **124** (1956) 542.

[Rad 85] A. Radzig; *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*, Springer Series in Chemical Physics, Springer (1985).

[Rai 01] M. Raithel; *Untersuchungen zur Erzeugung von kalten, polarisierten Atomstrahlen*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (2001).

[Rai 02] M. Raithel; *persönliche Mitteilung* (2002).

[Ran 97] B. Ranzenberger; *Kalibrierung eines Breit-Rabi-Polarimeters mit dem polarisierten Atomstrahl einer Spinaustauschquelle*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1997).

[Rei 87] H. Reich; *Optisches Pumpen mit einem elektrooptisch moduliertem Farbstofflaser*, Diplomarbeit, Universität Marburg (1987).

[Rin 00] T. Rinckel et al.; *Facility for studying spin dependence in pion production near threshold*, Nucl. Instr. and Meth. **A439** (2000) 117.

[Rit 91] K. Rith; *Experiments with polarized internal and external targets*, Proc. Workshop on Polarized Gas Targets for Storage Rings, Heidelberg 1991, H. G. Gaul, E. Steffens, K. Zapfe (eds.), Max-Planck-Institut Heidelberg (1991).

[Ros 93] M. A. Ross et al.; *Test of a windowless storage cell target in a proton storage ring*, Nucl. Instr. and Meth. **A326** (1993) 424.

[Sak 98] T. Sakae et al.; *Optical pumping of thick alkali vapor for high-intensity polarized ion source*, Nucl. Instr. and Meth. **A402** (1998) 191.

[Sch 93] H. A. Schaeffer; *Veränderung der Glasoberflächen während des Herstellungs- und Verarbeitungsprozesses*, Fortbildungskurse 1989: Veränderung und Veredlung von Glasoberflächen, 2. Auflage, Hüttentechnische Vereinigung der Deutschen Glasindustrie, Frankfurt/Main (1993).

[Sch 91] P. Schiemenz et al.; *High field permanent sextupole magnets for Stern Gerlach separation in atomic beam sources*, Nucl. Instr. and Meth. **A305** (1991) 15.

[Sch 00] F. Schmidt; *Weiterentwicklung einer optisch gepumpten Spinaustauschquelle für polarisierte Wasserstoff- und Deuteriumatomstrahlen*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (2000).

[Sch 88] H. Scholze; *Glas: Natur, Struktur und Eigenschaften*, 3. Auflage, Springer, Berlin u. a. (1988).

[Sch 98] F. Schwabl; *Quantenmechanik*, Springer, Berlin/Heidelberg (1998).

[Shi 97] J. Shibley, *persönliche Mitteilung*, Silar Laboratories Inc. (1997).

[Sin 89] D. Singy et al.; *Study of the surface recombination in the production of a dense polarized hydrogen atomic beam at low temperature*, Institut für Mittelenergiephysik, ETH Zürich (1989).

[Ste 94] M. Stephens et al.; *Study of wall coatings for vapor-cell laser traps*, J. Appl. Phys. **76** (1994) 3479.

[Ste 95a] J. Stenger; *Entwicklung und Aufbau einer lasergepumpten Quelle für polarisierte Wasserstoff- und Deuteriumatomstrahlen*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).

[Ste 95b] J. Stenger and K. Rith; *Rate equation modelling of the optically pumped spin-exchange source*, Nucl. Instr. and Meth. **A 361** (1995) 60.

[Ste 96] J. Stenger and K. Rith; *Erratum to Rate equation modelling of the optically pumped spin-exchange source*, Nucl. Instr. and Meth. **A 378** (1996) 360.

[Ste 97a] J. Stenger et al.; *A compact Faraday rotation monitor for density and polarization of optically pumped alkali atoms*, Nucl. Instr. and Meth. **A384** (1997) 333.

[Ste 97b] J. Stenger et al.; *First experimental verification of spin temperature equilibrium in a high flow spinexchange source for polarized hydrogen atoms*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4177.

[Ste 97c] J. Stenger et al.; *Nuclear spin polarized H and D by means of spin-exchange optical pumping*, Proc. of the 7th Int. Workshop on polarized gas targets and polarized beams, Urbana/IL 1997, R. J. Holt, M. A. Miller (eds.), AIP Conference Proceedings 421, New York (1998) 139.

[Sto 94] F. Stock et al.; *The FILTEX/HERMES polarized hydrogen atomic beam source*, Nucl. Instr. and Meth. **A343** (1994) 334.

[Sto 90] J. Stoer, R. Bulirsch; *Numerische Mathematik, Volume 2*, 3. Auflage, Springer, Berlin (1990).

[Str 02] N. Straumann; *Quantenmechanik*, Springer, Berlin/Heidelberg (2002).

[Swe 88] D. R. Swenson, L. W. Anderson; *Relaxation rates for optically pumped Na vapor on silicone surfaces*, Nucl. Instr. and Meth. **B29** (1988) 627.

[Tak 78] K. Takayanagi, H. Suzuki; *Cross sections for atomic processes, Vol. I*, Research Information Center, Institute of Plasma Physics (1978).

[Tan 90] M. Tanaka et al.; *Depolarization of optically pumped sodium atoms by wall surfaces*, Phys. Rev. **A41** (1990) 1496.

[Tup 86] D. Tupa et al.; *Effect of radiation trapping on the polarization of an optically pumped alkali-metal vapor*, Phys. Rev. **A 33** (1986) 1045.

[Tup 87] D. Tupa, L. Anderson; *Effect of radiation trapping on the polarization of an optically pumped alkali-metal vapor in a weak magnetic field*, Phys. Rev. **A 36** (1987) 2142.

[Var 97] V. L. Varentsov et al.; *A New Method to Produce Cold Atomic Hydrogen and Deuterium Beams*, Proc. of the 7th Int. Workshop on polarized gas targets and polarized beams, Urbana/IL 1997, R. J. Holt, M. A. Miller (eds.), AIP Conference Proceedings 421, New York (1998).

[Vas 00] A. Vassiliev et al.; *24 segment high field permanent sextupole magnets*, Rev. Sc. Instr. **71** (2000) 3331.

[Vog 02] C. Vogel; *persönliche Mitteilung* (2002).

[Wal 93] T. Walker, L. Anderson; *Spin exchange collisions and their consequences for spin-polarized gas targets of hydrogen and deuterium*, Nucl. Instr. and Meth. **A334** (1993) 313.

[Wei 93] R. Weißmann; *Oberflächencharakterisierung, chemisches Vorspannen und physikalische Beschichtungsverfahren von Glas*, Fortbildungskurse 1989: Veränderung und Veredlung von Glasoberflächen, 2. Auflage, Hüttentechnische Vereinigung der Deutschen Glasindustrie, Frankfurt/Main (1993).

[Wil 01] J. Wilbert et al.; *The Erlangen laser driven source for polarized hydrogen and deuterium*, Proc. of the 9th Int. Workshop of polarized sources and targets, Nashville/Indiana 2001, V. P. Derenchuk, B. v. Przewoski (eds.), World Scientific, New Jersey (2002).

[Wu 86] Z. Wu et al.; *Optical determination of alkali metal vapor number density using Faraday rotation*, Appl. Opt. **25** (1986) 4483.

[Wut 97] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher; *Handbuch der Vakuumtechnik: Theorie und Praxis*, 6. Auflage, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden (1997).

[Yar 89] A. Yariv; *Quantum Electronics*, J. Wiley & Sons, New York (1989).

[Zap 96] K. Zapfe et al.; *Detailed Studies of a High-Density Polarized Gas Target for Storage Rings*, Nucl. Instr. and Meth. **A368** (1996) 293.

Danksagung

Zum Schluß dieser Arbeit ist es Zeit, all jenen zu danken, die mich in den vergangenen Jahren unterstützt haben. Auch wenn ich mich bemühe, alle zu erwähnen, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben, ist nicht auszuschließen, daß jemand vergessen wird. Für diesen Fall bitte ich um Entschuldigung. Im einzelnen geht mein Dank an:

- Meinen Doktorvater Prof. Dr. Klaus Rith für die Ermöglichung dieser Arbeit, die bei der Durchführung gewährten Freiheiten, aber auch die Unterstützung und Hilfe in kritischen Situationen.

- Die ehemaligen LDSler Dr. Carsten Großhauser, Dr. Wolfgang Haupt-Nagengast und Dr. Frank Schmidt für die sehr gute Zusammenarbeit und die Bereitschaft, auch nach dem Ausscheiden aus dem aktiven Quellendienst mit Rat und Tat zur Seite zu stehen. Natürlich auch ein Dank an den Begründer der Erlanger LDS, Dr. Jörn Stenger und alle Diplomanden und Hilfskräfte, die mit ihren Arbeiten die Voraussetzungen für meine Untersuchungen geschaffen haben.

- Dr. Andreas Gute und Martin Raithel für die Pflege der Rechnersysteme sowie die aufgewendeten Mühen an unserer guten alten „D2“, solange es halt irgendwie ging. An letzteren auch ein besonderer Dank für die freiwillige Mitarbeit am Projekt LDS, die Unterstützung bei diversen Justierarbeiten, hilfreiche Diskussionen und Anregungen sowie zusammen mit Christian Vogel für den Aufbau der neuen Datennahme und die damit verbundenen Programmiertätigkeiten. Ohne diese Hilfe neben ihren eigentlichen Aufgaben wäre es ganz schön eng geworden.

- Die Kollegen der ABS-Gruppe in Hamburg, Dr. Norbert Koch, Dr. Alexander Naß und Phil Tait für ihre Unterstützung auch im Bereich Hardware. Außerdem geht mein Dank an Dr. Bernd Braun für die zur Verfügung gestellten Simulationsprogramme und die Einführung in deren Benutzung.

- Meine Zimmergenossen aus 108, Dr. Wolfgang Haupt-Nagengast, Daniel Körner, Stefan Lorenz und Dr. Frank Schmidt, die jeder auf seine spezielle Art für das nötige „Wohlfühlklima“ gesorgt haben, auch außerhalb des Institutes.

- Natürlich auch an alle weiteren aktuellen und ehemaligen Mitglieder der Abteilung für das gute Arbeitsklima: Prof. Dr. Erhard Steffens, Dr. Stefan Bernreuther, Dr. Peter Budz, Bernhard Krauß, Nils Pickert, Caroline Riedl, Dr. Rezo Shanidze, Marco Vogt und Dr. Christoph

Weiskopf sowie unsere Hamburger Fraktion: Markus Ehrenfried, Dr. Mark Henoch, Achim Hillenbrand und Ralf Seidl.

- Unsere Sekretärinnen Frau Löhner, Frau Berbalk und Frau Haßler, die eine nicht zu unterschätzende Hilfe bei allen „Formalitäten“ darstellen.

- Den Glasbläser der Zentralwerkstatt, Herrn Händel, für seine virtuosen Künste und die schnelle Hilfe, wenn die sensible Glasapparatur dem Forscherdrang mal wieder nicht standgehalten hat.

- Die mechanische Werkstatt des Physikalischen Institutes unter Leitung der Herren Muhr und Heimpl bzw. Spona und Schreiter für die stets zuverlässig und sorgfältig ausgeführten Arbeiten und die kompetente Beratung beim Entwurf so manchen Bauteils.

- Die elektronische Werkstatt unter Leitung von Herrn Merkel für die Anfertigung und Reparatur elektrischer und elektronischer Bauteile.

- Die Tandemoperateure unter Herrn Nickl bzw. Herrn Kühn und unsere Haustechniker Herr Harrer und Herr Wissenz für die oftmals schnelle und spontane Hilfe sowie das zur Verfügungstellen der Maschinen in der Operateurswerkstatt.

- Alle die zur Reduzierung der Fehler und zum Feinschliff dieser Arbeit beigetragen haben: Dr. Stefan Bernreuther, Dr. Wolfgang Haupt-Nagengast, Stefan Lorenz, Dr. Frank Schmidt und meine Frau Jutta.

- Ohne Namen zu nennen, ein Dank an alle, die mich auf dem weiten Weg durch das Studium und die Promotion unterstützt haben. Es wird wohl jeder selbst am besten wissen, welchen Anteil er am Gelingen dieser Aufgabe hat.

- Zuletzt ein ganz spezieller Dank an meine Frau Jutta und meinen Sohn Nils für ihr Verständnis und ihre Geduld, die Unterstützung jenseits der Physik sowie eine Entschuldigung für die ausgefallene Zeit miteinander. Es wird wieder anders werden.

„Die Straße gleitet fort und fort
Durch Berg und Schlucht, durch Feld und Tann,
Bald säumend hier, bald eilend dort,
Hin zu der Tür, wo sie begann.
Das Aug, das Feuer sah und Schwert,
Gefahr und Greuel ohne End,
Nun schaut es wieder, heimgekehrt,
Baum, Bach und Hügel, die es kennt.“

J. R. R. Tolkien; *Der Hobbit*

Lebenslauf

Name:	Jürgen Wilbert
Geburtsdatum:	16.07.1970
Geburtsort:	Düsseldorf
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	seit 01.03.1996 verheiratet mit Jutta Rebouillon-Wilbert, geb. Rebouillon
Kinder:	Nils Wilbert, geb. am 13.11.1999

Schulischer und beruflicher Werdegang

08/77 - 10/80	Marienschule Düsseldorf
11/80 - 07/81	Grundschule Burgthann
09/81 - 06/90	Leibniz-Gymnasium Altdorf bei Nürnberg
07/90 - 06/91	Grundwehrdienst in Feldkirchen bei Straubing
10/91 - 02/98	Studium der Fächer Mathematik und Physik für das Lehramt an Gymnasien
Herbst 93	Staatl. Zwischenprüfung Mathematik
Frühjahr 94	Staatl. Zwischenprüfung Physik
08/96 - 03/97	Zulassungsarbeit zum ersten Staatsexamen bei Prof. Dr. K. Rith, „Der Kelvin-Generator als Demonstrationsexperiment zur Elektrostatik“
Herbst 97	1. Staatsexamen für das Lehramt an Gymnasien
ab 03/98	Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut II der Universität Erlangen-Nürnberg