

**Entwicklung eines leistungsstarken
Polarisators und Kompressors für $^3\vec{\text{He}}$
für medizinische MR Tomographie**

Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor
der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg–Universität
in Mainz

Michael Ebert

geb. in Alzey

Wörrstadt, August 2000

Jahr der mündlichen Prüfung: 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
1.1	Hyperpolarisiertes ${}^3\vec{\text{He}}$ in der medizinischen MRT	1
1.2	Messung des elektrischen Formfaktors $G_{e,n}$	5
1.3	Polarisiertes ${}^3\vec{\text{He}}$ als Neutron Spinfilter	7
1.4	Anforderungen an ein Polarisator-Kompressor-System	9
2	Grundlagen für den Polarisator	10
2.1	Erzeugung der Kernspinpolarisation von ${}^3\vec{\text{He}}$	10
2.2	Füllstation für Grundlagenforschung	13
3	Entwurf des Polarisators	17
3.1	Polarisation großer ${}^3\text{He}$ -Gasmengen	18
3.2	Abschätzung der benötigten Laserleistung	22
3.2.1	Absorbierte Laserleistung $P_{abs}(P_{He} = 0)$	22
3.2.2	Sättigung des C9 Hyperfeinübergangs	24
3.2.3	Abschätzung der Gleichgewichtspolarisation	27
3.3	Strahlführung des Laserlichtes durch das OPV	28
3.4	Verlustfreie Kompression von ${}^3\vec{\text{He}}$	30
3.5	Der Zylinderkopf des Kompressors	34
3.6	Titargetter zur ${}^3\text{He}$ Reinigung	37
3.7	Zwischenvolumen als Reservoir für ${}^3\vec{\text{He}}$	39
3.8	Das homogene Führungsfeld	41
3.9	Die Steuerung des Polarisationszyklus	43
4	Leistungsfähigkeit des Polarisators	46
4.1	Optischer Polarisationsnachweis (OPN)	46
4.2	Polarisationsverluste	49
4.3	Polarisationsverluste durch die Zuleitung zum Zwischenvolumen	53
4.4	Messung der Produktionsrate	56
4.5	Polarisationsgrad als Funktion der Laserleistung	57
5	Funktionelle Bildgebung mit ${}^3\vec{\text{He}}$-MRT	59
5.1	Messung des Sauerstoffpartialdruckes p_{O_2}	59
5.2	Diffusionskoeffizienten ADC in der Lunge	62
5.3	Lungenventilation	65
6	Ausblick	68
A	Anhang	A
A.1	Absorbierte Laserleistung bei der Polarisation P_{He}	A
A.2	Relaxation im Kompressionsraum	A
A.3	Auslegung der H_1 -Spulen	C
A.4	Das Programm zur Steuerung des Polarisators	D

Abbildungsverzeichnis

1.1	^1H MRT Aufnahme des Brustkorbs	2
1.2	^3He MRT Aufnahme der Lunge	2
1.3	Elektrischer Formfaktor	6
1.4	Spinfiltercharakteristik	8
2.1	Termschema von ^3He	11
2.2	Füllstation für Grundlagenforschung	13
2.3	Leistungsplot der Füllstation	15
3.1	Skizze des neuen Polarisators	18
3.2	Aufpolarisationskurve	19
3.3	Absorbtionslänge	19
3.4	Optisches Pumpvolumen	20
3.5	Pumpparameter für C8 und C9	24
3.6	Polarisation im OPV $\tau_z = 20$ s	29
3.7	Polarisation im OPV $\tau_z = 30$ s	29
3.8	Oberflächen zu Volumenverhältnis	31
3.9	Ausgestoßenes Gasvolumen	31
3.10	Kompressionsfaktor	33
3.11	Schemadarstellung des Zylinderkopfes	35
3.12	Vakuum in der Zuleitung	36
3.13	Relaxation im Zwischenvolumen	40
3.14	Vertikal gemessener Magnetfeldgradient	42
3.15	Horizontal gemessener Magnetfeldgradient	43
3.16	Steuerhardware	44
4.1	Optische Polarisationsnachweise	47
4.2	Polarisationstransfer	52
4.3	Polarisationsverluste durch die Zuleitung a)	55
4.4	Polarisationsverluste durch die Zuleitung b)	55
4.5	Polarisation in Abhängigkeit vom Fluß	57
4.6	Polarisation in Abhängigkeit der Laserleistung	58
5.1	Sauerstoffpartialdruck in der Lunge	60
5.2	SNR-Karte $P_{He} \sim 28\%$	61
5.3	SNR-Karte $P_{He} \sim 40\%$	61
5.4	Diffusionsgewichtete Bildgebung	63
5.5	MRT-Aufnahme einer fibrotischen Lunge	64
5.6	Diffusionsgewichtete MRT Aufnahme	65
5.7	Ventilation der Lunge	66
A.1	Steuerprogramm	G
A.2	Benutzeroberfläche	H

1 Motivation

Polarisiertes ${}^3\vec{\text{He}}$ spielt in der physikalischen Grundlagenforschung schon seit einiger Zeit eine wichtige Rolle. Beispiele hierzu werden in den Unterkapiteln 1.2 und 1.3 vorgestellt. Besonderes Interesse an polarisiertem ${}^3\vec{\text{He}}$ hat die Anwendung in der medizinischen Magnet-Resonanz-Tomographie in den letzten Jahren hervorgerufen. Diese Entdeckung war auch der Antrieb für die Themenstellung dieser Arbeit. Im folgenden Unterkapitel wird deshalb zuerst auf diese Anwendung näher eingegangen. Die Anforderungen an das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Polarisator-Kompressor-System leiten sich aus den Anwendungen von ${}^3\vec{\text{He}}$ ab und werden im Unterkapitel 1.4 definiert.

1.1 Hyperpolarisiertes ${}^3\vec{\text{He}}$ in der medizinischen Kern-Magnet-Resonanz-Tomographie MRT

M.S. Albert et al. [Albe94] veröffentlichten 1994 Aufnahmen der Lunge einer Maus. Die Schnittbilder sind in einem Kernspintomographen entstanden, nachdem die Luft in der Lunge durch hyperpolarisiertes ${}^{129}\text{Xe}$ ersetzt wurde. 1995 wurden dann von H. Middleton et al [Midd95] Bilder einer Meerschweinlunge mit hyperpolarisiertem ${}^3\vec{\text{He}}$ vorgestellt. Die ersten in vivo Bilder einer menschlichen Lunge wurden dann 1996 in [Ebe96] veröffentlicht.

Kern-Magnet-Resonanz-Tomographie oder kurz MRT (oder auch MRI) ist seit den 70er Jahren im klinischen Einsatz und wird ständig weiterentwickelt. Die Methode besticht durch die Möglichkeit, 2D-Schnittbilder genauso wie 3D-Bilder eines Objektes mit hoher Auflösung abzubilden. Dabei hat sie gegenüber der Röntgen-Computer-Tomographie den entscheidenden Vorteil, nicht mit ionisierender Strahlung zu arbeiten. Entlang einem statischen äußeren Magnetfeld \vec{B}_0 richten sich die Kernspins einer Probe aus. Bei Teilchen mit Kernspin $|\vec{I}| = 1/2$ gibt es nur zwei Einstellmöglichkeiten, parallel oder antiparallel zu \vec{B}_0 . Das Verhältnis der Besetzungszahlen, mit dem diese beiden Zustände statistisch besetzt werden, ist von der Temperatur und dem Betrag des Magnetfeldes B_0 abhängig und wird durch die Boltzmann-Statistik beschrieben.

$$\frac{N_-}{N_+} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right). \quad (1.1)$$

$\Delta E = 2 \cdot |\mu_I \cdot B|$ ist die Aufspaltung zwischen dem energetisch niedrigeren (-) und dem höheren (+) Zustand N_- und N_+ , die in Folge der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment des Kerns

$$\vec{\mu}_I = g_I \mu_K \vec{I} = \gamma h \vec{I} \quad (1.2)$$

und dem äußeren Magnetfeldes \vec{B} hervorgerufen wird ($g_K = \text{Kern-g Faktor}$, $\mu_K = \text{Kernmagnetischesmoment}$, $\gamma = \text{gyromagnetischer Faktor}$). ΔE entspricht einer Zeemanaufspaltung. Die Polarisation ist durch

$$P := \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{1 - e^{\frac{-\Delta E}{k_B T}}}{1 + e^{\frac{-\Delta E}{k_B T}}} \approx \frac{1 - \Delta E}{2 k_B T} = \frac{|\mu_I B|}{k_B T} \quad (1.3)$$

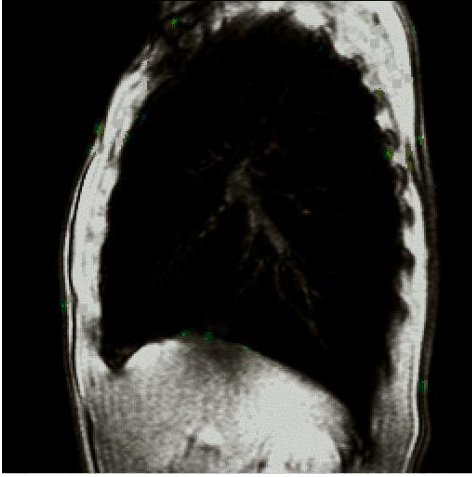


Abbildung 1.1: Aufnahme des Brustkorbs eines Probanden mit ^1H Kernspin Resonanz Tomographie (MRT). Gut zu erkennen, die Knochen und das Fettgewebe werden hell dargestellt. Im Bereich der Lunge sind nur die Blutgefäße zu erkennen, die mit Luft gefüllten Bereiche der Lunge können nicht abgebildet werden. Die Abbildung ist aus [Ebe96] entnommen.

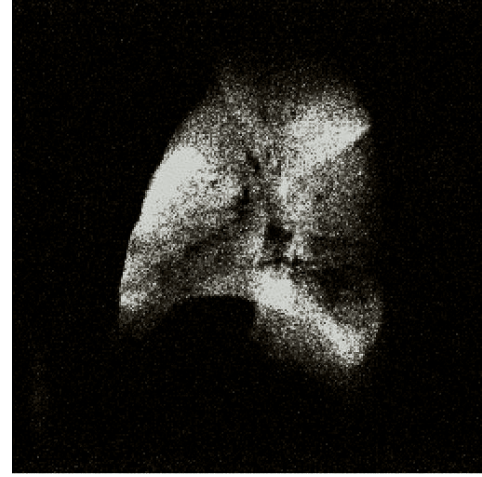


Abbildung 1.2: Nach dem Einatmen von ^3He und der Abstimmung des Tomographen auf die Kernspinresonanz von ^3He ist nur noch die Lunge zu erkennen. Bei dieser Aufnahme wurde eine große Schichtdicke von 3 cm gewählt, so daß die Blutgefäße nur als dunklere Schatten zu erkennen sind. Die Abbildung ist aus [Ebe96] entnommen.

definiert. In typischen Magnetfeldern mit einer magnetischen Flußdichte von $B_0 = 1,5 \text{ T}$ bei Raumtemperatur (300 K) sind Wasserstoffkerne zu $P \cong 5 \cdot 10^{-6}$ thermisch polarisiert (Für ^3He gilt wegen des kleineren magnetischen Momentes ($\mu_I(^3\text{He}) = -2,17\mu_K$) in diesem Feld $P \cong 4 \cdot 10^{-6}$). Der Mensch besteht zu ca. 75 % aus Wasser, das ergibt eine Protonendichte von $n_P \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Hieraus leitet sich die makroskopische Magnetisierung $\vec{M} = n \cdot P \cdot \vec{\mu}_I$ der Probe ab, die sich hier mit $P = 5 \cdot 10^{-6}$ zu $M = 5,52 \cdot 10^{-14} \cdot \omega \frac{\text{A}\cdot\text{s}}{\text{m}}$ ergibt. Durch ein senkrecht zum \vec{B}_0 Feld eingestrahltes resonantes Wechselfeld B_1 mit der Larmorfrequenz $\omega = \omega_L = 2\pi\gamma B_0$ kann \vec{M} um einen Winkel α aus der Feldachse ausgelenkt werden. Nach Abschalten des Wechselfeldes präzediert die Magnetisierung mit der Lamorfrequenz ω_L um die Achse des äußeren Feldes \vec{B}_0 . In senkrecht zur \vec{B}_0 -Achse aufgestellten Spulen wird eine Spannung $U_{ind} \propto \omega_L \cdot |\vec{M}| \cdot \sin \alpha$ induziert (Eine detaillierte Beschreibung von MRT oder NMR findet man in [Abr61] oder [Sli63]). Das Signal U_{ind} ist direkt proportional zur Magnetisierung \vec{M} . Da die Dichte in Hohlräumen des menschlichen Körpers wie beispielsweise der Lunge etwa vier Größenordnungen unter der von Gewebe liegt, können diese zunächst mit MRT nicht abgebildet werden. In Abbildung 1.1 ist der sagitale Schnitt durch den Brustkorb eines Probanden mit MRT dargestellt. Auf der linken Seite des Bildes befindet sich der Brustkorb, auf der rechten die Wirbelsäule. Knochen und Fettgewebe erscheinen hell.

Der Bereich, in dem sich die Lunge befindet, bleibt schwarz, bis auf die Blutgefäße. Durch den Einsatz von hyperpolarisiertem ${}^{129}\vec{\text{X}}\text{e}$ oder ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ mit $P_{\text{He}} \sim 0,1 \dots 0,5$ wird die um vier Größenordnungen geringere Dichte durch die um 5 bis 6 Größenordnungen höhere Polarisierung überkompensiert. In Abbildung 1.2 ist die Lunge des selben Probanden wie im linken Bild nach Einatmen von ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ dargestellt. Der Tomograph wurde auf die Kernresonanz von ${}^3\text{He}$ eingestellt, so daß die Protonen aus dem Fettgewebe nicht mehr sichtbar sind. Aufgrund der großen Schichtdicke von 3 cm sind die Blutgefäße nur als dunklere Schatten zu erkennen und nicht völlig schwarz.

Abbildungen der Lunge in vivo waren bis dato auch mit anderen Verfahren nur in sehr begrenztem Umfang möglich. Da der Absorptionskoeffizient für Röntgenstrahlung überproportional mit der Kernladungszahl zunimmt $\alpha \propto Z^x$ mit $3 \leq x \leq 4$, können luftgefüllte Hohlräume durch Röntgen-Computer-Tomographie (CT) ebenfalls nur durch einen Trick sichtbar gemacht werden. Zur Untersuchung der Lunge werden zwei CT-Aufnahmen gemacht, wobei der Patient einmal Luft und einmal Xe-Gas einatmet. Ein Computer berechnet die Differenz der Intensitäten, übrig bleibt eine Abbildung der Lunge. Durch Bewegungen oder unterschiedlich tiefe Atemzüge ist das Bild verwaschen und erscheint unscharf. Ein weiteres standardmäßig verwendetes Verfahren ist die Szintigraphie. Der Patient atmet ein radioaktives Gas ein. Mit einer γ -Kamera wird ein Bild der Lunge aufgenommen. Die Auflösung eines solchen Bildes ist eher gering. Beide Verfahren haben den Nachteil, den Patienten mit ionisierender Strahlung zu belasten. Außerdem können mit diesen Verfahren nur Projektionen der gesamten Lunge aufgenommen werden.

Erste begrenzte klinische Studien mit ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ -MRT sind in [Kau96] und in [Kau97] vorgestellt. Dort wird das enorme Potential dieser hochauflösenden Bildgebung zur Diagnose von Lungenerkrankungen im Vergleich zu den beiden oben erwähnten Standardverfahren diskutiert. Für diese morphologische Bildgebung, die die Spindichteverteilung des ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ in der Lunge wiedergibt, wurde den Probanden und Patienten eine Gasmenge von ca. 800 ml bei Atmosphärendruck mit einer Polarisierung von ca. $P_{\text{He}} = 30\%$ zum Einatmen gegeben. Durch Optimierung der bildgebenden Verfahren und die Entwicklung eines Applikators zur Verabreichung des ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ an den Probanden oder Patienten (siehe [Lau98]) gelang es, die ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ Mengen auf 200 bis 300 ml zu begrenzen. Es hat sich gezeigt, daß diese Gasmenge mit einer Polarisierung von $P_{\text{He}} = 30\%$ für morphologische Bildgebung mehr als ausreichend ist. Für den Kontrast und die Auflösung einer Abbildung ist das Signal zu Rauschverhältnis $\frac{S}{N} := \text{SNR}$ die maßgebliche Größe. Bei MRT wird das Rauschen durch im Gewebe thermisch induzierte Zufallsströme erzeugt (siehe [Ede85]). Das induzierte Signal ist proportional zur transversalen Magnetisierung und zur Larmorfrequenz, also $S \propto P_{\text{He}} \cdot [{}^3\text{He}] \cdot \mu_I \cdot \omega_L$. Hier wird deutlich, daß es durchaus möglich ist, eine geringere Polarisierung durch eine größere Menge an ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ auszugleichen.

Medizinisch noch wichtiger ist jedoch ein frühzeitiges Erkennen von Lungenerkrankungen, bevor die in der morphologischen Bildgebung sichtbaren, großen Defekte auftreten. Die therapeutischen Möglichkeiten sind dann weit größer und große Defekte können gegebenenfalls vermieden werden. Die Früherkennung setzt in den Lungenfunktionen an, die zu diesem Zweck gemessen und beurteilt werden muß. Der Sauerstoffpartialdruck in der Lunge und dessen zeitlicher Verlauf bei angehaltenem Atem gibt z.B. hierzu wichtige Informationen. Durch Messung dieser beiden Größen kann sowohl die Homogenität der Sau-

erstoffverteilung in der Lunge als auch die lokale Perfussion ins Blut bestimmt werden. In [Den99] wird diese Methode vorgestellt. Durch Wechselwirkung zwischen hyperpolarisiertem $^3\vec{\text{He}}$ und paramagnetischem Sauerstoff O_2 relaxiert die Polarisation des $^3\vec{\text{He}}$ gegen die thermische Boltzmannpolarisation. Die Polarisationsabnahme beschreibt einen exponentiellen Zerfall mit der Zeitkonstanten $T_1 = 2,61 \text{ bar} \cdot \text{s}/p_{\text{O}_2}$. Dieser Zusammenhang wurde bereits in [Saa95] veröffentlicht. Durch Messung dieser Relaxation kann der zeitliche Verlauf des Sauerstoffpartialdruckes p_{O_2} lokal genau bestimmt werden. In Deninger et al. [Den99] wird beschrieben, daß der Sauerstoffpartialdruck p_{O_2} beim Einatmen besser als 4 % und die Abnahmerate R besser als 10 % bestimmbar ist. Neben der Depolarisation durch die destruktive Messmethode der MRT liegt mit der Relaxation durch den paramagnetischen Sauerstoff eine zusätzliche Relaxationsquelle vor. Während der Messung wird das Signal also stark geschwächt. Um brauchbare Ergebnisse zu erzielen, muß im ersten Bild ein $\text{SNR} > 30$ gefordert werden. Anders als in der morphologischen Bildgebung ist es bei der Messung des Sauerstoffpartialdruckes nicht sinnvoll, geringere Polarisierungen in Kauf zu nehmen und durch größere Gasmengen auszugleichen, da hiermit der wirkliche Sauerstoffpartialdruck stark beeinflusst wird. Aus diesem Grund beschränkt man sich auf eine Gasmenge von 200–300 ml und fordert eine möglichst hohe Polarisation, $P_{\text{He}} > 35\%$ sind wünschenswert.

Weitere Ansätze zur Bestimmung der Lungenfunktion liegen in der zeitabhängigen Messung der Ventilation und Diffusion. Bei der Ventilation soll untersucht werden, ob alle Bereiche der Lunge gleich schnell und gut belüftet werden. Dazu wird einem Probanden oder Patienten ein $^3\vec{\text{He}}$ Bolus von 300 ml zum Einatmen gegeben, danach atmet er normale Luft weiter. Mittels ultraschneller $^3\vec{\text{He}}$ -Bildgebung wird die Ein- und Ausatmung nun beobachtet. Der Signalanstieg beim Einströmen des Atemluft- $^3\vec{\text{He}}$ Gemisches kann auf diese Weise lokal gemessen werden. In [Sch99] und [Sch00] ist diese Methode vorgestellt. Die Zeit für eine Aufnahme beträgt dabei 130 ms (ohne Schichtselektion). Das Signal konnte bis zu vier Atemzüge lang verfolgt werden. Neben den bereits besprochenen Signalverlusten während der Messung kommt es hier durch das Abatmen des $^3\vec{\text{He}}$ zu einer weiteren Signalschwächung. Um möglichst viele Atemzüge mit gutem SNR beobachten zu können, ist auch hier eine hohe Polarisation von $P_{\text{He}} > 35\%$ erwünscht. Zur Bestimmung des lokalen Diffusionskoeffizienten wird ausgenutzt, daß stark diffundierende Medien einen größeren Signalabfall (kleinere transversale Relaxationszeit T_2^*) durch einen zusätzlich geschalteten dipolaren Gradienten aufweisen als „ortsfeste“ Medien (beispielsweise Festkörper). Durch Messung des Diffusionskoeffizienten kann so eine Aussage über die Größe der Alveolen getroffen werden. Auch bei dieser Methode wird ein zusätzlicher, signalschwächender Effekt eingesetzt. Deswegen ist eine hohe Polarisation Voraussetzung. Die Bilder werden ebenfalls nach Gabe eines Bolus von 300 ml $^3\vec{\text{He}}$ aufgenommen.

Zur Untersuchung der Aussagekräftigkeit dieser medizinischen Diagnoseverfahren wird jeder Proband oder Patient einer morphologischen Aufnahme, einer Sauerstoffpartialdruckmessung, einer Ventilations- und einer Diffusionsstudie unterzogen. Um die klinische Relevanz dokumentieren zu können, muß von allen Personen ein vollständiger Datensatz vorliegen; deshalb wird für jeden Patienten oder Probanden eine $^3\vec{\text{He}}$ Gasmenge von 1,5 bar · Liter eingesetzt. Die Polarisation soll $P_{\text{He}} > 35\%$ betragen. Um die Gasmenge von 6 bar · Liter für 4 Patienten in einer angemessenen Arbeitszeit von 2 Stunden bereit zu stellen, benötigt

man, auf einen Tag berechnet, einen Fluß an ${}^3\vec{\text{He}}$ von $72 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$.

Die Kernspins von ${}^{129}\text{Xe}$ und ${}^3\text{He}$ können durch Optisches Pumpen ausgerichtet werden. Die Grundlagen wurden bereits in den 60er Jahren entdeckt aber erst die Entwicklung leistungsstarker Pumplichtquellen in den beiden vergangenen Dekaden brachte den Durchbruch für das Optische Pumpen größerer Gasmengen für die Zwecke der Grundlagenwissenschaft. Die Entwicklung der Laser als Lichtquellen ist noch lange nicht abgeschlossen. Immer leistungsfähigere und robustere Konzepte (Laserdioden, Dioden Arrays, Faserlaser, etc.) kommen auf den Markt und geben dem Optischen Pumpen immer stärkeren Auftrieb. Das ${}^3\text{He}$ für die Bilder, die in [Ebe96], [Kau96], [Kau97] und [Den99] veröffentlicht sind, wurde mit einer für die Grundlagenwissenschaft entwickelten Füllstation, im folgenden Polarisator Mark II genannt, polarisiert.

1.2 Messung des elektrischen Formfaktors $G_{e,n}$

Auf der Suche nach den Bausteinen der Natur hat man erkannt, daß Nukleonen im Gegensatz zu Leptonen eine innere Struktur besitzen. Sie sind nach heutiger Vorstellung aus Quarks und Gluonen aufgebaut. Zur Berechnung der Wechselwirkungen hat man eine ganze Anzahl von Modellen.

Elektromagnetische Formfaktoren beschreiben die elektromagnetische Struktur der Nukleonen. Durch Messung dieser Formfaktoren können die Modelle geprüft werden. Für das Proton ist sowohl der magnetische als auch der elektrische Formfaktor durch Elektronenstreuung an flüssigem Wasserstoff gut zu bestimmen, da sie beide in der gleichen Größenordnung liegen. Für das Neutron gibt es zwei wesentliche Schwierigkeiten. Zum einen kann kein „reines“ Neutronentarget ausreichender Dichte erzeugt werden. Aus diesem Grund wird Elektronstreuung an leichten Kernen wie D und ${}^3\text{He}$ durchgeführt. Zum anderen ist der elektrische Formfaktor des neutralen Neutrons $G_{e,n}$ viel kleiner als der magnetische $G_{m,n}$. Bei Streuexperimenten tritt aber sowohl elektrische als auch magnetische Streuung auf. In Abbildung 1.3 ist der elektrische Formfaktor G_E des Protons und des Neutrons gegen den Impulsübertrag Q^2 aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, daß der elektrische Formfaktor des Neutrons wesentlich kleiner als der des Protons ist. Der Wert des elektrischen Formfaktors für Impulsübertrag $Q^2 = 0 (\text{GeV}/c)^2$ spiegelt die Gesamtladung für die beiden Nukleonen wieder, während das Proton die Gesamtladung $q = -1e$ mit $e = -1,60219 \cdot 10^{-19}$ Coulomb trägt, ist das Neutron nach außen elektrisch Neutral. Die im Gegensatz zum Proton umgekehrte Steigung für kleine Impulsüberträge des elektrischen Formfaktors des Neutron gegenüber dem des Proton wird so interpretiert, daß im Zentrum des Neutron eine positive Ladung zentriert ist, die von einer negativen Pionenwolke (für kleine Impulsüberträge wird nur an dieser negativen Ladungswolke gestreut) umgeben ist. Die drei Meßpunkte des elektrischen Formfaktors des Neutrons wurden durch Doppelpolarisations-Streuexperimente am Elektronbeschleuniger Mami in Mainz gewonnen. Die beiden linken $G_{e,n}$ -Werte wurden durch Streuung polarisierter Elektronen an Deuterium gemessen. Dabei wurde die Polarisation des herausgeschlagenen Neutrons bestimmt. Der rechte Punkt wurde durch Streuung von polarisierten Elektronen an polarisiertem ${}^3\text{He}$ gemessen. Die durchgezogene Kurve ist ein Dipolfit an die Meßwerte. Da im ${}^3\text{He}$ der Kernspin zu über 95 % durch das Neutron getragen

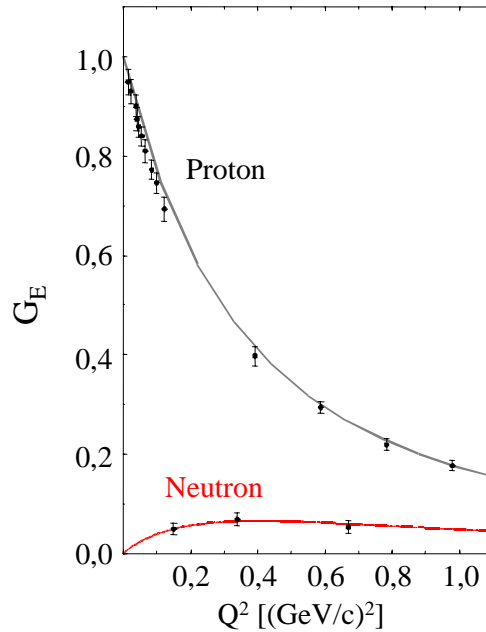


Abbildung 1.3: Elektrischer Formfaktor von Proton und Neutron in Abhängigkeit des Impulsübertrages Q^2 . Die Gesamtladung $q_p = -1e$ mit $e = -1,60219 \cdot 10^{-19}$ Coulomb, des Protons verdeutlicht sich in $G_{E,n}(Q^2 = 0) = 1$. Wohingegen der elektrische Formfaktor des Neutrons $G_{E,n}(Q^2 = 0) = 0$, wegen seiner Gesamtladung $q_p = 0$, ist. Deutlich ist auch zu erkennen, daß der elektrische Formfaktor des Neutrons wesentlich kleiner als der des Protons ist. Die drei Meßpunkte des Neutronformfaktors wurden durch Streuung von polarisierten Elektronen an Deuterium (die beiden linken) mit polarisationsnachweis des gestreuten Neutrons und durch Streuung von polarisierten Elektronen an polarisiertem ^3He , gewonnen.

wird (die Spins der beiden Protonen stehen im Grundzustand antiparallel und sättigen sich ab), kann dieses Target als polarisiertes Neutrontarget angesehen werden. Während die magnetische Spin-Spin-Wechselwirkung auf die Umkehr der Elektronen-Helizität mit einem Vorzeichenwechsel reagiert, bleibt die elektrische Wechselwirkung davon im wesentlichen unberührt. Gemessen werden daher die Koinzidenz-Wirkungsquerschnitte σ^\pm bei positiver bzw. negativer Elektronenhelizität. Hieraus wird dann die Asymmetrie

$$A_{e,n} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \quad (1.4)$$

gebildet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt dieses Streuexperimentes wird durch die Rosenbluthformel beschrieben. Die gemessenen Signale, die Asymmetrien A_\perp und A_\parallel (Orientierung des $^3\vec{\text{He}}$ Spins zum Impulsübertrag) dieser Streuung wachsen proportional zur

Polarisation des Elektrons P_e und des ${}^3\vec{\text{He}}$ P_n

$$A_{\perp} = P_e P_n \cdot \left(\frac{a}{d} \frac{G_{e,n}}{G_{m,n}} + \mathcal{O}\left(\frac{G_{e,n}^2}{G_{m,n}^2}\right) \right) \quad (1.5)$$

und

$$A_{\parallel} = P_e P_n \left(\frac{b}{d} + \mathcal{O}\left(\frac{G_{e,n}^2}{G_{m,n}^2}\right) \right). \quad (1.6)$$

In den Klammerausdrücken ist die gesuchte Abhängigkeit von den Formfaktoren in erster Näherung angegeben. Die Parameter a , b und d sind strukturunabhängige, kinematische Größen ([Mey94], [Bec99], [Roh99]).

Bei diesem Experiment wird für das Target ein sogenannter Qualitätsfaktor aus Polarisationsgrad (P_{He}) und Dichte der Targetatome ($[{}^3\text{He}]$) definiert

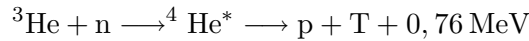
$$Q = P_{He}^2 \cdot [{}^3\text{He}]. \quad (1.7)$$

Die in gegebener Meßzeit erreichbare statistische Genauigkeit von $G_{e,n}$ ist zu diesem Qualitätsfaktor proportional. Da die Polarisation quadratisch in Q eingeht, ist klar, daß es bei diesem Experiment auf möglichst hohe Polarisation ankommt. Im Pilotexperiment mit Hochdruckzellen [Roh99] wurde bei einem ${}^3\text{He}$ Druck von $p = 6$ bar entsprechend $[{}^3\text{He}] \approx 1,5 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ eine Anfangspolarisation von $P_{He} = 43..50\%$ in Targetzellen mit einem Volumen $V_T \approx 0,5$ Liter erreicht. Auf Grund einer relativ kurzen Relaxationszeit von ca. 30 h wurden die Zellen zweimal pro Tag gewechselt. Kurze Aufpolarisationszeiten sind ebenfalls wünschenswert, da zum einen dadurch die Relaxationsverluste in den Targetzellen während des Aufpolarisierens, zum anderen Personalkosten minimiert werden können. In eineinhalb Stunden sollte eine Targetzelle aufpolarisiert werden können. Die Anforderung an den Polarisator ist damit festgelegt, es wird ein ${}^3\vec{\text{He}}$ Fluß von $f \approx 52 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$ mit einer Polarisation von $P > 50\%$ erwartet.

Genauere Darstellungen dieser Experimente findet man in [Mey94], [Bec99] und [Roh99].

1.3 Polarisiertes ${}^3\vec{\text{He}}$ als Neutron Spinfilter

Neutronen können in der exothermen Reaktion



sehr effizient absorbiert werden. Da die ${}^4\text{He}$ -Resonanz $|J^\pi, T\rangle = |0^+, 0\rangle$ (mit einer Breite von $\Gamma = 0,27 \text{ MeV}$) energetisch zwischen den Systemen (T+p) und (${}^3\text{He}+n$) liegt und weitere Resonanzen mit $J \neq 0$ oberhalb von (${}^3\text{He}+n$) durch thermische Neutronen nicht anzuregen sind, ist der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion stark von der Spinorientierung zwischen Neutron und ${}^3\vec{\text{He}}$ abhängig. Die Transmission für Neutronen mit entsprechendem Spinzustand ist durch

$$T^{\pm} = \frac{1}{2} e^{-\sigma_0 \cdot [{}^3\text{He}] \cdot l \cdot (1 \mp P_{He})} \quad (1.8)$$

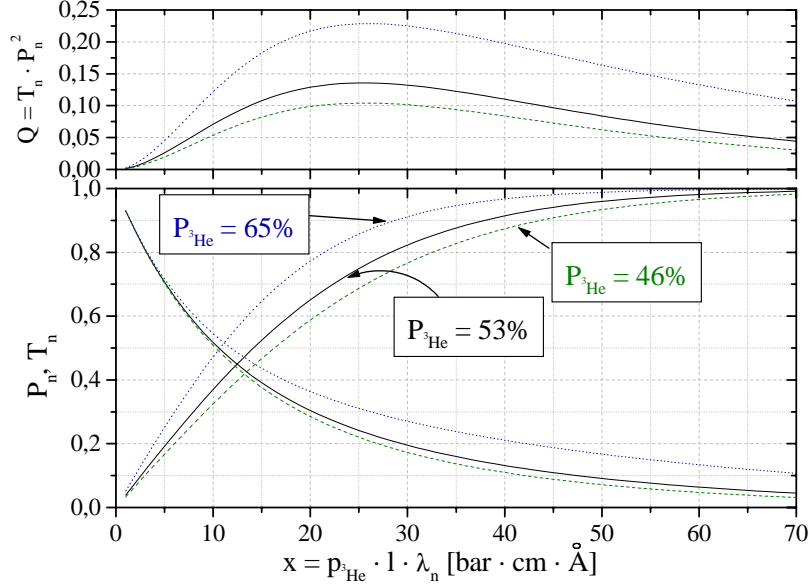


Abbildung 1.4: Polarisation (P_n) und Transmission (T_n) eines Neutronenstrahls nach der Transmission durch ein ${}^3\text{He}$ -Spinfilter mit der Polarisation P_{He} in Abhängigkeit der effektiven Filterdicke x . Oben ist der Qualitätsfaktor $Q = T_n \cdot P_n^2$ aufgetragen.

gegeben. $\sigma_0 = 2963 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \lambda / \text{Å}$ ist der mittlere spinunabhängige Wirkungsquerschnitt. l ist die Länge des Spinfilters, $[{}^3\text{He}]$ die Teilchendichte der Heliumatome im Filter, λ ist die de Brogliewellenlänge der Neutronen. Die totale Transmission für ein ${}^3\text{He}$ -Spinfilter mit der ${}^3\text{He}$ -Polarisation P_{He} ist durch $T_n = T^+ + T^-$, die Polarisation der Neutronen nach dem Passieren des Filters durch $P_n = \frac{T^+ - T^-}{T_n}$ gegeben. Mit leicht meßbaren Größen wie dem ${}^3\text{He}$ -Gasdruck p , der Transmissionslänge l und der Neutronenwellenlänge λ wird die effektive Filterdicke $x := \sigma_0 [{}^3\text{He}] l = 7,33 \cdot 10^{-2} \frac{p}{\text{bar}} \frac{\lambda}{\text{Å}} \frac{l}{\text{cm}}$ definiert. In Abb. 1.4 ist die Polarisation P_n und die Transmission T_n eines Spinfilters für verschiedene ${}^3\text{He}$ -Polarisationen in Abhängigkeit der effektiven Filterdicke x aufgetragen. Anhand dieser Grafik lassen sich die Anforderungen an einen Polarisator leicht erklären. Die Polarisation spielt hier ebenfalls wieder die entscheidende Rolle, sie muß möglichst hoch sein. Bei $P_{\text{He}} = 65\%$, einer Filterlänge von $l = 10 \text{ cm}$ und einem Druck von $p = 3 \text{ bar}$ wird ein Neutronenstrahl mit einer Wellenlänge von $\lambda_n = 1 \text{ Å}$ zu $P_n = 91\%$ polarisiert, bei einer Transmission von $T_n = 27\%$. Neutronen mit größerer Wellenlänge werden durch das selbe Filter noch höher polarisiert, allerdings auf Kosten der Transmission. Zur Optimierung der Filterdicke gilt für eine Vielzahl von Experimenten der Qualitätsfaktor $Q = T_n \cdot P_n^2$ in Analogie zu Gleichung (1.7). Wie in Abb. 1.4 zu erkennen, ist das Maximum recht breit. (Für nähere Details siehe [Sur97]). Erste Experimente mit solchen Filtern wurden am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble durchgeführt [Heil98]. Zur Polarisation von Neutronen werden also ebenfalls ${}^3\text{He}$ -Gasmengen in der Größenordnung $\mathcal{O}(\text{bar} \cdot \text{l})$ benötigt.

1.4 Anforderungen an ein Polarisator–Kompressor–System

Das hier geplante Polarisator–Kompressor–System soll in erster Linie für die medizinische Anwendung entwickelt werden. Daher streben wir einen möglichst hohen Fluß an Transportzellen mit langen Relaxationszeiten (siehe [Sch94], [Den97] und [Wolf00]) ermöglichen die räumliche Trennung von Polarisation und Anwendung. Bei Relaxationszeiten von $T_1 = \mathcal{O}(100 \text{ h})$ wäre eine zentrale Polarisation mit anschließender Belieferung verschiedener MR Zentren sehr vorteilhaft. Für die ersten Studien ist ein Fluß von $f \gtrsim 70 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$ mit einer Polarisation von $P_{He} \gtrsim 35\%$ ausreichend, um das ${}^3\vec{\text{He}}$ für 4 Patienten in 2 Stunden bereit zu stellen. Bei einem Fluß von $f \gtrsim 100 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$ soll jedoch immer noch eine Polarisation von $P_{He} > 30\%$ erzielt werden.

Für die funktionelle Bildgebung sind höhere Polarisationen jedoch wünschenswert, für die Anwendung in der Grundlagenforschung sind sie Voraussetzung. Das Polarisator–Kompressor–System sollte also auch in der Lage sein, ${}^3\vec{\text{He}}$ mit hoher Polarisation $P \geq 50\%$ zu liefern.

Das System muß also flexibel auf die Anforderungen reagieren können. Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen zur Entwicklung des Polarisators und des Kompressors erklärt, bevor dann die Realisierung gezeigt wird. Die anschließenden Messungen, in Kapitel 4, beweisen die Leistungsfähigkeit des gebauten Systems. Danach werden in Kapitel 5 erste Anwendungen des mit dem neuen Polarisator–Kompressor–Systems polarisierten ${}^3\vec{\text{He}}$ in der medizinischen MR Tomographie vorgestellt. Zum Schluß wird ein Blick auf die Zukunft in der Anwendung von polarisiertem ${}^3\vec{\text{He}}$ geworfen.

2 Grundlagen für die Entwicklung eines leistungsstarken Polarisator–Kompressor–Systems

In diesem Kapitel werden die Grundlagen, die bei der Entwicklung eines leistungsstarken Polarisators und Kompressors für ${}^3\vec{\text{He}}$ beachtet werden müssen, erläutert. Zunächst wird die Methode zur Erzeugung der Kernspinpolarisation, dann die Füllstation für die physikalische Grundlagenforschung (Polarisator Mark II) vorgestellt. Hierauf aufbauend werden die grundlegenden Konzepte für die Entwicklung festgelegt.

2.1 Erzeugung der Kernspinpolarisation von ${}^3\vec{\text{He}}$

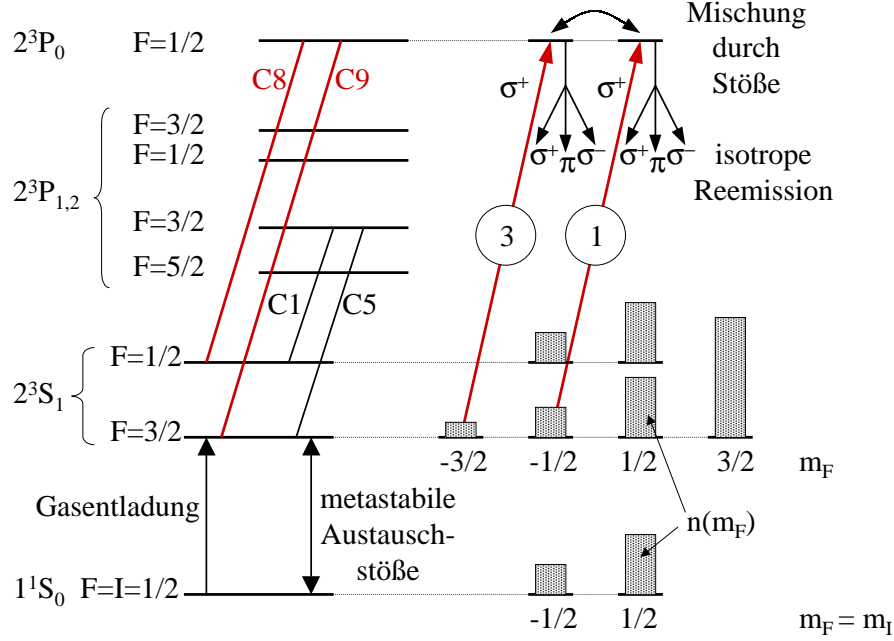
Zum Polarisieren des Kernspins von ${}^3\text{He}$ stehen zwei Methoden zur Verfügung. Zu beiden wurden die Grundlagen bereits in den 60er Jahren gelegt; sie bedienen sich des Optischen Pumpens. Bei der ersten Methode wird in einer Zelle ${}^3\text{He}$ unter einem Druck von $3 \dots 10$ bar zusammen mit einer kleinen Menge eines Alkalimetalles, meist Rubidium, abgefüllt. Durch Erhitzen der Zelle wird ein signifikanter Dampfdruck von typisch 10^{-3} mb des Alkalimetalles erzeugt. Durch Optisches Pumpen mit resonantem, zirkular polarisiertem Licht bei 796 nm können die Leuchtelektronen des Rb–Dampfes fast vollständig polarisiert werden. Dazu muß das Pumplicht stark genug sein, um die Anregung des optisch dichten Rb–Dampfes zu sättigen. Das maximal polarisierbare Dampfvolument ist damit direkt an die zur Verfügung stehende Laserleistung gekoppelt. Bei Stößen zwischen Rb und ${}^3\text{He}$ –Atomen kann der Spin des Leuchtelektrons vom Rubidium durch Hyperfeinwechselwirkung an den Kernspin vom ${}^3\text{He}$ koppeln. Es kommt zu einem gegenseitigen Spinklapp. Durch diese sogenannten Spinaustauschstöße (SE) wird die Polarisation auf den Kernspin des ${}^3\text{He}$ übertragen. Der Wirkungsquerschnitt für diese Stöße ist allerdings mit $\sigma_{SE} = \mathcal{O}(10^{-24} \text{ cm}^2)$ sehr klein. Durch Mittelung über die Relativgeschwindigkeit zwischen Rb– und ${}^3\text{He}$ –Atomen und unter Berücksichtigung der obengenannten Dichte des Rb–Dampfes ist die Zeit für einen Spinflipp pro ${}^3\text{He}$ –Atom

$$T_{Rb-He} = (\langle \sigma_{SE} v_{Rb-He} \rangle [Rb])^{-1} = \mathcal{O}(5 \text{ h}). \quad (2.1)$$

Entsprechend lang sind die Aufpolarisationszeiten. Die Endpolarisation P_{max} erreicht bei einer Rubidiumpolarisation P_0 , der Spinaustauschzeit T_{Rb-He} und der Relaxationszeit T_1 des ${}^3\vec{\text{He}}$ asymptotisch den Wert

$$P_{max} = P_0 \frac{1}{1 + \frac{T_{Rb-He}}{T_1}}. \quad (2.2)$$

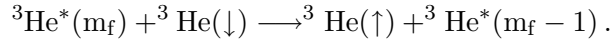
Die Relaxationszeit T_1 in solchen Zellen ist von vielen Faktoren abhängig (Druck, relativer Magnetfeldgradient, Wandbeschaffenheit, etc.) und liegt in der Größenordnung $20 \text{ h} \leq T_1 \leq$

Abbildung 2.1: Termschema zur Illustration des Optischen Pumpens von ${}^3\text{He}$.

150 h (siehe [Den97]). Da die Spinaustauschzeiten T_{Rb-He} sehr lang sind, ist der T_1 Wert in Gl. (2.2) durchaus relevant. Details über diese Methode findet man in [Bou60], [Gam65], [Chu87] und [Lar91].

Die zweite Methode ist erstmals in [Col63] veröffentlicht. Bei ihr wird ebenfalls zunächst ein Zwischenmedium optisch gepumpt. In Abbildung 2.1 ist das Termschema, soweit es für den optischen Pumpprozess relevant ist, gezeigt. Bei einem Druck von $p \simeq 1$ mb regt eine schwache Gasentladung das metastabile 2^3S_1 Niveau an. Dabei wird eine Dichte der metastabilen ${}^3\text{He}^*$ -Atome von $[{}^3\text{He}^*] \simeq (1 \dots 3) \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^3}$ erzielt ($p = 1$ mb entspricht einer Dichte von $[{}^3\text{He}] \simeq 2,7 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$). Zirkular polarisiertes Laserlicht σ^+ der Wellenlänge $\lambda = 1083,2$ nm, welches das ${}^3\text{He}$ -Gas entlang eines schwachen Magnetfeldes von $B_0 \approx 8$ Gauß durchläuft, kann von den ${}^3\text{He}^*$ Atomen absorbiert werden. Durch σ^+ -Übergänge werden so selektiv Atome aus dem 2^3S_1 Zustand mit den Spinprojektionen $m_F < 0$ in die 2^3P_j Zustände angeregt. Wegen $\Delta m_F = +1$ findet ein Drehimpulsübertrag aus dem Laserlicht auf das Atom statt. Durch gaskinetische Stöße in den angeregten 2^3P_j Zuständen wird strahlungslos Energie und Drehimpuls aus dem inneren und äußeren Drehimpuls noch während der Lebensdauer dieser Zustände von $\tau = 1,05 \cdot 10^{-7}$ s aufgenommen bzw. abgegeben. Auf diese Weise kommt es zu einer Mischung aller 2^3P_j -Zustände. Oberhalb eines Druckes von 1 Torr ist die Stoßrate so groß, daß sich alle 2^3P_j -Unterniveaus während ihrer Lebensdauer mehr oder weniger vollständig ausgleichen. Das hat eine fast isotrope, spontane Reemission in alle 2^3S_1 Zustände zur Folge. Der mittlere Drehimpulsübertrag auf das ${}^3\text{He}^*$ System berechnet sich dann aus der Summe des Drehimpulses des absorbierten Photons (\hbar)

und der Drehimpulsbilanz bei der Mischung der 2^3P_j Unterniveaus. Durch die starke Kopplung zwischen Kernspin und Hülle, aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung, kommt es zur instantanen Kernspinpolarisation. Durch sogenannte „metastabile Austauschstöße“ (ME) erfolgt der Drehimpulsübertrag auf die Grundzustandsatome



Da die Polarisation von S-Zuständen ganz allgemein durch Stöße nicht beeinflusst wird, bleibt die m_F Quantenzahl des ganzen Systems während des Stoßes erhalten. Wegen der sehr kurzen Stoßzeit von $\tau \simeq 10^{-12}$ s bleibt der Kernspin trotz seiner engen Kopplung durch HF-Wechselwirkung an die Hülle, die einer charakteristischen Periode von $\tau_{HF} \sim 10^{-10}$ s entspricht, unberührt. Wenn die Gesamtzahl der Atome, die sich in den Zuständen 1^1S_0 und 2^3S_1 ($F = \frac{1}{2}$, $F = \frac{3}{2}$) befinden, erhalten bleibt, baut sich ein dynamisches Gleichgewicht der Polarisation auf, das durch den Parameter

$$x := \frac{1 + P}{1 - P} = \frac{n(m_F)}{n(m_F - 1)} = \frac{n(m_F^*)}{n(m_F^* - 1)} = e^\beta, \quad (2.3)$$

charakterisiert ist und das die relativen Besetzungszahlen $n(m_F)$ der m_F Zustände beschreibt. Die Rate der metastabilen Austauschstöße ist durch den Austausch-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ME} = 7,6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ (siehe [Dup71]), die Relativgeschwindigkeit der ${}^3\text{He}$ - und ${}^3\text{He}^*$ -Atome $\bar{v}_{r,He^*-He} \approx 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ und die Dichte der metastabilen Atome $[{}^3\text{He}^*] \simeq 3 \cdot 10^{10} / \text{cm}^3$ gegeben zu

$$\Gamma_{He^*-He} = (T_{He^*-He})^{-1} = (\langle \sigma_{ME} \bar{v}_{r,He^*-He} \rangle [{}^3\text{He}^*]) \sim 3,3 / \text{s}. \quad (2.4)$$

Dagegen ist die maximale Absorptionsrate an Photonen, ebenfalls bezogen auf jedes ${}^3\text{He}$ -Atom im Gas, mit $\gamma_{ph} \simeq 0,1 / \text{s}$ kleiner. Das ist eine Bedingung dafür, daß sich –zumindest annähernd– ein Spintemperaturgleichgewicht (2.3) zwischen den beiden Zuständen einstellt. In Analogie zu einer Boltzmannverteilung wird $1/\beta$ als Spintemperatur angesprochen. Die Höhe der Kästchen in Abbildung 2.1 über den m_F Niveaus symbolisieren die relativen Besetzungszahlen $n(m_F)$ für eine Helium-Polarisation von $P = 33\%$ entsprechend $x = 2$.

Wegen des um mehrere Größenordnungen schnelleren Spintransfers beim „Metastabilen Optischen Pumpen“ (ME) haben wir uns für diese Methode entschieden. Leider ist man hier auf einen Druckbereich von $p \simeq 0,8 \dots 2 \text{ mb}$ beschränkt. Dies führt zu zwei technischen Schwierigkeiten:

1. Um trotzdem ${}^3\vec{\text{He}}$ -Gasdrücke von einigen bar ($3 \dots 10 \text{ bar}$) zu erzielen, muß das polarisierte ${}^3\vec{\text{He}}$ -Gas komprimiert werden. Dabei sollten möglichst keine Polarisationsverluste auftreten.
2. Durch die geringe relative metastabile Dichte $\frac{{}^3\text{He}^*}{{}^3\text{He}} \sim 10^{-6}$ ist das absorbierende Medium optisch sehr dünn. Daraus resultieren große Absorptionslängen von ca. 10 m. Um das Laserlicht dennoch effizient zu nutzen, muß das Optische Pumpvolumen (OPV) also sehr lang sein.

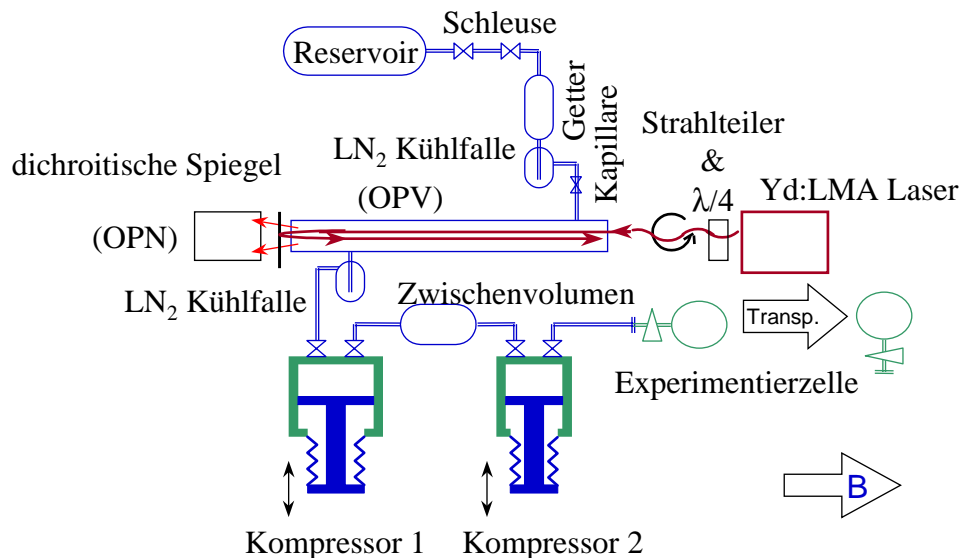


Abbildung 2.2: Schemazeichnung der Füllstation für die Grundlagenforschung.

Die Lösung dieser beiden Probleme war die Aufgabe dieser Arbeit, sie wird in Kapitel 3 gezeigt. Doch zunächst soll hier noch auf den Vorläufer, den Polarisator Mark II (die Füllstation für die Grundlagenforschung) und deren begrenzte Leistungsfähigkeit eingegangen werden.

2.2 Ursprüngliche Füllstation für Neutron-Spfilter und $G_{e,n}$ Zellen

In den Kapiteln 1.2 und 1.3 wurden die beiden Anwendungen für polarisiertes ${}^3\vec{\text{He}}$ in der Grundlagenforschung ($G_{e,n}$ Experiment und Neutronspfilter) schon vorgestellt. Für diese Anwendungen wurde bereits eine Füllstation mit zwei Kolbenkompressoren entwickelt (siehe [Sur95] und [Sur97]). Verbesserungen dieses Aufbaus wurden im Rahmen von [Ebe95] erzielt. Die ersten Untersuchungen zur mechanischen Kompression von polarisiertem ${}^3\vec{\text{He}}$ sind in [Bec94] veröffentlicht.

In diesem Abschnitt wird auf diese ursprüngliche Füllstation (siehe Abbildung 2.2), im folgenden Polarisator Mark II genannt, eingegangen und aufgezeigt, warum zur Anwendung von ${}^3\vec{\text{He}}$ in der medizinischen MR Tomographie der bestehende Aufbau nur begrenzt tauglich ist. Dennoch wurden wichtige Erkenntnisse beim Betrieb dieser Apparatur gewonnen, die natürlich in die Entwicklung des jetzigen leistungsstärkeren Polarisator-Kompressor-Systems, das in Kapitel 3 vorgestellt und im folgenden Polarisator Mark III bezeichnet wird, eingeflossen sind.

Aus einem Reservoir wird ^3He über eine Schleuse in den Getter zur Reinigung dosiert. Der Getter besteht aus einem Keramikrohr, das mit Getterpillen der Firma SAES gefüllt ist. An der großen inneren Oberfläche der porösen Pillen werden Nichtedelgase (O_2 , H_2 , N_2 , ...) adsorbiert. Wenn die Oberfläche belegt ist, kann sie durch Ausheizen reaktiviert werden. Die Pillen bestehen aus einer magnetischen Metallegierung (Angaben in Volumenprozent: 70 % Zirkonium, 24,6 % Vanadium, 5,4 % Eisen). Zwei Glasfritten zu jeder Seite des Getters sollen verhindern, daß störender magnetischer Getterstaub in der Apparatur verteilt wird. Dennoch ist nicht ganz sicher, ob der Staub vollständig zurückgehalten wird. Durch die Kapillare strömt das Gas dann kontinuierlich in das Optische Pumpvolumen. Dort wird es bei $p \approx 1$ mb durch Metastabiles Optisches Pumpen (ME), wie in Kapitel 2.1 beschrieben, aufpolarisiert. Das kontinuierliche Nachströmen von unpolarisiertem ^3He aus dem Getter verdünnt die während eines Aufpolarisationszyklus erzielte Kernspinpolarisation permanent. Ein diskontinuierliches Einfüllen des gereinigten unpolarisierten ^3He aus dem Getter, angepaßt an die Aufpolarisationszyklen wäre vorzuziehen.

Mit dem ersten Kompressor, der ein Hubvolumen von 1,9 Liter hat, wird das ^3He in ein Zwischenvolumen mit $V = 1,35$ Liter in ca. 140 Hübten auf einen Enddruck von ca. $p_{ZV}^{End} = 200$ mb vorverdichtet. Mit dem zweiten Kompressor ($V_{K2}^{Hub} = 0,26$ Liter) wird das ^3He dann aus dem Zwischenvolumen in mehreren kleinen Schläcken in die Experimentierzelle komprimiert. Die maximale Polarisation im Optischen Pumpvolumen von $P_{He} = 64\%$ wurde bei einem Fluß von $f \approx 0,6 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{h}}$ erzielt. Da die Zykluszeit des 1. Kompressors mit $\tau_z = 10$ s festliegt, wird der Fluß durch Variation des Druckes im Optischen Pumpvolumen (p_{OPV}) eingestellt. $f \approx 0,6 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{h}}$ entspricht einem Druck von $p_{OPV} = 0,88$ mb. Um größere Flüsse zu erzielen, wird die Maschine häufig mit Drücken von $p_{OPV} = 1,6$ mb (entspricht einem Fluß von $1,1 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{h}}$) betrieben. Dies geht zu Lasten der Polarisation, die dann wegen der relativ geringeren metastabilen Dichte mit verkürztem T_1 in der Gasentladung nur noch bei $\approx 46\%$ liegt. Ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen Polarisation im Optischen Pumpvolumen und Fluß ist in Abbildung 2.3 dokumentiert. Bei der Kompression des ^3He durch die erste Stufe in die Pufferzelle und durch die zweite Stufe in die Targetzelle kommt es in der Füllstation zu Polarisationsverlusten von insgesamt 15 bis 25 % relativ, je nach Fluß. Trotz abnehmender Polarisation bei steigendem Fluß nimmt die Produktion an polarisierten Spins leicht zu. Die Anzahl polarisierter Spins (= Fluß x Polarisation x Produktionszeit) ist, wie in Kapitel 1.1 diskutiert, die entscheidende Größe für die Qualität der Bildgebung. Hierfür ist es also sinnvoll, mit großem Fluß aufzupolarisieren. Die in Abbildung 2.3 vorgestellten Meßdaten sind Bestwerte, die nur bei intensiver Betreuung des Polarisator Mark II über längere Zeit erzielt werden können. Durch leichte Verunreinigung des Optischen Pumpvolumens mit Fremdgasen, die den metastabilen Heliumzustand durch Stöße abregen („quenchen“), werden nur noch geringere metastabile Dichten erzielt, was eine geringere Polarisation zur Folge hat. Aus diesem Grund wird meist ein Fluß von $f = 0,8 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{h}}$ eingestellt. Um die geforderte Gasmenge von 6 bar·l für vier Patienten an einem Meßtag bereitzustellen, ist eine Produktionszeitzeit von 7,5 h erforderlich. Da bei jedem Zellenwechsel zwischen Absperrhahn und Kompressorventil mindestens eine halbe Stunde evakuiert und gespült werden muß, damit kein Sauerstoff in die Zellen gelangt, verlängert sich diese Zeit entsprechend. Auf Grund der endlichen Relaxationszeiten in solchen Speicherzellen kommt

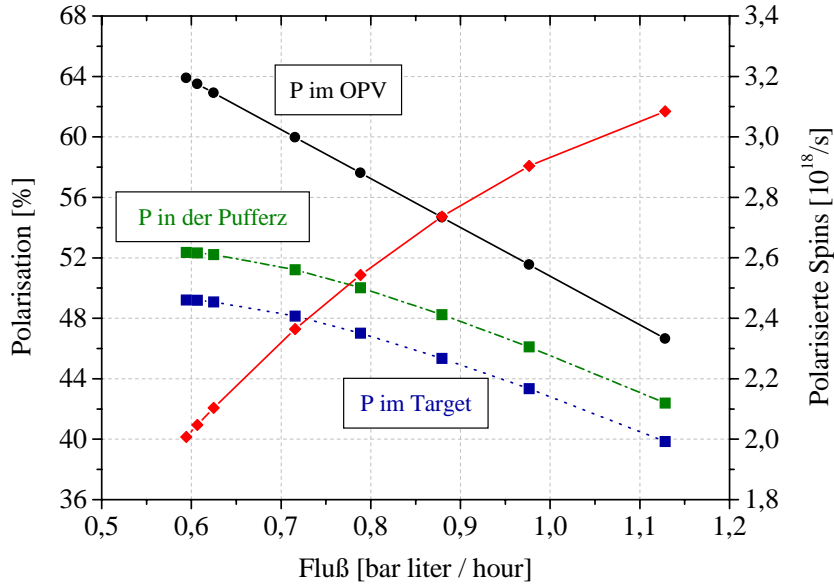


Abbildung 2.3: Polarisation in Abhängigkeit des Flusses im Optischen Pumpvolumen der Füllstation. Aufgrund von Polarisationsverlusten durch die Kompression liegen die erzielten Polarisationen in der Pufferzelle und in der Targetzelle deutlich niedriger. Trotz starker Abnahme der Polarisation beim Erhöhen des Flusses steigt die Produktion an polarisierten Spins an.

es durch diese langen Aufpolarisationszeiten schon zu deutlichen Relaxationsverlusten, bevor die Zellen zum Einsatzort kommen. Eine Aufpolarisation der geforderten ^3He Menge in 2 bis 3 h ist mit diesem Gerät nicht zu erreichen.

In [Sch98] wurde die Nutzung des angebotenen Laserlichtes zur Polarisation des ^3He im Optischen Pumpvolumen untersucht. Durch eine deutliche Verlängerung der Absorptionsstrecke kann die Effizienz deutlich gesteigert werden.

Der Antrieb der beiden Titankompressoren wird durch Preßluftkolben realisiert. Zur Vermeidung von Verunreinigungen der Kompressionsräume werden die Antriebe durch ultrahochvakuumtaugliche Titanmembranbälge getrennt. Die Konstruktion der Ventile greift auch auf Bälge zur Bewegungsübertragung ins Vakuum zurück. Diese Bälge haben nur eine begrenzte Lebensdauer und sind für längere Ausfallzeiten der Füllstation, verbunden mit hohen Kosten, verantwortlich. Höhere Standzeiten sind wünschenswert.

Die Handhabung der Füllstation ist so kompliziert, daß es nur hoch qualifiziertem Fachpersonal gelingt, die Apparatur zu bedienen. Bei der Entwicklung des neuen leistungsstarken Polarisor-Kompressor-Systems muß auf eine einfache Bedienung geachtet werden.

Folgende Konzepte sollen für die Entwicklung des neuen Systems berücksichtigt werden:

- Steigerung des Flusses bei gleichzeitig hoher Polarisation auf $f > 100 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$ bei $P_{\text{He}} >$

30 %.

- Höhere Polarisierung $P_{He} > 50\%$ soll bei vermindertem Fluß jedoch auch erzielt werden können.
- Bessere Nutzung des angebotenen Laserlichtes.
- Kompression des ${}^3\vec{He}$ auf Drücke $p = 1 \dots 10$ bar ohne Polarisationsverluste.
- Neues Antriebskonzept des Kompressors zur Verlängerung der Standzeit.
- Einfachere Bedienung durch automatisierte Steuerung, die einfache Aufgaben selbst übernimmt, jedoch von Fachpersonal auf alle gewünschten Anforderungen flexibel eingestellt werden kann.

3 Entwurf eines leistungsstarken Polarisator–Kompressor–Systems

In Abb. 3.1 ist das Schema des neuen Polarisator Mark III dargestellt. Das zentrale Bauelement ist der Kompressor mit langem Hub und einem Hubvolumen von $V_{Kom} = 15,4$ Liter. Im Gegensatz zum Polarisator Mark II (Füllstation für die Grundlagenforschung) hat das neue System nur noch einen Kompressor und ist damit deutlich weniger stör anfällig. Der komplexe Zylinderkopf, in den eine Vielzahl von Ventilen (hier sind nur die wichtigsten dargestellt) zusammen mit den Druckmeßgeräten für Experimentierzelle und Zwischenvolumen eingebaut sind, ermöglicht dennoch ein zweistufiges Kompressionsprinzip. Mit Ventil P1 wird das hoch polarisierte $^3\vec{\text{He}}$ in den Kompressor angesaugt und über P2 bis zu einem vorgewählten maximalen Druck p_{max} ins Zwischenvolumen verdichtet. Durch P2 kann aus dem Zwischenvolumen dann das Gas in den Kompressor angesaugt und über P4 in die Speicherzelle gefördert werden.

In den Titangetter 1 wird, über das Nadelventil geregelt, genau die Gasmenge dosiert, die durch den Kompressor angesaugt wird. Gleichzeitiges Öffnen von P1 und P20 sorgt für Druckausgleich zwischen Kompressor, OPV und Titangetter 1. Durch das Ventil P20 wird zum richtigen Zeitpunkt das im Titangetter gereinigte, unpolarisierte Helium in das Optische Pumpvolumen nachgeliefert. Der kontinuierliche Zufluß an unpolarisiertem ^3He während des Aufpolarisierens wird damit verhindert. Durch Anpassen des Optischen Pumpvolumens an das Kompressorvolumen wird das gesamte hoch polarisierte $^3\vec{\text{He}}$ in den Kompressor angesaugt und durch unpolarisiertes ^3He ersetzt.

In einem Ventilblock (nur durch Ventil P11 und Nadelventil symbolisiert) sind mehrere Ventile für die Bevorratung, Zuführung und Rückgewinnung untergebracht, wodurch sichergestellt ist, daß die verschiedenen Aufgaben gleichzeitig bewältigt werden können.

Der gesamte Polarisator befindet sich in einem ausreichend homogenen Magnetfeld; es wird ein relativer Feldgradient von $\frac{1}{B_0} \frac{\partial B}{\partial r} < 4 \cdot 10^{-4} / \text{cm}$ verlangt, um im Optischen Pumpvolumen eine gradientenbedingte Relaxationsrate von $\Gamma_1^{Grad} < 4,5 \cdot 10^{-2} \text{ min}^{-1}$ zu garantieren. Dieser Bereich ist 270 cm lang bei einem Durchmesser von 45 cm. Die magnetische Flußdichte beträgt $B_0 = 0,8$ mT.

Im Folgenden soll der Entwurf der einzelnen Baugruppen genauer beschrieben werden. Die Hauptanforderung an dieses neue leistungsstärkere System ist eine möglichst große polarisationsgewichtete Produktionsrate (= $^3\vec{\text{He}}$ Fluß mal Polarisation). Die Entwicklung des Optischen Pumpvolumens (OPV) wird in Kapitel 3.1 vorgestellt. Im darauf folgenden Kapitel 3.2 wird die benötigte Laserleistung abgeschätzt und die Laserstrahlführung beschrieben. Die Forderung nach polarisationserhaltender Kompression legt das Design des Kompressors fest, das in Kapitel 3.4 vorgestellt wird. Danach wird in Kapitel 3.5 der komplexe Zylinderkopf erklärt. Der geregelte Zufluß an gereinigtem, unpolarisiertem ^3He muß auf den Aufpolarisationszyklus abgestimmt sein und wird in Kapitel 3.6 beschrieben, bevor die Zwischenspeicherung im Zwischenvolumen in Kapitel 3.7 vorgestellt wird. Die Entwicklung des Magnetfeldes wird danach in Kapitel 3.8 beschrieben. Die bedienerfreundliche,

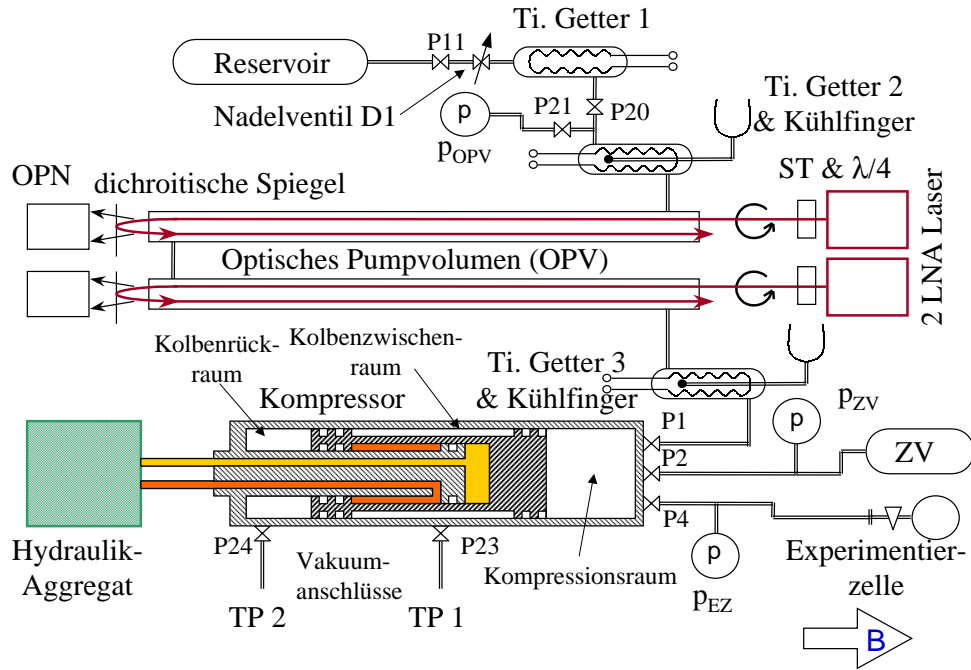


Abbildung 3.1: Skizze des neuen Polarisators (Erläuterungen siehe Text).

flexible Steuerung des Polarisators ist in Kapitel 3.9 skizziert.

3.1 Polarisation großer ^3He -Gasmengen

In Kapitel 1.4 wurden die Anforderungen an das Polarisator-Kompressor-System festgelegt. Es soll ein Fluß von $f > 100 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$ mit möglichst hoher Polarisation erzielt werden. Dazu muß das Optische Pumpvolumen so ausgelegt sein, daß diese Gasmenge pro Zeit aufpolarisiert werden kann. In [Roh94] wurde eine Messung an einer $l = 1$ m langen Optischen Pumpzelle, die mit dem Druck $p = 1,33$ mbar gefüllt war, vorgestellt. Abbildung 3.2 zeigt die gemessene Aufpolarisationskurve. Der Laser war dabei auf den C8 Hyperfeinübergang (vgl. Abb. 2.1) $2^3\text{S}_1\text{F} = 1/2 \rightarrow 2^3\text{P}_0\text{F} = 1/2$ justiert. Die geschlossene Pumpzelle hatte das Volumen $V = 2,4$ Liter. Nach mehr als 100 s stellte sich die Gleichgewichtspolarisation von $P_{StSt} = 79\%$ ein. Schaltet man den Laser ab, so relaxierte die Polarisation exponentiell mit der Zeitkonstanten $T_1 = 540$ s, hauptsächlich durch die Gasentladung induziert. Nach einer Pumpzeit $\tau = 40$ s war mit $P_{He} = 73\%$ ca. 93 % der Gleichgewichtspolarisation P_{StSt} erreicht. Da die absorbierenden Zeemannunterniveaus mit niedriger m_F Quantenzahl nun schon stark ausgebleicht sind, wird ein weiteres Aufpolarisieren bis zu P_{StSt} sehr mühsam und ist damit nicht besonders effektiv. Um einen möglichst hohen Fluß zu erzielen, empfiehlt es sich, nach $\tau = 40$ s die Aufpolarisation abubrechen und das polarisierte ^3He durch unpolarisiertes zu ersetzen. In $\tau = 40$ s wird also die Gasmenge $p \cdot V = 3,2$ mbar \cdot l auf $P_{He} = 73\%$ aufpolarisiert. Hieraus ergäbe sich für den von uns angestrebten Fluß f ein

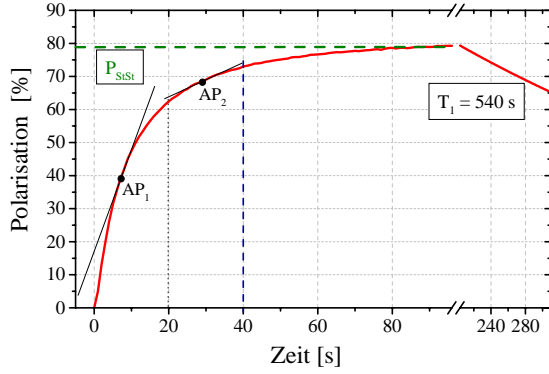


Abbildung 3.2: Gemessene Aufpolarisationskurve an einer geschlossenen Optischen Pumpzelle der Länge $l = 1$ m. Die Zelle ist mit hochreinem ^3He auf einen Druck von $p = 1,33$ mbar gefüllt.

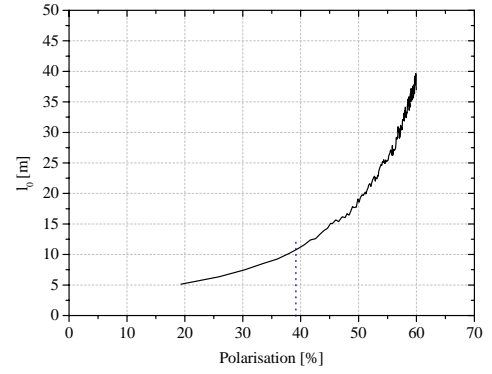


Abbildung 3.3: Absorptionslänge l_0 in Abhängigkeit von der Polarisation des ^3He Gases bei $p_{OPV} = 0,98$ mb auf dem Übergang C8.

Optisches Pumpvolumen von $V_{OPV} \approx 35$ Liter, das mit $p = 1,33$ mb gefüllt ist.

Um die Geometrie des OPV festzulegen, muß die Absorption des resonanten Laserlichtes berücksichtigt werden. In [Sch98] wurde die Absorption des Laserlichtes in einer 1 m langen Optischen Pumpzelle untersucht. Gemessen wurde die transmittierte Lichtleistung nach dem zweimaligen Durchlauf des Lichtes durch das OPV. Sie wird durch

$$I_{Trans} = I_{res} \cdot T^{opt} \cdot e^{-\frac{l}{l_0}} + T^{opt} \cdot I_{off} \quad (3.1)$$

beschrieben. Mit I_{res} , I_{off} dem resonanten bzw. nicht resonanten Anteil des einfallenden Laserlichtes und T^{opt} dem Transmissionkoeffizienten der Optiken¹. Die e-Funktion beschreibt die Absorption des Laserlichtes durch das ^3He . l ist durch die Länge der Pumpzelle festgelegt. l_0 ist die Absorptionslänge, sie hängt von der optischen Dichte des $^3\text{He}^*$ und dessen Polarisation ab. Durch das Optische Pumpen werden die Zustände mit niedriger m_F Quantenzahl entvölkert. Die optische Dichte für σ^+ -Licht nimmt also mit wachsender Polarisation ab. In Abbildung 3.3 ist die Absorptionslänge in Abhängigkeit der Kernspinpolarisation aufgetragen. Die Daten wurden aus der oben beschriebenen Messung mit Gleichung (3.1) extrahiert. Der Laser war auf den C8 Hyperfeinübergang justiert.

Im neuen Polarisator Mark III ist das Optische Pumpvolumen grob in zwei gleich große Volumina unterteilt. In Abbildung 3.4 ist der Aufbau des OPV gezeigt. Bereich 1 (OPV₁) besteht aus zwei Optischen Pumpzellen mit je einer Länge von $l_{OPZ} = 240$ cm und einem

¹Zwischen der Bestimmung der einfallenden Intensität und der transmittierten Intensität durchläuft der Strahl zweimal einen Strahlteilerwürfel, eine $\lambda/4$ Verzögerungsplatte, zwei optische Fenster und wird an einem Spiegel reflektiert. Die Verluste durch Absorption und Reflexion an diesen Elementen sind gemessen, woraus sich T^{opt} bestimmen läßt.

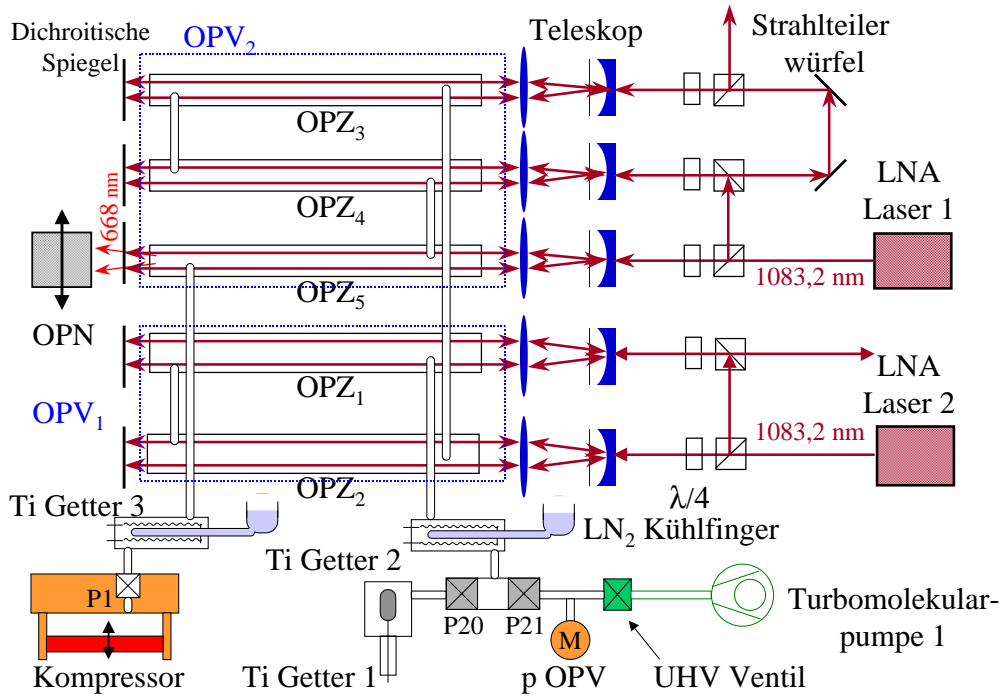


Abbildung 3.4: Optisches Pumpvolumen (OPV) vom Polarisator Mark III. Dargestellt sind die fünf Optischen Pumpzellen (OPZ_i). Das gesamte (OPV) ist in zwei gleich große Volumina (OPV_1 bzw. OPV_2) aufgeteilt. Im Titangetter 1 wird das ^3He aus dem Reservoir gereinigt, bevor es zum richtigen Zeitpunkt durch Öffnen des Ventils P20 ins OPV eingelassen wird. Zum selben Zeitpunkt wird auch P1 geöffnet, so daß hoch polarisiertes ^3He aus dem OPV_2 vollständig in den gleich großen Kompressor angesaugt wird. Das Vorpolarisierte ^3He aus dem OPV_1 strömt in OPV_2 .

Durchmesser von $\phi_i = 6,8 \text{ cm}$, was einem Volumen von $V_{OPV1} = 17,41$ entspricht. Da der Laserstrahl am Ende jeder Zelle reflektiert wird, ist die Absorptionsstrecke $l = 9,6 \text{ m}$. Der zweite Bereich (OPV_2) besteht aus drei Zelle mit $\phi_i = 5,4 \text{ cm}$, bei gleicher Länge entspricht dies einem Volumen von $V_{OPV2} = 16,51$. Die Absorptionsstrecke ist mit $l = 14,4 \text{ m}$ um die Hälfte länger. Mit allen Verbindungsleitungen zwischen den Zellen hat das OPV ein Volumen von $V_{OPV} = 36$ Liter. Es muß nun dafür gesorgt werden, daß alle 20 Sekunden das komplette Gas aus Bereich zwei (OPV_2) in den Kompressor gesaugt wird. OPV_2 wird dadurch mit ^3He aus Bereich eins (OPV_1) gefüllt. Unpolarisiertes ^3He wird aus dem Titangetter ins OPV_1 nachgefüllt. Die Aufpolarisation wird jetzt in zwei unterschiedlichen Volumina gleicher Größe aber mit an die Polarisation des ^3He P_{He} angepaßter Absorptionslänge vorgenommen. Da die Zykluszeit des Kompressors $\tau_z = 20 \text{ s}$ beträgt, wird die geforderte Aufpolarisationszeit von $\tau = 40 \text{ s}$ eingehalten. In den beiden OPV-Bereichen werden sich im Mittel die in Abbildung 3.2 eingezeichneten Arbeitspunkte (AP_1 bzw. AP_2) einstellen. In AP_1 beträgt die Polarisation $P_{He} = 39 \%$. Die Absorptionsstrecke von OPV_1

ist mit $l = 9,6$ m an die Absorptionslänge bei dieser Polarisation schon gut angepaßt, wie aus Abbildung 3.3 hervorgeht. Die Mischung von $^3\vec{\text{He}}$ mit unterschiedlichen Polarisationsgraden aus den beiden OPV-Bereichen wird durch eine Glasleitung mit $l_{GL} = 50$ cm und der Querschnittsfläche $A = 3$ cm² minimiert. Die Diffusionszeit

$$\tau_{diff} = \frac{V \cdot l}{D \cdot A}, \quad (3.2)$$

mit der Diffusionskonstanten $D = 1920$ cm²/s bei $p = 1$ mb und $T = 300$ K (siehe [Bar74]) durch die Glasleitung, zwischen der Optischen Pumpzelle OPZ2 und OPZ3 ist mit $\tau_{diff} \approx 75$ s $>$ $\tau_z = 20$ s größer als die Zykluszeit τ_z , mit der das $^3\vec{\text{He}}$ in den einzelnen Bereichen ausgetauscht wird. Diese Abschätzung beschreibt nur den diffusiven Austausch zwischen den Pumpzellen OPZ2 und OPZ3. Verluste an $^3\vec{\text{He}}$ mit hoher Polarisation, beispielsweise aus der Optischen Pumpzelle 5 (OPZ5), durch Diffusion in den Bereich OPV1 mit niedriger Polarisation, sind deutlich stärker unterdrückt, da die Optischen Pumpzellen 4 und 3 ebenfalls als Diffusionsbarriere dienen. Genauere Untersuchungen zu dem Einfluß der Diffusion auf die Polarisation in den einzelnen Optischen Pumpzellen sind in [Has00] dargestellt.

Die Reflexions- und Absorptionsverluste an den Eintrittsfenstern der Optischen Pumpzellen werden durch entspiegelte optische Glasfenster mit Transmissionskoeffizient $T_{1083nm} \approx 99,9\%$ (siehe [Hof96]) minimiert. Leider können nur die Außenseiten entspiegelt werden, da das übliche Beschichtungsmaterial durch die Gasentladung beschädigt würde (siehe [Hof96]). Falls die Eintrittsfenster nicht senkrecht zum zirkular polarisierten (σ^+) Laserstrahl stehen, wird an den Innenseiten der Fenster reflektiertes Laserlicht an die Zellwände gespiegelt und dort gemäß den Fresnelschen Formeln teilweise elliptisch polarisiert. Das so entstandene σ^- Licht begrenzt die erreichbare Endpolarisation empfindlich (vgl. [Mie92]). Aus diesem Grund wurde darauf geachtet, daß die Fenster senkrecht zum Laserstrahl ausgerichtet sind. Es wurden Winkel zwischen dem Lot der Fenster und dem einfallenden Licht $< 0,15^\circ$ erreicht.

Aus dem Grundzustand wird das metastabile 2^3S_1 Energieniveau durch Elektronenstoßanregung (Niederdruckgasentladung), wie in Kapitel 2.1 beschrieben, bevölkert. Wegen der extrem großen Anregungsenergie von fast 20 eV ist für eine hohe Dichte an metastabilen $^3\text{He}^*$ Atomen höchste Gasreinheit Voraussetzung, um Quenchen durch Fremdgasstöße zu vermeiden. Aus diesem Grund wird das einströmende ^3He im Titangetter 1 (siehe Abbildung 3.4), der in Kapitel 3.6 genauer beschrieben wird, gereinigt. Zusätzlich wurden noch zwei weitere Titangetter (Ti Getter 2 und 3 in Abbildung 3.4) im Einlaß bzw. Auslaß des OPV vorgesehen. Genau wie diese beiden Getter sollen auch die beiden mit flüssigem Stickstoff gekühlten Glasfinger (LN₂ Kühlfinger) Fremdatome adsorbieren. Die Kühlfinger befinden sich zwischen den Titandrähten der beiden Getter. Von den Drähten abgedampfte Ti-Atome sollen auf den Kühlfingern kondensieren. Die Getterwirkung einer reinen Titanoberfläche ist bei niedrigeren Temperaturen deutlich größer als bei Raumtemperatur. Dadurch soll der Reinigungseffekt noch verstärkt werden. Weder die Kühlfinger noch die beiden Titangetter konnten im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt werden, da bei einem Titangetter die Stromdurchführungen ins Vakuum undicht waren und der Kühlfinger vom Glasbläser noch nicht angefertigt war. Somit mußte das System zunächst ohne aktive Reinigung des Gases im

OPV betrieben werden. Trotzdem wurden Polarisationen bis zu 53 % beobachtet. Dies liegt an der gründlichen Entgasung der OPV-Zellenwände vor Inbetriebnahme und dem geringen Restgasdruck (ca. $3 \cdot 10^{-7}$ mb) im Kompressorhubraum.

Zur Entgasung werden die Glaszellen mit einer Turbomolekularpumpe evakuiert, während sie mit einem eigens konstruierten Ofen auf 200°C geheizt werden. Leider erlauben die Beschichtungen der optischen Fenster keine höheren Temperaturen. Danach wird zur Oberflächenreinigung der Glaswände eine starke Gasentladung mit reinem ^4He bei einem Druck von 1 bis 5 mb gebrannt. Um bei der Präparation des OPV eine möglichst hohe Reinheit zu erzielen, wurde die Turbopumpe über ein möglichst kurzes Rohr aus Aluminium mit einem großen Durchmesser von $\phi_i = 35$ mm angeschlossen. Alle Verbindungen sind mit Alu-Schneidkante gedichtet. Das Ventil P21 und P20 (siehe Abbildung 3.4) ist eine eigene Konstruktion, da auf dem Markt kein unmagnetisches, UHV taugliches Ventil gefunden werden konnte. Bei der Konstruktion wurde ebenfalls auf einen relativ großen Querschnitt geachtet. Nach dem Präparieren des OPV erreicht man an der Turbopumpe einen Vakuumdruck von $1 \cdot 10^{-8}$ mb; mit den Leitwerten der Verbindungsrohre und Ventile berechnet man in der mittleren OPZ einen Restgasdruck von $9,8 \cdot 10^{-7}$ mb. Das Druckmeßgerät² (p_{OPV}) kann durch das Ventil P21 vom OPV getrennt werden, da dieser Drucksensor aus Edelstahl gebaut ist und somit leicht magnetisch ist. Da die selbst konstruierten Ventile P20 und P21 nur nach außen gegen Atmosphärendruck UHV tauglich sind, intern jedoch eine kleine Leckrate besitzen, wurde zusätzlich noch ein handelsübliches UHV Ventil eingebaut.

3.2 Abschätzung der benötigten Laserleistung

In diesem Kapitel soll die benötigte Laserleistung P_{Laser} zum Aufpolarisieren der gewünschten Gasmenge von $Q \sim 100$ bar·l pro Tag abgeschätzt werden. In Kapitel 3.2.1 wird dazu mittels des sogenannten Pumpparameters A die absorbierte Leistung $P_{abs}(P_{He} = 0)$ zu Beginn der Polarisationskurve, also bei $P_{He} = 0$ berechnet. Dieser Wert gibt eine untere Grenze für die benötigte Laserleistung P_{Laser} . Eine obere Abschätzung der wirklich benötigten Lichtleistung P_{Laser} , die das Lasersystem zur Verfügung stellen muß, kann durch die Berechnung der Sättigungsleistung $P_{Sät}$, die zur Sättigung des Übergangs $2^3\text{S}_1, F = 3/2 \rightarrow 2^3\text{P}_0, F = 1/2$ (C9-Hyperfeinlinie) im $^3\text{He}^*$ -Atom notwendig ist, bestimmt werden. In Kapitel 3.2.2 wird diese Berechnung auf zwei verschiedenen Wegen durchgeführt.

3.2.1 Abschätzung der zu Beginn absorbierten Laserleistung $P_{abs}(P_{He} = 0)$

Um das in Kapitel 3.1 vorgestellte Optische Pumpvolumen von $V_{OPV} = 36$ Liter wie gefordert in $\tau = 40$ s aufzupolarisieren, wird eine bestimmte Laserleistung P_{Laser} benötigt. Um für diese eine untere Grenze abzuschätzen, betrachten wir den sogenannten Pumpparameter A . In [Eck92] ist aus der Drehimpulsbilanz beim Aufpolarisieren für den Gleichgewichtsfall also $dP_{He}/dt = 0$ gezeigt, daß die Gleichgewichtspolarisation $P_{He,\infty}$ nur von diesem Pumpparameter, gegeben durch

$$A := \frac{R_0 \cdot T_1}{N}, \quad (3.3)$$

²Barocel Typ 622 mit Meßbereich 0...10 mb, die Genauigkeit liegt bei 0,15 % vom Maximalwert.

abhängt. Darin sind R_0 die Rate der absorbierten Photonen bei der Kernspinpolarisation $P_{He} = 0$, N die Anzahl der Heliumatome im gesamten Pumpvolumen und T_1 die longitudinale Relaxationszeit während des Aufpolarisierens. Daraus bestimmt sich die Gleichgewichtspolarisation aus den Gleichungen

$$\frac{3}{2}A(9+x) - (x^3 - 1) = 0 \quad (3.4)$$

für Optisches Pumpen auf dem Hyperfeinübergang C9, sowie

$$6A \cdot x - (x^3 - 1) = 0 \quad (3.5)$$

für C8-Pumpen, mit x aus Gleichung (2.3). Für die Anpassung an das reale Experiment müssen jedoch noch zwei weitere Parameter eingeführt werden. Zum einen muß berücksichtigt werden, daß der Laserstrahl nicht perfekt zirkular polarisiert ist. Durch Einführung eines Parameters ϵ , der den Anteil an umgekehrt zirkularpolarisiertem Laserlicht beschreibt, wird diesem Effekt Rechnung getragen. Ein zusätzlicher Parameter ρ beschreibt den Anteil an reabsorbierten unpolarisierten Lichtquanten aus der Reemission der absorbierten Photonen. Unter Einbeziehung dieser Effekte lautet Gl. (3.5) für das Optische Pumpen auf dem C8 Hyperfeinübergang

$$(1 - \epsilon)\Psi A - \frac{x-1}{x+1} \cdot \frac{1}{2} - \Psi x \epsilon A - \Omega \rho A = 0. \quad (3.6)$$

mit

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{3x}{1 + 2x + 2x^2 + x^3} \\ \Omega &= \frac{-8,49x - 6,17x^2 + 6,17x^3 + 8,49x^4}{(1 + 2x + 2x^2 + x^3)^2}. \end{aligned}$$

Durch die Substitution $A' = \frac{A}{0,221 \frac{\text{W}\cdot\text{s}}{\text{mb}\cdot\text{l}}}$ wird der Pumpparameter in unmittelbar gemessenen Größen dargestellt. In Abbildung 3.5 ist die Sättigungspolarisation $P_{He,\infty}$ in Abhängigkeit des Pumpparameters A' für typische, im Experiment beobachtete Werte von $\rho = 10\%$ und $\epsilon = 0,22\%$, für den C8 und C9 Übergang, dargestellt. Beim C8 Übergang benötigt man demnach für $P_{He,\infty} = 79\%$, die auch im Aufpolarisationsexperiment Abbildung 3.2 erreicht wurden, einen Pumpparameter von $A' = 220 \frac{\text{Watt}\cdot\text{s}}{\text{mb}\cdot\text{l}}$. Daraus berechnet sich mit der in Kapitel 3.1 bestimmten Gasmenge von $p \cdot V = 1,33 \text{ mb} \cdot 361 \approx 48 \text{ mb} \cdot \text{l}$ und der in [Roh94] gemessenen Relaxationszeit $T_1 = 540 \text{ s}$ die zu Beginn (bei $P_{He} = 0$) absorbierte, erforderliche Laserleistung $P_{abs}(P_{He} = 0)$ zu

$$P_{abs}(P_{He} = 0) = \frac{A' \cdot p \cdot V}{T_1} = 20 \text{ Watt}. \quad (3.7)$$

Andererseits würde die gleiche Gasmenge nach Erreichen einer Gleichgewichtspolarisation von beispielsweise 60 % aufgrund des Ausbleichens der absorbierenden Zeemanzustände im C9-Übergang nurmehr ca. 1,6 Watt Laserleistung absorbieren (Rechnung siehe Anhang A.1). An Hand dieser Zahlen erkennt man nochmal, wie effektiv es ist den Laser zuerst

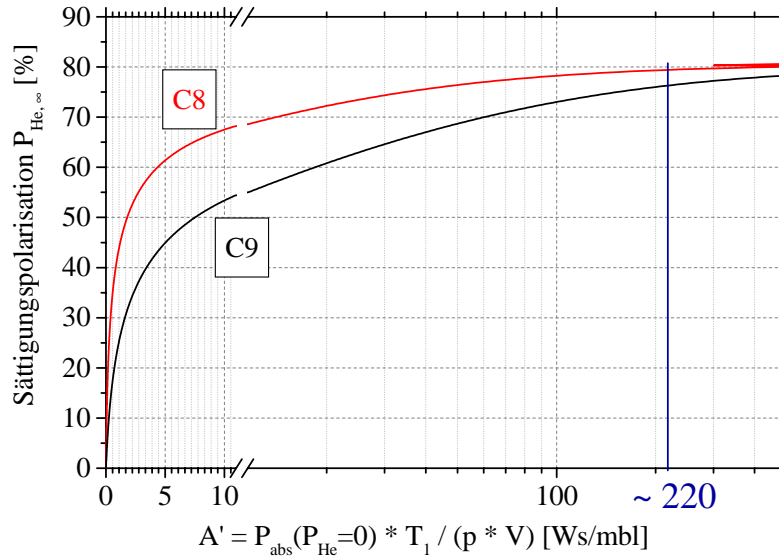


Abbildung 3.5: Gleichgewichtspolarisation $P_{He,\infty}$ in Abhängigkeit des Pumpparameters A' für die C8 und C9 Hyperfeinübergänge. Die Abszissenwerte $A' > 10$ sind logarithmisch skaliert. Die Werte für die Reabsorption $\rho = 10\%$ und den Anteil an falsch zirkularpolarisiertem Laserlicht $\varepsilon = 0,22\%$ wurden experimentell typisch beobachtet.

in die Pumpzellen mit hoher Polarisation, wo die Absorption gering ist, einzukoppeln und erst danach in die Zellen mit niedrigerer Polarisation umzulenken. Es wird aber auch klar, daß man aus der bei einer bestimmten Polarisation absorbierten Laserleistung nicht ohne weiteres auf die tatsächlich einzustrahlende Leistung schließen kann, mit der diese erreicht werden kann. Um die eingestrahlte Leistung zu optimieren (d.h. zu minimieren), muß bei gegebener Gasmenge der Lichtweg durch die Zellen möglichst lang, die Metastabilendichte möglichst hoch und das spektrale und geometrische Laserprofil optimal angepaßt sein. Im folgenden Abschnitt wird dieser Sachverhalt weiter ausgeführt.

3.2.2 Sättigung des Hyperfeinübergangs $2^3S_1, F = 3/2 \rightarrow 2^3P_0, F = 1/2$ (C9) durch Einstrahlung der Laserlichtleistung $P_{Sät}$

Dopplerprofil

Die thermische Bewegung der ^3He Atome führt zu einer Verbreiterung des $2^3S \rightarrow 2^3P$ Übergangs. Die volle Halbwertsbreite (FWHM) $\Delta\nu_D$ des resultierenden Doppler-Profiles ist (in Einheiten der Frequenz ν) gegeben durch [Dem91]

$$\Delta\nu_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu_0 \bar{v}}{c} . \quad (3.8)$$

Dabei ist ν_0 die zentrale Frequenz, \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit der Atome und c die Lichtgeschwindigkeit. Für die $1,08 \mu\text{m}$ Linie des ^3He erhält man bei Raumtemperatur ($T =$

300 K) mit $\bar{v} = 1.29 \cdot 10^3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ einen Wert von $\Delta\nu_D \approx 1.98 \text{ GHz}$.

Die Linienbreite des Lasers sollte dieser Dopplerbreite entsprechen und dabei ein sowohl zeitlich als auch spektral dichtes Profil aufweisen.

Abschätzung der Sättigungsleistung der 1083 nm Linie mit Hilfe der spektralen Energiedichte

Die Laserleistung $P_{\text{Sät}}$, die zur Sättigung eines HFS-Übergangs nötig ist, läßt sich wie folgt abschätzen:

Betrachten wir die Anregung eines Ensembles metastabiler, unpolarisierter ^3He -Atome. Exemplarisch wird der Übergang vom Zustand $|1\rangle \equiv 2^3\text{S}_1 \ F = 3/2$ in den Zustand $|2\rangle \equiv 2^3\text{P}_0 \ F = 1/2$, d.h. die C9-Komponente (s. Abb. 2.1) herausgegriffen. Die Lichtquelle habe ein rechteckiges oder Gauß'sches Leistungsspektrum über eine Breite von $\sim 2 \text{ GHz}$. Das System kann dann wie im Fall inkohärenter, thermischer Anregung durch die Einstein'schen Koeffizienten $B_{1,2}$ und $B_{2,1}$ der induzierten Absorption bzw. Emission und $A_{2,1}$ der spontanen Emission beschrieben werden.

Die Rate der absorbierten Photonen ist proportional zur spektralen Energiedichte ρ und kann geschrieben werden

$$\Gamma_{\text{abs}} = B_{1,2} \rho = \frac{g_2}{g_1} B_{2,1} \rho, \quad (3.9)$$

wo $g_1 = 3$ und $g_2 = 1$ die statistischen Gewichte der beteiligten Zustände sind. Unter Zuhilfenahme der Einstein'schen Beziehung $A_{2,1}/B_{2,1} = 8\pi h\nu^3/c^3$ gilt weiter

$$\Gamma_{\text{abs}} = \frac{c^3}{24\pi h\nu^3} A_{2,1} \rho. \quad (3.10)$$

Sättigung liegt definitionsgemäß vor, wenn gilt

$$\Gamma_{\text{abs}} = A_{2,1}. \quad (3.11)$$

Hieraus kann die erforderliche Energiedichte bestimmt werden:

$$\rho = \frac{24\pi h\nu^3}{c^3} = \frac{24\pi h}{\lambda^3} \approx 3.93 \cdot 10^{-14} \frac{\text{J}}{\text{m}^3 \text{Hz}}. \quad (3.12)$$

Die spektrale Sättigungsintensität erhält man dann zu

$$j = c \cdot \rho \approx 1.18 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2 \text{Hz}}. \quad (3.13)$$

Sie stellt eine sinnvolle obere Grenze dar, weil eine weitere Steigerung den optischen Pumpvorgang nur noch asymptotisch beschleunigt. Bei einem angenommenen spektralen Rechteckprofil der Breite 2 GHz und einem kreisförmigen Strahl mit Querschnitt $\sim 20 \text{ cm}^2$, beträgt die Sättigungsleistung demnach $P_{\text{Sät}} \approx 48 \text{ Watt}$.

Diese Werte gelten für den einfachen Durchgang des Strahls durch eine Pumpzelle. Wird das Licht reflektiert und passiert die Pumpzelle zweimal, wird die Sättigungsleistung um einen Faktor 2 kleiner.

Abschätzung der Sättigungsleistung der 1083 nm Linie mit Hilfe der Spektralen Intensitätsverteilung und des spektralen Wirkungsquerschnittes

Alternativ zu der obigen Abschätzung können wir die Sättigungsleistung wie folgt berechnen:

Die Wahrscheinlichkeit ein Photon beim Durchgang durch eine Gasschicht der Dicke dx zu absorbieren ist durch

$$dP = \sigma(\nu) \cdot n \cdot dx \quad (3.14)$$

gegeben. $\sigma(\nu)$ ist der frequenzabhängige Wirkungsquerschnitt, n die Dichte des Gases. Damit ist die Änderung der Intensität nach der Schicht

$$dI = -I \cdot dP = -I \cdot \sigma(\nu) \cdot n \cdot dx . \quad (3.15)$$

Besitzt nun die eingestrahlte Intensität I eine auf 1 normierte spektrale Verteilung $L(\nu)$ so kommt es zu einer Faltung zwischen der frequenzabhängigen Intensität und dem frequenzabhängigen Wirkungsquerschnitt, so daß gilt

$$dI = -n \cdot dx \cdot I_0 \cdot \int_0^{\infty} L(\nu) \sigma(\nu) d\nu . \quad (3.16)$$

Daraus folgt

$$\frac{dI}{I} = -n \cdot dx \cdot \frac{I_0 \cdot \int_0^{\infty} L(\nu) \sigma(\nu) d\nu}{I_0 \cdot \int_0^{\infty} L(\nu) d\nu} . \quad (3.17)$$

Der Quotient

$$\sigma_{eff} := \frac{\int_0^{\infty} L(\nu) \sigma(\nu) d\nu}{\int_0^{\infty} L(\nu) d\nu} \quad (3.18)$$

wird als effektiver Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines Photons aus dem betreffenden Laserstrahl definiert. Der frequenzabhängige Wirkungsquerschnitt $\sigma(\nu)$ ist durch ein Voigtprofil bestimmt, da der durch den Laser angeregte Übergang zusätzlich zur natürlichen Linienbreite durch die Bewegung der Atome des Gases noch dopplerverbreitert ist. Im einzelnen gilt

$$\sigma(\nu) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma_{21}}{\Gamma_2} \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{(\nu' - \nu_0)^2}{(\Delta\nu_D)^2}\right)}{1 + \left(\frac{4\pi(\nu' - \nu)}{\Gamma_2}\right)^2} d\nu' . \quad (3.19)$$

Γ_{21} ist die partielle Zerfallsbreite des Übergangs von $|2\rangle$ nach $|1\rangle$, Γ_2 ist die totale homogene Breite (in ihr werden Stoßverbreiterungen u.ä. berücksichtigt), λ die zentrale Wellenlänge des Übergangs. $\Delta\nu_D$ ist die Dopplerbreite (halbe $\frac{1}{e}$ -Breite). Diese Integrale sind in der Diplomarbeit von J. Hasse [Has00] für den C9-Übergang ausgerechnet. Als effektiven Wirkungsquerschnitt erhält man für ein ebenfalls Gauß-förmiges Laserprofil mit der einfachen $1e$ -Wert-Breite $\Delta\nu_D$

$$\sigma_{eff} = 8,1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 . \quad (3.20)$$

Als Bedingung für die Sättigung des Übergangs wird vorausgesetzt, daß genügend Photonen angeboten werden, so daß jedes Atom nach dem spontanen Zerfall mit einer Rate

$$\Gamma_{abs} = \sigma_{eff} \cdot I_0 = \Gamma_{21} = A_{21} , \quad (3.21)$$

wieder angeregt wird. Die Sättigungsleistung $P_{Sät}$ ergibt sich damit als

$$P_{Sät} = I_0 \cdot F \cdot h \cdot \nu = \frac{A_{21}}{\sigma_{eff}} \cdot F \cdot h \frac{c}{\lambda} . \quad (3.22)$$

Die Lebensdauer des 2^3P_0 Zustandes ist $\tau = 1,05 \cdot 10^{-7}$ s, der kreisförmige Strahlquerschnitt betrage $F = 20 \text{ cm}^2$. Daraus erhält man $P_{Sät} = 43$ Watt. Wird der Laserstrahl am Ende der Zelle zurückgespiegelt, so muß dieser Wert noch halbiert werden.

Der geringfügige Unterschied zu der oben angegebenen Sättigungsleistung von 48 Watt rührt aus dem besser angepaßten spektralen Laserprofil.

Im übrigen liefern die beiden Abschätzungen zur Sättigung des Übergangs das gleiche Ergebnis. Zur Sättigung des Übergangs benötigt man also bei der gegebenen Geometrie ein Lasersystem, das eine optimale Leistung in der Größenordnung $\mathcal{O}(20 \dots 30 \text{ Watt})$ mit einer spektralen Breite von $\sim 2 \text{ Ghz}$ liefert.

3.2.3 Abschätzung der Gleichgewichtspolarisation bei Einstrahlung der Sättigungsintensität

Hier soll nun schließlich noch abgeschätzt werden, welche Gleichgewichtspolarisation bei Einstrahlung der Sättigungsintensität von $I_0 = 2 \cdot \frac{20 \text{ Watt}}{40 \text{ cm}^2}$ (für hin- und rücklaufenden Strahl, entsprechend einer lokalen Intensität von $1 \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$) bei einer typischen Metastabilendichte von $5 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$ [Has00] im Optischen Pumpvolumen erreicht werden könnte.

Dann wird pro cm^3 eine Sättigungsrate an absorbierten und spontan reemittierten Photonen bei $P_{He} = 0$ von

$$R_{0S} = \frac{n^*}{\tau} \approx 5 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{s cm}^3} , \quad (3.23)$$

wegen der Lebensdauer der P-Energieniveaus von $\tau = 1,05 \cdot 10^{-7}$ s, erreicht. Bei einer Gesamtdichte von ca. $3 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$, entsprechend dem typischen Arbeitsdruck von 1 mb und einer typischen Relaxationszeit von $T_1 = 300$ s bei brennender Gasentladung ergäbe sich nach Gl. (3.3) ein sehr hoher Pumpparameter von

$$A_0 = \frac{n^* \cdot T_1}{n \cdot \tau} = 500 . \quad (3.24)$$

Damit würde nach Gl. (3.6) mit $\epsilon = 0,22\%$ und $\rho = 10\%$ asymptotisch eine Polarisation von mehr als 80% erreicht. Allerdings wurden diese Gleichungen für vergleichsweise schwache Pumpraten R_0 im Vergleich zur Austauschrate mit Grundzustandsatomen R_{ex} abgeleitet,

$$R_0 \ll R_{ex} = \frac{n^*}{\tau_{ex}} \quad (3.25)$$

mit der Austauschzeit

$$\tau_{ex}^{-1} = \langle \sigma_{ex} \cdot v_r \rangle n \quad (3.26)$$

und σ_{ex} = Austauschwirkungsquerschnitt, v_r = Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner, über die zu mitteln ist. Die Reaktionskonstante $\langle \sigma_{ex} \cdot v_r \rangle$ beträgt bei Zimmertemperatur $7,6 \cdot 10^{-11} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$. Bei der angenommenen Dichte an Grundzustandsatomen von ca. $3 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$ ergibt sich τ_{ex} zu $4,4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ und damit R_{ex} zu $1,1 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3 \text{ s}}$, eine halbe Größenordnung kleiner als R_{0S} im Gegensatz zur Voraussetzung. Unter diesen Umständen stellt R_{ex} einen „Flaschenhals“ im Polarisationsnstransfer zwischen den optisch gepumpten, angeregten Atomen und denjenigen im Grundzustand dar. Folglich wird sich zu Beginn die Polarisation im Grundzustand langsamer als im angeregten aufbauen. Mit zunehmender Polarisation geht aber trotz sättigender Einstrahlung die Rate der absorbierten und spontan reemittierten Photonen so stark zurück (s.o.), daß die Austauschrate wieder als schnellster Prozeß dominiert. In diesem uns interessierenden Bereich mit $P_{He} \geq 50\%$ bleibt also die Theorie im wesentlichen gültig.

3.3 Strahlführung des Laserlichtes durch das OPV

Leider stehen Laser mit der oben berechneten, optimalen Leistung von $P_{Laser} \sim 20 \dots 30 \text{ Watt}$ noch nicht zur Verfügung. Deshalb beschränken wir uns auf den Einsatz von zwei selbstgebauten LNA Festkörperlasern, die in [Sur91], [Mie92] und [Roh94] beschrieben sind. Sie erreichen bei optimaler Justierung eine spektrale Halbwertsbreite von $\Delta\nu \approx 2 \text{ Ghz}$ mit einer maximalen, gemessenen Ausgangsleistung von $P_{Laser} = 8,2 \text{ Watt}$ bzw. $7,2 \text{ Watt}$.

Der Aufbau des Strahlengangs der beiden Laser ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Mit Linsen langer Brennweite (in der Abbildung nicht eingezeichnet) wird aus dem leicht divergenten Laserlicht ein paralleler Lichtstrahl mit $\phi \sim 6 \text{ mm}$ Durchmesser erzeugt. Beim Austritt aus dem Laser ist der Lichtstrahl bereits zu $> 90\%$ linear polarisiert. Der Strahlteilerwürfel vor Zelle fünf (vgl. Abbildung 3.4 OPZ₅) läßt nur den horizontal linear polarisierten Anteil des Laserlichtes passieren. Die vertikal linear polarisierte Komponente wird um 90° nach unten reflektiert (nicht eingezeichnet). Das transmittierte Licht wird durch das $\lambda/4$ Verzögerungsplättchen zirkular (σ^+) polarisiert. Um ein möglichst großes Volumen der Optischen Pumpzellen ($\phi_{OPZ5} = \phi_{OPZ4} = \phi_{OPZ3} = 5,4 \text{ cm}$) auszuleuchten, wird der Laserstrahl durch ein Teleskop auf einen Durchmesser von $\phi \sim 40 \text{ mm}$ aufgeweitet. Dieses Teleskop besteht aus zwei entspiegelten Linsen, einer plankonkaven und einer plankonvexen Linse nach Art des holländischen Fernrohrs. Dabei muß die Zirkularpolarisation des Lichtes vollständig erhalten bleiben. Dies ist genau dann erfüllt, wenn die Reflexion an den Linsen auch beim maximalen Einfallswinkel des divergenten Laserstrahls zwischen den beiden Linsen auf Grund der Entspiegelung noch Null ist. Um diese Bedingung zu erfüllen, werden die Divergenzwinkel klein gehalten. Aus diesem Grund wurden Linsen mit langen Brennweiten eingesetzt. Die plankonkave Linse hat $f = -100 \text{ mm}$, die konvexe Linse $f = 300 \text{ mm}$.

Am Ende der OPZ wird der Laserstrahl durch einen dichroitischen Spiegel reflektiert, der für 1083 nm Licht einen Reflexionsgrad $> 99\%$ erreicht, 668 nm Licht jedoch durchläßt. Durch das Teleskop wird er in umgekehrter Richtung wieder auf seinen alten Durchmesser von $\sim 6 \text{ mm}$ eingeschnürt.

Da das ursprünglich horizontal polarisierte Licht auf seinem Weg nun zweimal ein $\lambda/4$ passiert hat, was die gleiche Wirkung wie ein $\lambda/2$ hat, ist es jetzt vertikal linear polari-

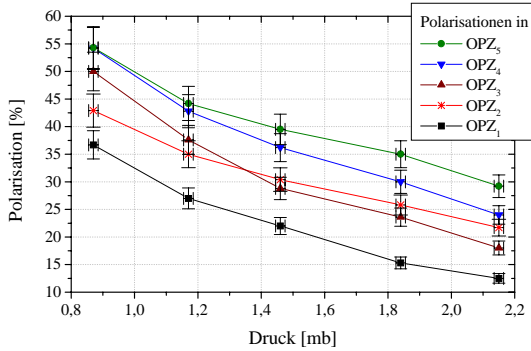


Abbildung 3.6: Polarisationen in den Optischen Pumpzellen in Abhängigkeit des Druckes im laufenden Betrieb bei einer Zykluszeit von $\tau_z = 20$ s.

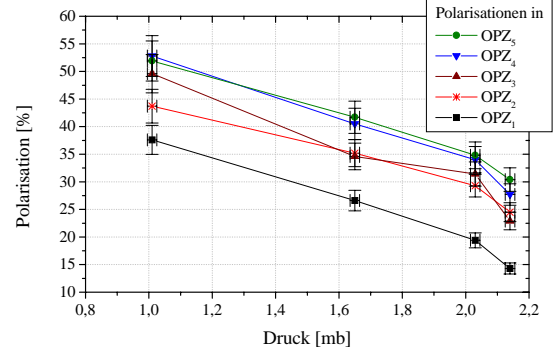


Abbildung 3.7: Polarisationen in den Optischen Pumpzellen in Abhängigkeit des Druckes im laufenden Betrieb bei einer Zykluszeit von $\tau_z = 30$ s.

siert, wodurch es im Strahlteilerwürfel um 90° abgelenkt wird. Es fällt dann seitlich auf den Strahlteilerwürfel der vierten OPZ (OPZ₄) und wird in diesem wiederum um 90° abgelenkt und zwar in die Pumpzelle 4 hinein (siehe Abb. 3.4), steht also ein weiteres mal zur Verfügung.

Für die restlichen Pumpzellen befolgt die Strahlführung das gleiche Prinzip. Jedoch sind die Teleskope vor den Pumpzellen OPZ₁ und OPZ₂ mit $f = -150$ mm und $f = 600$ mm so ausgelegt, daß ein Durchmesser des Laserstrahls von $\varnothing \sim 50$ mm erzielt wird.

Das Licht aus Laser 1 legt einen Weg von insgesamt ~ 25 m, davon ca. 15 m als Absorptionsweg durch die drei Zellen OPZ₅, OPZ₄ und OPZ₃ zurück. Durch optische Elemente wird es ständig gespiegelt, polarisiert, aufgeweitet und wieder eingeschnürt. Das geht nur gut, wenn das eingekoppelte Licht exakt parallel ist. Exakt passende Linsen zur Parallelisierung des Laserstrahls waren leider noch nicht vorhanden. Deshalb wies der Strahl eine kleine Restdivergenz auf, wodurch er an den optischen Elementen beschnitten wurde. Dies führt zu Leistungsverlusten. Laser 1 liefert 7,2 Watt. Im Teleskop vor Zelle 5 konnten noch 5 Watt vor Zelle 4 noch 3,1 Watt und vor Zelle 3 gar nur noch 1,5 Watt (bei ausgeschalteter Gasentladung, d.h. ohne Absorption) gemessen werden. Laser 2 liefert 8,2 Watt Leistung. Im Teleskop vor Zelle 2 blieben davon noch 7 Watt, vor Zelle 1 nur noch 4,2 Watt übrig.

Trotz der geringeren Laserleistung als gewünscht, der großen Leistungsverluste im Strahlengang und der noch nicht optimalen Gasreinheit sind die gemessenen Polarisationen in den einzelnen Pumpzellen (OPZ_{*i*}) (siehe Abbildung 3.6 und 3.7) beachtlich. Prinzipiell sollte es also möglich sein, eine Polarisation von 70 % bis 80 % zu erreichen, wodurch das Konzept der langen Pumpzellen bestätigt wird.

In Abbildung 3.6 sind die gemessenen Polarisationen in den einzelnen Optischen Pumpzellen im laufenden Betrieb in Abhängigkeit des Druckes dargestellt. Die Zykluszeit betrug hier bei allen Messungen $\tau_z = 20$ s. Die Polarisationsverläufe in der zweiten und dritten

Optischen Pumpzelle kreuzen sich bei einem Druck von $p_{OPV} = 1,35$ mb. Durch den höheren Druck ist die optische Dichte des $^3\text{He}^*$ in Pumpzelle vier und fünf so hoch, daß nicht genügend Laserleistung für Zelle 3 übrig bleibt. Der Polarisationsverlust durch die Gasentladung ist größer, als der Gewinn durch das Optische Pumpen.

In Abbildung 3.7 wurde die gleiche Messung mit einer Zykluszeit von $\tau_z = 30$ s durchgeführt. Da hier die gesamte Aufpolarisationszeit bei $\tau = 60$ s liegt, sind die Polarisationen um ca. 3 – 5 % absolut höher. Wie in Kapitel 4.4 gezeigt wird, werden die maximalen Produktionsraten an polarisierten Spins dennoch mit dem Zyklus $\tau_z = 20$ s erzielt, da der Gewinn an Fluß die geringere Polarisation ausgleicht.

3.4 Verlustfreie Kompression von $^3\vec{\text{He}}$

Der Kompressor soll in diesem System mehrere Aufgaben übernehmen.

- Beim Füllen der Reservoirs mit unpolarisiertem ^3He dient er zum Evakuieren des jeweiligen Vorratsgefäßes und zum Komprimieren in die Reservoirs.
- Er soll das im Optischen Pumpvolumen bei $p_{OPV} \approx 1$ mb polarisierte $^3\vec{\text{He}}$ ansaugen und ins Zwischenvolumen verdichten. Dort sollen dann Drücke bis $p_{ZV} \approx 1000$ mb erreicht werden.
- Er soll $^3\vec{\text{He}}$ aus dem Zwischenvolumen ansaugen und in die jeweilige Experimentierzelle, in der Drücke von $p_{EZ} \sim 3 \dots 10$ bar erreicht werden sollen, verdichten.

Die entscheidende Anforderung an den Kompressor ist die Verdichtung des polarisierten $^3\vec{\text{He}}$ ohne Polarisationsverluste. Bei der in der Kapitel 2.2 vorgestellten Füllstation entstehen die hauptsächlichsten Verluste durch die erste Kompressionsstufe, bei der $^3\vec{\text{He}}$ aus dem OPV bei $p_{OPV} = 1$ mb angesaugt und ins Zwischenvolumen verdichtet wird. Verursacht wird diese Depolarisation durch Wechselwirkung zwischen $^3\vec{\text{He}}$ Atomen und paramagnetischen Zentren bei Stößen an den Behälterwänden. Dieser Effekt wird in der Literatur Wandrelaxation genannt und ist in [Fit69], [Tim71] und [Den97] beschrieben.

$$\Gamma_1^{Wand} = \frac{1}{T_1^{Wand}} = \gamma \frac{O}{V}. \quad (3.27)$$

Die Relaxationsrate Γ_1^{Wand} wird durch einen material- und oberflächenabhängigen Faktor γ und einen Geometriefaktor $\frac{O}{V}$ nach Gleichung (3.27) bestimmt ($O =$ Oberfläche, $V =$ Volumen des Behältnisses). Folglich ist es wichtig, den Kompressor aus einem weder paramagnetischen noch ferromagnetischen Material zu konstruieren. Da bei der Kompression hohe Kräfte ($F = 1540 \frac{\text{N}}{\text{bar}} \cdot p$) auftreten, muß das Material hohe Zugfestigkeit aufweisen. Außerdem wird eine gewisse Abriebfestigkeit verlangt. Schon im Polarisator Mark II (vgl. Kapitel 2.2) wurde aus diesen Gründen Titan mit einer Reinheit von 99,69 %³ als Werkstoff eingesetzt. Titan wird außerdem wegen seiner hervorragenden Vakuumeigenschaften schon lange

³Restbestandteile in Gewichtsprozent: C: 0,008%; Fe: 0,025%; O₂: 0,125%; N₂: 0,008%; H₂: 0,002%; weitere Stoffe: 0,144%

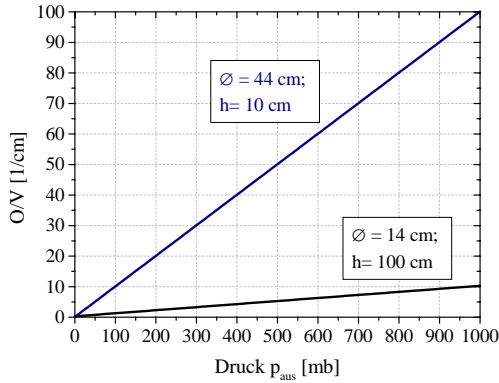


Abbildung 3.8: Geometriefaktor $\frac{O}{V}$ in Abhängigkeit des vom Kompressor aufgebauten Druckes für zwei verschiedene Kompressoren.

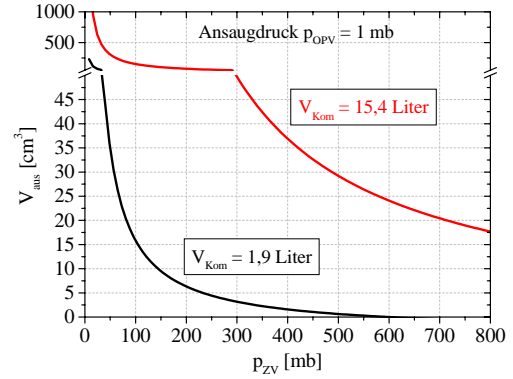


Abbildung 3.9: Volumen der vom Kompressor ausgestoßenen Gasmenge in Abhängigkeit vom Druck im Zwischenvolumen exemplarisch für zwei Kompressoren mit $V_{Kom} = 15,4$ Liter bzw. $V_{Kom} = 1,9$ Liter.

in Ultra-Hochvakuum-Apparaturen eingesetzt. Titan bildet außerdem eine diamagnetische Oxydschicht.

Bei der Konstruktion des Kompressors muß nun der Geometriefaktor $\frac{O}{V}$ berücksichtigt werden. Bei einem vorgegebenen Volumen V_{Kom} ist es möglich, einen „großen“ Durchmesser \varnothing und damit einen relativ kleinen Hub h oder umgekehrt zu wählen. Der Kompressor muß das ${}^3\text{He}$ soweit verdichten, bis Druckausgleich zwischen dem angeschlossenen Volumen und dem Kompressionsraum hergestellt ist. Dadurch wird der Geometriefaktor während der Kompression massiv schlechter. Um dies zu verdeutlichen, wurde in Abbildung 3.8 $\frac{O}{V}$ exemplarisch für zwei verschiedene Kompressorgeometrien, a: $h = 10$ cm und $\varnothing = 44$ cm und b: $h = 100$ cm und $\varnothing = 14$ cm in Abhängigkeit des aufgebauten Druckes p_{aus} dargestellt. Man kann deutlich den linearen Zusammenhang erkennen. Bei dem Kompressor mit kleinerem Hub $h = 10$ cm liegt der Geometriefaktor um Faktor 10 höher als bei dem anderen. Anschaulich ist dies leicht zu verstehen. Um den gleichen Druck aufzubauen, muß der Kolben schon viel enger an den Zylinderkopf heran gefahren werden. Im Extremfall (Kolben schlägt fast am Zylinderkopf an) strebt das Volumen gegen Null. Die Oberfläche hingegen ist durch die beiden Stirnflächen des Kolbens und des Kopfes endlich. Bei der Konstruktion wird also ein großes Verhältnis von Hub h zu Durchmesser \varnothing angestrebt. Für die Version $h = 100$ cm und $\varnothing = 14$ cm kann durch Integration der Gleichung (3.27), unter Berücksichtigung einer Fahrzeit von $T = 4$ s, die Verluste pro Zyklus auf Grund der Kompression abgeschätzt werden. In Anhang A.2 wird diese Rechnung vorgeführt, es ergibt sich für ein typisches γ_{Titan} von $0,439 \frac{\text{cm}}{\text{h}}$ ein Polarisationstransferfaktor von $T = 99,98\%$.

Nun stellt sich noch die Frage nach der Größe des Kompressionsvolumens V_{Kom} . Der Kompressor verdichtet die angesaugte Gasmenge $p_{an} \cdot V_{Kom}$, so daß sie durch eine Zuleitung

mit dem Volumen V_{ZL} in ein Vorratsgefäß strömt. Da der Kompressor aus dem Optischen Pumpvolumen ansaugt, ist $p_{an} = p_{OPV} \sim 1$ mbar. Das ${}^3\vec{\text{He}}$ wird von ihm in das Zwischen volumen mit V_{ZV} verdichtet. Dabei steigt der Druck p_{ZV} in diesem Gefäß an. Von diesem Druck p_{ZV} ist das Volumen der ausgestoßenen Gasmenge abhängig.

$$V_{aus} = V_{Kom} \left(\frac{p_{OPV}}{p_{ZV}} - \frac{1}{K} \right), \quad (3.28)$$

mit dem Kompressionsfaktor $K := \frac{V_{Kom}}{V_{tot}}$. V_{tot} ist das sogenannte tote Volumen eines Kompressors, das nicht vom Kolben verdrängt werden kann. Auf Grund dessen wird die ausgestoßene Gasmenge durch dieses tote Volumen verringert. Ist nun $V_{aus} \leq V_{ZL}$, so erreicht die ausgestoßene Gasmenge nicht das Zwischen volumen, sondern bleibt bis zum nächsten Kompressionszyklus in der Zuleitung. Die Größe solcher Leitungen liegt typisch bei $V_{ZL} \sim 5 \text{ cm}^3$. Auf Grund des großen Oberflächen zu Volumenverhältnisses ($\frac{Q}{V}$) solcher Leitungen, wurden Relaxationszeiten $T_1 = \Gamma_1^{-1}$ in der gleichen Größenordnung wie die Zykluszeiten für das Aufpolarisieren beobachtet $\mathcal{O}(T_1) \sim 1 \text{ min} \sim \tau$. Das Volumen der ausgestoßenen Gasmenge muß für den angestrebten Druckbereich also viel größer sein als das Volumen der Zuleitung. In Abbildung 3.9 ist das Volumen der ausgestoßenen Gasmenge in Abhängigkeit vom Druck im Zwischen volumen für zwei Kompressoren mit verschiedenen großen Kompressionsvolumina V_{Kom} dargestellt. Der Ansaugdruck ist mit $p_{OPV} = 1$ mbar festgelegt. Bei dem Kompressor mit $V_{Kom} = 1,9$ Liter würde ab einem Druck $p_{ZV} = 100$ mbar mehr als $\frac{1}{3}$ der ausgestoßenen Gasmenge für einen Kompressionszyklus in der Verbindungsleitung zum Zwischen volumen zurückbleiben. Ab $p_{ZV} = 230$ mbar sogar die gesamte Gasmenge. Aus diesem Grund hat der Kompressor des Polarisator Mark III ein Volumen von $V_{Kom} = 15,4$ Liter. Mit einem Hub von $h = 100$ cm bei einem Durchmesser von $\varnothing = 14$ cm ist die erste Forderung ebenfalls sehr gut erfüllt. In Abbildung 3.9 ist zu erkennen, daß das Volumen der ausgestoßenen Gasmenge bis $p_{ZV} = 500$ mbar viel größer als $V_{ZV} \sim 5 \text{ cm}^3$ ist. Selbst bei einem Druck von $p_{ZV} = 700$ mbar ist das Volumen der ausgestoßenen Gasmenge noch vier mal so groß wie das Volumen der Zuleitung. Im gleichen Sinne zeichnet sich der Kompressor durch einen sehr großen Kompressionsfaktor aus. In Abbildung 3.10 ist der gemessene Kompressionsfaktor in Abhängigkeit vom Ausstoßdruck (zumeist p_{ZV} , beim Füllen einer Experimentierzelle aus dem Zwischen volumen ist der Ausstoßdruck natürlich p_{EZ}) aufgetragen. Auffällig ist die starke Druckabhängigkeit des Kompressionsfaktors. Dies bedeutet, das tote Volumen V_{tot} des Kompressors ist nicht konstant. Die Vergrößerung in Abhängigkeit des Druckes liegt an Gummidichtringen, die zur Dichtung des Kolbens⁴ und des OPV-Einlaß- bzw. Vakuumventils⁵ (diese beiden Ventile sind in der Abbildung ?? dargestellt) benutzt werden. Sie werden unter hohem Druck stärker verpreßt und geben somit größere Toträume frei. Im Fall der Ventile wird dies im Kapitel 3.11 deutlicher. Das Zwischen volumen wird mit ${}^3\vec{\text{He}}$ bis zu Drücken von maximal $p_{ZV} \leq 800$ mbar gefüllt. In diesem Bereich arbeitet der Kompressor mit einem Kompressionsfaktor von $K > 10000$. Zum Vergleich, die beiden Kompressoren des Vorläufers erreichen lediglich $K = 400 \dots 600$ (siehe [Sur95] und [Ebe95]).

Ein großer Kompressionsfaktor hat noch einen zweiten entscheidenden Vorteil, daß nämlich die nicht ausgestoßene Gasmenge $V_{tot} \cdot p_{ZV}$, die im toten Volumen des Kompressors

⁴Quadringe aus NBR Kautschuk der Firma Busak & Shamban, D-70565 Stuttgart

⁵O-Ringe aus Viton der Firma Busak & Shamban, D-70565 Stuttgart

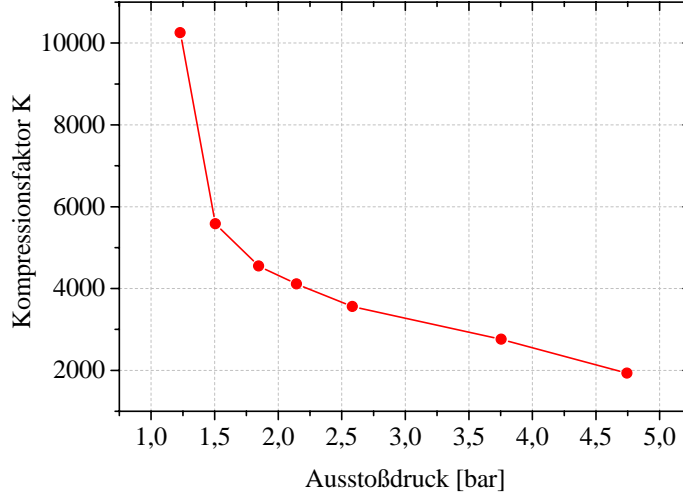


Abbildung 3.10: Kompressionsfaktor $K = \frac{V_{Kom}}{V_{tot}}$ des Kompressors.

verbleibt, relativ klein ist. Sie ist insofern schädlich, als sie auf Grund eines sehr ungünstigen O/V Verhältnisses (vgl. Gleichung (3.27)) einer hohen Relaxation ausgesetzt ist. Bis der Kolben wieder zurück gezogen wird, kann im ungünstigsten Fall die Polarisation dieser eingeschlossenen Gasmenge nahezu vollständig relaxiert sein. Beim nächsten Ansaugen vermischt sich dieses depolarisierte ${}^3\text{He}$ dann mit hoch polarisiertem ($P_{\text{He}}^{\text{OPV}}$) ${}^3\vec{\text{He}}$ aus dem OPV. Dadurch wird die Polarisation schon beim Ansaugen verdünnt. Unter der Annahme, daß die im toten Volumen verbleibende Gasmenge völlig relaxiert, kann ein Verdünnungsfaktor κ für die Polarisation der angesaugten Gasmenge $P_{\text{He}}^{\text{an}}$ definiert werden, so daß

$$P_{\text{He}}^{\text{an}} = P_{\text{He}}^{\text{OPV}} \cdot \kappa = P_{\text{He}}^{\text{OPV}} \frac{p_{\text{OPV}}}{p_{\text{OPV}} + p_{\text{ZV}}/K}, \quad (3.29)$$

mit p_{OPV} , p_{ZV} dem Druck im OPV bzw. im Zwischen volumen und dem Kompressionsfaktor K , gilt. Je größer der Kompressionsfaktor K desto geringer die Verdünnung der „angesaugten Polarisation“. Für $K = 10000$ und einem typischen Druck im Zwischen volumen von $p_{\text{ZV}} = 100 \text{ mb}$ ergibt sich beispielsweise $\kappa = 0,99$, bei dem Optischen Pumpvolumendruck von $p_{\text{OPV}} = 1 \text{ mb}$. Im Falle des alten Polarisator Mark II, wo $K = 600$ ist, folgt $\kappa = 0,86$.

Der Kolben wird von einem Linearantrieb bewegt. Die Ankopplung mittels UHV-tauglichem Titanbalg, wie im Vorläufer (Polarisator Mark II), ist auf Grund des langen Hubes von $h = 100 \text{ cm}$ nicht mehr praktikabel⁶. Um eine möglichst kompakte Bauform zu realisieren wurde der Antrieb in den Kolben, wie in Abbildung 3.1 zu erkennen, integriert. Da die Fläche des Antriebskolbens wesentlich kleiner als die Fläche des Kompressionskolbens ist, wurde, um die Kraft zum Komprimieren von ${}^3\vec{\text{He}}$ bis zu einem Druck von $p_{\text{EZ}} = 10 \text{ bar}$ in Höhe von $F = 15400 \text{ N}$ aufzubringen, ein Hydraulikaggregat eingesetzt.

⁶Membranbälge, die einen Hub von 100 cm Länge mit einer Standzeit von 1 Mio Hübe realisieren, hätten eine Baulänge von $> 2 \text{ m}$ und wären damit extrem teuer

Zur Dichtung werden handelsübliche Hydraulikdichtungen, die eine möglichst kleine Leckrate gewährleisten, verwendet. Öldämpfe, die von der Kolbenstange abdampfen, wenn sich der Kolben in vorderer Stellung befindet, werden am Eindringen in den Kompressionsraum gehindert. Dies geschieht durch zwei differentielle Pumpstrecken im Kolbenrück- bzw. Kolbenzwischenraum, die von separaten Turbomolekularpumpen⁷ evakuiert werden. An der Turbopumpe 1 wird mit einer Saugleistung von $L = 681/\text{s}$ im laufenden Betrieb ein Druck von $5 \cdot 10^{-6}$ mb erreicht. Mit dem Leitwert von $0,341/\text{s}$ der Vakuumsleitung errechnet sich ein Druck von $1,1 \cdot 10^{-3}$ mb im Kolbenzwischenraum. Im Betrieb wurde der Druckanstieg im Kolbenzwischen- und Kolbenrückraum (und den angeschlossenen Vakuumsleitungen) gemessen. Daraus läßt sich die Summe aus Ausgas- bzw. Leckraten von $7,4 \cdot 10^{-4}$ mb · l/s im Kolbenrückraum und $1,9 \cdot 10^{-5}$ mb · l/s im Kolbenzwischenraum abschätzen⁸. Unter Berücksichtigung der Metalloberfläche des Zylinders und des Kolbens $A \simeq 7500 \text{ cm}^2$ ergibt sich für den Kolbenzwischenraum eine flächenbezogene Ausgasrate von $2,5 \cdot 10^{-9} \frac{\text{mb} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$. Diese Werte sind nach zweiwöchiger Evakuierung gemessen worden. In Anbetracht der Tatsache, daß der Kompressor nicht ausgeheizt werden kann und zur Schmierung ein voll fluoriertes Fett auf die Zylinderwand aufgetragen ist, sind diese Werte sehr gut.

3.5 Der Zylinderkopf des Kompressors

Im Polarisator Mark III wird im Gegensatz zum Vorläufer (Polarisator Mark II) nur noch ein Kompressor eingesetzt. Dadurch gibt es weniger bewegliche Teile, was die Wartungsfreundlichkeit erhöht. Ferner wurde zur Steigerung der Produktivität bei der Entwicklung darauf geachtet, anfallende Arbeitsabläufe so weit zu trennen, daß sie durch den Kompressor „quasi“ gleichzeitig erledigt werden können. Dazu war die Konstruktion eines aufwendigen Zylinderkopfes (siehe Abbildung 3.11) notwendig. Folgende Aufgaben sollen parallel bearbeitet werden:

- Polarisiertes $^3\vec{\text{He}}$ soll aus dem OPV in das Zwischenraum komprimiert werden.
- Nach dem Wechsel der Experimentierzelle soll die Leitung zwischen Zellenhahn und Kompressorventil (P4 siehe Abbildung 3.11) evakuiert werden.
- Der Kompressor soll Experimentierzellen mit $^3\vec{\text{He}}$ aus dem Zwischenraum abfüllen.
- Frisches oder benutztes (evtl. leicht verunreinigtes) ^3He soll nach einer Reinigung in das Reservoir des Polarisators eingefüllt werden.

Neben den zahlreichen Ventilen wurden die benötigten Druckmeßsensoren zur Bestimmung des Experimentierzellen- und Zwischenraumdruckes ebenfalls in den Zylinderkopf integriert.

Mit Ventil P1 wird hoch polarisiertes $^3\vec{\text{He}}$ aus dem Optischen Pumpvolumen bei einem Druck von $p_{OPV} = 0,8 \dots 2,0$ mb angesaugt. Um bei solch geringen Drücken in kürzester

⁷Turbomolekularpumpe der Firma Varian mit Saugleistung 681/s für N₂

⁸In die Messung geht das Volumen der Leitungen und Ventile ein, die nur grob geometrisch bestimmt werden konnten. Die Volumina wurden großzügig abgeschätzt, so daß die Raten eine obere Schranke darstellen.

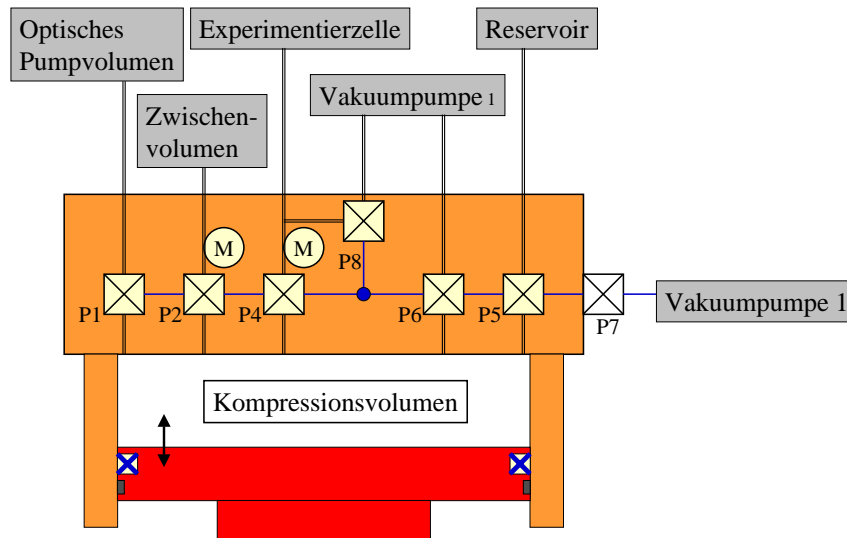


Abbildung 3.11: Schemadarstellung des Zylinderkopfes (Erläuterungen siehe Text).

Zeit Druckausgleich zwischen Kompressor und OPV herstellen zu können, benötigt man ein Ventil mit einem großen Querschnitt von $\varnothing = 16$ mm, der einen vollständigen Druckausgleich zwischen Kompressor und Optischen Pumpvolumen innerhalb einer Sekunde gewährleistet.

Ventil P6 in Abbildung 3.11 ist baugleich zu P1 und dient zum Evakuieren des Kompressionsraumes. Für diese Aufgabe wird klarerweise auch ein Ventil mit großem Querschnitt benötigt, um ein möglichst gutes Vakuum zu erzeugen. Nach dem Zusammenbau wurde nach einer Woche Evakuieren ein Druck $p < 1 \cdot 10^{-8}$ mb an der Turbopumpe erreicht. Mit der Saugleistung der Pumpe an der Meßstelle von $S = 68 \frac{1}{s}$ und dem abgeschätzten Leitwert der Vakuumrohre von 1, 181/s berechnet sich der Druck im Kompressionsraum zu $p \approx 6 \cdot 10^{-7}$ mb.

Ventil P2 zum Zwischenvolumen hat eine Doppelfunktion. Auf der einen Seite dient es als Auslaßventil nach der ersten Kompression, zum anderen wird es zum Ansaugen von ${}^3\text{He}$ aus dem Zwischenvolumen bei der zweiten Kompression benötigt.

Die Ventile P4 und P5 kommen mit relativ kleinem Saugquerschnitten aus, da sie nur von relativ kleinen Gasströmen passiert werden müssen.

Über das Ventil P8 soll die Zuleitung zur Experimentierzelle nach dem Wechseln evakuiert werden. Für kurze Abpumpzeiten ist hier eine Bohrung mit möglichst großem Querschnitt vorzusehen. Durch Anflanschen einer Vakuummeßröhre statt einer Experimentierzelle wurde der erreichte Druck in Abhängigkeit der Pumpzeit gemessen. In Abbildung 3.12 ist der Druckverlauf an der Turbopumpe und am Flansch dargestellt. Nach 30 min wird am Flansch ein Druck von $3 \cdot 10^{-3}$ mb erreicht. Nach Öffnen des Experimentierzellenhahnes entspannt sich diese Gasmenge in das evakuierte Volumen von typisch $V_{EZ} = 500 \text{ cm}^3$, es bleibt ein Druck von $p = 6 \cdot 10^{-6}$ mb. Unter Vernachlässigung etwaiger zusätzlicher Ausgasraten läßt sich mit der Annahme, daß diese Restgasmenge ausschließlich parama-

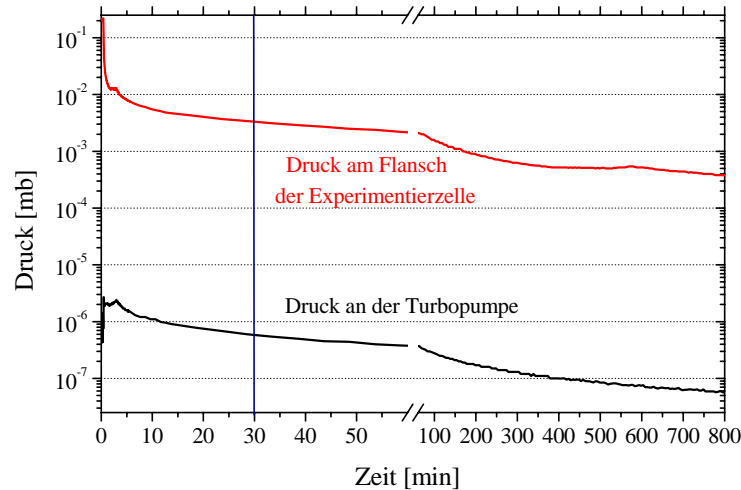


Abbildung 3.12: Druckverlauf in der Zuleitung zur Experimentierzelle beim Evakuieren mit der Turbomolekularpumpe. Die zweite Kurve ist der Druckverlauf direkt am Pumpstutzen der Turbopumpe.

gnetischer Sauerstoff wäre, eine Sauerstoff induzierte Relaxationszeit nach [Saa95] von $T_1^{O_2} > 2,61 \text{ bar} \cdot \text{s} / (6 \cdot 10^{-9} \text{ bar}) \approx 120000 \text{ h}$ abschätzen. Dies ist im Vergleich zu typischen Wandrelaxationszeiten in solchen Zellen von 20 bis 170 h (vgl. [Den97] und [Wolf00]) vernachlässigbar. Nach dem Anflanschen einer neuen Experimentierzelle ist also eine Abpumpzeit von 30 min völlig ausreichend. Das Aufpolarisieren des Zwischenvolumens mit $1,5 \text{ bar} \cdot \text{l } ^3\text{He}$ zum Füllen der Experimentierzellen mit $p_{Exp} = 3 \text{ bar}$ benötigt ebenfalls etwa 30 min⁹. Somit ist es möglich, während des Experimentierzellenwechsels das benötigte ^3He schon aufzupolarisieren. Dies war bei der in Kapitel 2.2 beschriebenen Vorgängerversion nicht möglich, was jeweils zu einer längeren Wartezeit beim Wechseln der Experimentierzelle führte.

Ventil P5 wird lediglich benötigt, um eine ^3He -Vorratsflasche mit dem Kompressor zu evakuieren und das Gas ins Reservoir zu füllen. Durch den riesigen Kompressionsfaktor des Kompressors ist dies sehr effizient möglich.

Zusätzlich zu den Ventilen fanden im Zylinderkopf auch die Sensoren zur Druckmessung ihren Platz. Für das Zwischenvolumen ist ein Sensor mit $p_{max} = 2 \text{ bar} \pm 10 \text{ mb}$ und für die Experimentierzelle einer mit $p_{max} = 12 \text{ bar} \pm 64 \text{ mb}$ zur Messung des Zwischenvolumen- und des Experimentierzellendruckes eingebaut. Durch diese Konstruktion wurde viel Raum und Totvolumen gespart, da die Verbindungsleitungen über kurze und dünne Bohrungen realisiert sind.

⁹Dies hängt von den gewählten Parametern ab, näheres hierzu in Kapitel 3.9

3.6 Titangetter zur ^3He Reinigung

Wie in Kapitel 2.1 und 3.1 dargestellt, benötigen wir zum Erreichen höchster Polarisierungen bestmögliche Gasreinheit. Das von uns verwendete ^3He beziehen wir in Stahlflaschen. Es wird mit einer Reinheit von 0,9998 geliefert. Die 200 ppm Verunreinigung sind dominant ^4He , was die Dichte der durch Gasentladung erzeugten metastabilen Atome nicht beeinflusst. Beim Einfüllen und bei der Entnahme aus den Reservoirs wird das Gas jedoch durch Leitungen und Wellbälge geleitet, die nicht ausgeheizt sind und andere Restgase abdampfen, die in elastischen Stößen die $^3\text{He}^*$ quenchen würden. Zur Dichtung werden handelsübliche Vitondichtringe verwendet, von denen bekannt ist, daß sie ausgasen. Die Reservoirs selbst bestehen aus Aluminiumzylindern, die ebenfalls nicht ausgeheizt sind. All dies führt zu einer weiteren Verunreinigung des ^3He Gases, so daß es vor dem Einfüllen in das Optische Pumpvolumen gereinigt werden muß.

Schon lange werden Titansublimations-Getterpumpen als Adsorptionspumpen im Hoch- und Ultrahochvakuumbereich genutzt. Eine nicht oxydierte Titanoberfläche ist in der Lage, große Mengen an Nichtedelgasen zu adsorbieren. Die Anzahl der aufgenommenen Atome (Moleküle) ist von gleicher Größenordnung wie die Anzahl der Ti-Atome. Die Getterkapazität C_G eines solchen Getters bei Raumtemperatur $\vartheta = 20^\circ\text{C}$ (siehe [Wut82]) ist für O_2 : $C_G = 44 \cdot 10^{-3} \frac{\text{mb}\cdot\text{l}}{\text{mg}}$, N_2 : $C_G = 8,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{mb}\cdot\text{l}}{\text{mg}}$ und H_2 : $C_G = 270 \cdot 10^{-3} \frac{\text{mb}\cdot\text{l}}{\text{mg}}$. Zur Aktivierung wird Titan auf 1200 bis 1500° C geheizt, so daß Titanatome abdampfen (sublimieren), die dann an kalten Wänden der Vakuumkammer kondensieren. Auf diese Weise entsteht eine aktive Getteroberfläche, an der die Nichtedelgase adsorbieren. Ist die Oberfläche belegt, wird eine neue Titanschicht aufgedampft. Der Titangetter 1 (siehe Abbildung 3.4) in dem Polarisator Mark III ist eine solche Pumpe. Sie wurde von der Firma Varian gekauft.

In einem Vorversuch wurde die Leistungsfähigkeit dieses Titangetters getestet. Der Halter mit den drei Titanfilamenten wurde in einen Glaskolben eingebaut, in den dann ^4He Gas mit einem Druck von 30 mb eingelassen wurde. Mittels eines Taschenspektrometers wurde das Spektrum einer Gasentladung beurteilt. Zu Beginn war das Gas spektral rein. Mit einem Nadelventil haben wir Luft in den Kolben dosiert. Dabei wurde kontinuierlich Titan sublimiert. Das Nadelventil wurde so lange geöffnet, bis das Spektrum deutlich Fremdlinien aufwies. Danach wurde die Leckrate des Nadelventils in dieser Stellung zu $2 \cdot 10^{-4} \text{mb} \cdot \text{l/s}$ bestimmt. Hieraus erhält man eine Abschätzung für die Obergrenze der Leistungsfähigkeit des Titangetters. Der Fehler dieser Messung liegt im Bereich von 20 %, da das eingesetzte Volumen (Wellbälge, Druckmeßgerät, Glaskolben, etc.) nur geometrisch abgeschätzt werden konnte und somit stark fehlerbehaftet ist. Bei einem angestrebten ^3He Fluß von $100 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}} = 1,16 \frac{\text{mb}\cdot\text{l}}{\text{s}}$ bedeutet dies, daß die Verunreinigung des ^3He primärseitig maximal $2 \cdot 10^{-4}$ betragen darf. Dies ist aber nur eine ganz grobe Abschätzung, da die Saugleistung einer solchen Pumpe stark von der Geometrie und der Wandtemperatur abhängt. Das im Polarisator eingesetzte Gettergefäß ist Wasser gekühlt, somit sind die Wände deutlich kälter (ca. 15°C) als der Glaskolben, der während des Versuchs sehr heiß war.

Beim Aufpolarisieren von Experimentierzellen wurden bei einer Sublimationszeit von 2,5 min, einer Reptitionszeit von 10 min und einem Heizstrom von $I = 45 \text{ A}$ gute Reini-

gungsergebnisse erzielt. Permanentes Sublimieren brachte keine bessere Gasreinheit. Kürzeres Sublimieren von beispielsweise 1 min mit 10 min Repetitionszeit führte zu größerem Fremdgas eintrag in das Optische Pumpvolumen und damit verbunden zu geringeren Polarisationen.

Im laufenden Betrieb wird der Titangetter 1 aus dem Reservoir über das Nadelventil D1 (siehe Abbildung 3.1) mit der Gasmenge gefüllt, die vom Kompressor angesaugt wird. Die Zeit, die der Getter zur Reinigung dieser Gasmenge benötigt, liegt im Bereich der Diffusionszeit zu den Wänden des Gettergefäßes. Bei einem Druck von $p_{\text{Getter}} = 40 \text{ mb}$ und einem Gefäßdurchmesser von $\varnothing = 10 \text{ cm}$ ergibt sich hierfür nach der Einsteinschen Diffusionsgleichung

$$\overline{x^2} = 2D \cdot t, \quad (3.30)$$

für die freie Diffusion, $t \sim 0,3 \text{ s}$ mit $D = 1920 \frac{\text{cm}^2 \cdot \text{mb}}{\text{s}}$. Durch gleichzeitiges Öffnen von P20 (Ventil zwischen Titangetter und OPV, vgl. Abbildung 3.1) und P1 (Einlaßventil vom Kompressor, vgl. Abbildung 3.1) strömt das gereinigte ^3He ins Optische Pumpvolumen.

Nach den Angaben des Herstellers des Getters, wird bei dem von uns eingesetzten Heizstrom von $I = 45 \text{ A}$ im Vakuum die Titanmenge $0,04 \text{ g/h}$ vom Draht auf die Gefäßwände sublimiert. Um die Lebensdauer der Filamente für unserer Anwendung abzuschätzen, bei der die Sublimation bei einem Heliumdruck von $p = 1 \dots 20 \text{ mb}$ stattfindet, muß berücksichtigt werden, daß der Diffusionsstrom der abgedampften Titanatome zu den Wänden deutlich geringer ist.

Für den Diffusionsstrom I_D gilt

$$I_D = A \cdot j(r) = 2\pi r l \cdot j(r) = \text{const.} \quad (3.31)$$

Nach dem 1. Fickschen Gesetz ist die Stromdichte durch

$$j(r) = -D_{\text{Ti,He}} \cdot \frac{d}{dr} n \quad (3.32)$$

gegeben. $D_{\text{Ti,He}}$ ist die Diffusionskonstante von Ti-Atomen durch Helium. Nach Integration von Gl. (3.32) erhält man

$$\frac{I_D}{2\pi l} \ln \left(\frac{r_T}{r_0} \right) = D_{\text{Ti,He}} \cdot (n(r_0) - n(r_T)). \quad (3.33)$$

Der Durchmesser der Filamente ist $d = 2 \cdot r_0 = 0,3 \text{ cm}$. $r_T \approx 3,5 \text{ cm}$ ist der Radius des Gettergefäßes. Dadurch ergibt sich $\ln \left(\frac{r_T}{r_0} \right) \approx 3$. Setzt man dies unter der Voraussetzung, daß alle Ti-Atome am gekühlten Gettergefäß kondensieren, also $n(r_T) = 0$ in Gl. (3.33) ein, so erhält man

$$I_D = D_{\text{Ti,He}} \cdot n(r_0) \cdot \frac{2\pi l}{3}. \quad (3.34)$$

Dabei ist $n(r_0)$ der Sättigungsdampfdruck bei gegebener Temperatur T des Filaments. T konnte bei dem gegebenen Aufbau nicht gemessen werden, daher muß $n(r_0)$ aus der freien Abdampftrate I_v abgeschätzt werden

$$I_v = j \cdot A = n_v(r_0) \bar{v} \cdot 2\pi r_0 l. \quad (3.35)$$

Wobei n_v der Dampfdruck im Vakuum direkt am Filament ist. Der Zusammenhang zwischen $n_v(r_0)$ und $n(r_0)$ wird aus dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz abgeleitet, wobei der auftretende Absorptionskoeffizient durch den Kondensationskoeffizienten p_k ersetzt ist. Der Faktor $\frac{1}{2}$ berücksichtigt, daß die rückgerichteten Geschwindigkeitsklassen der Titanatome fehlen

$$n_v(r_0) = \frac{1}{2}n(r_0)p_k. \quad (3.36)$$

Der Kondensationskoeffizient wird mit $p_k \sim 0,5$ abgeschätzt, die Diffusionskonstante mit $D_{Ti,He} \sim 1000 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ (bei $p = 1 \text{ mb}$) und die mittlere Geschwindigkeit der Titanatome zu $\bar{v} \sim 4 \cdot 10^4 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Setzt man Gl. (3.35) und Gl. (3.36) in Gl. (3.34) ein und berücksichtigt die abgeschätzten Werte, so erhält man bei einem Druck von $p = 25 \text{ mb}$

$$\frac{I_D}{I_V} = \frac{D_{Ti,He}}{r_0 \bar{v} p_k} \sim 10^{-2}. \quad (3.37)$$

Die Sublimationsrate für unsere Anwendung ist also deutlich geringer als die im Vakuum (vom Hersteller angegebene), wie aus der Abschätzung deutlich wird. Jedes Filament hat die nutzbare Titanmasse von 1, 2 g. Mit der vom Hersteller angegebenen Vakuumsublimationsrate von $0,04 \frac{\text{g}}{\text{h}}$ läßt sich für unsere Anwendung eine Lebensdauer in der Größenordnung von 1000 h abschätzen. Auf dem Halter sind 3 Filamente angebracht. Die Lebensdauer des Getters trägt also zu hohen Standzeiten des Polarisators Mark III bei.

3.7 Zwischenvolumen als Reservoir für ${}^3\vec{\text{He}}$

Wie in Kapitel 3 beschrieben, ist dieser Polarisator Mark III genauso wie der Vorläufer zweistufig. Deshalb benötigen wir ein Zwischenvolumen, in dem das polarisierte ${}^3\vec{\text{He}}$ vor-komprimiert zwischengespeichert wird, bevor es in die Experimentierzellen abgefüllt wird. Um einen Polarisationstransfer nahe 1 zu realisieren muß die Relaxationszeit T_1^{ZV} gegenüber der Auffüllzeit sehr groß sein $T_1^{ZV} \gg T_{\text{auffüll}}$. Um Experimentierzellen mit einem Kolbenhub aus dem Zwischenvolumen zu füllen, benötigt man die Gasmenge $p_{EZ} \cdot V_{EZ}$ zuzüglich der Gasmenge, die nach dem Ansaugen durch den Kompressor noch im Zwischenvolumen verbleibt $(p_{EZ} \cdot V_{EZ}) \cdot \frac{V_{ZV}}{V_{Kom}}$. Daraus ergibt sich für das ideale Zwischenvolumen:

$$V_{ZV} = \left(\frac{p_{ZV}}{p_{EZ} \cdot V_{EZ}} - \frac{1}{V_{Kom}} \right)^{-1} \quad (3.38)$$

In Kapitel 3.4 wurde gezeigt, daß es für hohen Polarisationstransfer günstig ist, das Zwischenvolumen bis maximal $p_{ZV} = 800 \text{ mb}$ zu füllen. Bei einem Zwischenvolumendruck von $p_{ZV} = 600 \text{ mb}$ ergibt sich für typische Experimentierzellenvolumina $V_{EZ} = 0,5 \text{ l}$ und Drücken $p_{EZ} = 3000 \text{ mb}$ ein Zwischenvolumen von $V_{ZV} = 3 \text{ l}$. Als Zwischenvolumen wurde eine zylinderförmige Zelle mit Durchmesser $\phi_i = 10,5 \text{ cm}$ aus Duran Glas der Firma Schott verwendet. Das Volumen beträgt $V_{ZV} = 3,44 \text{ l}$.

Als Zuleitung zwischen Kompressor und Zwischenvolumen wurde eine Glasleitung aus Duran mit einem Durchmesser von $\phi = 5 \text{ mm}$ und einer Länge von $l = 30 \text{ cm}$ gewählt. Das Volumen dieser Leitung ist mit $V_{ZL} \simeq 6 \text{ cm}^3$ klein gegenüber den vom Kompressor ausgestoßenen Gasvolumina V_{aus} (vgl. Abbildung 3.9).

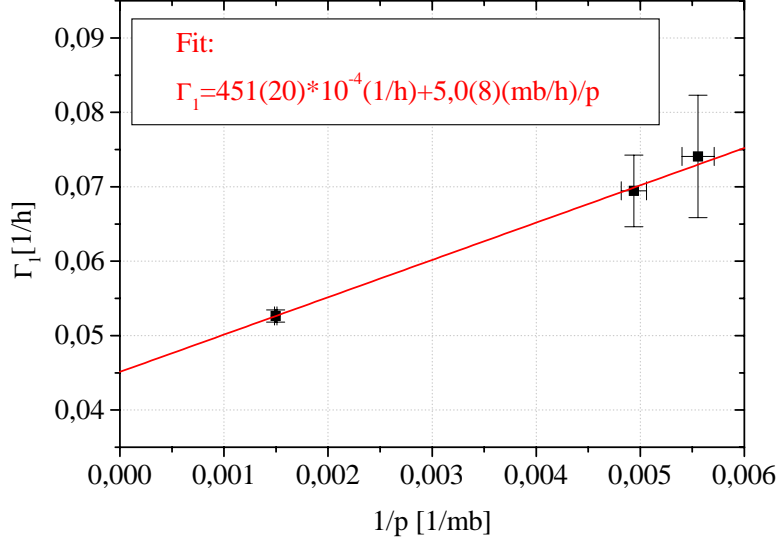


Abbildung 3.13: Relaxationsrate im Zwischen volumen, gemessen in Abhängigkeit vom Druck.

In Abbildung 3.13 ist die gemessene Relaxationsrate Γ_1 über den reziproken Zwischen volumendruck p_{ZV}^{-1} aufgetragen. Die Relaxationsrate ist in diesem Druckbereich durch die Wandrelaxation (siehe Gleichung (3.27)) und durch die feldgradientenbedingte Relaxationsrate

$$\Gamma_1^{Grad} = \frac{1}{T_1^{Grad}} = \alpha \left(\frac{\partial B_r / \partial r}{B_0} \right)^2 \frac{1}{p} \quad (3.39)$$

(siehe auch [Sch65]) dominiert. Durch einen Geradenfit an die Messpunkte lassen sich die beiden Effekte trennen. Der y-Achsenabschnitt bestimmt die Wandrelaxationsrate, die einer Relaxationszeit von $T_1^{Wnd} = 22 \pm 1$ h entspricht. Hieraus berechnet sich unter Berücksichtigung des Oberflächen zu Volumen Verhältnisses O/V eine skalierte Relaxationszeit von $T_1^{skal} = 9,5(9)$ h/cm. Aus der Steigung des Geradenfits, der Gleichung (3.39) und der in [Sch65] veröffentlichten Konstante $\alpha = 1,7 \cdot 10^4 \frac{\text{cm}^2 \cdot \text{bar}}{\text{h}}$ kann der gemittelte Magnetfeldgradient über das Zwischen volumen zu $\frac{\partial B_r / \partial r}{B_0} = 5,4(2) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{cm}}$ bestimmt werden. Verglichen mit den im nächsten Kapitel 3.8 gemessenen Gradienten liegt dieser Wert um Faktor zwei zu hoch. Berücksichtigt man die großen Fehler der Einzelmessungen in Abbildung 3.13 und daß der Geradenfit nur durch drei Meßpunkte bestimmt wurde, sind die beiden Messungen leidlich verträglich.

Bei Flüssen von $80 \frac{\text{bar} \cdot \text{l}}{\text{Tag}}$ ist das Zwischen volumen in $T_{aufüll} = 30$ min mit $p_{ZV} = 500$ mb ^3He gefüllt. Damit ist die Bedingung $T_1^{ZV} \gg T_{aufüll}$ mit $18 \text{ h} \gg 30 \text{ min}$ sehr gut erfüllt.

3.8 Das homogene Führungsfeld

Wie schon in Kapitel 3.4 angesprochen, gibt es verschiedene Relaxationsmechanismen für das polarisierte ^3He . In diesem Kapitel wollen wir die feldgradientenbedingte Relaxationszeit, die durch Gleichung (3.39) gegeben ist [Sch65], behandeln. Die Druckabhängigkeit dieser Relaxation macht deutlich, daß die Anforderungen an das Magnetfeld in den verschiedenen Baugruppen unterschiedlich sind. Außerdem muß die Relaxationszeit natürlich mit der Aufenthaltszeit in der jeweiligen Baugruppe verglichen werden. Im Optischen Pumpvolumen herrscht zwar nur ein Druck von ≈ 1 mb, durch die Gasentladung zur Erzeugung der metastabilen Atome ist jedoch eine Relaxationszeit von typisch 6 bis 10 min gegeben, so daß eine Gradienten bedingte Relaxationszeit von einer halben Stunde völlig ausreichend wäre. Das entspräche einem relativen Magnetfeldgradienten von $\frac{\partial B_r/\partial r}{B_0} = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$.

Die Experimentierzelle ist mit typischen Drücken von einigen Bar gefüllt und wird in der Größenordnung von ca. einer Stunde im Magnetfeld aufbewahrt, bevor sie zum Experiment transportiert wird. Eine gradientenbedingte Relaxation mit der Zeitkonstante $T_1^{\text{Grad}} = 200$ Stunden wäre also wegen der kurzen Aufbewahrungszeit zu vernachlässigen. Dies entspräche einem relativen Magnetfeldgradienten bei $p = 1$ bar von $\frac{\partial B_r/\partial r}{B_0} = 5,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$.

Im Zwischenvolumen liegen die typischen Drücke zwischen 200 mb und 1 bar. Die Speicherzeiten betragen wie im Kapitel 3.7 diskutiert ca. 30 min. Strebt man hier eine gradientenbedingten Relaxationszeit von $T_1^{\text{Grad}} \approx 100$ h in diesem Bereich bei einem Druck von 200 mb an, führt dies zu einem relativen Magnetfeldgradienten von $\frac{\partial B_r/\partial r}{B_0} = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$.

Wir benötigen also ein Magnetfeld, das geometrisch so groß ist, daß der gesamte Polarisator sich in einem Bereich befindet, der eine relative Magnetfeldhomogenität von $\frac{\partial B_r/\partial r}{B_0} < 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ besitzt. Das System ist so aufgebaut, daß sich alle polarisationsführenden Bauelemente in einem Zylinder von einer Länge $l = 260$ cm mit Durchmesser $\varnothing = 50$ cm befinden. Im Rahmen der Diplomarbeit von J. Schmiedeskamp [Sch98] wurde speziell hierfür ein solches Feld numerisch optimiert. Um eine gute Zugänglichkeit von allen Seiten an die Maschine zu gewährleisten, wurde dabei auf einen Solinoiden verzichtet und eine Anordnung von 7 Spulen mit Durchmesser $d_{\text{Spule}} = 160$ cm gewählt. Die Anordnung wurde zuerst mit dem Programm MINUIT, das am CERN entwickelt wurde, auf der Magnetfeld-Achse, im folgenden als Z-Achse definiert, berechnet. Durch Minimierung des Quadrates des relativen longitudinalen Magnetfeldgradienten $(G_Z)^2$ mit

$$G_Z = \frac{B(z_n) - B(z_{n+1})}{z_n - z_{n+1}} \cdot \frac{2}{B(z_n) + B(z_{n+1})} \quad (3.40)$$

über alle $z_n, n = (1, 2, \dots)$ wurde das Feld auf der Magnetfeldachse optimiert. Wegen $\text{div} \vec{B} = 0$ erzielt man gleichzeitig auch eine Minimierung des relativen radialen Gradienten $\frac{\partial B_r/\partial r}{B_0}$. Aus technischen Gründen wurden lediglich die Amperewindungszahl (wobei alle Spulen in Reihe geschaltet sind und somit vom gleichen Strom durchflossen werden) und der Spulenabstand variiert. Durchmesser, Spulenradius und Gesamtlänge des Feldes wurden festgehalten. Um die ausreichende Homogenität auch außerhalb der Magnetfeldachse zu testen, wurde vor der Realisierung der relative radiale Magnetfeldgradient für verschiedene Radien ($r = 2 \dots 28$ cm) dieser Konfiguration mit dem Programm SPULMAG berech-

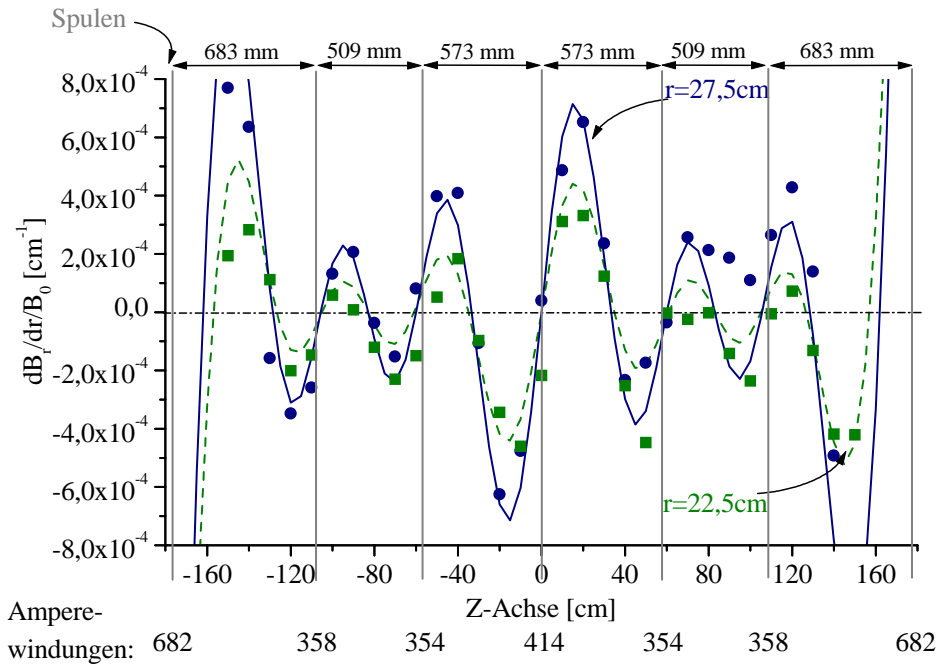


Abbildung 3.14: Dargestellt ist der gemessene relative radiale Magnetfeldgradient (volle Symbole) exemplarisch für zwei verschiedene Radien $r = 27,5 \text{ cm}$ und $r = 22,5 \text{ cm}$. Die Linien stellen die Voraussagen der Rechnung dar. Die Magnetfeldsonde zur Messung wurde horizontal versetzt. Die vertikalen Linien symbolisieren die Stellen, an denen sich die Magnetfeldspulen der Breite $b = 5 \text{ cm}$ befinden. Oben sind die relativen Abstände der Ringspulen angegeben, unten die jeweiligen Amperewindungszahlen.

net. In Abbildung 3.14 ist der relative radiale Magnetfeldgradient bei zwei verschiedenen Radien ($r = 27,5 \text{ cm}$ und $r = 22,5 \text{ cm}$) dargestellt. Die vollen Symbole sind die Meßwerte $\left(\frac{\partial B_r / \partial r}{B_0}\right)_{exp}$. Sie sind im horizontalen Abstand r von der Magnetfeldachse aufgenommen. Die Linien sind die Voraussagen der Berechnung. Die vertikalen Linien symbolisieren die Stellen, an denen die Magnetfeldspulen aufgebaut sind. Die Meßwerte für negative Z -Achsenwerte stimmen sehr gut mit der theoretischen Voraussage überein. Im Bereich $80 \leq z \leq 130 \text{ cm}$ weichen die Meßwerte von den berechneten ab. Da die Meßwerte jedoch immer noch in der Toleranz des relativen Magnetfeldgradienten liegen ($\left(\frac{\partial B_r / \partial r}{B_0}\right)_{exp} \leq 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$) sollten diese Abweichungen nicht weiter interessieren. Sie sind wahrscheinlich durch nicht korrekten Abstand zwischen den Spulenringen hervorgerufen. Die experimentellen Werte des relativen Gradienten wurde durch Messung des absoluten Feldes in Abhängigkeit des Ortes mit einer Förstersonde, wie sie in [Wil95] beschrieben ist, gemessen. Dabei wurde der Radius horizontal variiert. Durch vertikale Variation der Sonde ergab sich Abbildung 3.15. Die starke Assymetrie in der Z -Achse für die Werte mit Radius $r = \pm 22,5 \text{ cm}$, rührt von Vakuumpumpen, die im Untergestell des Polarisators eingebaut sind und zu Feldverzerrungen führen.

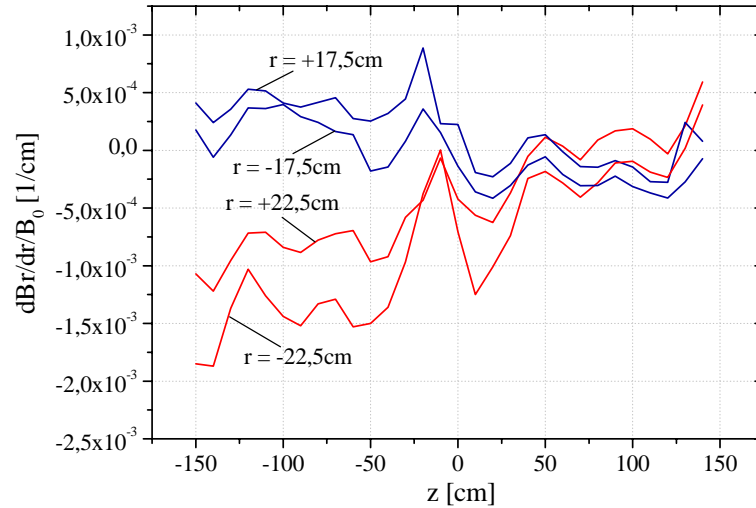


Abbildung 3.15: Dargestellt ist der gemessene relative radiale Magnetfeldgradient für verschiedene vertikale Abstände von der z -Achse. Für $r > 0$ wurde oberhalb, für $r < 0$ unterhalb der Magnetfeldachse gemessen.

Das Zwischenvolumen und die Experimentierzelle sind jedoch auf der anderen Seite (positive Z -Werte) eingebaut und somit von diesem Effekt nicht betroffen.

Die Messungen beweisen, daß die gestellten Anforderungen an das Magnetfeld (siehe oben) sehr gut erfüllt sind. Die Relaxation durch Magnetfeldgradienten sind damit am Polarisator Mark III zu vernachlässigen.

3.9 Die Steuerung des Polarisationszyklus

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die einzelnen Baugruppen des Polarisators und des Kompressorsystems und deren Funktionalität beschrieben. Die Zusammenarbeit all dieser Gruppen soll nun hier dargestellt werden. Zur Steuerung der Maschine ist es natürlich wichtig, die Abläufe zu überwachen, diese zu protokollieren und in Abhängigkeit von Vorgaben durch das Bedienpersonal zu reagieren. Es müssen folgende Aufgaben bewältigt werden:

- Meßwerte aufnehmen,
- Meßprotokoll ausgeben,
- Eingaben von Bedienpersonal aufnehmen und umsetzen,
- Aktionen der Baugruppen (z.B. Ventil öffnen, Kolben vorfahren usw.) auslösen.

Am einfachsten ist dies durch den Einsatz eines PC zu realisieren. In Abbildung 3.16 sind die Hardwarekomponenten der Steuerung des Systems dargestellt. Die Meßsignale der folgenden

beschrieben, in eine Kernspinpolarisation umgerechnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit stand nur ein OPN, der vor alle OPZ verschoben werden konnte, zur Verfügung. In Zukunft ist geplant jede OPZ mit einem eigenen OPN auszustatten. Die Stellung des Nadelventils, das den ^3He -Fluß aus den Reservoirs in den Titangetter 1 kontrolliert und in Abhängigkeit des jeweiligen Reservoirdruckes variiert werden muß, wird durch ein Potentiometer kontrolliert. Die Spannung, die an ihm abfällt, wird ebenfalls mit der AD-Wandlerkarte in den PC eingelesen.

Mit dem Programmierwerkzeug Visual Designer Version 4.0 der Firma Intelligent Instrumentation wurde ein Programm geschrieben, das die Meßwerte in einem Protokoll auf Festplatte sichert, sie auswertet und auf dem Monitor darstellt. In Abhängigkeit eines vom Bedienpersonal einzugebenden Parametersatzes wird die Steuerung der gesamten Maschine übernommen. Das Programm ist modular aufgebaut, so daß es jeder Zeit an neue Komponenten angepaßt werden kann. Neue Module können einfach hinzugefügt werden. Das Programm ist im Anhang A.4 näher beschrieben. Zur Steuerung sendet das Programm über den 32 Kanal breiten Digital-Out-Bus TTL Pulse, mit denen dann über Relais Magnetventile angesteuert werden, die entweder per Preßluft die Ventile des Polarisators bewegen oder über ein Zwei-Wegeventil das Hydrauliköl zur Kolbenbewegung in den Kolben einströmen läßt. Um den gewünschten Hydraulikdruck und Hydraulikfluß einzustellen, werden mit einer D/A Wandlerkarte Spannungen zwischen 0...10 V an den Eingang der Steuerkarten des Hydraulikaggregates angelegt. Mit zwei Digitalkanälen wird ein Elektromotor zum Öffnen und Schließen des Nadelventils angesteuert. Mit einem weiteren Kanal kann eine NMR-Messung an dem Zwischenvolumen ausgelöst werden. Mit einer Absoluteichung könnte hiermit beispielsweise die Polarisation in diesem Volumen im laufenden Betrieb bestimmt werden.

Ein typischer Aufpolarisationszyklus, wie bei den Messungen in Kapitel 4 verwendet, hat die Zykluszeit $\tau_z = 20$ s. Die Bezeichnungen der Ventile und Baugruppen findet man in Abbildung 3.1. Zuerst wird der Titangetter 1 durch Öffnen von P11 mit ^3He aus dem Reservoir gefüllt. P11 wird wieder geschlossen, wenn der Titangetter 1 mit der Gasmenge (Druck · Volumen) gefüllt ist, die der Kompressor beim nächsten Ansaugen aus dem Optischen Pumpvolumen entnimmt. Bis zur nächsten Öffnung von P11 wird die Einstellung des Nadelventils überprüft und gegebenenfalls korrigiert. Nachdem das unpolarisierte ^3He für ca. 5...10 s gereinigt wurde, wird durch Öffnen von P1 und P20 Druckausgleich zwischen Kompressor, OPV und Titangetter 1 hergestellt. Nach dem Schließen der Ventile verdichtet der Kompressor das angesaugte, polarisierte ^3He ins Zwischenvolumen. Zum Schluß des Zyklus wird der Kolben wieder zurückgezogen. Beim Erreichen des vom Bedienpersonal vorgegebenen Zwischenvolumendruckes p_{ZV} wird dieser Aufpolarisationszyklus angehalten. Durch Betätigung eines Knopfes im Programm saugt der Kompressor das polarisierte ^3He aus dem Zwischenvolumen an und verdichtet es in die Experimentierzelle. Sämtliche Zeiten zum Öffnen und Schließen der Ventile und zum Fahren des Kolbens, sowie die Zykluszeit τ_z können frei gewählt werden. Das macht die Steuerung des Polarisators Mark III sehr flexibel.

Diese Steuerung gewährleistet, daß der Polarisator Mark III auch von einem eingearbeiteten Laboranten bedient werden kann. Ein Physiker ist zur reinen Bedienung nicht mehr notwendig.

4 Experimentelle Tests der Leistungsfähigkeit des Polarisators

Die Anforderungen an den Polarisator Mark III sind weitgehend durch die medizinische Anwendung in der $^3\vec{\text{He}}$ Kernspintomographie ($^3\vec{\text{He}}$ MRT genannt) vorgegeben. Es wird eine große Produktionsrate von > 100 Liter/Tag mit einer Polarisation von $> 30\%$ erwartet. Dennoch sollen mit Hinblick auf die funktionelle Lungenbildgebung auch höhere Polarisationen mit einem niedrigeren Fluß möglich sein. Zum Erreichen dieser Ziele ist es erforderlich, daß der Polarisationstransfer durch die Kompression nahezu verlustfrei ist. Zur Bestimmung dieser Leistungsdaten ist die absolute Bestimmung der Polarisation Voraussetzung. Aus diesem Grund wird im folgenden erst die Polarisationsmessung im Optischen Pumpvolumen vorgestellt. Der Transferfaktor, der das Verhältnis aus Polarisation nach der Kompression und Polarisation im OPV angibt, kann dann bestimmt werden, indem eine kleine Menge des komprimierten $^3\vec{\text{He}}$ aus dem Zwischenvolumen in das OPV zurück expandiert wird, so daß das OPV wieder mit ~ 1 mb $^3\vec{\text{He}}$ gefüllt ist. Nach Zünden einer Gasentladung kann die Polarisation dieses Gases optisch bestimmt werden. Dazu muß jedoch sicher gestellt sein, daß bei der Rückführung keine Polarisation verloren geht. Die Messungen zur Bestimmung des Transferfaktors sind im Kapitel 4.2 vorgestellt. In Kapitel 4.3 wird ein weiterer Test zum Aufspüren von Polarisationsverlusten durch die Kompression vorgestellt. Im Anschluß daran werden die Messungen zur Bestimmung der Produktionsrate in Kapitel 4.4 beschrieben. In Kapitel 4.5 wird gezeigt, daß durch Steigerung der Laserleistung die Produktionsrate ebenfalls gesteigert werden kann.

4.1 Optischer Polarisationsnachweis (OPN)

Bei der Elektronenstoßanregung (Gasentladung im OPV) wird unter anderen auch das 3^1D_2 Energieniveau angeregt. Durch die enge Kopplung zwischen Hülle und Kernspin in Folge der Hyperfeinwechselwirkung und da es innerhalb der kurzen Lebensdauer des 3^1D_2 Niveaus nicht zur vollständigen Gleichbesetzung der Unterzustände durch Stöße kommt, ist das 668 nm Fluoreszenzlicht beim Übergang $3^1\text{D}_2 \rightarrow 2^1\text{P}_1$ zu einem bestimmten Teil zirkular polarisiert. Da die depolarisierende Stoßrate der He-Atome druckabhängig ist, berechnet sich die Kernspinpolarisation P_N aus der Zirkularpolarisation des Fluoreszenzlichtes P_L zu

$$P_L = \alpha(p) \cdot P_N. \quad (4.1)$$

Die Druckabhängigkeit von α wurde in unabhängigen Messungen von zwei Gruppen auf eine Absolutgenauigkeit von $\sim 2\%$ bestimmt und in [Big92] [Lor93] veröffentlicht. Mit der Parametrisierung

$$\alpha(p) = \frac{31,74 \cdot (1 + 2,219p)}{(1 + 2,219p)(1 + 1,843p)^2 + 169,8 \frac{(1+1,843p)(1+1,722p)}{1+0,729p} + 7,073 \cdot (1 + 2,594p)} \quad (4.2)$$

(p $^3\vec{\text{He}}$ Druck in mbar) wurden die Meßdaten in [Lor93] angefitet.

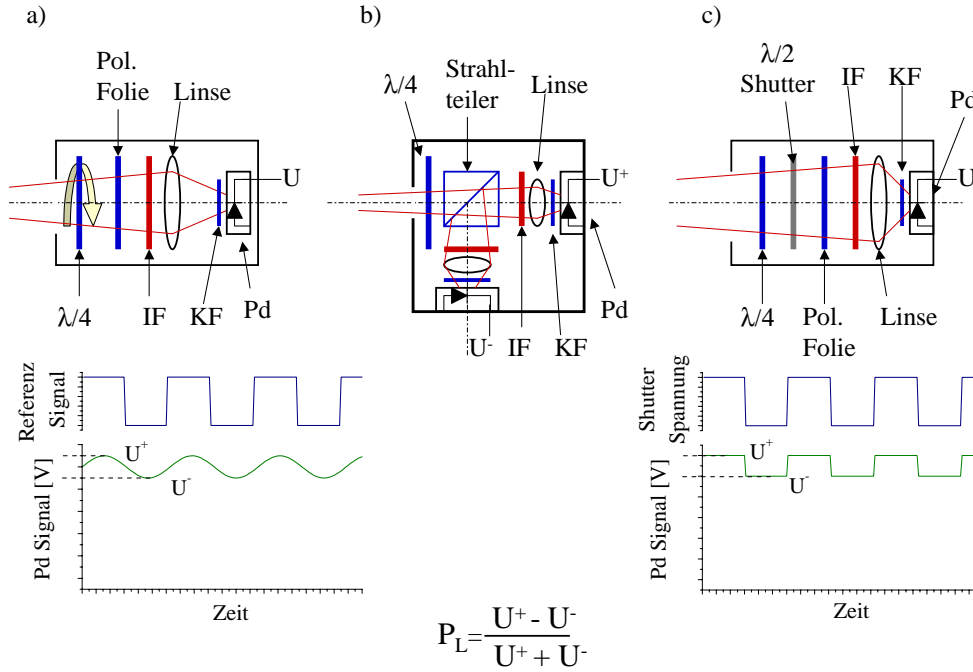


Abbildung 4.1: Zur Messung der Polarisation im Optischen Pumpvolumen wurden drei Optische Meßmethoden a), b), c) getestet, die im Text und in [Has00] näher beschrieben sind.

Die Polarisationsanalyse des Fluoreszenzlichtes der Gasentladung kann auf verschiedene Weisen geschehen. In Abbildung 4.1 sind drei verschiedene Lösungen dargestellt, die im Rahmen der Diplomarbeit von Jan Hasse [Has00] getestet wurden. Abbildung 4.1 a) zeigt einen Optischen Polarisationsnachweis, im folgenden mit OPN abgekürzt, wie er schon in [Sur95] verwendet wurde. Das Licht aus der Gasentladung fällt auf eine mit der Frequenz Ω rotierende $\lambda/4$ Verzögerungsfolie. Aus dem zirkular polarisiertem Anteil des Lichtes entsteht dadurch linear polarisiertes, dessen Schwingungsebene aufgrund der $\lambda/4$ Drehung mit der Frequenz $2 \cdot \Omega$ rotiert. Beim Durchtritt durch eine fest stehende lineare Polarisationsfolie entsteht eine zeitlich sinusförmige Intensitätsverteilung, die mit einer Photodiode gemessen wird. Die Polarisation des Lichtes berechnet sich dann zu

$$P_L = \frac{U^+ - U^-}{U^+ + U^-}. \quad (4.3)$$

Der Interferenzfilter (IF) mit der zentralen Frequenz 665_{-0}^{+2} nm und einer Transmissionsbreite von 10 ± 2 nm und das Farbglasfilter (KF) dienen zur Blockung des restlichen Lichtes, besonders des 1083,2 nm Laserlichtes, das nicht vollständig durch die dichroitischen Umlenkspiegel am Ende jeder Pumpzelle zurückreflektiert wird (siehe Abbildung 3.4). Um die Intensität zu erhöhen, bildet die Linse den durch die Blende erzeugten, ca. $\varnothing = 3$ cm großen Lichtstrahl auf die 1 cm^2 große Photodiode ab. Mit diesem Aufbau wurden alle Polarisationsmeßwerte, die in den folgenden Kapiteln dargestellt sind, aufgenommen. Dazu konnte

der OPN senkrecht zur OPV-Achse verschoben werden, so daß die Polarisation vor jeder Optischen Pumpzelle nacheinander ermittelt werden konnte (vgl. Abbildung 3.4). Die Analysierstärke, die mit 100 % zirkular polarisiertem Licht nachgemessen werden kann, ist bei diesem OPN $\varepsilon = 92\%$. Das nicht der Wert 1 erreicht wird, liegt an den nicht perfekten optischen Elementen.

Die Meßfehler dieses OPN sind in [Sur95] ausführlich behandelt. Für die Messung der Absolutpolarisation wird eine Unsicherheit von $\frac{\Delta P}{P} = 7\%$ angegeben. Dieser große Fehler begründet sich im wesentlichen durch systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung des Zirkularpolarisationsgrades des 668 nm Lichtes. Zwei Effekte wurden beobachtet:

- In [Big92] wird von einer Reduktion um ca. 5 % des Polarisationsgrades des analysierten 668 nm Lichtes berichtet, wenn das Licht nicht ausschließlich aus dem Zentrum der dort verwendeten kurzen Zelle ($l = 5\text{ cm}$, $\varnothing = 5\text{ cm}$) emittiert wurde.
- Durch Reflexion des Fluoreszenzlichtes an den Wänden der $l = 240\text{ cm}$ langen Optischen Pumpzellen kommt es ähnlich wie beim Pumplicht zur teilweisen Depolarisation des zirkularpolarisierten Anteils. In [Mie92] wurde dieser Effekt untersucht. Durch Messungen mit einer kurzen Pumpzelle von $l = 50\text{ cm}$ und einem offenen Glasrohr, das zwischen OPN und Pumpzelle gebracht werden konnte, wurde eine um 3 % höhere Polarisation ohne das Glasrohr gemessen.

Der tatsächliche Wert ist für den Polarisator Mark III nicht bekannt. Da eine Überlagerung beider Beobachtungen nicht ausgeschlossen werden kann, wird ein systematischer Fehler durch Fehlerfortpflanzung von $\Delta\gamma = 6\%$ angenommen. Dieser ist jedoch nicht symmetrisch um den Meßwert angeordnet, vielmehr stellt der Meßwert eine untere Schranke für die tatsächliche Kernspinpolarisation dar. Bei der Angabe von absoluten Polarisationen, ist also ein Fehler von insgesamt $\frac{\Delta P}{P} = 7\%$ zu berücksichtigen.

Für die Bestimmung des Transferfaktors ist der Fehler jedoch geringer, da die Hauptunsicherheit, der systematische Fehler von $\Delta\gamma = 6\%$, bei der Bestimmung des Polarisations-
transfers durch Division heraus fällt. Übrig bleibt nur noch die Unsicherheit in der Bestimmung des Druckeichfaktors α mit $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = 2\%$.

In Abbildung 4.1 b) ist ein Aufbau dargestellt, bei dem das Fluoreszenzlicht aus der Gasentladung zuerst durch eine fest stehende $\lambda/4$ Verzögerungsplatte fällt, bevor die daraus entstandenen, linear polarisierten Lichtanteile durch einen Strahlteilerwürfel auf die beiden Photodioden getrennt abgebildet werden. Zur Justage kann das $\lambda/4$ so gedreht werden, daß eine Analysierstärke $\varepsilon = 100\%$ erzielt wird. Diese hohe Analysierstärke liegt an den hier verwendeten, sehr guten optischen Elementen (Statt der $\lambda/4$ Folie wurde ein nahezu perfektes $\lambda/4$ Plättchen verwendet, der Strahlteilerwürfel war ebenfalls von sehr hoher Qualität). Bei richtiger Justage der Verzögerungsplatte können mit den Photodioden direkt die Spannungen U^+ und U^- gemessen werden. Die Kernspinpolarisation berechnet sich daraus analog zum „rotierenden“ OPN. Die Filter und die Linsen haben bei dieser Version die gleiche Bedeutung. Trotz der sehr guten Analysierstärke hat diese OPN-Version zwei Nachteile:

- Zum einen sind die Empfindlichkeiten der beiden Photodioden, denen noch ein rauscharmer Verstärker nachgeschaltet ist, nicht gleich und müssen aufeinander abgeiecht werden. Leider besteht hier kein linearer Zusammenhang.

- Zum anderen ist diese Version weitaus empfindlicher gegen Abbildungsfehler. Leichte geometrische Verkippungen der gesamten Anordnung reichen aus, daß ein Teil des Lichtes an einer der beiden Photodioden vorbei geleitet wird. Da aber nur ein OPN zur Verfügung steht und durch Verschieben vor jede Pumpzelle gebracht werden soll, würde dies eine ständige Neueichung der beiden Photodioden gegeneinander bedeuten.

Wegen dieser beiden Unsicherheiten wurde der OPN b) nicht eingesetzt, obgleich er bei räumlich festem Einsatz gute Ergebnisse lieferte.

Eine dritte OPN-Version ist in Abbildung 4.1 c) abgebildet. Er hat wie der „rotierende“ OPN (Version a)) gegenüber Version b) den Vorteil, daß das gesamte Fluoreszenzlicht nach dem Durchtritt durch das $\lambda/4$ auf ein- und dieselbe Photodiode abgebildet wird. Es gibt also nur einen Strahlengang. Gegenüber der Version a) hat er zusätzlich noch den Vorteil, daß die aufwendige Mechanik zum Rotieren der $\lambda/4$ Folie¹ entfällt, sondern durch einen schaltbaren $\lambda/2$ Shutter ersetzt ist. Durch Anlegen einer Spannung von $U = \pm 15$ V wirkt dieses optische Element das auf der Orientierung eines Flüssigkristalls unter Spannung beruht, entweder als $\lambda/2$ oder als gewöhnliche Glasplatte ohne Verzögerungseigenschaften. Durch richtige Orientierung der Hauptachsen von $\lambda/2$ und $\lambda/4$ kann durch Schalten des Shutters die durch das $\lambda/4$ erzeugte lineare Polarisation des zirkularpolarisierten Anteils des Fluoreszenzlichtes um $\pi/2$ rotiert werden. Ist nun die Orientierung der Hauptachse der linearen Polarisationsfolie zu dieser Anordnung richtig eingestellt, so kann an der Photodiode je nach Schaltzustand des Shutters die maximale bzw. minimale Lichtintensität in Form der Spannungen U^+ und U^- gemessen werden. Der unpolarisierte Lichtanteil bildet wie vorher den Offset. Die bereits bekannten Filter und die Linse haben wieder die gleiche Funktion. Ein weiterer Vorteil dieser Version ist die Baugröße. Es ist möglich diesen OPN so klein zu bauen, daß vor jeder Optischen Pumpzelle die Polarisation ständig gemessen werden kann. Die Bedeutung dieser Möglichkeit wird im nächsten Kapitel noch verdeutlicht.

4.2 Polarisationsverluste durch die Kompression von ${}^3\vec{\text{He}}$

In diesem Kapitel werden die Messungen zum Polarisationsverlust durch die Kompression des ${}^3\vec{\text{He}}$ diskutiert. Dazu wird ein Transferfaktor

$$T := \frac{P_{ZV}}{P_{OPV}} \quad (4.4)$$

definiert, mit P_{ZV} der Polarisation nach Kompression (in unseren Messungen im Zwischenvolumen) und P_{OPV} der Polarisation vor dem Ansaugen durch den Kompressor (bei uns im Optischen Pumpvolumen). Das Meßinstrument (OPN) zur Bestimmung der Polarisation im Optischen Pumpvolumen wurde bereits im letzten Kapitel 4.1 vorgestellt.

Bei der Messung des Transferfaktors müssen jedoch noch weitere Unsicherheiten, außer den in Kapitel 4.1 beschriebenen Meßfehlern, berücksichtigt werden. Der Kompressor besitzt ein großes Volumen von 15,4 Litern, das beim Ansaugen mit polarisiertem ${}^3\vec{\text{He}}$ aus dem Optischen Pumpvolumen gefüllt wird. Wie in Kapitel 3.1 schon beschrieben, wird dabei

¹Die im OPN verwendeten Teile müssen aus weiter vorne genannten Gründen alle unmagnetisch sein. Aus diesem Grund wird die Rotation durch einen preluftgetriebenen Motor aus Kunststoff erzeugt.

in etwa das gesamte ${}^3\vec{\text{He}}$ aus den Pumpzellen drei, vier und fünf angesaugt. Mit dem OPN kann aber nur die Polarisation in einer der fünf Pumpzellen gemessen werden. Um dennoch die Polarisation in allen Pumpzellen zu bestimmen, wurden beim Aufpolarisieren des Zwischenvolumens für jeweils vier bis fünf Kompressorzyklen Polarisationswerte aus einer Zelle gemessen, bevor der OPN vor die nächste verschoben wurde. Auf diese Weise wurden während des Aufpolarisierens zwei bis drei exemplarische Polarisationsbestimmungen in jeder Zelle durchgeführt. Daraus erhält man dann eine Abschätzung der Schwankung der Polarisation beim gesamten Aufpolarisationsvorgang in Höhe von 4 % absolut.

Ein weiteres Problem besteht in der Bestimmung der tatsächlich angesaugten Polarisation. Eine einzelne Pumpzelle der Länge $l = 240$ cm und dem Innendurchmesser $d_i = 5,4$ cm besitzt das Volumen $V \approx 5500$ cm³. Die Zellen drei bis fünf haben also ein gesamtes Volumen von $V_{OPV_2} \approx 16,5$ Litern und sind damit ca. 1000 cm³ größer als der Kompressor, was den Schluß zuläßt, daß nicht das gesamte ${}^3\vec{\text{He}}$ aus der 3. Optischen Pumpzelle abgesaugt wird. Die Verbindungsleitungen zwischen den einzelnen Zellen konnten jedoch nicht ganz am Ende der Pumpzellen angebracht werden (vgl. Abbildung 3.4). Das Volumen zwischen dieser Verbindungsleitung und dem Fenster in jeder Zelle beträgt ca. $V_{Enden} = 690$ cm³. Da beim Ansaugen gleichzeitig unpolarisiertes Helium aus dem Getter in die Zellen eins und zwei nachströmt, ist es fraglich, zu welchem Anteil ${}^3\vec{\text{He}}$ aus diesen Endvolumina V_{Enden} angesaugt wird. Aus diesen Annahmen lassen sich drei Modelle aufstellen:

1. Als angesaugte Polarisation wird das arithmetische Mittel aus den gemessenen Polarisationen in den Pumpzellen fünf, vier und drei angenommen.
2. Die Pumpzellen fünf und vier werden komplett angesaugt, die dritte Zelle wird noch zum Teil angesaugt. Die angesaugte Polarisation berechnet sich durch das gewichtete Mittel mit den gemessenen Polarisationen in den Zellen drei bis fünf. (V_{Enden} wird vollständig angesaugt)
3. Aus den Zellen drei, vier und fünf wird das gesamte Volumen zwischen den Verbindungsleitungen angesaugt $V_{OPV_2}^{VL} \approx 12,35$ Liter, aus der Zelle zwei noch ein kleiner Teil. Auch hier wird ein gewichtetes Mittel gebildet (V_{Enden} wird nicht angesaugt).

Die Modellrechnungen zwei und drei stellen die Extremfälle dar und sind damit unwahrscheinlich. Die Wahrheit wird wohl irgendwo dazwischen liegen. Zwei weitere Effekte bleiben bei diesen Überlegungen unberücksichtigt:

- Welche Polarisation ist in den Verbindungsleitungen?
- Wie stark ist die Durchmischung von polarisiertem mit unpolarisiertem ${}^3\text{He}$, das aus dem Getter beim Ansaugen nachströmt?

Da die Volumina der Verbindungsleitungen klein sind und im Optischen Pumpvolumen bei $p \approx 1$ mb Druck ein schneller diffusiver Austausch zwischen diesen und den Pumpzellen besteht, sollten näherungsweise die gleichen Polarisationen erzielt werden. Wie stark die Durchmischung von polarisiertem mit unpolarisiertem ${}^3\text{He}$ tatsächlich ist, kann hier nicht bestimmt werden. In der Auswertung der Messdaten werden wir aber sehen, daß praktisch keine Mischung stattgefunden haben kann.

Nr.	p_{ZV}^{End} [mb]	\bar{f} [Liter/Tag]	\bar{P}_{OPV}^1 [%]	\bar{P}_{OPV}^2 [%]	\bar{P}_{OPV}^3 [%]	P_{ZV} [%]
1	9,5	–	$41 \pm 1, 2$	–	–	$42 \pm 1, 3$
2	200	22	$38, 2 \pm 2, 0$	$38, 5 \pm 2, 0$	–	$39, 5 \pm 1, 2$
3	450	66	$48, 6 \pm 2, 0$	$48, 9 \pm 2, 0$	$47, 2 \pm 2, 0$	$42, 9 \pm 1, 3$
4	530	66	$46, 3 \pm 2, 0$	$46, 7 \pm 2, 0$	$44, 9 \pm 2, 0$	$48, 0 \pm 1, 4$
5	670	63	$41, 3 \pm 2, 0$	$41, 8 \pm 2, 0$	$39, 5 \pm 2, 0$	$38, 5 \pm 1, 2$

Tabelle 4.1: Polarisationsverluste durch Kompression. p_{ZV}^{End} ist der Enddruck bis zu dem das Zwischenvolumen mit dem mittleren Fluß \bar{f} aufpolarisiert wurde. \bar{P}_{OPV}^i gibt die aus dem OPV angesaugte mittlere Polarisation, berechnet nach den im Text beschriebenen drei verschiedenen Modellen, an. Bei der Polarisation P_{ZV} des zurückgeführten ${}^3\vec{\text{He}}$ sind die Verluste durch die Relaxation im Zwischenvolumen schon berücksichtigt.

Zur Bestimmung der Polarisation P_{ZV} in Gleichung (4.4) muß nach dem Aufpolarisieren des Zwischenvolumens ein Teil dieses ${}^3\text{He}$ in das zuvor evakuierte Optische Pumpvolumen (OPV), ohne Polarisationsverluste zurückgeführt werden. Damit der Eichung des Optischen Polarisationsnachweises (OPN) noch vertraut werden kann, sind Drücke im Bereich $p_{OPV} = 0, 7 \dots 2$ mb tolerierbar. Im vorliegenden System ist hierzu keine eigene Schleuse vorgesehen. Als Transfervolumen muß der Kompressor benutzt werden. Dazu wird der Kolben so weit vorgefahren, daß aus dem Zwischenvolumen die passende Gasmenge entnommen werden kann ($p_{OPV} \cdot V_{OPV} \approx 1 \text{ mb} \cdot 36 \text{ Liter}$). Durch das Ventil P1 kann diese Gasmenge dann in das OPV strömen, wo dessen Polarisation mit dem OPN bestimmt wird.

In Abbildung 4.2 ist exemplarisch eine Messung graphisch dargestellt. Es ist die Messung Nr. 4 aus Tabelle 4.1. Die mittlere Polarisation $\langle P_{He} \rangle = 46\%$ beim Aufpolarisieren wurde aus dem arithmetischen Mittel (nach Modell 1) berechnet. Beim Aufpolarisieren sind die Kompressorzyklen von $\tau_z = 20$ s im Polarisationsignal deutlich zu erkennen. Der Lock-In-Verstärker benötigt bei der Rückführungsmessung eine kurze Zeit, bis er richtige Polarisationswerte liefert. Die Relaxation durch die Gasentladung setzt jedoch sofort nach dem Einströmen des ${}^3\vec{\text{He}}$ aus dem Zwischenvolumen ein. Aus diesem Grund müssen die ermittelten Polarisationswerte auf den Startzeitpunkt der Gasentladung reskaliert werden. Eine Übersicht über alle gewonnenen Meßdaten ist in Tabelle 4.1 aufgelistet. Das Zwischen-
volumen (ZV) wurde auf verschiedene Drücke p_{ZV}^{End} gefüllt. Der Fluß \bar{f} zum Füllen des ZV berechnet sich aus dem gemittelten Druck im OPV \bar{p}_{OPV} , dem Kompressorvolumen und der jeweiligen Zykluszeit τ_z . Die Spalten \bar{P}_{OPV}^i geben die mittleren Polarisationen des vom Kompressor angesaugten ${}^3\vec{\text{He}}$ an. Sie sind nach den drei oben vorgestellten Modellen berechnet. Die letzte Spalte P_{ZV} gibt die Polarisationen des aus dem Zwischenvolumen in das Optische Pumpvolumen zurückgeführten ${}^3\vec{\text{He}}$ an. Die Polarisationsverluste, die aufgrund der Relaxation während des Aufpolarisierens im Zwischenvolumen entstehen, sind hier schon berücksichtigt. Allerdings wurde zur Vereinfachungen die Relaxationszeit über den vollen Druckbereich als konstant mit $T_1 = 15$ h angenommen (vgl. hierzu Kapitel 3.7, eigentlich gilt $T_1 = T_1(p_{ZV})$). Während der Aufpolarisationszeit befindet sich natürlich nicht die gesamte

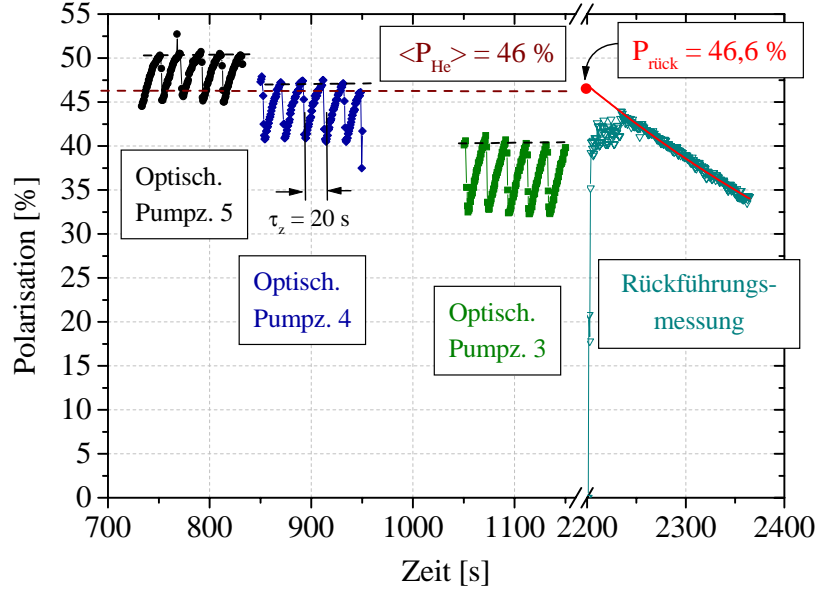


Abbildung 4.2: Polarisationstransfer beim Komprimieren in das Zwischenvolumen. Da nur ein OPN vorhanden ist, muß die Polarisation in den Zellen, aus denen der Kompressor das ${}^3\text{He}$ ansaugt, nacheinander für kurze Zeit bestimmt werden. Als „angesaugte“ Polarisation wird in dieser Abbildung $\langle P_{He} \rangle$ der Mittelwert der gemessenen Polarisationen aus den Optischen Pumpzellen 3, 4 und 5, nach Modell 1 angegeben. Bei der Rückführungsmessung benötigt der Lock-In-Verstärker eine gewisse Zeit, bis er nach Einschalten der Gasentladung richtige Polarisationswerte liefert. Die Relaxation durch die Gasentladung setzt jedoch sofort nach dem Start ein. Aus diesem Grund wird auf den Startzeitpunkt der Gasentladung zurückskaliert.

Gasmenge im Zwischenvolumen. Da der Druckanstieg im ZV linear mit der Zeit verläuft, kann zur Vereinfachung mit der halben Füllzeit $\frac{t_{füll}}{2}$ gerechnet werden. Die Füllzeiten lagen bei diesen Messungen zwischen 35 und 50 min.

Ein weiterer Polarisationsverlust, der nicht auf die Kompression zurückgeführt werden darf, entstand dadurch, daß vor jeder Rückführungsmessung erst das OPV und der Kompressor evakuiert werden mußten. Dies dauerte ca. 15 min. Die dadurch entstandenen Verluste wurden ebenfalls berücksichtigt, so daß sich ein bekannter Verlustfaktor

$$V_{ZV} = 1 - \left(e^{\left(\frac{-t_{füll}}{2 \cdot T_1} \right)} \cdot e^{\left(\frac{-t_{rück}}{T_1} \right)} \right) \quad (4.5)$$

berechnen läßt. Für unsere Beispiele $t_{füll} = 40$ min und $t_{rück} = 15$ min ist $V_{ZV} = 0,038$. Diese beiden bekannten Verluste sind in Abbildung 4.2 nicht berücksichtigt, hier sind reine Meßdaten aufgetragen. Deshalb liegt die Polarisation der zurückgeführten Gasmenge um absolut 1,4 % unter dem Wert aus Tabelle 4.1 Messung Nr. 4.

Die Messung Nr. 1 stellt einen Sonderfall dar. Die Pumpzellen drei, vier und fünf wurden so lange optisch gepumpt, bis sich in allen fünf Zellen eine Gleichgewichtspolarisation eingestellt hat. Zur Polarisationsmessung brannte in den Zellen eins und zwei ebenfalls eine schwache Gasentladung. Nach Bestimmung der Polarisations in allen fünf Pumpzellen wurden die Gasentladungen ausgeschaltet. Bei dieser Messung ist \bar{P}_{OPV}^1 ein gemittelter Wert über alle Pumpzellen. Danach wurde das OPV bis auf einen Restdruck von ca. 0,2 mb in das Zwischenvolumen abgepumpt. Nach dem Evakuieren des Restgases wurde Druckausgleich zwischen Optischem Pumpvolumen und Zwischenvolumen hergestellt. Die Polarisations des so zurückgeführten ${}^3\vec{\text{He}}$ ist in Spalte P_{ZV} aufgeführt.

Messung Nr. 2 ist noch eine etwas ältere Messung, bei der nur auf einen Laser zurückgegriffen werden konnte. Aus diesen Gründen brannte in der ersten und zweiten Zelle keine Gasentladung, folglich sind sie auch nicht optisch gepumpt worden. Deshalb liegen keine Polarisationswerte aus der zweiten Zelle vor, \bar{P}_{OPV}^3 kann also nicht angegeben werden.

Die Fehler der Polarisationswerte \bar{P}_{OPV}^i sind aus den Schwankungen der einzelnen Meßwerte abgeschätzt. Bei den Fehlern für P_{ZV} sind nur die statistischen Unsicherheiten der Polarisationsmessung berücksichtigt, systematische schlagen sowohl bei \bar{P}_{OPV}^i als auch bei P_{ZV} gleich zu buche und spielen so für den Transferfaktor T keine Rolle.

Mit Ausnahme der Messung Nr. 3 konnten im Rahmen der Fehler keine Verluste durch die Kompression festgestellt werden. Da sich die Polarisationswerte der einzelnen Modellrechnungen im Rahmen der Fehler nicht wesentlich unterscheiden wird in der Folge immer $P_{OPV} := \bar{P}_{OPV}^1$ angegeben. Selbst die obere Abschätzung mit Modellrechnung zwei liefert im Rahmen der Fehler einen mit $T = 1$ verträglichen Transfer. Die Messung Nr. 3 muß mit etwas Vorsicht betrachtet werden. Bei der Rückführungsmessung wurde der Kolben des Kompressors nicht sorgfältig genug positioniert, so daß eine zu große Menge ${}^3\vec{\text{He}}$ in die Optische Pumpzelle zurückgeführt wurde, für den Druckeichfaktor $\alpha(p)$ des OPN nicht mehr richtig berechnet wird. Durch Abpumpen wurde der Druck dann gesenkt und zu einem deutlich späteren Zeitpunkt Polarisationswerte ermittelt. Durch die Gasentladung kommt es aber zu einer starken Relaxation ($T_1^{dis} \approx 5$ min), die auf den Zündzeitpunkt der Gasentladung zurückgerechnet wird. Durch den extrem unterschiedlichen Druck kann es hier zu Schwierigkeiten gekommen sein.

Anhand der Meßdaten kann man nun eindeutig sagen, daß die Durchmischung von hoch polarisiertem ${}^3\vec{\text{He}}$ aus den Pumpzellen drei, vier und fünf (OPV₂ vgl. Abbildung 3.4) mit frischem, unpolarisiertem ${}^3\text{He}$, das aus dem Getter während des Ansaugens nachströmt, keine Rolle spielt. Bei der Rückführungsmessung durch das Kompressionsvolumen, bei dem ein Teil des komprimierten ${}^3\vec{\text{He}}$ aus dem Zwischenvolumen zur Polarisationsbestimmung ins OPV zurückgeführt wird, kommt es offensichtlich ebenfalls zu keinen meßbaren Polarisationsverlusten.

4.3 Polarisationsverluste durch die Zuleitung zum Zwischenvolumen

Die Polarisations im Zwischenvolumen kann auch direkt durch NMR Messung (Nuclear Magnetic Resonance) bestimmt werden. Der Aufbau hierzu ist im Anhang A.3 beschrieben. Mit

dieser Meßmethode wird die Magnetisierung M eines Volumens V bestimmt. Um hieraus die Polarisation berechnen zu können, müssen die Spinmenge in diesem Volumen und die Analysierstärke der Meßapparatur genau bekannt sein. Dies ist meist nicht der Fall. Da sich bei gegebenem Aufbau das detektierte Volumen jedoch nicht ändert, kann eine Aussage über den relativen, zeitlichen Verlauf der Polarisation getroffen werden. Beispielsweise wurden mit dieser Meßmethode die Relaxationszeiten in der Speicherzelle, die in Kapitel 3.7 vorgestellt wurden, gemessen. Um einen weiteren Test auf Polarisationsverluste bei der Kompression durchzuführen, wurde das Zwischenvolumen mit $p_{ZV} = 200 \text{ mb}$ polarisiertem $^3\vec{\text{He}}$ gefüllt. Danach wurde der Kolben ständig vor und zurück gefahren. Dabei war Ventil P2 (vgl. Abbildung 3.11) zwischen Kompressor und Zwischenvolumen permanent geöffnet, so daß das $^3\vec{\text{He}}$ aus dem Zwischenvolumen angesaugt und ausgestoßen wurde. Nach dem Ausstoßen wurde jeweils eine NMR Messung durchgeführt. Der Kolben wurde so langsam wie möglich bewegt, die Fahrzeit betrug $t_{fahr} = 15 \text{ s}$. Dabei kam es zu folgenden Polarisationsverlusten:

- Relaxation im Zwischenvolumen. Dieser Verlust kann mit den in Kapitel 3.7 angegebenen Relaxationszeiten berechnet werden und führt zu $\Gamma_{ZV} = \frac{1}{T_1^{ZV}} \leq \frac{1}{14 \text{ h}}$.²
- Relaxation im Kompressionsraum. An den Wänden des Kompressionsraumes kommt es natürlich auch zu Wandrelaxationen, die sich durch die Gleichung (3.27) beschreiben lassen. Beim Kompressor ist dies noch kritischer, da das Volumen beim Komprimieren verringert wird, also $O = O(t)$ und $V = V(t)$. Im Anhang A.2 sind die Verluste durch diesen Effekt berechnet $\left(\frac{P}{P_0}\right) = 0,9991 = \exp(-\bar{\Gamma}_{Kom} \cdot t)$.
- Relaxation des transportierten $^3\vec{\text{He}}$ in den Zuleitungen und beim Vorbeiströmen an dem Ventil. Dies wird durch die Relaxationsrate $\bar{\Gamma}_{strom}$ beschrieben.

Die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung im Zwischenvolumen kann mathematisch wie folgt beschrieben werden:

$$M_{ZV}(t) = M_{ZV}(0) \cdot e^{-\frac{1}{Q_{ges}} \int_0^t [(\Gamma_{ZV} \cdot Q_{ZV}(\tau)) + (\bar{\Gamma}_{Kom} \cdot Q_{Kom}(\tau)) + (\bar{\Gamma}_{strom} \cdot Q_{strom}(\tau))] d\tau} \quad (4.6)$$

$Q_{...}(\tau)$ sind die Gasmengen, die sich zur Zeit τ in den jeweiligen Volumina befinden bzw. die durch das Ventil strömen ($Q_{...}(\tau) = p(\tau) \cdot V_{...}$). Q_{ges} ist die gesamte Gasmenge also $Q_{ges} = p_{ZV}(0) \cdot V_{ZV} = 688 \text{ mb} \cdot \text{l}$. Durch Integration der Gleichung (4.6) und Auflösen nach $\bar{\Gamma}_{strom}$ kann aus den Meßdaten $M_{ZV}(t)$ der Verlust beim Durchströmen des $^3\vec{\text{He}}$ durch die Zuleitung und das Ventil bestimmt werden.

In Abbildung 4.3 ist die gemessene Magnetisierung $M_{ZV}(t)$ in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen. Zur NMR Messung verweilte der Kolben 4 s in vorderer Position. Nach dem Zurückziehen blieb er lediglich für 2 s hinten. Das ergibt eine Zykluszeit von 36 s. Es wurden 52 Meßwerte aufgenommen. An die Daten wurde eine e-Funktion angefitet. Die hieraus bestimmte Relaxationszeit liegt bei $T_1 = 13 \pm 4 \text{ h}$. Der Fehler von $\pm 4 \text{ h}$ ist ein reiner Fehler. Wegen der relativ großen Schwankungen der Meßwerte und der im Vergleich zur

²Wie in Kapitel 3.7 ist die Relaxationszeit im Zwischenvolumen druckabhängig, zur Vereinfachung wird hier ein konstanter Wert angenommen.

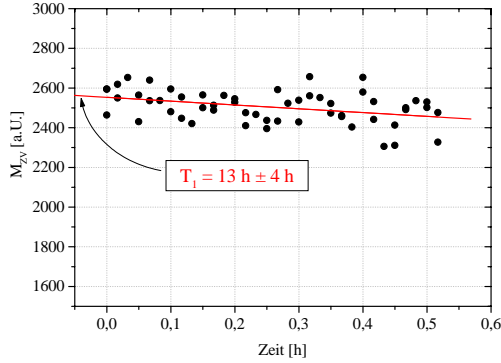


Abbildung 4.3: Polarisationsverluste im Zwischen volumen durch ständiges Ansaugen und Komprimieren. Der Kolben ist für **2 s** zurückgezogen, legt dann innerhalb von 15 s die Strecke von 100 cm nach vorne zurück, wo er 4 s verweilt, um eine NMR Messung durchzuführen, um dann innerhalb von 15 s zurückgezogen zu werden. Das Ventil P2 zwischen Kompressionsraum und Zwischen volumen ist permanent geöffnet.

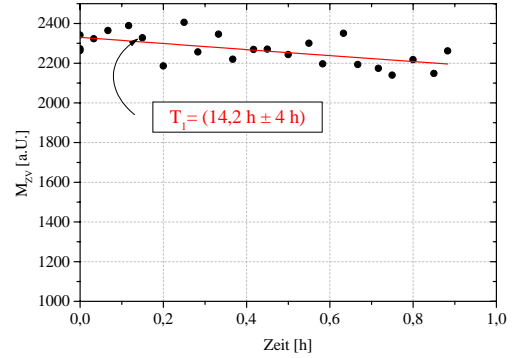


Abbildung 4.4: Polarisationsverluste im Zwischen volumen durch ständiges Ansaugen und Komprimieren. Der Kolben ist für **2 min** zurückgezogen, legt dann innerhalb von 15 s die Strecke von 100 cm nach vorne zurück, wo er 4 s verweilt, um eine NMR Messung durchzuführen, um dann innerhalb von 15 s zurückgezogen zu werden. Das Ventil P2 zwischen Kompressionsraum und Zwischen volumen ist permanent geöffnet.

Relaxationszeit kurzen Meßzeit ist die statistische Unsicherheit sehr groß. In einer weiteren Messung, Abbildung 4.4, stand der Kolben für 2 min hinten, die restlichen Parameter (Fahrzeit und Zeit in vorderer Position) waren identisch. Bei dieser Messung konnte eine e-Funktion mit einer Relaxationszeit von $T_1 = 14,2 \pm 4$ h gefittet werden. Die beiden so gemessenen Relaxationsraten sind mittlere Raten, die alle oben angesprochenen Relaxationseffekte berücksichtigen. Da die gemessenen Raten in gleicher Größenordnung wie Γ_{ZV} und $\bar{\Gamma}_{Kom} = \frac{-\ln(0,9991^2)}{36\text{ s}} \cong \frac{1}{5,5\text{ h}}$ sind, ist die Relaxation durch das Ventil und die Verbindungsleitung vernachlässigbar. Eine sinnvolle quantitative Abschätzung ist aus diesen Daten, auf Grund des extrem kleinen Effektes, nicht zu gewinnen. Nach der theoretischen Berechnung der Verluste durch die Kompression $\bar{\Gamma}_{Kom}$ sollten die Gesamtverluste sogar noch größer sein als die gemessenen. Bei der Integration in Anhang A.2 wurde jedoch vernachlässigt, daß sich die Gasmenge im Kompressionsraum beim Komprimieren verringert und sich somit diese Relaxation nicht auf die gesamte Gasmenge auswirkt. Die wirkliche Relaxationsrate durch die Kompression ist also weitaus kleiner, was auch die Messung bestätigt.

Im regulären Betrieb sollten die Verluste noch geringer sein, da der Kolben seinen Fahrweg in nur 4 s zurücklegt und so das ^3He viel schneller durch die kritischen Bereiche (Ventil und Zuleitung) hindurch strömt.

4.4 Messung der Produktionsrate

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, daß das Polarisator–Kompressor–System in der Lage ist, ${}^3\vec{\text{He}}$ ohne meßbare Polarisationsverluste zu komprimieren. Die zweite Anforderung an das System war eine hohe Produktionsrate an polarisiertem ${}^3\vec{\text{He}}$. Angestrebt wurde ein Fluß von $f > 100 \text{ bar} \cdot \text{l}/\text{Tag}$ bei einer Polarisation von $P > 30\%$. Die Möglichkeit, höhere Polarisationen bei geringeren Flüssen zu erzielen, soll dabei ebenfalls gegeben sein.

Der Fluß des Polarisators ist durch den Ansaugdruck des Kompressors, der gleich dem Druck im Optischen Pumpvolumen p_{OPV} ist, dem Kompressorvolumen V_{Kom} und der Zykluszeit für einen Kompressionszyklus τ_z (siehe Kapitel 3.9) gegeben. Bei einem OPV Druck von beispielsweise $p_{OPV} = 1 \text{ mb}$ und einer Zykluszeit von $\tau_z = 20 \text{ s}$ ergibt sich ein Fluß von

$$f = \frac{p_{OPV} \cdot V_{Kom}}{\tau_z} \cong 0,77 \frac{\text{mb} \cdot \text{l}}{\text{s}} \hat{=} 66,5 \frac{\text{bar} \cdot \text{l}}{\text{Tag}}. \quad (4.7)$$

Die Problematik der Bestimmung der Polarisation des angesaugten ${}^3\vec{\text{He}}$ wurde schon in Kapitel 4.2 diskutiert. Die in diesem Kapitel angegebenen Werte sind arithmetische Mittelwerte der gemessenen Polarisationen in den Optischen Pumpzellen drei, vier und fünf (analog zu dem in Kapitel 4.2 benutzten Modell 1). In Abbildung 4.5 sind die gemessenen Polarisationen in Abhängigkeit des Flusses dargestellt. Die Laserleistung betrug $P_{Laser} = 12 \text{ Watt}$, die Zykluszeit des Kompressors $\tau_z = 20 \text{ s}$. Wie zu erwarten, beobachtet man eine Abnahme der Polarisation mit steigendem Fluß (volle Symbole). Trotz der um Faktor ~ 3 geringeren Laserleistung als in Kapitel 3.2 gefordert, ist das gesteckte Mindestziel mit $f = 122 \text{ bar} \cdot \text{l}/\text{Tag}$ bei einer Polarisation von $P = 30\%$ schon überschritten. Maximal wurde sogar schon eine Polarisation von $P = 53\%$ bei $f = 58 \text{ bar} \cdot \text{l}/\text{Tag}$ erreicht. In Abbildung 4.5 ist auch die Produktionsrate an polarisierten Spins aufgetragen (hohle Symbole). Die Kurve ist relativ flach und hat ein leichtes Maximum bei $f = 122 \text{ bar} \cdot \text{l}/\text{Tag}$. Für morphologische Bildgebung, bei der eine Polarisation von $P_{He} = 30\%$ völlig genügt, ist dies zur Zeit der optimale Arbeitspunkt. Für funktionelle Bildgebung könnte eine höhere Polarisation bei kleineren Flüssen vorteilhafter sein. Vor allem würde ein Arbeitspunkt bei maximaler Polarisation aber eine große Ersparnis an ${}^3\text{He}$ bei kaum verringerter Produktion an polarisierten Spins bringen. Zum Vergleich ist die Polarisation in der Targetzelle des alten Polarisators (Polarisator Mark II) aus Abbildung 2.3 hier ebenfalls noch einmal aufgeführt. Trotz der noch unbefriedigenden Laserleistung von nur $P_{Laser} = 12 \text{ Watt}$ erzielt man mit dem neuen Polarisator Mark III eine gleich hohe Polarisation P_{He} und dies bei einem vier mal höheren Fluß. Damit können die geforderten $6 \text{ bar} \cdot \text{l}$ in drei Stunden aufpolarisiert werden. Auf Grund der kurzen Aufpolarisationszeiten kann das ${}^3\vec{\text{He}}$ nun „just in time“ angeliefert werden. Hierdurch kommt es zu wesentlich geringeren Polarisationsverlusten durch Relaxation in den Experimentierzellen. Höhere Polarisationsgrade des vom Patienten eingeatmeten ${}^3\vec{\text{He}}$ und damit ein größeres $\frac{S}{N}$ wurden beobachtet.

Von der amerikanischen Firma Miti wird ein Polarisator für ${}^{129}\text{Xe}$ und ${}^3\text{He}$ angeboten. Die Kernspinpolarisation wird durch Optisches Pumpen von Rb–Dampf und anschließendem Spinaustausch durch Stöße auf den ${}^{129}\text{Xe}$ – bzw. ${}^3\text{He}$ –Kernspin übertragen, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, erzeugt. Die Leistungskurve dieses Polarisators ist ebenfalls in Abbildung

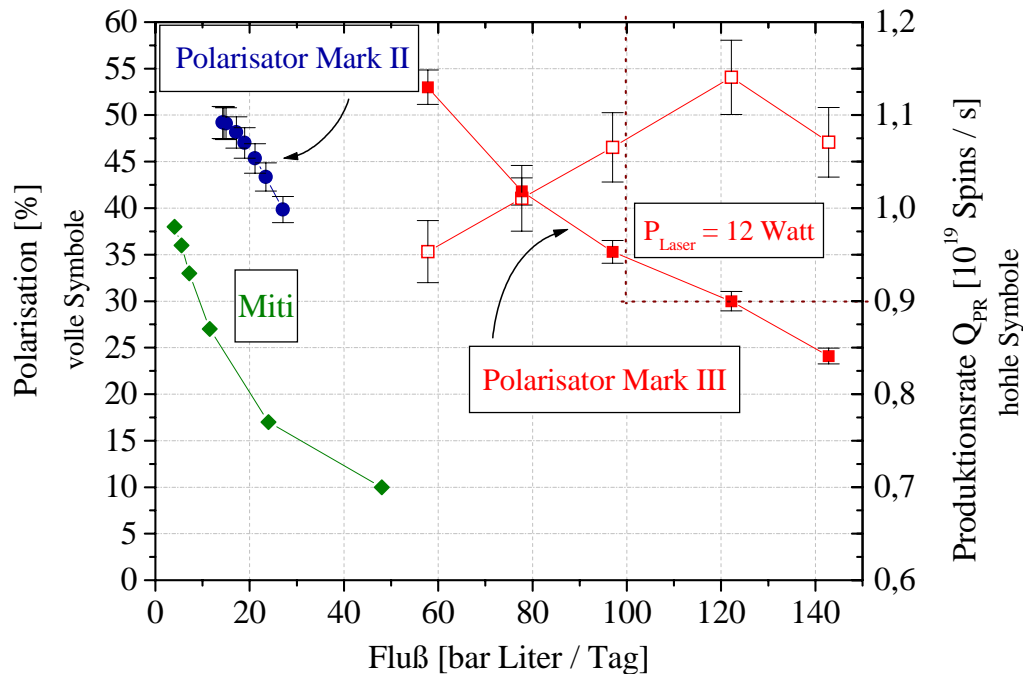


Abbildung 4.5: Dargestellt ist die Polarisation in Abhängigkeit des Flusses ($f = \frac{POPV \cdot V_{Kom}}{\tau_z}$). Die Polarisation P ist das arithmetische Mittel der gemessenen Polarisationen in den Pumpzellen drei, vier und fünf. Die Laserleistung betrug $P_{Laser} = 12$ Watt, die Zykluszeit $\tau_z = 20$ s.

4.5 dargestellt. Die Daten sind aus [Hass99] entnommen. Es werden weder die hohen Polarisationen noch die hohen Flüsse des hier vorgestellten Polarisator Mark III erzielt.

4.5 Polarisationsgrad als Funktion der Laserleistung

In einer weiteren Messreihe wurde die Polarisation in Abhängigkeit des Flusses für verschiedene Laserleistungen aufgenommen. Die Messungen sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die angegebenen Leistungen beziehen sich auf Meßwerte, die direkt vor dem Strahlteilerwürfel der 5. Optischen Pumpzelle (OPZ₅) für den ersten LNA Laser bzw. der 2. Optischen Pumpzelle (OPZ₂) für den zweiten LNA Laser ermittelt wurden (siehe Abbildung 3.4). Direkt nach dem Zusammenbau des Polarisator Mark III stand nur ein LNA Laser zur Verfügung. Aus diesem Grund konnte nur eine Leistung von 3,5 Watt eingekoppelt werden. Der Laserstrahl wurde zuerst in OPZ₅ eingeschossen, danach in die Zellen vier und drei umgelenkt. Der Rest wurde noch in Zelle zwei gespiegelt. Für Zelle zwei blieb jedoch schon fast keine Leistung mehr übrig, so daß OPZ₁ erst gar nicht mit Laserlicht versorgt werden konnte. Eine deutliche Steigerung der Polarisation konnte dann durch den Einsatz eines zweiten LNA Lasers, der, wie in Abbildung 3.4 dargestellt, eingekoppelt wurde, erzielt werden. Die Summe der gemessenen Leistungen ergab $P_{Laser} = 8,6$ Watt. Durch Reinigung und Op-

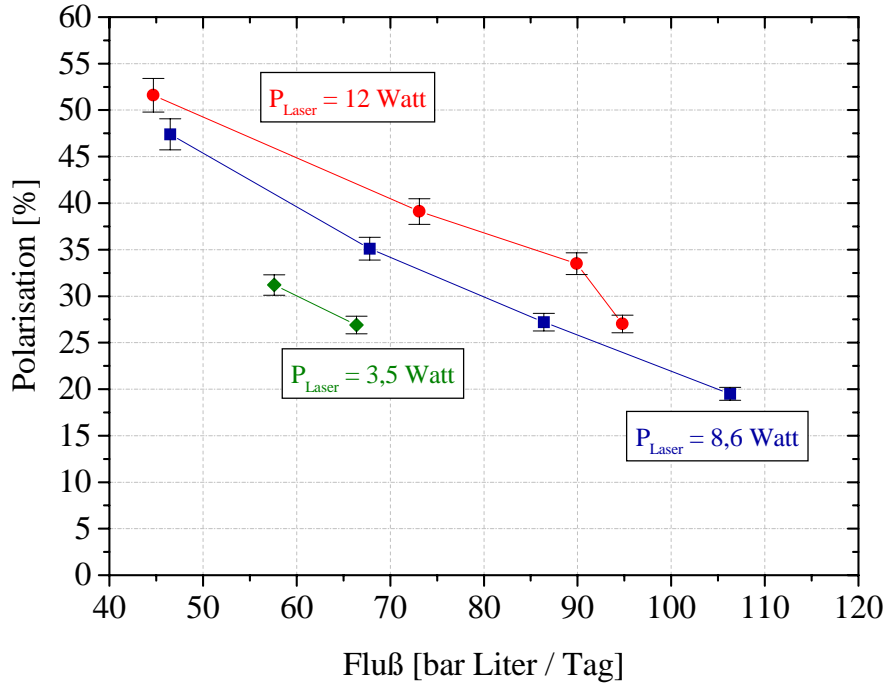


Abbildung 4.6: Aufgetragen ist die Polarisation in Abhängigkeit des Flusses von ${}^3\vec{\text{He}}$ für drei verschiedene Laserleistungen P_{Laser} . Die Laser wurden bei dieser Messung wie in Abbildung 3.4 in das Optische Pumpvolumen eingekoppelt. Bei den Meßwerten mit $P_{Laser} = 3,5$ Watt stand nur ein Laser zur Verfügung, der durch die Zellen fünf, vier, drei und zwei gespiegelt wurde, Zelle eins wurde wegen der zu geringen Intensität nicht mehr mit Laserlicht versorgt. Die Zykluszeit des Kompressors betrug bei diesen Messungen $\tau_z = 30$ s.

timierung konnte die Leistung beider Laser auf zusammen $P_{Laser} = 12$ Watt gesteigert werden. Hierdurch wurde abermals eine deutliche Polarisationssteigerung erzielt. Für noch höhere Leistungen benötigt man ein neues Lasersystem. In [Den00] wird ein Faserlaser, der zur Leistungsverstärkung in eine Verstärkungsfasern eingekoppelt wird, vorgestellt und die Möglichkeiten eines solchen Systems diskutiert. Eine Abschätzung der erreichbaren Polarisation bei höherer Laserleistung aus den Meßdaten der Abbildung 4.6 ist schwer möglich, da hier noch weitere Effekte mitspielen. Besonders ist die Reinheit des ${}^3\text{He}$ im Optischen Pumpvolumen zu nennen. Dieser Punkt wurde schon in Kapitel 2.1 diskutiert. Ein weiterer Punkt ist die Strahlführung und Strahlqualität. Dabei müssen zum einen die Optischen Pumpzellen möglichst gut ausgeleuchtet werden, zum anderen darf das Laserlicht nicht an die Wände des OPV stoßen, wo durch Reflexion gemäß den Fresnelschen Formeln falsche Polarisationsanteile des Laserlichtes entstehen.

5 Funktionelle Bildgebung mit $^3\vec{\text{He}}$ –MRT

Durch den hohen Fluß bei hoher Polarisation sind erste quantitative Studien zur funktionellen Lungenbildgebung mit $^3\vec{\text{He}}$ –MRT möglich. Zur Aufpolarisation wurde ein Fluß von $f = 75 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$ gewählt, so daß die Gasmenge $6 \text{ bar} \cdot \text{l}$ mit $P_{\text{He}} \approx 43\%$ Polarisation in ca. $2,5 \text{ h}^1$ in die Experimentierzellen abgefüllt werden konnte. Bedingt durch diese kurzen Aufpolarisationszeiten war eine optimal schnelle Lieferung zum Patienten oder Probanden möglich, so daß das $^3\vec{\text{He}}$ bereits 2 bis 3 h nach der Abfüllung zum Einatmen bereit stand. Dadurch kommt es in den Experimentierzellen nur zu geringen Polarisationsverlusten. Bei unseren Studien lagen die Relaxationszeiten in den Experimentierzellen bei $T_1 = 30 \dots 50 \text{ h}$. Im Mittel lagen die Polarisierungen also bei

$$P_{MRT} = 0,43 \cdot \exp\left(-\frac{2,5 \text{ h}}{40 \text{ h}}\right) = 0,4 \pm 0,01 \quad (5.1)$$

Damit ist es möglich, funktionelle Bildgebung mit hohem SNR (Signal zu Rauschverhältnis) durchzuführen.

Es werden nun Beispiele für lokale Messungen des Sauerstoffpartialdruckes p_{O_2} , der Diffusionskonstanten ADC und der Ventilation der Lunge vorgestellt. Bei der Bestimmung des Sauerstoffpartialdruckes wird anhand einer Vergleichsmessung, die mit $^3\vec{\text{He}}$ aus dem alten Polarisator Mark II durchgeführt wurde, die Bedeutung hoher Polarisation für dieses Verfahren verdeutlicht. Dabei werden Grundkenntnisse beim Leser von NMR und MRT vorausgesetzt, da eine Einführung in diese Themen den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

5.1 Messung des Sauerstoffpartialdruckes p_{O_2}

Bei der Messung des p_{O_2} mit $^3\vec{\text{He}}$ –MRT gibt es im wesentlichen drei destruktive Effekte, die zum Signalverlust im Laufe der Meßzeit beitragen:

1. Depolarisation durch die HF–Anregungen des MRT, Γ_{HF} .
2. Relaxation in Folge der Wechselwirkung zwischen paramagnetischem Sauerstoff und $^3\vec{\text{He}}$, Γ_{O_2} .
3. Wandrelaxation am Lungengewebe, Γ_{Lunge} .

Hieraus ergibt sich die Ratengleichung

$$\Gamma_{total} = \Gamma_{HF} + \Gamma_{O_2} + \Gamma_{Lunge}. \quad (5.2)$$

¹Für das Einschalten des Systems und der Laser benötigt man ca. 20 min, hauptsächlich zur Stabilisation der Laser.

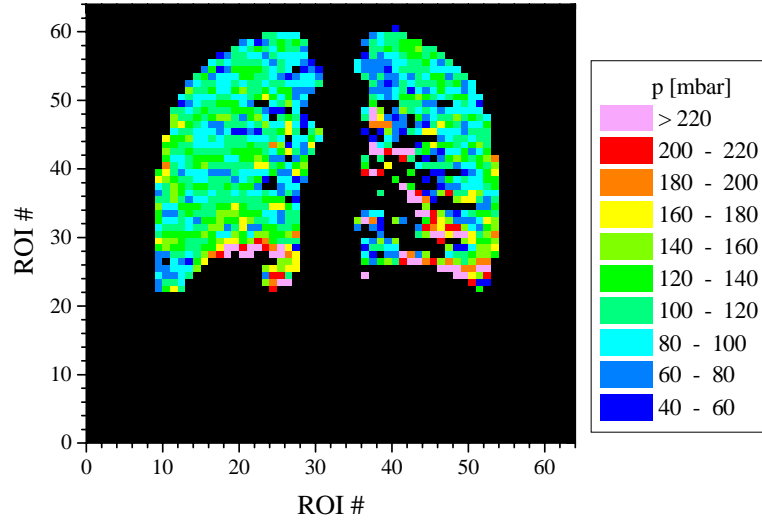


Abbildung 5.1: Karte der Verteilung des Sauerstoffpartialdruckes in einer Lunge einer gesunden Probandin. Die Auflösung von 256×256 Pixel bei einer Bildgröße von $(320 \text{ mm})^2$ wurde in 64×64 ROI (region of interest) (16 Pixel) aufgeteilt, in denen dann der Sauerstoffpartialdruck p_{O_2} lokal bestimmt werden kann.

Die Relaxationsrate Γ_{O_2} wurde bereits in der Einleitung erwähnt. Sie ist in [Saa95] ausführlich untersucht und mit

$$\Gamma_{O_2} = \frac{p_{O_2}}{2,61 \text{ bar} \cdot \text{s}} \quad (5.3)$$

bei $T = 310 \text{ K}$ angegeben. Bei einem Sauerstoffanteil von 21 % in der Luft beträgt $\Gamma_{O_2} \approx (12,4 \text{ s})^{-1}$ bei normalem Luftdruck. In [Den99] und [Ebl98] wurde die Depolarisation in Folge der HF -Anregungen durch die Relaxationsrate $\Gamma_{HF} = -N \frac{\ln(\cos \alpha)}{T_R}$ beschrieben, wobei α der Flippwinkel, N die Anzahl der HF -Anregungen pro Bild und T_R die Repititionszeit zwischen zwei Bildern ist. Diese beiden Relaxationsraten sind in der Lunge von gleicher Größenordnung $\mathcal{O}\left(\frac{\Gamma_{O_2}}{\Gamma_{HF}}\right) = 1$. Die Wandrelaxationsrate ist mit $\Gamma_{Lunge} < (260 \text{ s})^{-1}$ mehr als eine Größenordnung kleiner und kann damit vernachlässigt werden. In Deninger et. al. ([Den99]) wird beschrieben wie man durch Variation des Flippwinkels α oder der Repititionszeit T_R bei zwei unabhängigen Messungen die O_2 bedingte Relaxation von der Depolarisation durch die HF separieren kann. Mittels Gleichung (5.3) kann daraus der Sauerstoffpartialdruck in der Lunge bestimmt werden. In Abbildung 5.1 ist eine Karte der Verteilung des Sauerstoffpartialdruckes in der Lunge einer gesunden Probandin dargestellt. Mit einem Programm, das im Rahmen der Diplomarbeit von B. Escat [Esc00] erstellt wurde, sind die $(320 \text{ mm})^2$ großen Aufnahmen mit einer Auflösung von 256×256 Pixel in 64×64 ROI (region of interest) (16 Pixel) aufgeteilt. Innerhalb dieser ROI wird eine gemittelte Rela-

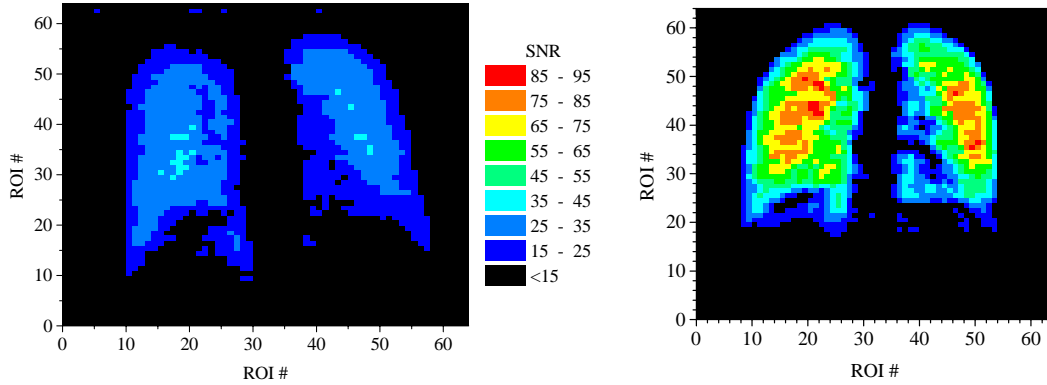


Abbildung 5.2: Karte der Signal zu Rauschverteilung (SNR) in der Lunge eines gesunden Probanden. Über die Aufnahme wurde wieder ein Netzgitter von 64×64 ROI gelegt, in denen dann jeweils das SNR bestimmt wurde.

Abbildung 5.3: Karte der Signal zu Rauschverteilung (SNR) in der Lunge des Probanden aus Abbildung 5.1.

xationsrate bestimmt, aus der dann der Sauerstoffpartialdruck berechnet werden kann. Auf diese Weise kann p_{O_2} lokal bestimmt werden. Die hohe zeitliche Auflösung dieses Verfahrens erlaubt es, die Abnahmerate von p_{O_2} und damit die Aufnahme ins Blut bei angehaltenem Atem zu messen. In Abbildung 5.1 sieht man eine homogene Verteilung über weite Bereiche der Lungenflügel von $80 \dots 140$ mb. In den Randbereichen und der Herzgegend werden signifikant falsche Werte ($p_{O_2} > 220$ mb) gemessen, was daran liegt, daß die ROI nicht mehr vollständig innerhalb der Lunge liegt und dadurch eine inhomogene Signalverteilung über die ROI zustande kommt. Die Genauigkeit, mit der p_{O_2} bestimmt werden kann, ist umgekehrt proportional zum Signal zu Rauschverhältnis (SNR) $\Delta p_{O_2} \propto \frac{\Delta S}{S} \propto \frac{1}{SNR}$. Das Rauschen ist dabei eine Konstante, die von thermisch generierten, zufälligen Strömen im Gewebe (siehe [Ede85]) herrührt. Das Signal ist proportional zur Gasmenge $p \cdot V$, dem Sinus des Flippwinkel α und der Polarisation P_{He} . Um die Meßgröße p_{O_2} nicht unnötig hoch zu verfälschen, arbeitet man mit ^3He -Bolusgrößen von 200 bis 300 ml bei Normaldruck. Da im Falle der hyperpolarisierten Gase mit jeder HF-Anregung um den Winkel α ein unwiederbringlicher Verlust an Polarisation von $\cos \alpha$ einhergeht, beschränkt man sich auf kleine Anregungswinkel $\alpha < 2^\circ$, um möglichst viele Bilder aufnehmen zu können, und so eine höhere Genauigkeit bei der Bestimmung der Abnahmerate des p_{O_2} zu erzielen. Man sieht also deutlich die Bedeutung hoher Polarisierungen für die Genauigkeit, mit der p_{O_2} bestimmt werden kann. Dies wird auch durch die beiden Abbildungen 5.2 und 5.3 dokumentiert. Es sind Karten der Signal zu Rauschverteilung in Lungen von gesunden Probanden. Es wurde wieder das Netzgitter von 64×64 ROI über die $(320 \text{ mm})^2$ großen Abbildungen mit einer

Auflösung von 256 x 256 Pixel gelegt. Für jede ROI wurde das SNR bestimmt. In Abbildung 5.2 können SNR Werte bis maximal $\text{SNR}_{max} = 35$ beobachtet werden, der Mittelwert über die Lunge liegt bei $\overline{\text{SNR}} \sim 24$. Auf Grund längerer Aufpolarisationszeiten und einer geringeren Polarisation beim Abfüllen der Experimentierzelle mit dem alten Polarisator Mark II von nur 35 % lag die Polarisation beim Einatmen bei ca. $P_{He} \sim 25\%$. In Abbildung 5.3 ist der maximale SNR Wert $\text{SNR}_{max} = 85$, der Mittelwert über die Lunge ist $\overline{\text{SNR}} \sim 45$. Die Polarisation war beim Einatmen bei dieser Abbildung $P_{He} \sim 40\%$, wie am Anfang dieses Kapitels beschrieben. Da die leicht größere Gasmenge in Abbildung 5.3 durch einen kleineren Flipwinkel α gegenüber der Abbildung 5.2 fast vollständig ausgeglichen wird, ist das um Faktor zwei größere SNR im wesentlichen durch die gesteigerte Polarisation erzielt worden. Dies wurde zum einen durch eine höhere Polarisation beim Abfüllen der Experimentierzellen durch das neue Polarisator–Kompressor–System und zum anderen durch den gesteigerten Fluß, wodurch eine optimal kurze Zeit zwischen Abfüllung und Nutzung erzielt werden konnte, erreicht.

5.2 Messung des Diffusionskoeffizienten ADC in der Lunge

Als Maß für Größe und Form der Alveolen kann der Diffusionskoeffizient ADC (apparent diffusion coefficient) betrachtet werden. Er gibt an, um welches Verschiebungsquadrat sich ein Teilchen im Mittel pro Zeiteinheit von seinem Ausgangspunkt auf Grund der Brownschen Molekularbewegung entfernt hat. Ist nun der Raum, in dem sich die Moleküle bewegen, so klein, daß die Zahl der Stöße mit den Wänden relevant wird, so liegt keine freie Diffusion mehr vor, was die effektive Diffusionskonstante ADC herabsetzt. Mißt man die Diffusion in allen Raumrichtungen, so ist es eventuell möglich, auf die Form der Alveolen zu schließen. Durch diffusionsgewichtete ${}^3\text{He}$ –MRT ist es möglich, den ADC in der Lunge in vivo zu messen und eine Aussage über eine etwaige Weitung der Alveolen zu treffen ([Han00] und [Han00b]). Dazu wird eine Gradientenechosequenz (FLASH) benutzt, in die ein zusätzlicher bipolarer Gradient eingebaut wird. In Abbildung 5.4 ist der Einfluß eines bipolaren Gradienten bei der diffusionsgewichteten Bildgebung skizziert. Im Fall 1) wird kein zusätzlicher bipolarer Gradient in die FLASH–Sequenz eingebaut. Es kommt zu keiner zusätzlichen Dephasierung. Im Fall 2) kommt es durch den positiven Anteil des bipolaren Gradienten zu einer zusätzlichen Dephasierung der Magnetisierung. Da die Atome in diesem Fall jedoch ortsfest sind, können sie durch einen negativen Gradienten, vom gleichen Betrag wie der positive, vollständig rephasiert werden. Sind die Atome (Spins) nicht ortsfest wie im Fall 3), so wird durch den positiven Anteil des bipolaren Gradienten eine resultierende Phase φ akkumuliert, die durch den negativen Anteil nicht vollständig rephasiert werden kann. Zur Messung des ADC wird nun ein Experiment ohne bipolaren Gradienten und ein weiteres mit durchgeführt. Beim Vergleich der beiden Signalintensitäten beobachtet man einen zusätzlichen Intensitätsverlust auf Grund der resultierenden Phase φ , der von dem bipolaren Gradienten und dem ADC, wie in Gleichung (5.4) dargestellt, abhängt.

$$\frac{S_{G \neq 0}}{S_{G=0}} = \exp(-b \cdot ADC) \quad (5.4)$$

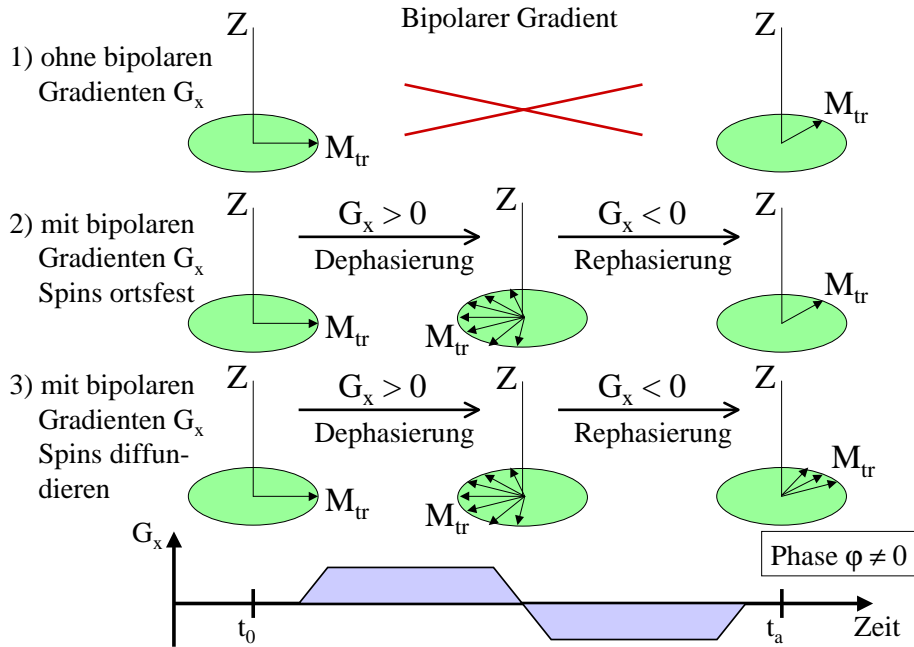


Abbildung 5.4: Schema der diffusionsgewichteten Bildgebung. Zuerst wird kein bipolarer Gradient geschaltet, also kommt es auch nicht zu einer Dephasierung (1)). Schaltet man einen bipolaren Gradienten und ist die Magnetisierung ortsfest, so kommt es auf Grund des positiven Anteils des bipolaren Gradienten ($G_x > 0$) zu einer Dephasierung, die durch den negativen Anteil ($G_x < 0$) vollständig wieder rephasiert werden kann (2)). Ist die Magnetisierung nicht ortsfest, so akkumuliert sich während $G_x > 0$ eine Phase φ auf, die von $G_x < 0$ nicht rephasiert werden kann (3)). Bei diesem Beispiel wurde der Gradient in die x-Richtung (G_x) gewählt, jede andere Richtung ist ebenfalls möglich.

b ist von dem zeitlichen Verlauf und der Stärke des Gradientenfeldes abhängig. Da dieser in der Sequenz festgelegt wird, ist b bekannt. In Abbildung 5.5 (aus [Han00]) sind zwei Aufnahmen eines Patienten mit einer fibrotischen Lunge im rechten Lungenflügel und einem Transplantat links. Die Schichtdicke dieser Aufnahme beträgt $d = 20$ mm bei einem Flippwinkel von $\alpha < 3,5^\circ$. In einem Meßfeld von $(320 \text{ mm})^2$ ist die Auflösung 64×128 Pixel. In Abbildung 5.5 a) ist eine Aufnahme ohne bipolaren Gradienten dargestellt. Es wurde ein maximales Signal zu Rauschverhältnis in einer ROI von $\text{SNR}_{max} = 29,0 \pm 1,9$ erzielt. Abbildung 5.5 b) wurde zur Diffusionswichtung mit bipolarem Gradienten aufgenommen. Die hierdurch resultierende Phase führt zu einem Intensitätsverlust gegenüber der Aufnahme 5.5 a). Zusätzlich wird durch sehr schnelles Schalten des bipolaren Gradienten², das Rauschen durch stärkere Wirbelströme vergrößert. Bedingt durch diese beiden Effekte beträgt das maximale SNR_{max} nur noch $\text{SNR}_{max} = 16,5 \pm 1,1$. Ähnlich wie bei der Bestimmung des

²Um den Einfluß des paramagnetischen Sauerstoffs auf die Signalintensität (vgl. Kapitel 5.1) gegenüber der Referenzmessung ohne bipolaren Gradienten gering zu halten, dürfen die Zeitunterschiede der beiden Sequenzen nicht zu groß sein. Deshalb muß ein großer Gradient ($12 \frac{\text{mT}}{\text{m}}$) schnell geschaltet werden.

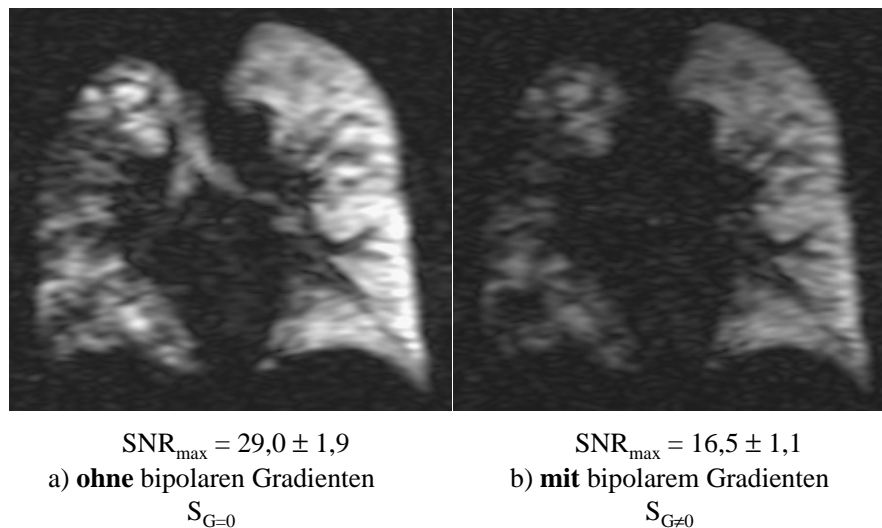


Abbildung 5.5: ^3He –MRT Aufnahme eines Patienten, dessen rechter Lungenflügel (hier links dargestellt, weil von vorne gesehen) fibrotisch ist. Der linke wurde bereits durch ein Transplantat ersetzt. Die Aufnahme wurde aus [Han00] entnommen. Weitere Erklärungen siehe Text.

Sauerstoffpartialdruckes ist auch hier die Genauigkeit, mit der die Diffusionskonstante ADC gemessen werden kann (ΔADC), umgekehrt proportional zum Signal zu Rauschverhältnis SNR. Eine Steigerung des SNR könnte durch noch höhere Polarisationen erzielt werden. Die Messung des ADC mit geringeren Polarisierungen macht keinen Sinn. Wie wichtig eine hohe Signalintensität ist, wird auch beim Vergleich der Signalabnahmen zwischen den beiden Bildern 5.5 a) und 5.5 b) in dem rechten bzw. linken Lungenflügel deutlich. In der fibrotischen Lungenhälfte (rechter Flügel) beträgt die Signalabnahme 82,6 %. Mit dem bekannten Faktor $b = 3,89 \frac{\text{s}}{\text{cm}^2}$ berechnet sich hieraus $\text{ADC} = 0,45 \pm 0,18 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$. Für die transplantierte Lunge ergibt sich bei einer sehr viel geringeren Signalabnahme von 45 % $\text{ADC} = 0,15 \pm 0,02 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$. Berechnet wurden die Werte durch Auswertung in mehreren ROIs über die Lunge verteilt und Mittelwertbildung. Der Fehler der ADC-Werte ist die Standardabweichung bei der Mittelwertbildung. Er gibt Aufschluß über die Homogenität des ADC in der Lunge. Die große Abweichung in der fibrotischen Lunge von relativ 40 % zeugt von einer sehr großen Inhomogenität und damit von einem hohen Grad an Schädigung. Demgegenüber ist die relative Abweichung von 13 % in der transplantierten Lunge eher gering.

Der Signalverlust zwischen den beiden Aufnahmen in Abbildung 5.4 wurde pixelweise ausgewertet und mittels Gleichung (5.6) eine Karte der ADC-Verteilung angefertigt, die in Abbildung 5.5 (aus [Han00]) dargestellt ist. Auch in dieser Auswertung ist gut zu erkennen, daß die transplantierte Lunge eine sehr homogene Verteilung mit einer Streuung im Bereich

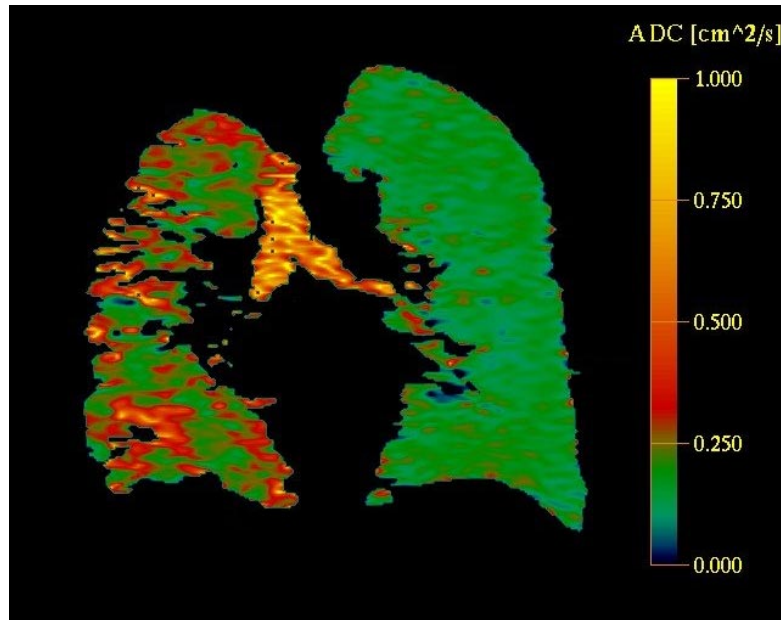


Abbildung 5.6: Darstellung der Verteilung des Diffusionskoeffizienten ADC. Diese Aufnahme stammt aus [Han00].

$0,12 < \text{ADC} < 0,2$ zeigt. Die fibrotische Lunge hingegen zeigt neben deutlichen Ventilationsausfällen eine extrem anisotrope Diffusionsverteilung. Die gemessenen ADC Werte streuen sehr stark $0,13 < \text{ADC} < 0,8$.

5.3 Messung der Lungenventilation mit ^3He -MRT

Durch ultraschnelle ^3He -MRT ist es möglich, die Ventilation der Lunge inspiratorisch und expiratorisch zu beobachten. Langfristiges Ziel ist es, durch quantitative Auswertung des zeitlichen Verlaufs der lokalen Intensitäten, sowohl inspiratorisch als auch expiratorisch, die lungenphysiologisch interessanten Parameter des Totraumvolumens und der funktionellen Residualkapazität zu bestimmen. In W.G. Schreiber et. al. [Sch99] und [Sch00] wird von ersten klinischen Studien mit zwei eigens entwickelten ultraschnellen Gradienten-Echo-Sequenzen berichtet. Zur optimalen morphologischen Darstellung wurde Sequenz (i) mit Schichtselektion programmiert. Es ist eine 2D-FLASH Sequenz, bei der eine Schichtdicke von 40 mm gewählt wurde. Bei einer Auflösung von 64×128 Pixel ergibt sich eine Meßzeit von 210 ms/Bild. Der Flipwinkel beträgt $1,1^\circ$. Bei Sequenz (ii) wurde auf eine Schichtselektion zu Gunsten einer höheren zeitlichen Auflösung von 130 ms/Bild bei einer räumlichen Auflösung von 64×128 Pixel und einem Flipwinkel von $1,0^\circ$ verzichtet. Nach der Gabe von ~ 300 ml ^3He mittels einer speziellen Applikationseinheit (siehe [Lau98] und [Gro00]), wurden mit Sequenz (ii) 160 MR-Aufnahmen während der freien Inspiration und Expiration von Luft gemacht (wir beschränken uns auf die Ergebnisse mit Sequenz (ii), die Bildgebung

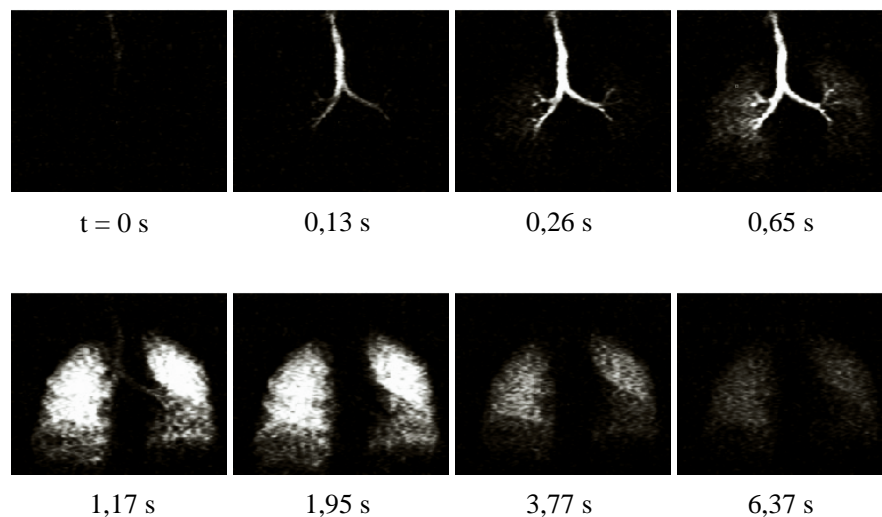


Abbildung 5.7: Auswahl von acht Bildern einer Serie von 160 koronaren Projektionsaufnahmen (mit Sequenz (ii)) der Ventilation einer gesunden Lunge mit $^3\vec{\text{He}}$ -MRT. Die Zeiten unter den Bildern geben an, wann die Aufnahmen nach Inspiration eines 300 ml großen $^3\vec{\text{He}}$ -Bolus und anschließend freier Atmung von Luft entstanden sind.

mit Sequenz (i) ist in den bereits erwähnten Publikationen [Sch99] und [Sch00] veröffentlicht). In Abbildung 5.7 ist eine Auswahl von acht Bildern der insgesamt 160 Aufnahmen dargestellt. Die Zeiten unter den einzelnen Bildern geben an, wann sie, nach der Gabe eines 300 ml großen $^3\vec{\text{He}}$ -Bolus und anschließender freier Atmung von Luft, entstanden sind. Sehr schön kann man verfolgen, wie sich das $^3\vec{\text{He}}$ -Signal zuerst in der Trachea, dann in den Hauptbronchien, dem Bronchialbaum und später im Alveolarbereich ausbreitet. Bronchien konnten bis zur dritten Generation dargestellt werden. Die ersten 6 Bilder wurden in der ersten inspiratorischen Phase aufgenommen, Bild 7 in der expiratorischen, Bild 8 in der zweiten inspiratorischen Phase. Deutlich sieht man die großen Signalverluste durch die Sauerstoffrelaxation (vgl. Kapitel 5.1), die Vielzahl von HF-Anregungen und vor allem durch das Abatmen des $^3\vec{\text{He}}$ in der expiratorischen Phase und erneutes Verdünnen in der zweiten inspiratorischen Phase. Maximal wurde im Lungenparenchym ein Signal zu Rauschverhältnis von $\text{SNR} = 10,9 \pm 3,2$ beobachtet. Für eine solch hohe zeitliche Auflösung sind kurze Repetitionszeiten und Echozeiten von $TR = 2,0$ ms und $TE = 0,7$ ms Voraussetzung. Um diese Zeiten zu realisieren, benötigt man starke Gradientenfelder und sehr kurze Datenakquisitionsfenster, was sich in einem relativ niedrigen SNR niederschlägt, da hierdurch auch hochfrequentes Rauschen erfaßt wird. Durch höhere Polarisierungen könnte jedoch auch hier ein größeres SNR erzielt werden und so genauere Messungen zur Bestimmung des Totraumvolumens und der funktionellen Residualkapazität durchgeführt werden. Aufnahmen

mit einer geringeren Polarisierung führen zu keinen brauchbaren Ergebnissen.

6 Ausblick

Der Ausblick gliedert sich in zwei Abschnitte, zum einen in den technischen und physikalischen Teil, in dem Weiterentwicklungen am Polarisator Mark III vorgeschlagen werden, zum anderen in zahlreiche Anwendungen des ^3He in der medizinischen Forschung.

Zum ersten:

In dieser Arbeit wurde ein neues leistungsstarkes Polarisator-Kompressor-System vorgestellt. Die wichtigsten Leistungsdaten sind die maximal erreichte Polarisation von $P_{He} = 53\%$ bei einem Fluß von

$$f = 57 \frac{\text{bar} \cdot \text{l}}{\text{Tag}} \quad (6.1)$$

und die maximale, polarisationsgewichtete Produktionsrate von

$$Q_{PR} = f \cdot P_{He} = 36,7 \frac{\text{bar} \cdot \text{l}}{\text{Tag}} \hat{=} 1,15 \cdot 10^{19} \frac{\text{Spins}}{\text{s}}. \quad (6.2)$$

Dank der polarisationserhaltenden Kompressionsstufe, wird die Polarisation vollständig in die Experimentierzellen übertragen. In Abbildung 3.2 wurde eine Aufpolarisationskurve an einer geschlossenen Optischen Pumpzelle, die mit hochreinem ^3He gefüllt ist, vorgestellt. Es wurden $P_{StSt} = 79\%$ Polarisation erreicht. Im Optischen Pumpvolumen der Vorläuferversion (Polarisator Mark II) werden Polarisationen bis maximal $P_{max} = 64\%$ (siehe Abbildung 2.3) bei einem Druck von $p = 0,9 \text{ mb}$ gemessen. Im neuen Polarisator Mark III wird zur Zeit eine Polarisation von maximal $P_{He} = 55\%$ erreicht. Der perfekte Polarisationstransfer $T = 1$ beim Komprimieren gewährleistet dennoch ausreichende Polarisation in den Experimentierzellen. Größere Laserleistungen –in Kapitel 3.2 wurde eine erwünschte Leistung von $P_{Laser} = 30 \text{ Watt}$ ageschätzt– würden eine deutliche Steigerung bringen. Hierzu wird zur Zeit ein neues Laserkonzept ausgetestet. Dies beruht auf einem Faserverstärker, in den mit einem Faserlaser als Masteroszillator eingeschossen wird. Mit diesem System werden deutlich höhere Leistungen erwartet.

Eine weitere Steigerung der Polarisation läßt sich auch durch verbesserte Gasreinheit im Optischen Pumpvolumen erzielen. Durch die Inbetriebnahme der in Kapitel 3.1 beschriebenen Reinigungsanlagen (Titangetter 2 und 3 und die beiden, mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kühlfinger) wird hier eine deutliche Verbesserung erwartet.

Die Optischen Pumpzellen drei, vier und fünf werden bei dem Polarisator Mark III als eine Einheit betrachtet, da der Kompressor bei einem Zyklus das ^3He aus ihnen nahezu komplett ansaugt. Dennoch sind die erzielten Polarisationen in diesen drei Zellen stark unterschiedlich, wie die Abbildungen 3.6 und 3.7 belegen. Dies liegt an der stark unterschiedlichen Laserleistung, die in die verschiedenen Pumpzellen eingekoppelt wird. Eine andere Strahlführung als sie bei den Messungen in dieser Arbeit verwendet wurde (siehe Abbildung 3.4) könnte hilfreich sein. Beispielsweise könnte der Strahl aus Laser 1 die fünfte, vierte, und dann die zweite Zelle optisch pumpen, der Stahl aus Laser 2 die Zelle drei und danach eins. So würde in Zelle drei eine deutlich höhere Leistung eingekoppelt. Für die Zellen zwei

und eins sollte dennoch genügend Licht übrig bleiben, da das ${}^3\vec{\text{He}}$ in den Zellen fünf, vier und drei schon vorpolarisiert ist und demnach weniger stark absorbiert.

Außerdem kommt es zu beträchtlichen Leistungsverlusten an den optischen Elementen durch einen zu großen Durchmesser des Laserstrahls, auf Grund zu starker Divergenz. Eine Optimierung der Strahlführung durch besser angepaßte Linsen würde ebenfalls eine Verbesserung bringen.

Zum zweiten:

Bei der Anwendung von ${}^3\vec{\text{He}}$ in der Magnet Resonanz Tomographie ist das Ziel, geeignete Beurteilungen der gewonnenen Bilder zu finden, um Krankheiten in einem früheren Stadium als bislang diagnostizieren zu können. Zuerst ist dabei natürlich die Erfahrung des behandelnden Arztes gefragt, der die morphologischen Bilder interpretieren muß (siehe [Kau96] und [Kau97]). Dazu müssen zahlreiche Studien an Patienten mit bekannten Lungenerkrankungen und an gesunden Probanden durchgeführt werden, mit deren Hilfe die Krankheitsbilder, wie sie diesem Diagnoseverfahren zugänglich sind, erfaßt werden können. Untersuchungen zur quantitativen Beurteilung der gewonnenen Lungenbilder (funktionelle Bildgebung) wurden mit den Messungen der lokalen Sauerstoffverteilung und deren Abnahmerate, mit der Messung der Diffusionskonstanten (ADC) und der Beobachtung der Ventilation durch ultraschnelle MR-Bildgebung, wie in Kapitel 5 beschrieben, durchgeführt. Erste Erkenntnisse und Erfolge sind in [Den99], [Ebl98], [Sch99] und [Sch00] veröffentlicht. Die Weiterentwicklung dieser sehr vielversprechenden Ansätze zur objektiven Diagnose und die Durchführung von Studien an Patienten mit bekannten Krankheiten stehen nun an.

Die Erforschung von Krankheiten, wie Asthma, Mukoviszidose und COPD (Chronisch Obstruktive Pulmonare defekte), über die man bis heute keine völlig gesicherten Erkenntnisse besitzt, sind ein weiteres, großes Feld für die Diagnose mit ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT. Versuchsstudien können mit den großen Mengen an polarisiertem ${}^3\vec{\text{He}}$ die jetzt zur Verfügung stehen, begonnen werden.

Bei der Planung von Operationen zur Lungentransplantation und bei der Entfernung von Bereichen der Lunge, die zur Funktion in Folge einer COPD Erkrankung keine Beiträge mehr leisten, könnte die ${}^3\vec{\text{He}}$ MRT ebenfalls sehr hilfreich sein. Im Endstadium von COPD Erkrankungen werden oft die nicht mehr funktionsfähigen Bereiche der erkrankten Lunge entfernt, um dem restlichen Organ wieder genügend Raum zur Ausdehnung zu verschaffen. Bis jetzt ist es sehr häufig der subjektiven Einschätzung des Chirurgen überlassen, zu beurteilen, welche Teile der Lunge nicht mehr zur Atmung beitragen. In Zukunft könnte im Vorfeld einer Operation, durch funktionelle ${}^3\vec{\text{He}}$ MRT die intakten Teile der Lunge festgestellt und so die Operation optimal geplant werden. Eine wesentlich bessere Atmung der Patienten wäre die Folge.

Die Anwendungen von ${}^3\vec{\text{He}}$ in der medizinischen MRT sind also sehr vielfältig und öffnen den Weg für völlig neue Diagnoseverfahren. Heute schon ist der leistungsstarke Polarisator Mark III in der Lage, die benötigten großen Gasmengen an ${}^3\vec{\text{He}}$ bereit zu stellen. Mit den oben beschriebenen Verbesserungen könnte die Leistung dieses Systems noch deutlich gesteigert werden.

Zusammenfassung

Luftgefüllte Hohlräume des menschlichen Körpers, wie beispielsweise die Lunge, waren für die medizinische Magnet Resonanz Tomographie (MRT) bislang wegen der geringen Dichte von Gasen und der geringen thermischen Polarisierungen (Boltzmannpolarisation $\sim 10^{-6}$) in starken Magnetfeldern ($\sim 1,5$ Tesla) unzugänglich. Durch hyperpolarisierte Gase ($^{129}\vec{\text{Xe}}$ und $^3\vec{\text{He}}$) kann die geringe Dichte durch die hohe Polarisierung ($0,1 \leq P_{Xe}, P_{He} \leq 0,7$) überkompensiert werden.

In der vorgelegten Arbeit wird die Entwicklung eines leistungsstarken Polarisators und Kompressors (Polarisator Mark III) beschrieben, der die geforderten großen $^3\vec{\text{He}}$ -Mengen bereitstellen kann.

Durch Optisches Pumpen von metastabilem $^3\vec{\text{He}}^*$ -Gas bei einem Druck von $p \approx 1$ mb und Spinübertrag mittels Austauschstößen zwischen Atomen im optisch gepumpten, metastabilen Zustand und dem Grundzustand (siehe [Col63]), wird $^3\vec{\text{He}}$ in einem $V = 36$ Liter großen Optischen Pumpvolumen (OPV) auf $P_{He} = 53\%$ bei einem mittleren Fluß von $f = 58 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$ aufpolarisiert. Bei einem Fluß von $f = 122 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$ wird noch eine Polarisierung von $P_{He} = 30\%$ erzielt. Durch Steigerung der Laserleistung von derzeit 12 Watt auf wünschenswerte ca. 20...30 Watt, könnten bei gleichem Fluß Kernspinpolarisationen von $P_{He} = 70\%$ erreicht werden.

Mit einer hier entwickelten Ganzmetall-Titan-Kolbenpumpe erfolgt die Kompression in zwei Stufen. Zuerst wird ein Zwischenvolumen auf Drücke $p_{ZV} = 200 \dots 800$ mb, je nach Anwendung, gefüllt. Mit dem selben Kompressor können anschließend abnehmbare, verschleißbare Experimentierzellen mit $^3\vec{\text{He}}$ aus diesem Zwischenvolumen auf Drücke $p_{EZ} = 1 \dots 6$ bar gefüllt werden. Auf Grund des großen Hubvolumens von $V_{Kom} = 15,4$ Liter können große Gasmengen pro Kompressionszyklus verdichtet werden. Dadurch ist die Relaxation in den Verbindungsleitungen mit großem Oberflächen zu Volumen Verhältnis $\frac{Q}{V}$, auf Grund der Wandrelaxation $\Gamma_1^{Wand} \propto \frac{Q}{V}$, vernachlässigbar. Wegen des großen Verhältnisses aus Kompressionshub $h = 100$ cm und Kompressordurchmesser $\phi = 14$ cm kommt es auch im Kompressionsraum zu keinen meßbaren Polarisationsverlusten. Zusammen mit dem großen Kompressionsfaktor von $K \approx 10000$ sind diese konstruktiven Maßnahmen für den vollständigen Erhalt der Polarisierung bei der Kompression des $^3\vec{\text{He}}$ -Gases verantwortlich.

Beim Vorläufer, der in [Sur95] für die physikalische Grundlagenforschung aufgebaut wurde, waren diese Verluste mit 15%...25% noch erheblich. Hier wurden Polarisierungen von $P_{He} = 40 \dots 50\%$ bei Flüssen von $f = 27 \dots 15 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{Tag}}$ erreicht.

Diese großen Gasmengen an hyperpolarisiertem $^3\vec{\text{He}}$ haben erste klinische Studien funktioneller Lungen-MRT ermöglicht. Durch Messung des Sauerstoffpartialdrucks und dessen Abnahmerate, der Bestimmung der Ventilation und Messung der Diffusionskonstanten in der Lunge, können die Funktionen dieses Organs lokal quantitativ beurteilt werden. Dadurch ist eine Früherkennung möglich, was die Therapiemöglichkeiten verbessern könnte.

A Anhang

A.1 Absorbierte Laserleistung bei der Polarisation P_{He}

Bei gegebener Polarisation P_{He} baut sich ein dynamisches Spintemperaturgleichgewicht nach Gleichung (2.3) auf. Für die Polarisation von beispielsweise $P_{He} = 60\%$ ergibt sich

$$x = \frac{1 + P_{He}}{1 - P_{He}} = 4. \quad (\text{A.1})$$

Daraus erhält man für die relativen Besetzungszahlen $n(m_F^*)$ der Zeemanzustände und die relative Absorption des Laserlichtes $\alpha(m_F^*)$ in diesen Zeemanzuständen, wegen der Übergangswahrscheinlichkeit von 3 : 1 zwischen den Übergängen $2^3S_1 F = 3/2 m_F = -3/2 \rightarrow 2^3P_0 F = 1/2 m_F = -1/2$ und $2^3S_1 F = 3/2 m_F = -1/2 \rightarrow 2^3P_0 F = 1/2 m_F = +1/2$ (vgl. Abb. 2.1) die Werte aus Tabelle A.1. Für die relativen Besetzungszahlen und die re-

m_F	-3/2	-1/2	1/2	3/2	Σ
$n(m_F^*)$	1	4	16	64	85
$\alpha(m_F^*)$	3	4	0	0	7

Tabelle A.1: Relative Besetzungszahlen und Absorption der Zeemanuntersniveaus für $P_{He} = 60\%$.

relative Absorption des Laserlichtes zu Beginn der Aufpolarisation, also für $P_{He} = 0$ und $x = 1$ ergibt sich das Bild in Tabelle A.2. Mit der in Kapitel 3.2.1 berechneten, zu Beginn

m_F	-3/2	-1/2	1/2	3/2	Σ
$n(m_F^*)$	85/4	85/4	85/4	85/4	85
$\alpha(m_F^*)$	63,75	21,25	0	0	85

Tabelle A.2: Relative Besetzungszahlen und Absorption der Zeemanuntersniveaus für $P_{He} = 0\%$.

absorbierten Laserleistung von $P_{abs}(P_{He} = 0) = 20$ Watt erhält man für die absorbierte Laserleistung bei $P_{He} = 60\%$

$$P_{abs}(P_{He} = 0, 6) = \frac{7}{85} 20 \text{ Watt} = 1,6 \text{ Watt}. \quad (\text{A.2})$$

A.2 Relaxation im Kompressionsraum

Beim Verdichten eines Gases durch einen Kolbenkompressor schrumpft sowohl das Volumen als auch die Oberfläche des Kompressionsraumes, so daß $\frac{Q}{V} = \frac{Q(t)}{V(t)}$ mit $0 \leq t \leq T$ (T

Fahrzeit des Kolbens) gilt. Mit Gleichung (3.27) kann dann der Polarisationsverlust durch Integration

$$\left(\frac{P}{P_0}\right) = \exp\left(-\int_0^T \gamma \cdot \frac{O(t)}{V(t)} dt\right) \quad (\text{A.3})$$

berechnet werden. Das Volumen ist durch $V(t) = \pi r^2 x(t) + V_{tot}$ gegeben. Mit $x(t) = h_0(1 - \frac{t}{T})$ und $V_{tot} = \pi r^2 \frac{h_0}{K}$ ergibt sich

$$V(t) = \pi r^2 \left(\frac{h_0}{K} + h_0 \left(1 - \frac{t}{T}\right)\right). \quad (\text{A.4})$$

K ist der Kompressionsfaktor des Kompressors. Ähnliches gilt für die Oberfläche $O(t) = 2O_{SF} + O_{ZM} + O_{ZMtot} = 2\pi r^2 + 2\pi r x(t) + 2\pi r \frac{h_0}{K}$ (O_{SF} Oberfläche Stirnflächen, O_{ZM} Oberfläche Zylindermantel, O_{ZMtot} Oberfläche toten Volumens). Mit $x(t)$ wie oben erhält man

$$O(t) = 2\pi r \left(r + h_0 \left(1 - \frac{t}{T}\right) + \frac{h_0}{K}\right). \quad (\text{A.5})$$

Durch Einsetzen von (A.4) und (A.5) in Gleichung (A.3) ergibt sich

$$\left(\frac{P}{P_0}\right) = \exp\left(-\gamma \frac{2}{r} \left[\int_0^T \frac{r}{\frac{h_0}{K} + h_0 \left(1 - \frac{t}{T}\right)} dt + \int_0^T dt\right]\right). \quad (\text{A.6})$$

Nach Lösen des Integrals erhält man als Polarisationstransfer pro Kompressionshub

$$\left(\frac{P}{P_0}\right) = \exp\left(-2\gamma T \left[\frac{1}{h_0} \ln(1 + K) + \frac{1}{r}\right]\right). \quad (\text{A.7})$$

Bei dem in dieser Arbeit entwickelten Kompressor ist $T \simeq 4$ s, $K = 10000$ (K ist eigentlich druckabhängig, meist interessiert aber nur der Druckbereich bis 600 mb), $h_0 = 100$ cm und $r = 7$ cm. Der material- und oberflächenabhängige Faktor γ wurde in einer Messung, bei der polarisiertes ^3He im Kompressionsraum aufbewahrt wurde, abgeschätzt. In Zeitabständen von 30...60 min wurde das Gas in die Speicherzelle komprimiert und dort mit der NMR-Anordnung die Magnetisierung gemessen. Unter Vernachlässigung der Polarisationsverluste durch die Ventile und durch die Verbindungsleitung und in der Speicherzelle wurde eine Relaxationszeit von $T_1 = 14$ h als untere Grenze abgeschätzt. Aus Gleichung (3.27), der Oberfläche O_{Kom} und dem Volumen V_{Kom} des Kompressionsraums berechnet sich $\gamma_{Kom} = 0,439 \frac{\text{cm}}{\text{h}} = 1,22 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Daraus ergibt sich der Transferfaktor für die Kompression zu

$$\left(\frac{P}{P_0}\right) = 0,9998. \quad (\text{A.8})$$

Die Polarisation bleibt also bei der Kompression praktisch vollständig erhalten. Wird der Kolben sehr viel langsamer bewegt $T \simeq 15$ s (alle übrigen Parameter bleiben gleich) so berechnet man einen Polarisationstransfer von $\left(\frac{P}{P_0}\right) = 0,9991$.

A.3 Auslegung der H_1 -Spulen des NMR-Aufbaus am Zwischen volumen

Der Aufbau zur Messung der Magnetisierung im Zwischen volumen besteht aus einem NMR-Aufbau, der in [Wil95], [Sur95] und [Sch94] beschrieben wurde. Das Flippen der Magnetisierung um den Winkel $\alpha \sim \frac{\pi}{100}$ geschieht allerdings nicht durch Einstrahlung der resonanten Frequenz ω_L senkrecht zum Hauptmagnetfeld H_0 , sondern durch Überlagerung eines senkrechten, konstanten Magnetfeldes H_1 . Dieses Feld ist durch die kleinen H_1 -Spulen mit einem Durchmesser von $\varnothing = 120$ mm und einem Abstand von $d = 120$ mm räumlich auf einen kleinen Bereich im Zwischen volumen begrenzt. Die longitudinale Magnetisierung in diesem Bereich richtet sich entlang des resultierenden Feldes $\vec{H}_0 + \vec{H}_1$ aus. Wird das H_1 -Feld schnell, d.h. nicht adiabatisch abgeschaltet, so kann die Magnetisierung nicht folgen. Der senkrecht zum Hauptmagnetfeld H_0 ausgerichtete Anteil der Magnetisierung beginnt um H_0 zu präzedieren. Dadurch wird in den Pick-Up-Spulen, die sowohl senkrecht zu den H_1 -Spulen als auch senkrecht zum Hauptmagnetfeld stehen, ein Signal U_{ind} induziert. In [Wolf00] sind die beiden Methoden genauer beschrieben und auch verglichen.

Bei der Konstruktion der H_1 -Spulen ist die Eigeninduktivität L zu beachten, da das Magnetfeld nicht adiabatisch abgeschaltet werden soll. Nicht adiabatisch bedeutet in unserem Fall $\Delta t \ll (\omega_L)^{-1} = (\gamma \cdot B_0)^{-1}$. Mit $B_0 = 8$ Gauß und $\gamma = 3,24 \frac{\text{kHz}}{\text{Gauß}}$ folgt $\Delta t \ll 40 \mu\text{s}$. Die Stromanstiegszeit ist durch $\tau = \frac{L}{R}$ gegeben. Mit $R = \frac{\rho l}{F}$ (l Länge des Drahtes und F Querschnittsfläche des Drahtes). Die Eigeninduktivität ist durch $L = \mu \cdot n^2 \cdot r/2$ für eine Ringspule mit der Windungszahl n und dem Radius r gegeben. Damit ergibt sich für die von uns gewählten Ringspulen mit $\varnothing = 120$ mm, $n = 5$ $L = 9,4 \cdot 10^{-7}$ H pro Spule. Da die beiden Spulen in Reihe geschaltet sind, haben sie in der Summe eine Eigeninduktivität von $L \approx 2 \mu\text{H}$. Als Widerstand berechnet sich $R = 0,22 \Omega$. Damit ist die Stromanstiegszeit $\Delta t = 10 \mu\text{s}$ ausreichend klein und der Strom kann nicht adiabatisch ausgeschaltet werden. Dazu wurde von dem Elektroniklabor des Instituts für Physik eigens ein nicht prellender Schalter entwickelt. Die Leistung, die dieser Schalter schalten muß, wird im nun folgenden Absatz berechnet.

Zur Abschätzung des benötigten Stromes durch diese Spulen wird ein Flippwinkel von $\alpha = \frac{\pi}{100}$ vorausgesetzt. Da H_1 senkrecht zu H_0 steht und α klein ist, gilt $\sin \alpha \approx \alpha = \frac{H_1}{H_0}$. Das von den beiden Spulen erzeugte Magnetfeld ist nicht homogen, die beiden Ringspulen sind noch nicht einmal in Helmholtzkonfiguration angeordnet. Aus diesem Grund ist $\alpha = \alpha(\vec{r})$ eine Funktion der Position zwischen den Spulen. Zur Abschätzung des benötigten Stromes betrachten wir zur Vereinfachung nur den Flippwinkel auf der Spulenachse, die wir als x -Achse definieren. Wir fordern nun, daß der mittlere Flippwinkel auf der x -Achse $\bar{\alpha} = \frac{\pi}{100}$ sein soll, wodurch der Verlust an Polarisation durch die NMR-Messung mit $\Delta M/M = 5 \cdot 10^{-4}$ pro Anregung klein ist. Damit erhält man

$$\bar{\alpha} := \frac{1}{2 \cdot r} \int_{-r}^r \alpha(x) dx = \frac{1}{2 \cdot r} \int_{-r}^r \frac{H_1^{ges}(x)}{H_0} dx \stackrel{!}{=} \frac{\pi}{100}. \quad (\text{A.9})$$

Dabei ist r der Radius der Spulenringe, die in einem Abstand von $d = 2 \cdot r$ aufgestellt sind.

Das Magnetfeld einer Ringspule berechnet sich auf der Achse zu [Berb87]

$$H_1(x) = \frac{I \cdot r^2}{2\sqrt{(r^2 + x^2)^3}}. \quad (\text{A.10})$$

Für unsere Anordnung aus zwei Ringspulen mit $n = 5$ Windungen erhält man

$$H_1^{ges}(x) = n \cdot \left(\frac{I \cdot r^2}{2\sqrt{(r^2 + (x+r)^2)^3}} + \frac{I \cdot r^2}{2\sqrt{(r^2 + (x-r)^2)^3}} \right). \quad (\text{A.11})$$

Der Koordinatenursprung wurde auf die x -Achse in die Mitte zwischen die beiden Spulenelemente gelegt. Durch Einsetzen von (A.11) in (A.9) und der Lösung des Integrals

$$\frac{1}{2 \cdot r} \int_{-r}^r H_1^{ges}(x) dx = \frac{n \cdot I}{\sqrt{5} \cdot r} \quad (\text{A.12})$$

erhält man als Abschätzung für den Strom, der durch das Spulenelement mit $n = 5$ Windungen, $\varnothing = 12$ cm und dem Abstand $d = 2 \cdot r = 12$ cm fließen muß, um einen Flippwinkel von $\bar{\alpha} = \frac{\pi}{100}$ auszulösen,

$$I = \sqrt{5} \cdot \frac{H_0 \cdot r}{n} \cdot \frac{\pi}{100} = 0,54 \text{ A}. \quad (\text{A.13})$$

Damit fällt an dem Ohmschen Widerstand der Spulen von $R = 0,22 \Omega$ eine Spannung von nur $U = 0,12$ V ab.

A.4 Das Programm zur Steuerung des Polarisators

Das Programm zur Steuerung des Polarisators wurde unter der Entwicklungsumgebung Visual Designer Version 4.0 der Firma Intelligent Instrumentation geschrieben. Folgende Voraussetzungen müssen von der Hardware mindestens erfüllt werden:

- CPU 486 DX2/66
- RAM 16 MB
- Betriebssystem Win95/Win NT4.0/Win98
- AD-Wandlertarte PC 20098C-1A der Firma Intelligent Instrumentation mit Digitalmodul PC20004M-1 und Analogmodul PC20003M-2 oder kompatible Karten mit folgenden Kanälen
 - 16 Analog in Kanäle mit einer Auflösung von ≥ 12 bit, $U_{in} = 0 \dots 10$ V single ended
 - 2 Analog out Kanäle mit einer Auflösung von ≥ 12 bit, $U_{out} = 0 \dots 10$ V $I_{max} \geq 5$ mA
 - 48 Digitale I/O Kanäle mit TTL-Logik

– Sempelrate > 10 Hz über alle Kanäle

- Harddisk 500 MB
- CDROM Laufwerk

Da die Entwicklungsumgebung sehr viel Speicherplatz benötigt, wird dringend zu einem Rechner mit mindestens 32 MB RAM geraten. Zu dieser Entwicklungsumgebung gibt es keinen Compiler. Im Softwarepaket wird eine Runtime Umgebung mitgeliefert, in der das erstellte Diagramm gestartet wird. Dies macht die Anwendung etwas langsam. Als Steuerungsrechner wurde ein PC P133 mit 48 MB RAM mit 1,7 GB HD unter Windows NT4.0 eingesetzt (Diese Konstellation macht die Anwendung deutlich angenehmer). Die Struktur des Programms ist modular objektorientiert angelegt. In Abbildung A.1 ist die Struktur des Programms dargestellt.

In der *Steuerung* ist die Logik für die zeitliche Abfolge untergebracht. Mit *Start/Stop* kann vom Benutzer die Aufpolarisation gestartet werden. Im *Comparator* ist die Zeitstruktur angelegt. Für jedes Ventil muß vom Benutzer je eine Zeit zum Öffnen und zum Schließen eingegeben werden. Die Werte sind direkt im *Comparator* gespeichert. Alle übrigen Eingabeparameter, bis auf die Werte für die zeitliche Struktur zum Füllen der Experimentierzelle, werden in der Liste *Parameter* unter *Benutzerdefinierte Eingabe* verwaltet.

Sowohl die Eingabeparameter wie auch die Comparatorzeiten können durch das Modul *Parameter speichern* auf ein Speichermedium gesichert oder mit *Parameter laden* eingelesen werden. Zusätzlich gibt es in diesem Modulblock *Ausgaben* noch ein Modul *Monitorausgabe*, in dem die Darstellung auf dem Bildschirm verwaltet wird, und ein Modul *Meßdaten speichern*, mit dem die gemessenen Werte auf Festplatte gesichert werden. In der *Kontrolle* wird der Druck im Zwischenvolumen überwacht, bei Überschreiten des vom Benutzer gewählten Druckes wird die Polarisation durch eine Meldung an die Steuerung gestoppt und das Modul zum Füllen der Experimentierzelle *EZ füllen* frei gegeben. Dieses Modul beginnt aber erst zu arbeiten, wenn a) die Evakuierung zwischen Zellhahn und dem Kompressorauslaßventil (P4 vgl. Abbildung 3.11) abgeschlossen ist und b) ein Knopf vom Benutzer zum Füllen der Experimentierzelle betätigt wurde. Dieses Modul sperrt den *Comparator* und arbeitet mit einer eigenen zeitlichen Struktur. Die Zeiten zur Steuerung werden vom Benutzer eingegeben und in einer Liste in diesem Modul verwaltet. Sie können ebenfalls durch *Parameter laden/speichern* gesichert werden. Die Ansteuerung der Hardware geschieht in dem Block *terminale Komponenten*, der sowohl die Auslese der AD-Wandlerkarte als auch das Öffnen und Schließen der Ventile mittels TTL-Logik über die Digit out Kanäle erledigt. Die sich hier anschließende Hardware ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Die ermittelten Spannungen werden im Block *Berechnungen* mit den jeweiligen Kennlinien der Sensoren in den gemessenen Wert umgerechnet. In diesem Block wird ferner in *EZ Berechnung* noch der benötigte Druck im Zwischenvolumen p_{ZV} zur Füllung einer Experimentierzelle mit dem Volumen V_{EZ} auf den Druck p_{EZ} mit einem Kompressorhub berechnet und vorgeschlagen. Dieser Wert kann per Knopfdruck in die Parameterliste übernommen werden. In dem Modul *Nadel. Poty soll* wird die Sollspannung am Potentiometer des Nadelventils mittels des gewünschten Optischen Pumpvolumendruckes p_{OPV} und der Getterfüllzeit berechnet. Im Block *Hilfsmodule* sind alle Module, die einfache Steuerungsaufgaben übernehmen, ver-

kapselt. *Meßdaten Trigger* gibt einen Triggerpuls, wenn neue Meßwerte ausgelesen werden sollen. Die Intervallzeit kann vorgewählt werden. *Hydrauliktrigger*, *Hydraulik umsetzen* und *Antrieb umsetzen* steuert das Hydraulikaggregat, um den Kolben vor und zurück zu ziehen. *P11 Steuerung* dient zum Schließen von Ventil P11, wenn der berechnete Solldruck p_{Getter} erreicht ist. *Res1/Res2* stellt sicher, daß beim Umschalten von Reservoir 1 auf Reservoir 2 eine Wartezeit zwischen dem Schließen des einen Ventils und Öffnen des anderen Ventils eingehalten wird, damit kein Gasaustausch stattfindet. *Nadel Vent. Steuer.* steuert den Elektromotor zum Stellen des Nadelventils an, bis die Sollspannung am Potentiometer anliegt. Mit dem Modul *V_{tot} evakuieren* kann nach dem Komprimieren das tote Volumen des Kompressors evakuiert werden, wie dies im Polarisator Mark II üblich war. Diese Option wird auf Grund des großen Kompressionsfaktors nicht mehr benötigt, wie in Kapitel 4.2 gezeigt. In Abbildung A.2 ist die Benutzeroberfläche des Programms dargestellt. Die vom Benutzer verlangten Eingabewerte sind hier dargestellt. Zusätzlich befinden sich hier noch die Ausgaben der Meßwerte, für die Drücke und die Polarisierung. In der linken unteren Ecke kann eine graphische Darstellung der Polarisierung geöffnet werden.

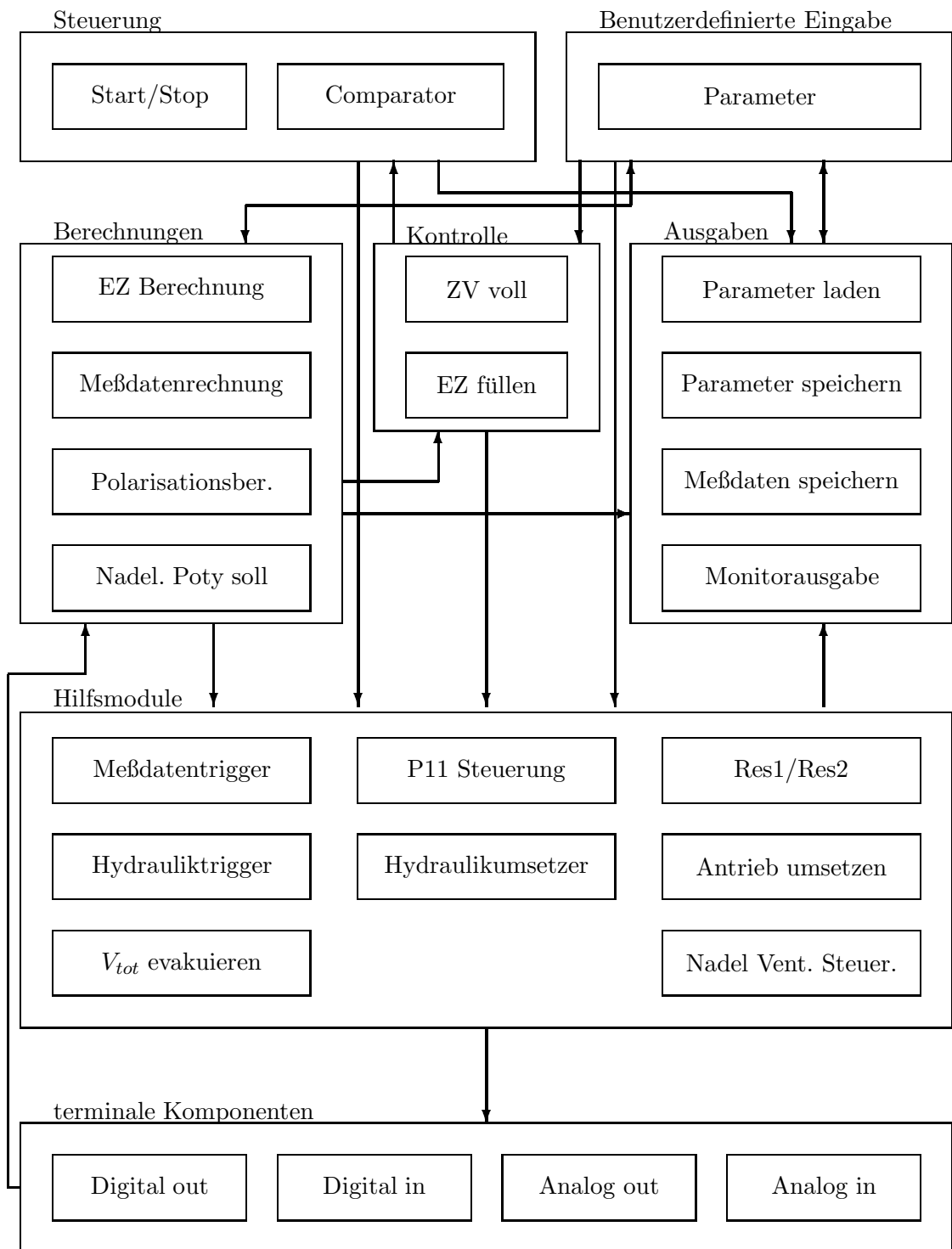


Abbildung A.1: Aufbau des Programms zur Steuerung des Polarisator-Kompressor-Systems. Es ist unter der Entwicklungsumgebung Visual Designer Version 4.0 der Firma Intelligent Instrumentation geschrieben.

Literaturverzeichnis

- [Abr61] A. Abragam; „The principles of Nuclear Magnetism“; Oxford University Press, London, England, (1961).
- [Albe94] M.S. Albert, G.D. Cates, B. Driehuys, W. Happer, B. Saam, C.S. Springer, Jr. A. Wishnia; „Biological magnetic resonance imaging using laserpolarized ^{129}Xe “; Nature 137, (1994) 199.
- [Bar74] R. Barbé, M. Leduc, F. Laloë; „Résonance magnétique en champ de radio-frequence inhomogène“; Journ. de Physique 35, (1974) 699 – 725 und 935 – 951.
- [Bec94] J. Becker, W. Heil, B. Krug, M. Leduc, M. Meyerhoff, P. J. Nacher, E. W. Otten, Th. Prokscha, L. D. Scheerer, R. Surkau; „Study of mechanical compression of spin-polarized ^3He gas“; Nucl. Instr. & Meth. A 346, (1994) 45 – 51.
- [Bec99] J. Becker, H.G. Andresen, J.R.M. Annand, K. Aulenbacher, K. Beuchel, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, M. Ebert, D. Eyl, A. Frey, P. Grabmayr, T. Großmann, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, C. Herberg, J. Hoffmann, J.D. Kellie, F. Klein, K. Livingston, M. Leduc, M. Meyerhoff, H. Möller, Chr. Nachtigall, A. Natter, M. Ostrick, E.W. Otten, R.O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, H. Schmieden, R. Sprengard, M. Steigerwald, K.-H. Steffens, R. Surkau, Th. Walcher, R. Watson, E. Wilms; „Determination of the neutron electric form factor from the reaction $^3\text{He}(e, e'n)$ at medium momentum transfer“; Eur. Phys. J. A 6, (1999) 329–344.
- [Berb87] J. Berber, H. Kacher, R. Langer; „Physik –Formeln –Tabellen“; B.G Teubner Stuttgart 3. Aufl. (1987).
- [Ber00] J. Bermuth; laufende Promotion an der Universität Mainz (2000).
- [Big92] N.P. Bigelow, P.J. Nacher, M. Leduc; „Accurate optical measurement of nuclear polarization in optically pumped ^3He gas“; J. Phys. II France 2, (1992) 2159–2179.
- [Bou60] M.A. Bouchiat, T.R. Carver, C.M. Varnum; „Nuclear Polarization in ^3He Gas induced by Optical Pumping and Dipolar Exchange“; Phys. Rev. Lett. 5, (1960) 373–375.
- [Chu87] T.E. Chupp, M.E. Wagshul, K.P. Coulter, A.B. McDonald, W. Happer; „Polarized, high-density, gaseous ^3He targets“; Phys. Rev. C 36:6, (1987) 2244–2251.

- [Col63] F.D. Colegrove, L.D. Schearer, K. Walters; „Polarization of ^3He Gas by Optical Pumping“; Phys. Rev. 132 (1963) 2561 – 2572,
G.K. Walters, F.D. Colegrove, L.D. Schearer; „Nuclear polarization of ^3He gas by metastability exchange with optically pumped metastable ^3He Atoms“; Phys. Rev. Lett. 8:11, (1962) 439 – 442.
- [Dem91] W. Demtröder; „Laserspektroskopie“; Springer-Verlag 2. Aufl. (1991)
- [Den97] A. Deninger; „Systematische Untersuchungen zur Wandrelaxation in polarisierten ^3He Hochdruckzellen“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1997).
- [Den00] A. Deninger; „Methodische Entwicklung der sauerstoff-sensitiven ^3He Kernspintomographie“; Dissertation an der Universität Mainz (2000).
- [Den99] A. Deninger, B. Eberle, M. Ebert, T. Großmann, W. Heil, H.-U. Kauczor, L. Lauer, K. Markstaller, E. Otten, J. Schmiedeskamp, W. Schreiber, R. Surkau, M. Thelen, N. Weiler; „Quantification of regional intrapulmonary oxygen partial pressure evolution during apnea by ^3He MRI. J. Magn. Reson. 141, (1999) 207-216.
- [Dup71] J. Dupont-Roc, M. Leduc and F. Laloë; „New Value for the metastability Exchange Cross Section in Helium“; Phys. Rev. Lett. 27, (1971) 467-470.
- [Ebl98] B. Eberle, N. Weiler, K. Markstaller, H.-U. Kauczor, A. Deninger, M. Ebert, T. Grossmann, W. Heil, L.O. Lauer, T.P.L. Roberts, W.G. Schreiber, R. Surkau, W.F. Dick, E.W. Otten and M. Thelen; „Analysis of interpulmonary O_2 -concentrations by magnetic resonance imaging of inhaled hyperpolarized $^3\text{Helium}$ “; J. Appl. Physiology 87(6), (1999) 2043–2052.
- [Ebe95] M. Ebert; „Fertigstellung und erste Experimente mit abfüllbaren polarisierten ^3He Hochdruckzellen“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1995).
- [Ebe96] M. Ebert, T. Großmann, W. Heil, E.W. Otten, R. Surkau, M. Leduc, P. Bachert, M.V. Knopp, L.R. Schad, M. Thelen; „Nuclear magnetic resonance imaging with hyperpolarised helium-3“; The Lancet, 347, (1996) 1297–1299.
- [Eck92] G. Eckert, W. Heil, M. Meyerhoff, E.W. Otten, R. Surkau, M. Werner, M. Leduc, P.J. Nacher and L.D. Schearer; „A dense polarized ^3He target based on compression of optically pumped gas“; Nuc. Inst. & Meth. A320, (1992) 53–65.
- [Ede86] W.A. Edelstein, G.H. Glover, C.J. Hardy and R.W. Redington; „The Intrinsic Signal-to-Noise Ratio in NMR Imaging“; Magn. Res. Med. 3, (1986) 619–625.
- [Ede85] W.A. Edelstein, G.H. Glover, C.J. Hardy and R.W. Redington; „The Intrinsic Signal-to-Noise Ratio in NMR Imaging“; Magn. Res. in Med. 3, (1985) 619–625.
- [Esc00] B. Escat; „Systematic analysis of oxygen-sensitive ^3He -MRI“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (2000).

- [Fit69] W. A. Fitzsimmons, L. L. Tankersley, G. K. Walters; „Nature of Surface-Induced Nuclear-Spin Relaxation of Gaseous He³“; Phys. Rev. 179:1, (1969) 156 – 165.
- [Gam65] R.L. Gamblin, T.R. Carver; „Polarization and Relaxation Processes in ³He Gas“; Phys. Rev. 138:4A, (1965) 946–960.
- [Gro96] T. Großmann; „Optimierung beschichteter ³He-Zellen mit Anwendung in der Kernspintomographie“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1996).
- [Gro00] T. Großmann; laufende Promotion an der Universität Mainz (2000).
- [Han00] G. Hanisch, W.G. Schreiber, T. Diergarten, K. Markstaller, B. Eberle, H.–U. Kauczor, T. Großmann, M. Thelen; „Investigation of Intrapulmonary Diffusion by ³He MRI“; Eur. Radiol. 10, (2000) S345.
- [Han00b] G. Hanisch; laufende Promotion an der Universität Mainz (2000).
- [Hass99] K.C. Hasson; „Polarized helium-3 production and transport system“; Diskussionsbeitrag auf dem Workshop: „Hyperpolarized Gases in Magnetic Resonance“; Les Houches (1999).
- [Has00] J. Hasse; „Charakterisierung und Optimierung eines He- 3-Kompressors“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (2000).
- [Heil98] W. Heil, K. Andersen, D. Hofmann, H. Humblot, J. Kulda, E. Lelievre-Berna, O. Schärpf, F. Tasset; „³He neutron spin-filter at ILL“; Physica B 56, (1998) 241–243.
- [Heil99] W. Heil, J. Dreyer, D. Hofmann, H. Humblot, E. Lelievre-Berna, F. Tasset; „³He neutron spin-filter“; Physica B 267–268 (1999) 328–335
- [Hof96] D. Hofmann; „Optimierung des optischen Pumpens in einer Füllstation für hyperpolarisiertes ³He und Anwendung von ³He in der Kernspintomographie“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1996).
- [Kau96] H.–U. Kauczor, D. Hofmann, K.–F. Kreitner, H. Nilgens, R. Surkau, W. Heil, A. Pottast, M. Knopp, E.W. Otten and M. Thelen; „Normal and abnormal pulmonary ventilation: Vizualization at hyperpolarized He-3 MR imaging.“; Radiology 201, (1996) 564-568.
- [Kau97] H.–U. Kauczor, M. Ebert, K.–F. Kreitner, H. Nilgens, R. Surkau, W. Heil, D. Hofmann, E.W. Otten and M. Thelen; „Imaging of the lungs using ³He MRI: Preliminary clinical experience in 18 patients with and without lung disease.“; J. Magn. Res. Imag. 7, (1997) 538-543.
- [Lar91] B. Larson, O. Häusser, P.P.J. Delheij, D.M. Whittal, D. Thiessen; „Optical Pumping of Rb in the Presence of High-Pressure ³He-Buffer Gas“; Phys. Rev. A 44:5 (1991) 3108.

- [Lau98] L. Lauer; „Arbeiten zur Applikation von polarisiertem ^3He in MR-Tomographen“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1998).
- [Lor93] W. Lorenzon, T.R. Gentile, H. Gao, R.D. Mc Keown; „NMR calibration of optical measurement of nuclear polarization in ^3He “; Phys. Rev. A 47:1 (1993) 468–479.
- [Mey94] M. Meyerhoff, D. Eyl, A. Frey, H.G. Andresen, J.R.M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, J.E. Ducret, H. Fischer, P. Grabmayr, S. Hall, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, J. Hoffmann, J.D. Kellie, F. Klein, M. Leduc, H. Möller, Ch. Nachtigall, M. Ostrick, E.W. Otten, R.O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, L.D. Schearer, H. Schmieden, K.-H. Steffens, R. Surkau, Th. Walcher; „First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ^3He “; Phys. Lett. B 327, (1994) 201 - 207.
- [Mie92] Ch. Mies; „Weiterentwicklung eines LNA-Lasers und Optimierung des optischen Pumpens von ^3He “; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1992).
- [Midd95] H. Middleton, R.D. Black, B. Saam, G.D. Cates, G.P. Cofer, R. Guenther, W. Happer, L.W. Hedlund, G.A. Johnson, K. Juvan, J. Swartz; „MR Imaging with Hyperpolarized ^3He Gas“; Magn. Res. Med. 33, (1995) 271–275.
- [Nac85] P.J. Nacher and M. Leduc; „Optical pumping in ^3He with a laser“; J. Physique 46 (1985) 2057–2073.
- [New93] N.R. Newbury, A.S. Barton, G.D. Cates, W. Happer, H. Middleton; „Gaseous ^3He – ^3He magnetic dipolar spin relaxation“; Phys. Rev. A 48:6, (1993) 4411 – 4420.
- [Pupp91] W. Pupp, H. K. Hartmann; „Vakuumtechnik Grundlagen und Anwendungen“, Hanser (1991).
- [Roh94] D. Rohe; „Optimierung des optischen Pumpprozesses von ^3He und Kontrolle der Kernspinpolarisation“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1994).
- [Roh99] D. Rohe, P. Bartsch, D. Baumann, J. Becker, J. Bermuth, K. Bohinc, R. Böhm, S. Buttazzoni, T. Caprano, N. Clawiter, A. Deninger, S. Derber, M. Ding, M. Distler, A. Ebbes, M. Ebert, I. Ewald, J. Friedrich, J. M. Friedrich, R. Geiges, T. Großmann, M. Hauger, W. Heil, A. Honegger, P. Jennewein, J. Jourdan, M. Kahrau, A. Klein, M. Kohl, K. W. Krygier, G. Kubon, A. Liesenfeld, H. Merkel, K. Merle, P. Merle, M. Mühlbauer, U. Müller, R. Neuhausen, E. W. Otten, Th. Petitjean, Th. Pospischil, M. Potokar, G. Rosner, H. Schmieden, I. Sick, S. Širca, R. Surkau, A. Wagner, Th. Walcher, G. Warren, M. Weis, H. Woehrle, M. Zeier; „Measurement of the neutron

electric form factor G_{en} at 0.67 (GeV/c)^2 via ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}(\vec{e}, e'n)$ “ Phys. Rev. Lett. 83, (1999) 4257.

- [Saa95] B. Saam, W. Happer, H. Middleton; „Nuclear relaxation of ${}^3\text{He}$ in the presence of O_2 “; Phys. Rev. A 52, (1995) 862 – 865.
- [Sch94] M. Schäfer; „Untersuchungen zur Steigerung der Relaxationszeit von polarisiertem ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ durch Wandbeschichtung“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1994).
- [Sch65] L. D. Schearer, G. K. Walters; „Nuclear Spin–Lattice Relaxation in the Presence of Magnetic–Field Gradients“; Phys. Rev. 139:5A, (1965) 1398 – 1402.
- [Sch99] W.G. Schreiber, K. Markstaller, B. Eberle, H.–U. Kauczor, G. Hanisch, N. Weiler, R. Surkau, M. Thelen; „Ultrafast MR–Imaging of threedimensional distribution of hyperpolarized Helium–3 diffusion coefficient in the lung.“ European Radiology 9, (1999) 542.
- [Sch00] W.G. Shreiber, N. Weiler, H.–U. Kauczor, K. Markstaller, B. Eberle, J. Hast, R. Surkau, T. Großmann, A. Deninger, G. Hanisch, E.W. Otten, M. Thelen; „Ultraschnelle MRT der Lungeventilation mittels hochpolarisiertem Helium–3“; RöFo 172, (2000) 129–133.
- [Sch98] J. Schmiedeskamp; „Weiterentwicklung des Polarisations- und Kompressionskonzeptes für ${}^3\text{He}$ “; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1998).
- [Sli63] C.P. Slichter; „Principles of Magnetic Resonance“; Harper & Row Publishers; New York (1963).
- [Sur91] R. Surkau; „Weiterentwicklung eines LNA–Festkörperlasers zum optischen Pumpen von ${}^3\text{He}$ “; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1991).
- [Sur95] R. Surkau; „Entwicklung und Test eines ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ –Neutronen-Spinfilters“; Dissertation an der Universität Mainz (1995).
- [Sur97] R. Surkau, J. Becker, M. Ebert, T. Großmann, W. Heil, D. Hofmann, H. Humblot, M. Leduc, E.W. Otten, D. Rohe, K. Siemensmeyer, M. Steiner, F. Tasset, N. Trautmann; „Realization of a broad band neutron spin filter with compressed, polarized ${}^3\text{He}$ gas“; Nucl. Inst. & Meth. A 384 (1997) 444 – 450.
- [Tim71] R. S. Timsit, J. M. Daniels, A. D. May; „Nuclear Relaxation of ${}^3\text{He}$ Gas on Various Solid Surfaces“; Canadian J. Phys. 49 (1971) 560 – 575.
- [Var] „Varian Vacuum Products Catalog“; Katalog der Firma Varian (1995/96).
- [Wag92] M. E. Wagshul; „Polarisation of ${}^3\text{He}$ by spin exchange with high–density laser optical pumped Rb vapor“; Doktorarbeit an der Harvard University (1992).

- [Wil95] E. Wilms; „Absolutmessung der Kernspinpolarisation in abfüllbaren polarisierten $^3\vec{\text{He}}$ -Hochdruckzellen“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (1995).
- [Wolf00] M. Wolf; „Systematische Untersuchungen zur oberflächeninduzierten Relaxation von kernspinpolarisiertem He-3“; Diplomarbeit an der Universität Mainz (2000).
- [Wut82] Wutz, Adam, Walcher; „Theorie und Praxis der Vakuumtechnik“, Friedrich Vieweg und Sohn, Braunschweig/Wiesbaden (1982).